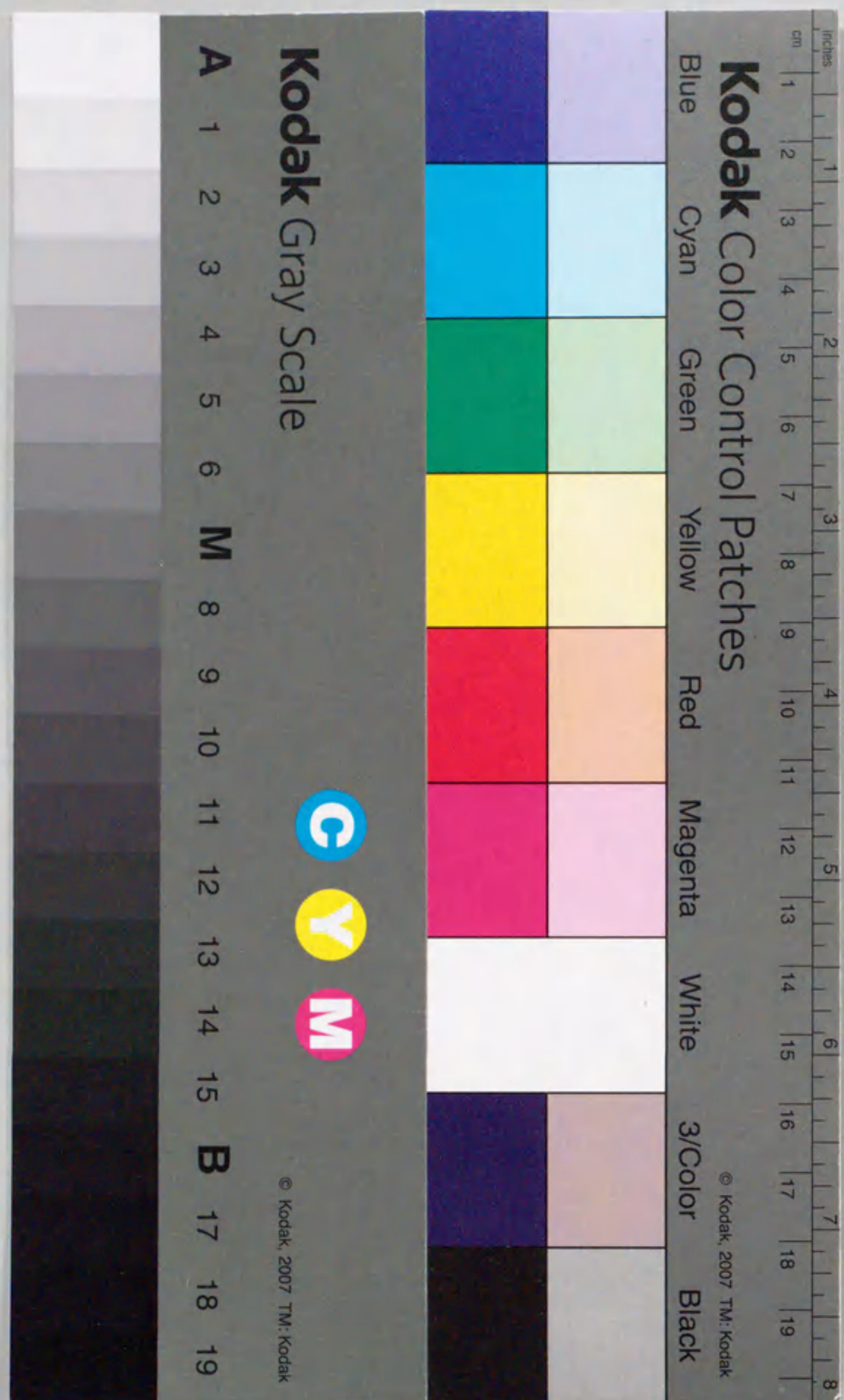


高クヌッセン数における浮動ヘッドスライドの
動的浮上特性に関する研究

林 武 文



報告番号 乙 4220号

①

高クヌッセン数における浮動ヘッドスライダの
動的浮上特性に関する研究

平成4年3月

林 武 文

目 次

記 号

第1章 序 論	1
第2章 浮動ヘッドスライダの動特性に関する各種解析法の比較	11
2.1 緒 言	11
2.2 数値計算法	13
2.2.1 スリップ流れ近似に基づく修正レイノルズ方程式	13
2.2.2 直接数値積分法による非線形解析	15
2.2.3 摂動法に基づく過渡応答の解析法	17
2.3 計算結果および考察	21
2.3.1 媒体のうねりに対する応答解析	21
2.3.2 媒体表面の突起に対する応答解析	27
2.4 結 論	30
第3章 可視レーザ干渉法による大変位を伴う過渡応答の測定	31
3.1 緒 言	31
3.2 実験方法	32
3.2.1 実験装置	32
3.2.2 過渡応答の測定方法	36
3.3 実験結果と計算結果の比較	41
3.4 結 論	46
(参考) 媒体面の並進変位に対する浮上すきま変動の測定と解析	47
第4章 表面粗さを考慮したスライダの過渡応答の解析	51
4.1 緒 言	51
4.2 平均レイノルズ方程式の導入	52

4.3	動的圧力に対する基礎方程式の導入	56
4.4	過渡応答の計算	58
4.5	計算結果および考察	58
4.5.1	数値計算	58
4.5.2	剛性・減衰係数に及ぼす粗さの影響	61
4.5.3	過渡応答に及ぼす粗さの影響	61
4.6	結 論	64
第5章	ボルツマン方程式に基づく動的浮上特性の解析	66
5.1	緒 言	66
5.2	ボルツマン方程式に基づく修正レイノルズ方程式	68
5.3	解析方法	72
5.3.1	摂動法による線形解析	72
5.3.2	直接数値積分法による非線形解析	75
5.3.3	流量係数の内挿計算	80
5.4	動的浮上特性に及ぼす流れの希薄化の影響	81
5.5	浮動ヘッドスライダの動特性解析への適用	84
5.5.1	空気膜の剛性および減衰係数	84
5.5.2	過渡応答特性	89
5.6	高圧縮性におけるスライダの安定性	93
5.7	結 論	96
第6章	スライダ・媒体間の接触検出における信号対雑音比 (S/N) の向上	97
6.1	緒 言	97
6.2	小形圧電素子とAEセンサによる接触検出	98
6.2.1	実験装置	98
6.2.2	圧電素子の伝達特性	103
6.3	スライダ・媒体間の接触現象の特徴	103
6.4	接触検出における S/N の向上	106

6.4.1	スライダ・コアの固有振動数の同定	106
6.4.2	チューニング検出による高 S/N 化	110
6.5	結 論	112
第7章	起動停止時およびランディングオン・オフ時における動的浮上特性の評価	113
7.1	緒 言	113
7.2	供試スライダと媒体の諸元	114
7.3	起動停止時のスライダの浮上特性	117
7.3.1	混合潤滑モデルに基づく浮上特性の解析	117
7.3.2	供試スライダの浮上特性と圧電素子の出力	118
7.4	CSS方式における起動停止時の動的挙動	121
7.4.1	スライダの振動周波数成分の測定	121
7.4.2	媒体表面粗さとスライダの形状の影響	123
7.5	ランディングオン・オフ方式における接触による衝撃力	126
7.6	結 論	131
	(参考) CSS時におけるスライダの動的挙動の数値解析	132
参考文献		137
謝 辞		146

記 号

この論文で使用する主な記号は以下の通りである。

A : ディスク媒体面の無次元振動振幅 $= a / h_0$
 a : ディスク媒体面の振動振幅
 B : 無次元スライダ幅 $= b / l$
 b : スライダ幅
 C_{ij} : 空気膜の無次元減衰係数 $= h_0 \omega_0 c_{ij} / (p_a b l^n)$, $(n=i+j-1)$
 c : 壁面修正係数 $= (2 - \alpha) / \alpha$
 c_{ij} : 空気膜の減衰係数
 $i = j = 1$: 平行モード
 $i = j = 2$: ピッチングモード
 D : 逆クヌッセン数 $= D_0 P H$
 D_0 : 最小すきまで定義された逆クヌッセン数 $= \sqrt{\pi} h_0 / (2 \lambda_a)$
 f : 外乱の周波数
 f : 媒体面のうねりの周波数 $= U / L$
 f_L : スライダのうねりに対する追従限界周波数 $= U / l$
 H : 無次元すきま $= h / h_0$
 H_1 : 無次元すきま (スライダの傾き) $= h_1 / h_0$
 \bar{H} , \bar{H}^2 , \bar{H}^3 : 無次元算術平均すきま
 \hat{H} , \hat{H}^2 , \hat{H}^3 : 無次元調和平均すきま
 h : すきま形状 $h(x, y, t)$
 h_0 : 流出端浮上すきま
 h_1 : 流入端浮上すきま
 h_1' : テーパ端浮上すきま
 h_b : 矩形状突起の高さ
 \bar{h} : 面粗さの先端の包らく線で与えられる平滑なすきま
 \bar{h}_0 : 流出端における \bar{h} の値
 \bar{h}_1 : 流入端における \bar{h} の値
 \bar{h} , \bar{h}^2 , \bar{h}^3 : 算術平均すきま
 \hat{h} , \hat{h}^2 , \hat{h}^3 : 調和平均すきま
 Δh : 浮上すきま変動

Δh_0 : 摂動法によって計算した流出端の浮上すきま変動
 Δh_{0+} : 直接数値積分法によって計算した流出端の浮上すきま変動
 (媒体面から離反側)
 Δh_{0-} : 直接数値積分法によって計算した流出端の浮上すきま変動
 (媒体面への接近側)
 I_β : スライダのローリング方向の慣性モーメント
 I_θ : スライダのピッチング方向の慣性モーメント
 J : スライダのピッチング方向の無次元慣性モーメント
 $= I_\theta / (p_a l^3 b / \omega_0^2 h_0)$
 K : スライダ支持機構の無次元並進剛性 $= k / (p_a b l / h_0)$
 K_{ij} : 空気膜の無次元剛性 $= h_0 k_{ij} / (p_a b l^n)$, $(n=i+j-1)$
 K_θ : スライダ支持機構の無次元ピッチング剛性 $= k_\theta / (p_a l^3 b / h_0)$
 Kn : クヌッセン数 $= \lambda_a / h_0$
 k : スライダ支持機構の並進剛性
 k_{ij} : 空気膜の剛性
 $i = j = 1$: 平行モード
 $i = j = 2$: ピッチングモード
 k_β : スライダ支持機構のローリング剛性
 k_θ : スライダ支持機構のピッチング剛性
 L : 媒体面のうねりの波長
 l : スライダ長
 M : スライダの無次元質量 $= m / (p_a b l / \omega_0^2 h_0)$
 m : スライダの質量
 $O-XYZ$: 無次元直交座標系 $(X=x/l, Y=y/b, Z=z/h_0)$,
 あるいは $X=x/l, Y=y/l, Z=z/h_0$
 $O-xyz$: 直交座標系
 P : 無次元圧力 $= p / p_a$
 P_0 : 定常状態の無次元圧力 $= p_0 / p_a$
 \bar{P} : 平均圧力
 p : スライダ面の圧力分布 $p(x, y, t)$
 p_0 : 定常状態のスライダ面の圧力分布
 p_a : 大気圧
 Δp : 圧力の変動成分 $= p - p_0$
 Q_1, Q_2 : 一次および二次のスリップ流れ近似に基づくポアズイユ流れの
 無次元流量係数

Q_B : ボルツマン方程式に基づくポアズイユ流れの無次元流量係数
 Q_P : ポアズイユ流れの無次元流量係数
 Q_{con} : 連続流におけるポアズイユ流れの無次元流量係数 $= 6/D$
 T : 無次元時間 $= \omega_0 t$
 t : 時間
 U : 走行面の速度ベクトル $U(U_x, U_y)$
 U : 走行面の速度
 U_x : 走行面の速度の x 成分
 U_y : 走行面の速度の y 成分
 W : 無次元負荷容量 $= w/(p_a b l)$
 w : スライダの負荷
 X_G : スライダの無次元重心位置 $= x_G/l$
 x_0 : スライダの長手方向の支持点位置
 x_G : スライダの重心位置
 z_d : 媒体面の変位
 α : 適応係数
 β : スライダのローリング角
 δ : 矩形状突起の走行方向の長さ
 Θ : 無次元ピッチング角 $= \theta l/h_0$
 θ : スライダのピッチング角
 Λ : スライダ長を基準長さとするベアリング数 $= 6 \mu U l / p_a h_0^2$
 Λ_b : スライダ幅を基準長さとするベアリング数 $= B^2 \Lambda$
 λ : 動作気体の分子平均自由行程
 λ_a : 周囲圧における動作気体の分子平均自由行程
 μ : 動作気体の粘度
 Ω : 無次元角振動数 $= \omega / \omega_0$
 ω : 外乱の角振動数
 ω_0 : 基本角振動数 $= 2 \pi f_L$
 σ : スライダ長を基準長さとするスクイズ数 $= 12 \mu \omega_0 l / p_a h_0^2$
 σ_b : スライダ幅を基準長さとするスクイズ数 $= B^2 \sigma$
 η : 無次元すきま変動量 $= \Delta h / h_0$
 ϕ : 無次元圧力変動量 $= \Delta p / p_a$
 ∇ : ナブラ演算子 $\nabla(\partial/\partial x, \partial/\partial y)$

第1章 序 論

高度情報化社会の進展に伴い、情報処理システムの扱う情報量は確実に増加しており、それに伴って情報を記憶・蓄積するファイルメモリ装置の高性能化への要求は高まる一方である。磁気ディスク装置は、大容量のランダムアクセスファイルとして、オンライン記憶装置の中核的な役割を果たしている。半導体メモリと比較して不揮発性であることとビット・コストの点で優れており、また光記憶装置と比較して、アクセス速度と信頼性の点で優れているため、今後もファイルメモリにおける重要度は高いものと思われる。

磁気ディスク装置には、動圧気体軸受の原理を応用し磁気ヘッドを記録媒体上にサブミクロンのすきまを介して浮上させる浮動ヘッドスライダが用いられている。高速回転する記録媒体（ディスク）表面とヘッドの相対運動の速度は毎秒数10メートルにおよび、しかも媒体、ヘッドともに剛体から成るために摩擦・摩耗の観点からは両者の非接触走行は不可欠である。浮動ヘッドスライダは、微小すきまとすることによってしか浮上力が得られない気体軸受の特徴を有効に利用したものであり、近接した非接触走行を実現する有力な代替手段が無いことから、浮動ヘッドスライダの出現によって今日の高速・大容量の磁気ディスク装置が実現されたと言っても過言ではない。

装置の記録密度を向上させるためには、ヘッド・媒体間のすきまをできる限り微小化することが必須であり、スライダの低浮上化のために不断の技術革新が進められてきた。1957年に発表された世界初の磁気ディスク装置（IBM350）の浮上すきまは20 μm であったのに対し、1987年に実用化されたGEMMYディスク装置（NTT-JS4470）では0.2 μm 以下に達し、30年間で浮上すきまが1/100以下に低減されている⁽¹⁾。この間に装置の記録密度は1000倍以上に増大しているが、すきまの微小化は現在もさらに進められており、特に将来の超高密度記録方式として期待される垂直記録方式は、浮上すきまが0.1 μm 以下で有利となるため、この趨勢は今後も続くと考えられる。

一方、すきまの微小化に伴ってスライダの安定浮上を阻害する様々な外乱の影響

が顕在化し、ヘッド・媒体の接触損傷（ヘッドクラッシュ）の危険性が増大する。空気潤滑膜における流れの希薄度を示す指標として、気体の分子平均自由行程 λ に対する軸受すきま h の比として定義されるクヌッセン数 $Kn = \lambda/h$ が用いられるが、高クヌッセン数の条件下では空気の粒子性の影響、軸受表面の影響、気体潤滑膜の非線形性の影響など通常の気体軸受と異なる問題点が顕在化する。記録密度を向上するとともに装置の信頼性を確保するためには、これらの要因がスライダの動的浮上特性に及ぼす影響を明らかにし、それに基づく設計指針の確立と信頼性評価が不可欠となる。

浮上すきまの微小化を進めるためには以下の要求・課題を解決する必要がある。

- (1) 機構振動や媒体表面のうねり、突起等の外乱の影響が顕在化し、定常すきまに対するスライダのすきま変動が大きくなるために空気潤滑膜の非線形性が顕在化する。このため、大変位を伴うスライダの非線形応答の高精度な数値シミュレーションおよび実験的評価法を確立することが不可欠となる。また、浮動ヘッドスライダの動的設計は、主としてすきまの微小変動を仮定した周波数領域の線形解析法により行われているが、高クヌッセン数の条件下で大変位の応答に対する適用限界を明らかにする必要がある。
- (2) 記録媒体およびスライダ表面に存在する表面粗さの影響が顕在化するため、その動特性におよぼす影響を明らかにする必要がある。近年、装置の停止時におけるスライダと媒体間の吸着を防止するために、媒体表面に意図的に極く微小の粗さを形成する傾向にあり、粗さの影響を定量的に評価することが、適正な粗さ形成処理を行なうためにも重要な課題となっている。
- (3) 分子平均自由行程と同程度のすきまでは、空気の粒子性に起因する不連続流れの影響が顕在化し、スリップ流れ近似に基づく従来理論ではその特性を十分に把握できなくなる。分子の挙動を考慮した解析により、スライダの動的浮上特性に及ぼす流れの希薄化影響を解明するとともに、従来からの理論の適用限界を明らかにする必要がある。
- (4) 浮動ヘッドスライダは非接触浮上を前提に設計されているが、装置の起動・停止時には媒体表面との間欠的な接触を伴う混合潤滑状態となる。また微小すきまでは、稼動中にも突発的な接触が生じる可能性が増大するため、スライダと媒

体間の接触を高感度に検出する方法を確立することが不可欠となる。また、起動停止時におけるスライダの動特性を測定し、両者のインタフェースにおける信頼性評価を行なうことも必要となる。

このような課題のうち、第(1)項に対しては、これまで以下の研究がなされている。

浮動ヘッドスライダの動特性の実験的な評価には、主として透明なスライダまたはディスクを用いてスライダ・ディスク表面間における光の干渉光量からすきまの絶対値を測定する方法⁽²⁾⁻⁽⁴⁾、レーザ振動計(Laser Doppler Vibrometer: LDV)によりスライダの振動成分を測定する方法^{(5), (6)}、導体または電極を設置したスライダによりすきまの静電容量を測定する方法⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾が用いられてきた。最近、ZhuとBogy⁽¹⁰⁾はヘテロダイン干渉を用いてスライダ背面とディスク表面の干渉光の位相差から浮上すきまを測定する方法を考案し、実媒体と実スライダの浮上すきま測定を行った。また、大久保ら⁽¹¹⁾は、光干渉法の光源に可視レーザ(He-Neレーザ)を用い、レーザ光をスポット状に集光することにより、約0.001 μ mの空間分解能とDC~100kHz以上の周波数帯域を有する高精度な浮上すきま測定を可能とした。

一方、スライダの動的浮上特性の解析は、主として潤滑方程式をすきまの微小変動を仮定して線形解析する方法(摂動法)⁽¹²⁾により行われてきた。しかし、気体潤滑膜の非線形性の影響が支配的となるヘッド・媒体の接触に至るような大変位の過渡現象の解明には、定常浮上状態のスライダの姿勢と圧力分布から出発して、時間幅方向に時間刻み幅 ΔT 毎に逐次解析する方法(直接数値積分法)が不可欠となる。逐次解析の方法として、Explicit法⁽¹³⁾(誤差 ΔT^1 のオーダー)とSemi-Implicit法⁽¹⁴⁾(誤差 ΔT^2 のオーダー)が適用されてきたが、これらの方法はあらかじめ定常状態の圧力分布とスライダの姿勢を他の計算方法で求めておく必要があり、計算手順が複雑なこと、時間刻み幅や計算の繰り返し回数が多い場合には誤差が蓄積されるなどの問題点があった。最近、Whiteら^{(15), (16)}は潤滑方程式の非線形項を時間について展開して線形化し、XY座標のそれぞれの方向の一次元問題に帰着することにより、 ΔT^2 の精度で高速計算が可能なFactored Implicitスキームと称する解析法を示した。

以上述べた測定法および計算法を用い、媒体表面のうねりに対する浮上すきま変動や人工的に形成した突起が通過する場合の過渡応答に対するスライダの動特性の評価が行なわれ、計算モデルの検証が試みられている⁽¹⁷⁾⁻⁽¹⁹⁾。しかし、実験の精度が低いことと浮上すきまが比較的大きい領域での測定であるため、高クヌッセン数の条件下におけるスライダの大変位・非線形応答としての検証は必ずしも十分でない。

実際に浮動ヘッドスライダを設計する場合には、動作時の機構振動、媒体表面の並進振動やうねりに対するスライダの浮上すきま変動を最小とするように空気膜の剛性、減衰係数を定めることが必要である。この場合には、周期的な外乱に対してすきま変動の許容値内（たとえば定常浮上すきまの10%以下）でのスライダの応答を求めることになる。上述の直接数値積分法は膨大な計算時間と数値シミュレーションの繰り返しを要するため、パラメトリックな解析にはもっぱら摂動法が用いられる。この手法を用いて、ディスク面のうねりや並進変位に対するスライダの追従特性の検討が行われている⁽²⁰⁾⁻⁽²²⁾。最近では、有限要素法を用いた支持機構・アクチュエータの振動解析と結合した大規模解析により、支持機構の振動特性がスライダの追従特性に及ぼす影響も明らかにされている^{(23)・(24)}。しかし、摂動法を用いた場合には、スライダのすきま変動が大きくなると、線形近似に起因する計算誤差が増大する可能性がある。空気膜の非線形性の影響に関してはこれまでに明らかにされておらず、摂動法の計算精度の定量的な評価と精密な実験による検証が望まれている。

次に、第(2)項の表面粗さの影響については、以下のような研究が行なわれている。粗さをもつ面の潤滑特性の解析には、粗さを平均化して潤滑特性が等価な平滑な面で置き換える平均すきま理論^{(25)・(26)}が用いられる。この考え方は、一次元の静止粗さに対する直感的考察から導入されたが、Elrod⁽²⁷⁾により数学的に証明され、三矢⁽²⁸⁾により2次元粗さへ拡張された。また、三矢ら⁽²⁹⁾は、圧縮性流体について、スリップ流れがある場合へ拡張した平均化法を示し、浮動ヘッドスライダを用いた実験によりその妥当性を確認した。さらに、空気の圧縮性の影響が顕在化する条件でのすきまの平均化法に関する検討も行われ、平均すきま理論の圧縮性潤滑膜への適用性と限界が明らかにされている⁽³⁰⁾。

磁気ディスクの磁性媒体面やスライダの浮上面は、高精度に仕上げられているが、

0.01~0.001 μm （中心線平均）の粗さがあり、起動停止時やヘッドクラッシュ直前の浮上特性に大きな影響を及ぼす。最近ではスライダと媒体の吸着を防止するために、媒体表面に微小な溝状の粗さを形成する処理（テクスチャリング）が採用されており、粗さの影響を定量的に評価することが、適正な処理を行なうためにも重要な課題となっている。媒体面のように粗さが走行する場合（走行粗さ）には、粗さに対応したすきま変動に起因するスキーズ効果が生じるため、粗さが静止している場合（静止粗さ）と異なる特性を示す。尾高ら⁽³¹⁾は有限数の溝をもつスライダ（静止粗さの場合）の動特性を論じた。また、BhushanとTonder⁽³²⁾は、走行粗さの場合のスキーズ力を求めた。しかしながら、走行粗さがスライダの動的浮上特性に及ぼす影響についてはまだ明らかにされていない。

第(3)項の空気の粒子性の影響については、以下の研究がなされている。潤滑すきま内の流れはクヌッセン数 Kn の大きさによって、便宜的にスリップ流れ（ $0.01 < Kn < 0.1$ ）、自由分子流れ（ $Kn > 10$ ）およびその中間の遷移流れ（ $0.1 < Kn < 10$ ）に分類される。浮動ヘッドスライダで通常問題となるのは、スリップ流れから遷移流れの領域であるが、スリップ流れの場合には固体壁面での流体のすべりを考慮することにより、全体としては連続流体を扱う方法が適用できる。Burgdorfer⁽³³⁾は、一次のスリップ流れの境界条件を用いてレイノルズ方程式を修正し、気体潤滑の分野に初めて気体分子運動論の考え方を導入した。それ以来、気体の粒子性が気体潤滑特性に与える影響の解明は、主として磁気ディスク装置の浮動ヘッドスライダを対象に進められ、サブミクロンのすきままでの浮上実験によりBurgdorferの修正レイノルズ方程式の妥当性が検証されてきた^{(34)・(35)}。修正レイノルズ方程式は、もともとクヌッセン数が1より十分小さいことを前提に導かれた式であるが、減圧空気またはヘリウム雰囲気中で等価的に分子平均自由行程を大きくした実験により Kn が1より大きい場合にも適用可能であることが報告されている⁽³⁶⁾。同方程式を用いたスライダの動特性に関する研究は、前述の周波数領域の線形計算法や時間領域の非線形計算法に基づいた解析が行われ、実験との比較により計算モデルの妥当性も検討されている⁽¹⁷⁾⁻⁽²²⁾。

一方、超微小すきまにおける近似理論として、この他に一次スリップ流れのみならず二次のスリップ流れも考慮した修正レイノルズ方程式⁽³⁷⁾が提案され、これに基づく解析と検証実験も行われている⁽³⁸⁾。しかしながらスリップ近似理論の適用

範囲を超えてこれらの潤滑方程式が成り立つことの物理的な根拠はなく、遷移領域における潤滑特性の評価には気体分子の挙動を統計的に記述するボルツマン方程式に基づいた浮上解析が不可欠となる。

Gans⁽³⁹⁾は、平衡状態の速度分布関数の摂動項について線形化したボルツマン方程式を2モーメント法を用いて解くことによりBurgdorferの修正レイノルズ方程式が導出されることを示したが、2モーメント法自体が粗い近似であるためにその妥当性については疑問があった。久保ら⁽⁴⁰⁾は、有限要素法を用いてボルツマン方程式を直接数値計算することによりスライダの潤滑特性を解析した。しかし、この方法は三次元的な離散値化が必要で大規模な数値計算を要するため、動特性の解析には適用が困難である。福井と金子⁽⁴¹⁾、⁽⁴²⁾は、軸受内の流れをポアズイユ流れとクエット流れに分解し、ポアズイユ流れの流量をボルツマン方程式に基づいて導出することにより、高クヌッセン数の条件下に適用可能な一般化された潤滑方程式を導出した。これに基づいたスライダの静的浮上特性の数値解析⁽⁴³⁾、⁽⁴⁴⁾が行われているが、動的浮上特性に関してはまだ解析例はなく従来理論の適用範囲は明らかにされていない。

第(4)項の接触検出と起動停止時の動特性の評価に関しては、以下のような研究が行なわれている。スライダとディスク表面の接触を検出する方法として、両者間の電気抵抗の変化を用いる方法⁽⁴⁵⁾、⁽⁴⁶⁾、接触時の発熱を測定する方法⁽⁴⁷⁾、⁽⁴⁸⁾、接触時の弾性波を検出する方法⁽⁴⁹⁾、⁽⁵⁰⁾が提案されている。このうち前の2方法はスライダまたは媒体を特殊な材料で形成する必要がある、両者のインタフェースが実際と異なるため実用的でない。弾性波を測定する方法は、実スライダと実媒体を用い、しかも高感度な接触検出が可能であるという利点があるが、様々なノイズ成分の影響を受ける。北ら⁽⁴⁹⁾は、支持機構に設置したアコースティック・エミッション(Acoustic Emission: AE)センサを用い、接触時に支持機構を伝播する弾性波を検出する方法を提案した。この方法は、簡単な測定系で接触検出が可能であるために、媒体表面の突起の検査に広く用いられている。また、これを用いた起動停止時(Contact Start Stop: CSS)のヘッドクラッシュ現象の観察⁽⁵¹⁾やスライダの動的挙動の測定⁽⁵²⁾が行われているが、センサの信号出力は弾性波の伝播経路の影響を受けて歪むために測定結果はこの歪を含んだものとなる。Yeack-Scranton⁽⁵⁰⁾は、小形の圧電素子をスライダに接着して接触時の弾性波とスライダの加速度

を検出する方法を提案した。この方法は、弾性波の伝播経路の影響が少ないためにスライダ・媒体インタフェースの現象解明に有利であり、また実際のディスク装置にも組み込みが可能である。さらに、圧電素子の信号出力を周波数分析することにより、スライダ・媒体間の接触とスライダの運動の両方を同時に測定することが可能である⁽⁵³⁾。しかし、前述のAEセンサによる方法と同様に、圧電素子の信号出力とスライダ・媒体インタフェースで起きる現象の対応付けが必ずしも十分になされていない。

CSS方式の装置における起動停止時の動特性の評価としては、レーザ振動計⁽⁵⁴⁾あるいはヘテロダイン干渉法⁽¹⁰⁾によるスライダの振動の測定が行われている。しかし、これらの方法は測定可能な周波数と変位に限界があり、また装置も複雑となるために、微小かつ高周波の振動を伴うスライダの摺動状態の評価法としては不十分である。支持機構に接着したAEセンサによる測定例⁽⁵²⁾もあるが、センサの信号の解析が不十分であるために、必ずしも正確な評価は行われていない。さらに、混合潤滑状態では無限に細まかい突起の上をスライダが走行・浮上すると仮定する混合潤滑モデル⁽⁵⁵⁾に基づき、接触時のインパルスを考慮した運動方程式や弾性方程式と運動方程式、潤滑方程式を連立させて解いてスライダの挙動と衝撃力を求める試み⁽⁵⁶⁾、⁽⁵⁷⁾も行われているが、現時点では実験による解析結果の検証はなされていない。

最近、CSS方式の問題点を解決する別の手段として、運転停止時にはスライダを媒体から引き離して保持し、ディスクが定常回転に達してからディスク面に接近浮上させるランディングオン・オフ方式が再注目されており、ランディング時におけるスライダの動的挙動の解析が行われている⁽⁵⁸⁾～⁽⁶⁰⁾。この方式では、数十ミクロンの振幅のうねりを伴って走行するディスク表面上に、動圧力が発生するサブミクロン近傍までスライダ面を非接触で接近させる必要があるが、組立精度や部品精度に制限を受ける実際の装置では、スライダの姿勢のわずかな狂いによりスライダと媒体が接触して両者のクラッシュを起こす危険性がある。信頼性を向上させるためには、スライダの動的挙動と接触による衝撃力の評価により、安定なランディング動作が可能な条件を明らかにしておく必要がある。

このような状況にあることから、本研究では高クヌッセン数における浮動ヘッド

ライダの動的浮上特性を実験と数値シミュレーションの両面から解析し、空気潤滑膜の非線形性の影響、媒体表面の粗さの影響、空気の粒子性の影響を明らかにするとともに、摂動法の動的設計への適用限界、スライダ・媒体間の接触検出における信号対雑音比（S/N）の向上、CSSおよびランディングオン・オフ時の動特性評価について検討した。

空気潤滑膜の非線形性の影響については、時間領域における直接数値積分法により、大変位を伴うスライダの応答を解析するとともに、摂動法に基づく線形解析の結果と比較することにより、摂動法の線形近似誤差の影響を定量的に示した。また、矩形断面状のモデル突起が通過する場合のスライダの過渡応答を可視レーザ干渉法により精密に測定し、上述の時間領域の計算結果と比較した。測定結果と計算結果は良好一致を示し、非線形の動的応答の解析に対する修正レイノルズ方程式に基づく計算モデルの妥当性を検証した。表面粗さの影響については、走行面上に存在する走行方向に沿う粗さ（平行粗さ）と走行方向に直交する粗さ（直交粗さ）を対象とした平均すきま理論に基づく修正動的レイノルズ方程式を導入するとともに、同方程式に基づいてスライダの動特性に及ぼす表面粗さの影響を解析した。空気の粒子性の影響については、基礎式としてボルツマン方程式に基づく修正レイノルズ方程式を用いて解析を行い、スライダの動的浮上特性に及ぼす空気の希薄化の影響を定量的に示すとともに、従来の一次および二次のスリップ流れ近似に基づく修正レイノルズ方程式との差異を明らかにした。スライダ・媒体間の接触検出に関しては、小形圧電素子およびAEセンサを用いる方法で、接触検出の高S/N化を検討した。スライダ・媒体の接触時の信号出力スペクトルを解析し、スライダ・コアの固有振動数を同定するとともに、チューニング検出によりS/Nを向上させるための指針を示した。起動停止時の動特性の評価に関しては、小形圧電素子により加速度を検出する方法を用い、信号出力の低周波数成分を連続測定することにより、静止状態から浮上状態までのスライダの動的挙動の測定が可能であることを示した。また、同測定法をランディングオン・オフ時の接触検出と衝撃力の評価に適用し、ランディング時の走行面速度とスライダが受ける衝撃力の関係を明らかにした。

本論文の各章の概要は以下の通りである。

第2章では、空気潤滑膜の非線形性の影響と摂動法に基づく線形解析法の適用性

に関する検討を行った。最初に、Factored Implicitスキームに基づく修正レイノルズ方程式の解法とRunge-Kutta法による運動方程式の解法を時間領域で連立させる直接数値積分法の計算アルゴリズムを示した。次に、稼働中のスライダが媒体表面から受ける外乱の基本成分である正弦波状のうねりに対して、スライダの浮上すきま変動を直接数値積分法と摂動法を用いて解析し、摂動法の計算誤差を定量的に示した。摂動法の誤差は、定常すきまに対する浮上すきま変動の値で整理するとほぼ直線的に増加することが明らかになった。さらに、摂動法を矩形断面状の突起に対するスライダの過渡応答解析に適用し、直接数値積分法との比較を行った。この場合にも、スライダの追従性能が劣化する高周波数のうねり成分を含む突起に対して、両計算手法の間の差異が増大した。また、突起通過後の減衰振動の振動中心が上方にシフトするスキューズ効果が確認された。

第3章では、レーザ光干渉法を用いたスライダの大変位を伴う動的応答の測定と計算モデルの妥当性の検証を行った。浮上状態のスライダに定量的かつ再現性のある強制変位を与えるために、イオンビームエッチングにより合成石英ディスク上に形成した矩形断面状のモデル突起を用い、データをオンライン処理することにより過渡応答の精密測定を可能とした。0.1 μm の微小浮上すきまにおいて、定常すきまの2倍の強制変位に対するスライダの過渡応答について、実験結果と数値計算結果は良好一致を示し、スライダの非線形の動的応答の解析に対する修正レイノルズ方程式の有効性を検証した。

第4章では、スライダの動特性に及ぼす表面粗さの影響を解析した。まず、平均すきま理論に基づき、スリップ流れを考慮した時間項を含む平均レイノルズ方程式を導入した。次に同方程式を用いて、走行面上に存在する走行方向に沿う粗さ（平行粗さ）と走行方向に直交する粗さ（直交粗さ）を対象として、空気膜形状を固定した条件および支持点と負荷容量を固定した条件で空気膜の剛性および減衰係数を計算し、表面粗さが動特性におよぼす影響を定量的に検討した。さらに、解析結果を浮動ヘッドスライダに適用し、スライダの過渡応答に及ぼす表面粗さの影響を明らかにした。

第5章では、ボルツマン方程式に基づく修正レイノルズ方程式を基礎式に用い、高クヌッセン数の条件下でのスライダの動特性の解析を行った。まず、同方程式に対して摂動法を適用した周波数領域の線形解析法および直接数値積分による時間領

域の非線形解析法を示した。次に、これを用いてスライダの動特性に及ぼす空気の粒子性の影響を定量的に検討するとともに、従来の一次および二次のスリップ流れ近似理論に基づく修正レイノルズ方程式との差異を明らかにした。さらに、空気の粒子性の影響が顕在化する超小形スライダについて走行面の変位に対する応答の解析を行った。その結果、浮動ヘッドスライダの場合には負荷容量によって空気膜剛性と減衰係数がほぼ一意に決定されるため、各近似方程式間の差異は主として静的浮上すきまに生じ、動特性には顕著に現れないことが明らかになった。

第6章では、小形圧電素子とAEセンサを用いたスライダ・媒体の接触現象の解明と接触検出の高S/N化に関する検討を行った。小形圧電素子をスライダに接着し、間欠接触時の信号出力を分析評価した。スライダ・コアの固有振動数を実験および計算により求め、スライダ・媒体の接触時に観察される信号出力スペクトルのピークに対応付けることにより、接触時にはスライダ・コアの固有振動が検出されることを明らかにした。また、この固有振動に圧電素子の信号出力の測定系あるいはAEセンサの感度ピークをチューニングすることにより、接触検出のS/Nの向上が可能であることを示した。

第7章では、小形圧電素子を用いて起動停止時およびランディングオン・オフ時におけるスライダの動的挙動の評価を行った。スライダの剛体運動の加速度成分を走行面速度をパラメータとして測定することにより、CSS時の動的挙動の測定が可能であることを示すとともに、スライダ形状と媒体表面の粗さの影響を明らかにした。また、本手法をランディングオン・オフ方式におけるスライダ・媒体間の接触検出と衝撃力の評価へ適用し、ランディング時には衝突による衝撃力と吸着によるスティックスリップの影響を最小にする最適な走行面速度が存在することを明らかにした。

本研究で検討した実験方法と数値解析方法およびそれによって得られた知見は、1987年にNTTが発表した大容量磁気ディスク装置⁽¹⁾の実用化のための基本技術として用いられている。さらに、 $0.1\mu\text{m}$ 以下の超微小浮上領域の浮動ヘッドスライダの動的設計とスライダ・媒体インタフェースの信頼性評価に有効なものであり、すきまの微小化が必須である将来の磁気ディスク装置の開発に役立つものと考えられる。

第2章 浮動ヘッドスライダの動特性に関する各種解析法の比較^{(74), (75)}

2.1 緒言

磁気ディスク装置に用いられる浮動ヘッドスライダは、動圧気体軸受の原理を利用して、走行する記録媒体面上に電磁変換部をサブミクロンの浮上すきまを介して非接触で位置づけるものである。装置の記録密度を高めるためには浮上すきまの微小化が不可欠である。現在浮上すきまは $0.1\mu\text{m}$ に近づきつつあるが、この場合には、記録・再生の誤動作を防ぐために要求されるすきまの精度は、 $0.02\sim 0.03\mu\text{m}$ となる。また、すきまの微小化に伴って、媒体表面の突起や付着塵埃等の影響が顕在化し、定常すきまに対するスライダのすきま変動が増大し、スライダと媒体の接触損傷（ヘッドクラッシュ）に至る危険性が増大する。装置の記録密度を向上する一方で信頼性を確保するためには、高精度な数値計算により微小浮上の条件下でのスライダの動的挙動を精密に予測することが不可欠となる。

浮動ヘッドスライダを対象とした動特性解析法として、これまでに2種類の手法が提案されている。一方は、潤滑方程式および運動方程式を時間領域で直接積分する直接的数値解法⁽¹³⁾⁻⁽¹⁵⁾であり、他方はスライダの微小変位の周波数応答を仮定して摂動法に基づいて潤滑方程式を線形化し、周波数領域でスライダの挙動を解析する解析的数値解法⁽¹²⁾である。ここでは前者を直接数値積分法、後者を摂動法と呼ぶことにする。

初期の直接数値積分法では、定常浮上状態のスライダの姿勢と圧力分布から出発して、時間刻み ΔT で時間幅方向に逐次計算を行うExplicit法⁽¹³⁾（誤差 ΔT^1 のオーダー）とSemi-Implicit法⁽¹⁴⁾（誤差 ΔT^2 のオーダー）が潤滑方程式の解法に適用されていたが、これらの方法はあらかじめ定常状態の圧力分布とスライダの姿勢を他の計算方法で求めておく必要があり、計算手順が複雑なこと、時間刻み幅や計算の繰り返し回数が大きい場合には誤差が蓄積されるなどの問題点があった。実際、これらの方法をスライダの大変位を伴う応答の解析に適用する場合には、時間刻み幅

を特に小さく設定する必要がある、その結果として計算の繰り返し回数の増加と誤差の蓄積が不可避となるために、詳細な解析例がほとんどないのが現状である。

浮動ヘッドスライダの設計を行う場合には、動作時の機構振動、媒体表面の並進振動やうねりに対するスライダの浮上すきま変動を最小とするように空気膜の剛性、減衰係数を定めることが必要である。この場合には、回転するディスク表面の並進振動やうねりなどの周期的な外乱に対し、すきま変動の許容値内（たとえば定常浮上すきまの10%以下）でのスライダの応答を求めることになる。摂動法は、短い計算時間で空気膜の剛性・減衰係数が直接求められるために、設計時のパラメトリックな解析に適する。この手法を用いて、ディスク面のフラッタやうねりに対するスライダの浮上すきま変動の計算が行われている^{(20)~(22)}。また、有限要素法を用いた支持機構、アクチュエータの振動解析と結合した大規模解析により、支持機構の振動特性がスライダの追従特性に及ぼす影響も明らかにされている^{(23)・(24)}。しかし、空気膜の非線形性の効果と摂動法による線形化の誤差に関してはまだ検討されておらず、スライダのすきま変動が大きい場合には線形化に伴う誤差が増大する可能性が大きくなる。すきま変動に対する摂動法の計算精度の定量的な評価が望まれている。

最近、Whiteら^{(15)・(16)}は潤滑方程式の非線形項を時間について展開して線形化し、XY座標のそれぞれの方向の一次元問題に帰着することにより、 ΔT^2 の精度で高速計算が可能な時間領域の解析法を開発した。この方法は、Factored Implicitスキームと呼ばれ、各時間ステップで潤滑方程式を直接解いているために解が安定であり、しかも定常状態の圧力分布とスライダの姿勢も同じアルゴリズムで求めることができる。

本章では、スライダの動的挙動を直接数値積分法と摂動法を用いて解析し、両結果を比較することにより摂動法の適用性を検討する。最初に、Factored Implicitスキームに基づく修正レイノルズ方程式の解法とRunge-Kutta法による運動方程式の解法を時間領域で連立させる直接数値積分法の計算アルゴリズムを示す。次に、稼働中のスライダが媒体表面から受ける強制変位の基本成分である正弦波状のうねりに対して、スライダの浮上すきま変動を直接数値積分法と摂動法を用いて解析し、摂動法の計算誤差を定量的に示す。さらに、摂動法を矩形断面状の突起に対する過渡応答の解析に適用し、直接数値積分法との比較により、大変位を伴う過渡応答につ

いて空気膜の非線形性の影響を解析する。

2.2 数値計算法

2.2.1 スリップ流れ近似に基づく修正レイノルズ方程式

浮動ヘッドスライダの並進 z 、ピッチング θ およびローリング β を考慮した3自由度解析モデルを図2.1に示す。

潤滑面の圧力分布 p を支配する潤滑方程式としては、壁面での一次のスリップ流れを考慮してBurgdorferにより導出された修正レイノルズ方程式⁽³³⁾を用いた。なお、空気の粒子性の影響を考慮するために二次のスリップ流れ近似理論やボルツマン方程式に基づく修正レイノルズ方程式が最近提案されているが、これらの適用性に関する検討は第5章で行なう。時間項を含む修正レイノルズ方程式は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \{ (p h^3 + 6 c \lambda_a p_a p h^2) \nabla p \} \\ = 6 \mu U \cdot \nabla (p h) + 12 \frac{\partial (p h)}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで係数 c は壁面修正係数と呼ばれ、軸受の表面の状態によって分子平均自由行程が等価的に増大する効果、すなわち壁面でのスリップ量が増大する効果を表わす係数である。 c は気体分子が壁面に衝突する際の運動量に関する適応係数 α を用いて次のように表わされる。

$$c = \frac{2-\alpha}{\alpha} \quad (2.2)$$

α の値は、鏡面反射の場合には $\alpha=0$ 、また拡散反射の場合には $\alpha=1$ であるために、理論的には c は1から無限大の値を取り得る。多くの物質では $\alpha=0.8 \sim 1$ ⁽⁶¹⁾とされており、 c は1~1.5程度の値をとることとなる。磁気記録媒体およびスライダの表面に関する c や α の測定例はないが、ガラスまたは石英ディスクを用いた光干渉法によるスライダの浮上実験では、ガラス表面と空気の適応係数 $\alpha=0.89$ が実験結果とよく一致するとされている⁽³⁶⁾。これに基づき、ここでも $\alpha=0.89$ すなわち $c=1.24$ を採用した。

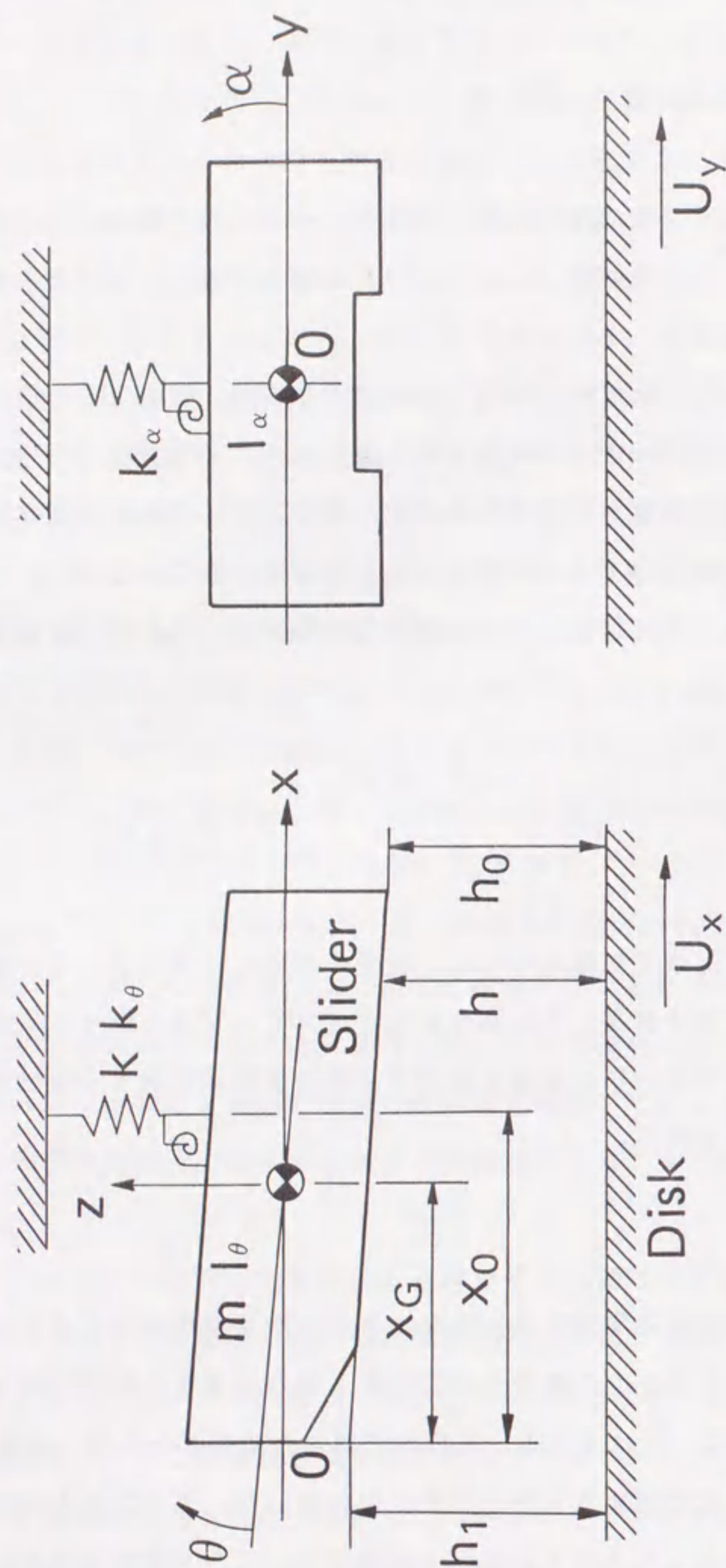


図2.1 スライダの3自由モデル

図2.1に示した3自由度モデルに対し、運動方程式は次のように表される。

$$m \ddot{z} = -kz + \iint \Delta p \, dx \, dy \quad (2.3)$$

$$I_\theta \ddot{\theta} = -k_\theta \theta + \iint \Delta p (x_G - x) \, dx \, dy \quad (2.4)$$

$$I_\beta \ddot{\beta} = -k_\beta \beta + \iint \Delta p y \, dx \, dy \quad (2.5)$$

すきま変動 \$\Delta h\$ とスライダ重心位置の変位 \$z\$, 回転角 \$\theta\$, \$\beta\$ の関係は次式で表される。

$$\Delta h = z + \theta (x_G - x) + \beta y - z_d \quad (2.6)$$

ここで \$z_d\$ はディスク表面の変位で、本章で用いた二次元の媒体面のうねりおよび矩形断面状突起についてはそれぞれ次のように表される。

$$z_d = a \cos(2\pi f(x/U_x - t)) \quad (\text{媒体面のうねり}) \quad (2.7)$$

$$z_d = \begin{cases} h_b, & \text{if } U_x t \geq x \geq U_x t - \delta \\ 0, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (\text{矩形状突起}) \quad (2.8)$$

ここで \$h_b\$, \$\delta\$ はそれぞれ突起の高さと走行方向の長さである。

2.2.2 直接数値積分法による非線形解析

修正レイノルズ方程式(2.1)の解法には、WhiteとNigam⁽¹⁵⁾によって提案された Factored Implicitスキームに基づく差分法を適用した。また、運動方程式(2.3)～(2.5)は5次のRunge-Kutta公式を用いて積分し、両者を時間領域で交互に解くことによりスライダの運動を計算した。ここで、Runge-Kutta法は、陽解法であるのに対し、Factored Implicitスキームは陰解法である。両者を連立して解くために図2.2に示すような計算手順を採用した。修正レイノルズ方程式の数値解法においては、ある時間 \$t^{(n)}\$ から次の時間 \$t^{(n+1)}\$ における圧力分布 \$p^{(n+1)}\$ を求めるために、\$t^{(n)}\$

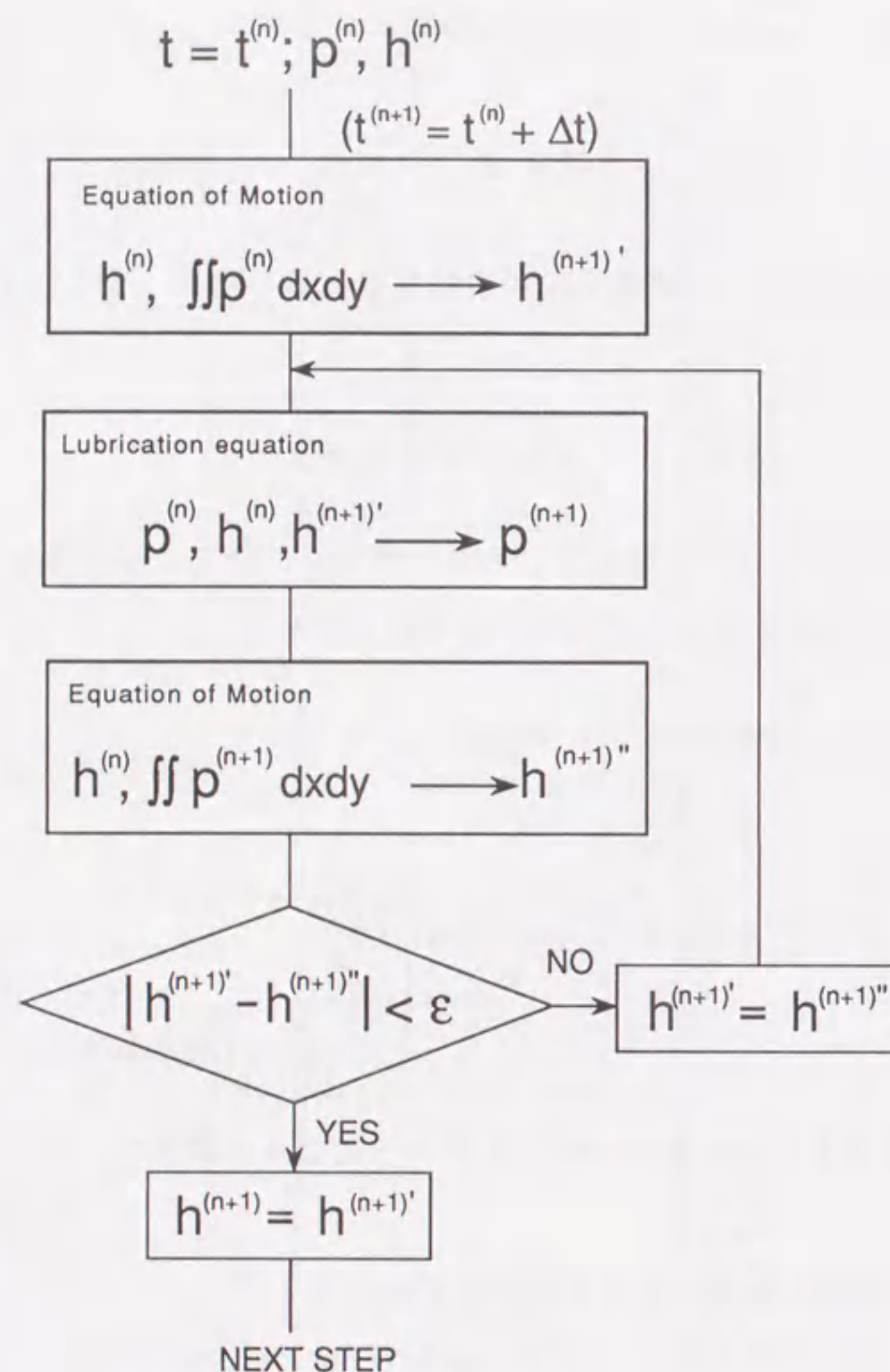


図 2.2 計算のフローチャート

における圧力分布 $p^{(n)}$ およびすきま形状 $h^{(n)}$ の他に $h^{(n+1)}$ の値が必要となる。ここでは、まず $h^{(n)}$, $p^{(n)}$ を用いて運動方程式を解き、式(2.6)からすきま形状の予測値 $h^{(n+1)'}$ を求める。つぎにこれを用いてレイノルズ方程式を解き、 $p^{(n+1)}$ を求める。 $h^{(n)}$, $p^{(n+1)}$ の値を用いて再度運動方程式を解き、 $h^{(n+1)''}$ を求め、 $h^{(n+1)'}$ と一致するまでこのループを繰り返すことにより $h^{(n+1)}$ を決定する。これにより陽解法である Runge-Kutta 法と陰解法である Factored Implicit スキームを連立させ、しかも Runge-Kutta 法の解の収束性を向上させることができる。

計算に用いたスライダの諸元と動作条件を表 2.1 に示す。潤滑領域のメッシュ分割は、圧力変化の急峻な突起のエッジ近傍、スライダテーパ端近傍および流出端近傍においても高精度な圧力解が得られるようスライダ長手方向に 200、幅方向に 20 程度に等分割した。また時間分割はスライダの質量と空気膜による振動系の固有振動数のうち最も高い振動数の周期の $1/40$ 程度で、安定な解を得ることができた。本実験で用いたスライダの場合には、最大の固有振動数はピッチングモードの約 50 kHz であり、時間分割を 5×10^{-7} 秒とした。

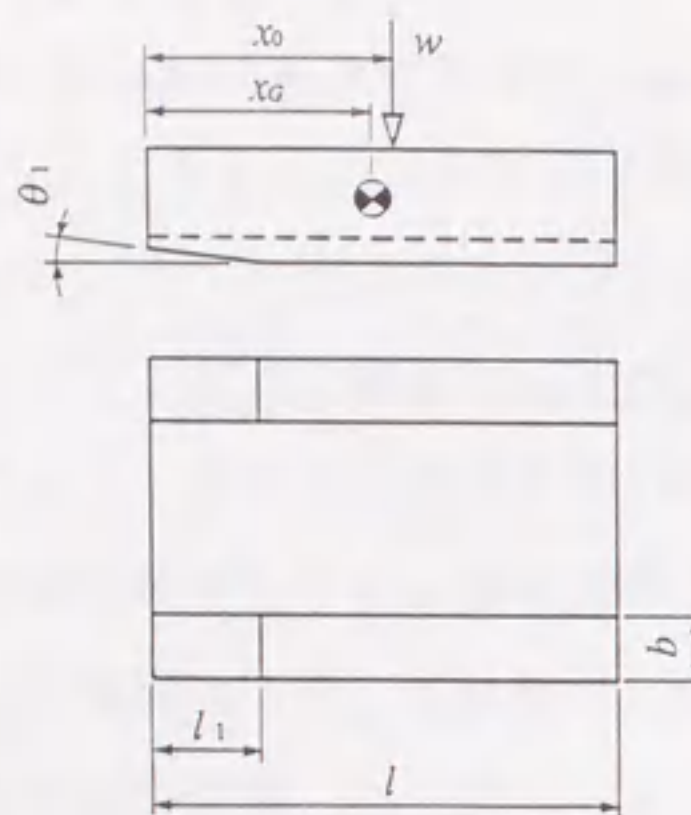
図 2.3 に計算の 1 例として、スライダの片側の浮上面を矩形状の突起が通過する場合の圧力分布の計算結果を示す。突起により浮上面に局所的な圧力上昇領域が生じ、この移動に伴ってスライダが姿勢を変えるため、他方の浮上面全体の圧力分布も時間とともに変化する。突起通過後は、スライダの減衰振動を経て初期の圧力分布に漸近する。このときのスライダ流入端と流出端の変位を図 2.4 に示す。突起に対してスライダが姿勢を変えて追従し突起通過後には減衰振動を伴って定常浮上状態に収束することがわかる。

2.2.3 摂動法に基づく過渡応答の解析法

摂動法では、回転するディスク表面からの周期的な加振力に対して、スライダの微小変位の周波数応答を求めているが、線形解であるために、重ね合わせにより任意の形状の突起に対する過渡応答を計算することができる。ここでは矩形状の突起通過時の過渡応答の解析手法について述べる。

図 2.5 に示すような回転するディスク上の矩形状突起の波形をディスク 1 回転を 1 周期 T とする周期関数とみなして、フーリエ余弦展開すると式(2.9)のようになる。

表 2.1 スライダの諸元と動作条件



Slider length	l [mm]	3.2
Slider width	b [mm]	0.29
Taper length	l_1 [mm]	0.5
Taper angle	θ_1 [degree]	0.5
Mass	m [mg]	20
Inertia	I [mg·mm ²]	17
Center of gravity	x_0/l	0.5
Pivot point	x_G/l	0.55
Static load	w [mN]	68
Disk surface velocity	U [m/s]	12
Trailing edge spacing	h_0 [μm]	0.1

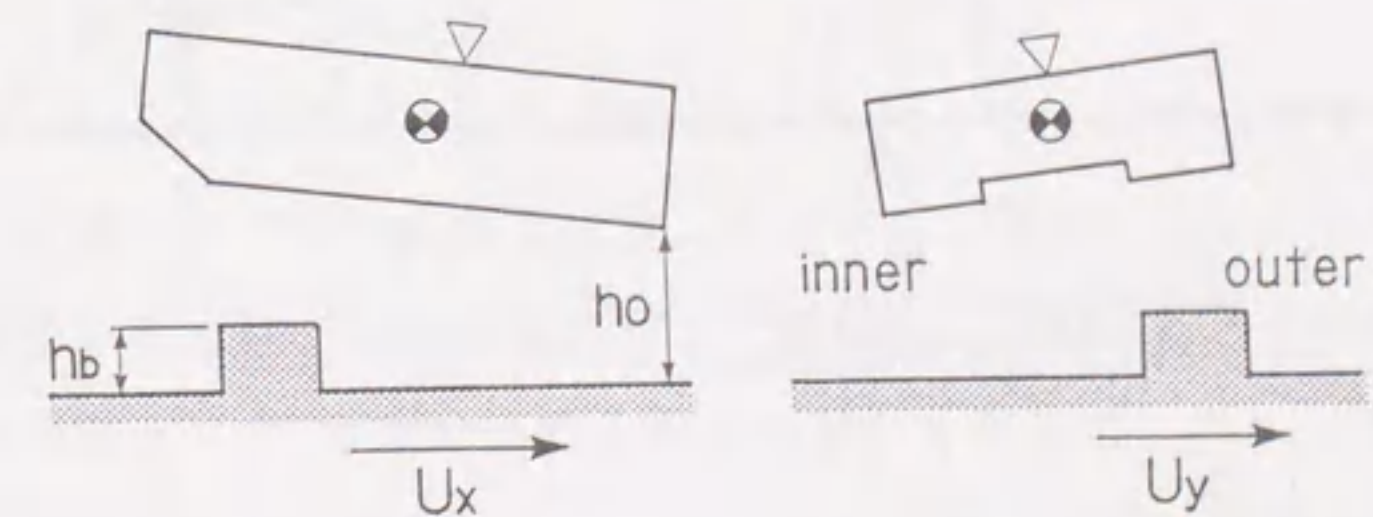
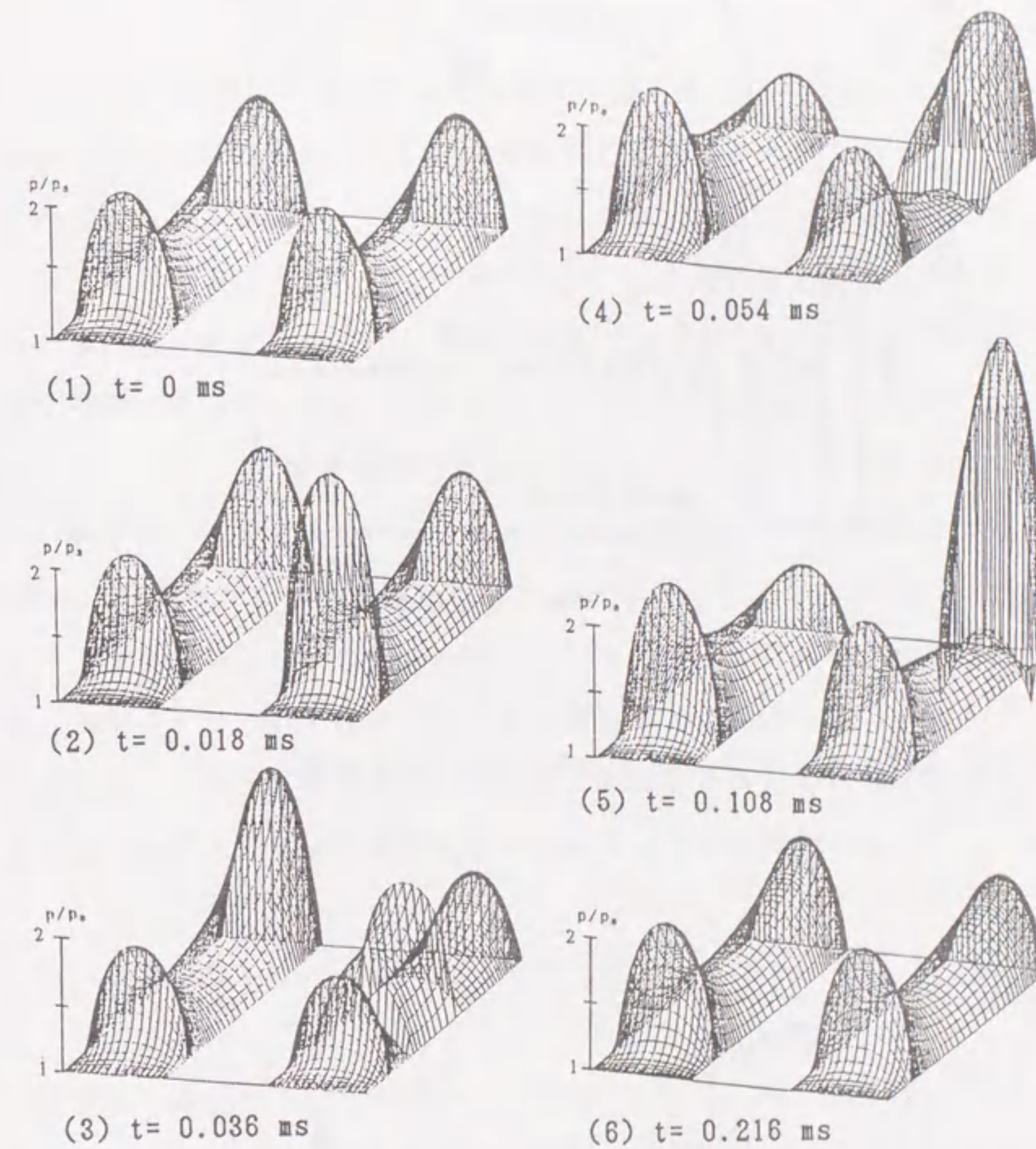


図 2.3 矩形形の突起通過時のスライダ面圧力分布の変化
 $h_0 = 0.18 \mu\text{m}$, $h_b/h_0 = 1$, $U = 28 \text{ m/s}$

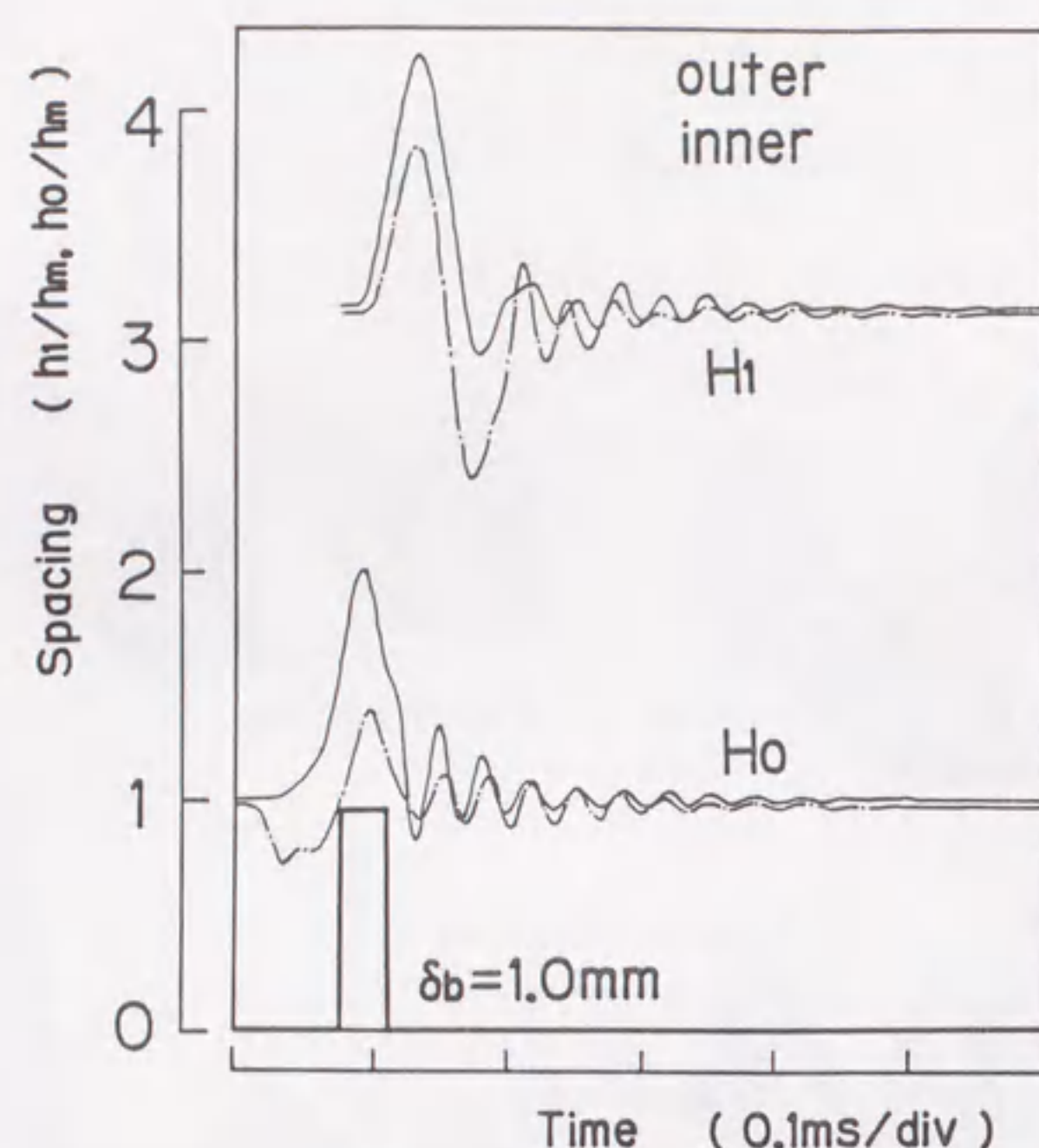


図2.4 スライダ流出端と流入端の軌跡

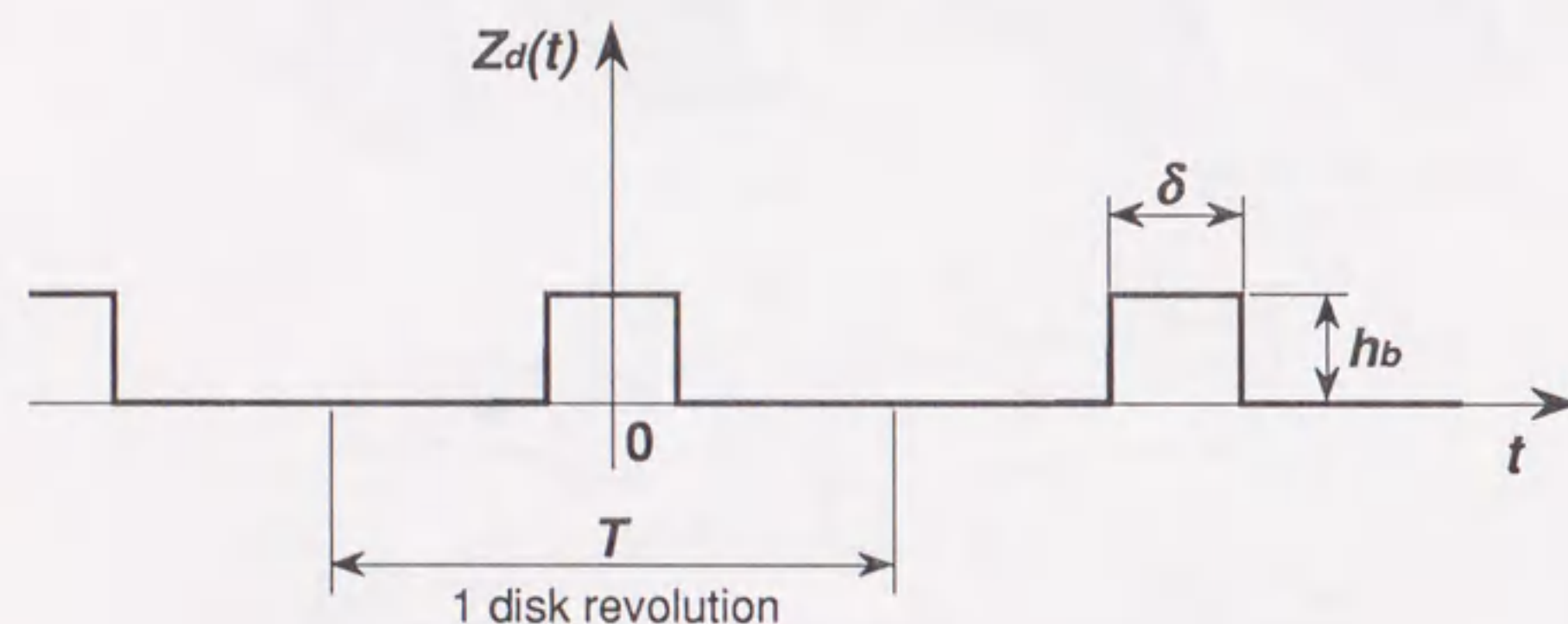


図2.5 周期関数とみなした場合の矩形状突起

$$z_d = \frac{\delta}{T} h_b \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^N C_n \cos(n \omega t) \right\} \quad (2.9)$$

$$C_n = \frac{\sin(n \omega \delta / 2)}{n \omega \delta / 2}, \quad \omega = \frac{2 \pi}{T}$$

すなわち、式(2.9)中のそれぞれの周波数の余弦波うねりに対してスライダの応答を計算し、重ね合わせることで過渡応答を求めることができる。

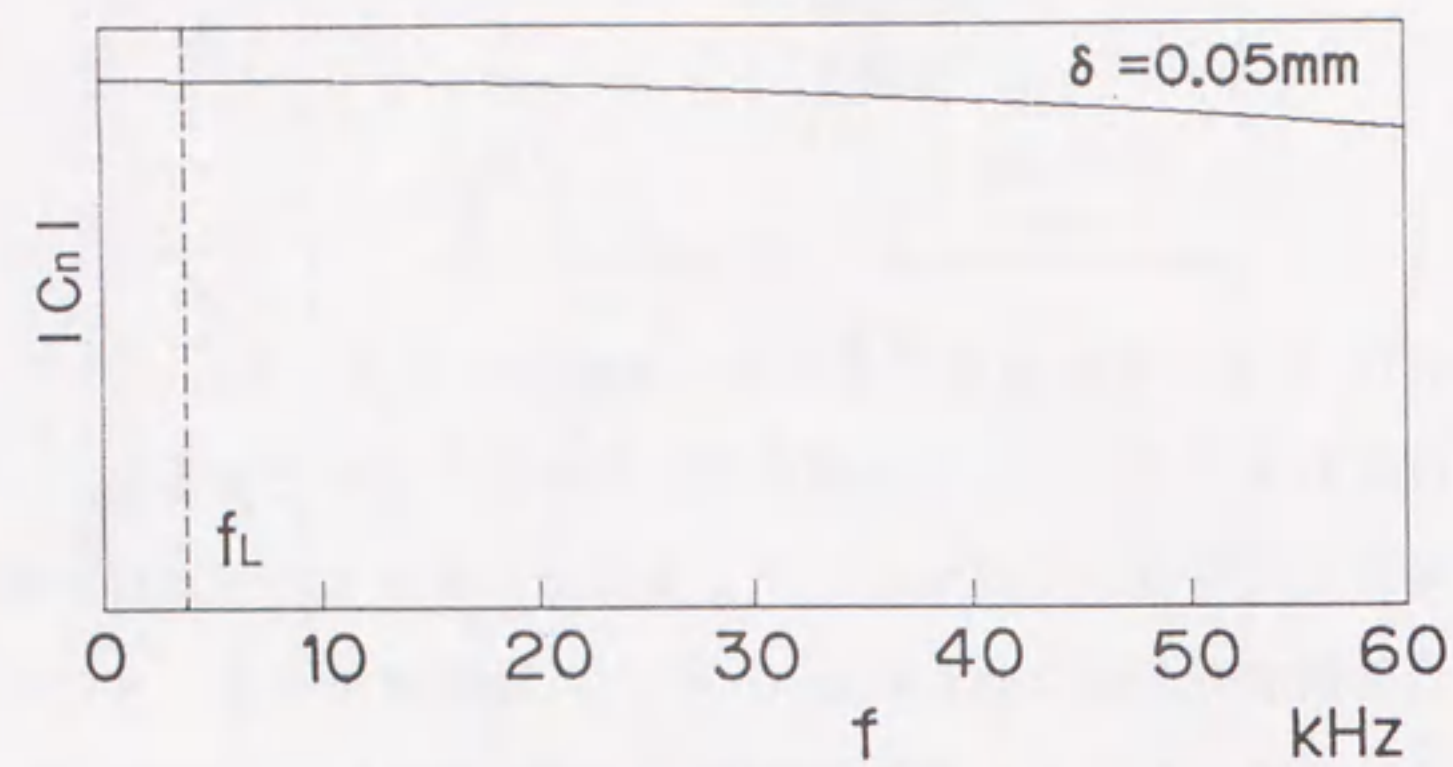
走行方向の長さ $\delta = 0.05 \text{ mm}$, 0.4 mm , 3 mm の矩形状の突起に含まれるうねりの周波数成分、すなわち式(2.9)の C_n の絶対値を図2.6に示す。図中にはスライダ長と同じ波長のうねりの周波数 $f_L (= U/l)$ を同時に示した。スライダ長より短い波長のうねり(すなわち f_L より高い周波数のうねり)にはスライダが追従しないため、 f_L は幾何学的な制約によるスライダの追従限界の指標を与える⁽²²⁾。走行方向の長さが短い突起では、高周波数の成分が支配的となるが、空気膜-スライダの質量から成る振動系の最大の共振周波数より十分大きな周波数の外乱にはスライダが応答しないため、高次の項については計算を行う必要がない。本解析では、周期 $T = 0.01$ 秒として、解の重ね合わせを $N = 800$ 項まで行なった。本解析で用いたスライダの場合には、全ての形状の突起に対して、800項以上の項を加えても得られる応答波形には変化がないことを確認した。

2.3 計算結果および考察

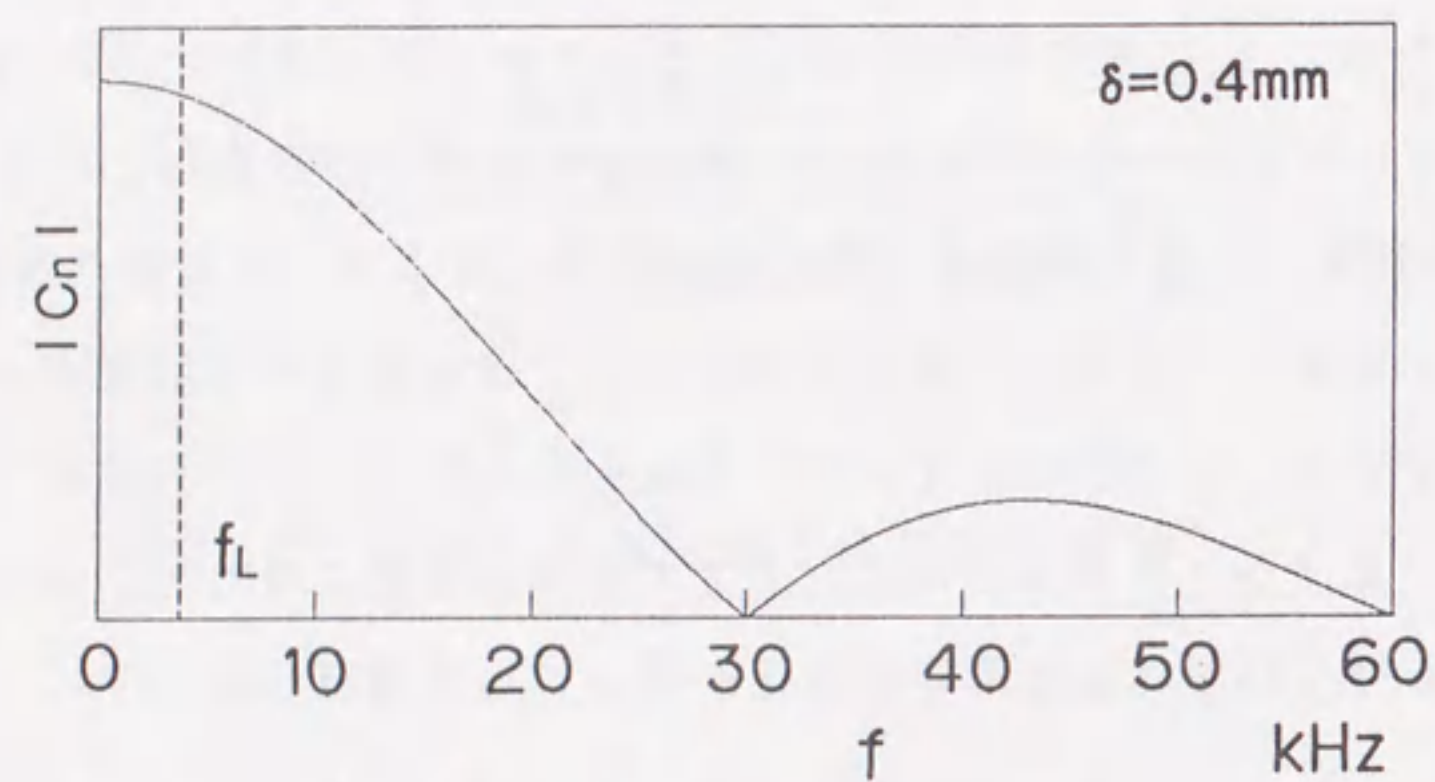
2.3.1 媒体のうねりに対する応答解析

正弦波状の走行面のうねりに対するスライダ流出端の浮上すきま変動について、両手法による計算結果を比較した。

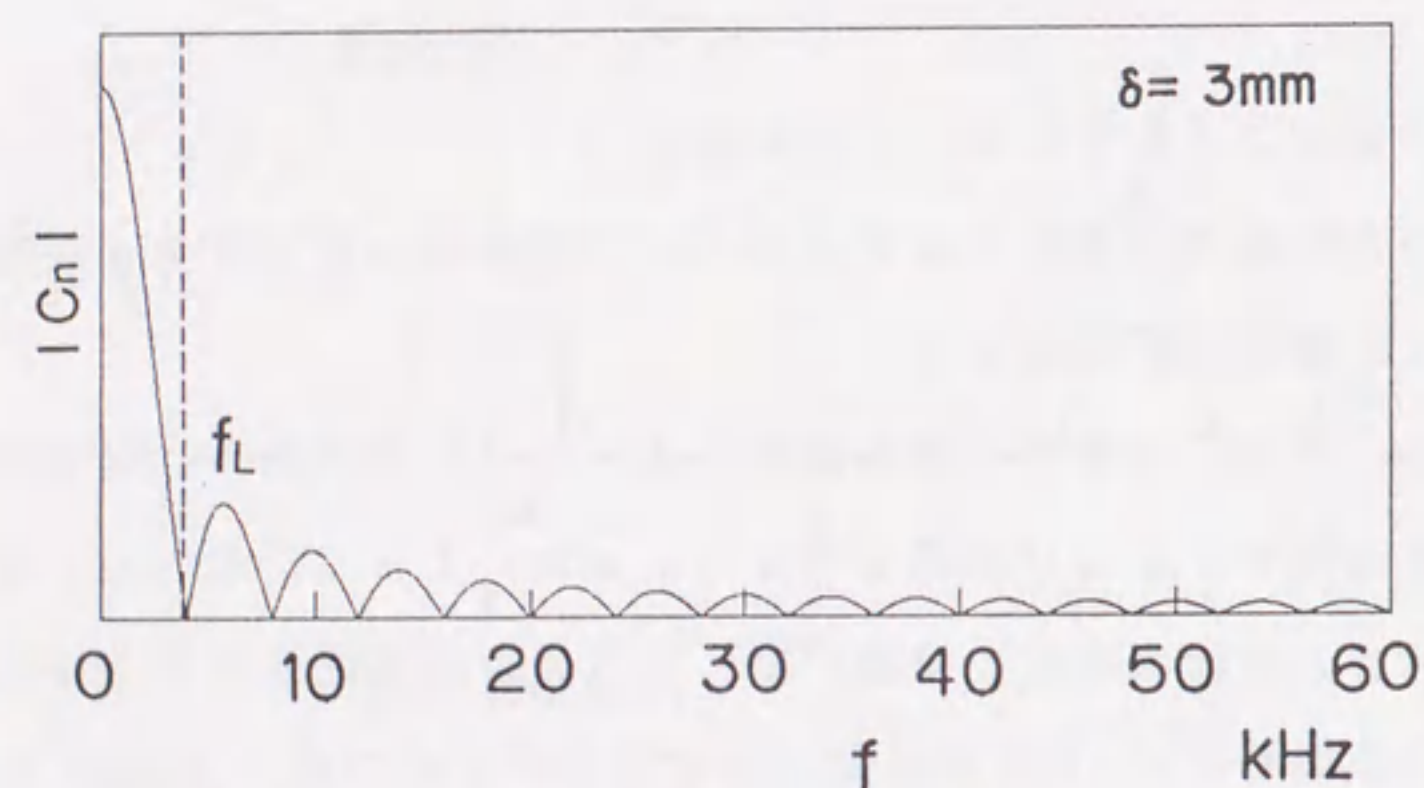
図2.7に、スライダ長の4倍の波長 ($L = 4l$) のうねりに対するスライダ流出端のすきま変動を、うねり振幅 $a = 0.1 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ と変化させた場合について示す。実線は直接数値積分法、一点鎖線は摂動法による結果である。 $a = 0.1 \mu\text{m}$ の場合には、すきま変動と定常浮上すきまの比 $|\Delta h_0 / h_0|$ は0.1程度であり、両者はほぼ一致している。すきま変動はほぼ正弦波状となるが、直接数値積分法による結果は振動中心がわずかにスライダ走行面から離反側へ移動し



(a) 突起長さ 0.05 mm

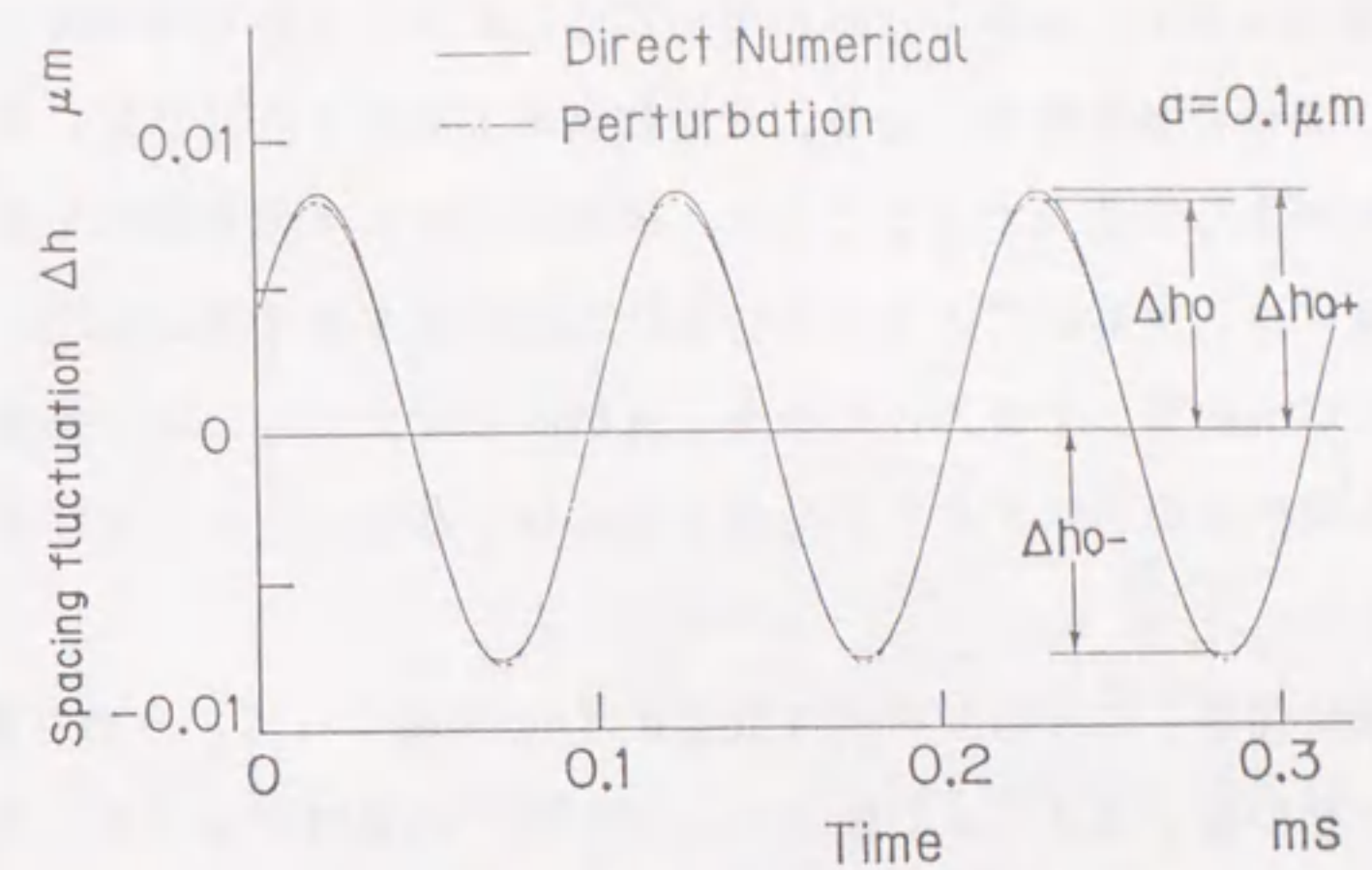


(b) 突起長さ 0.4 mm

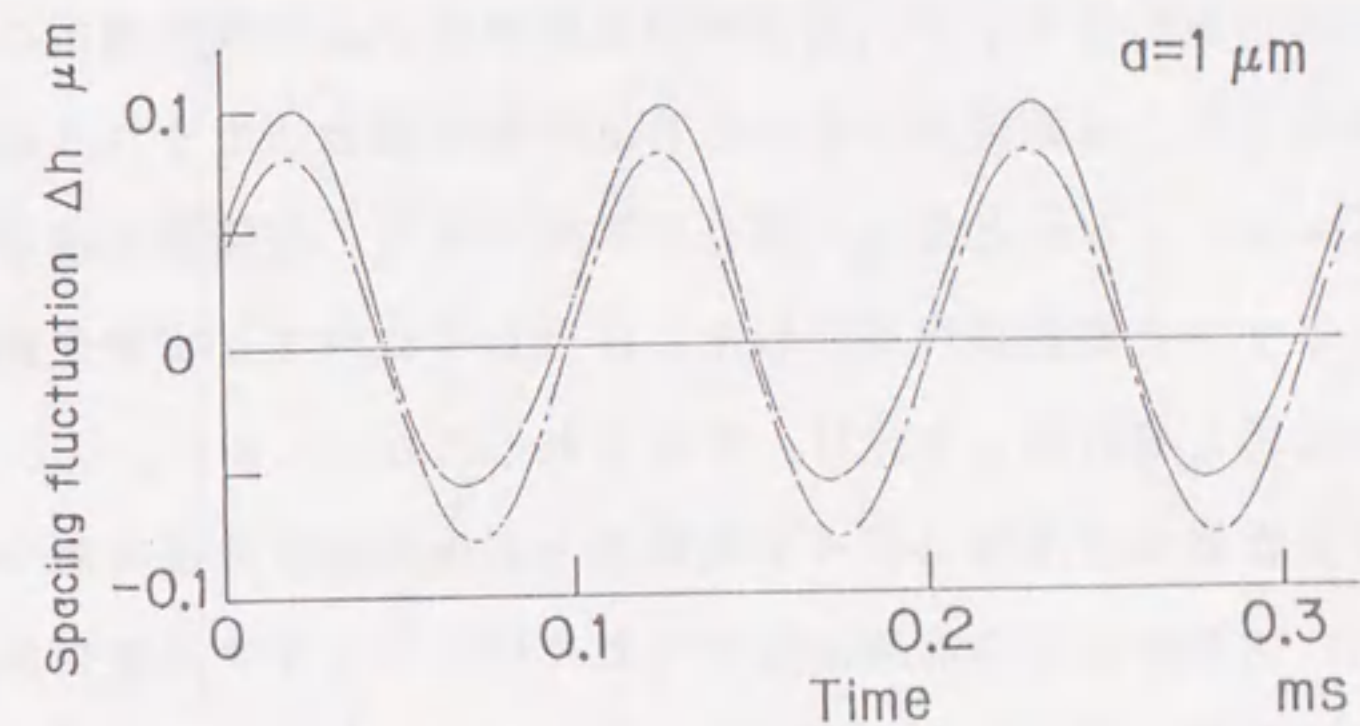


(c) 突起長さ 3 mm

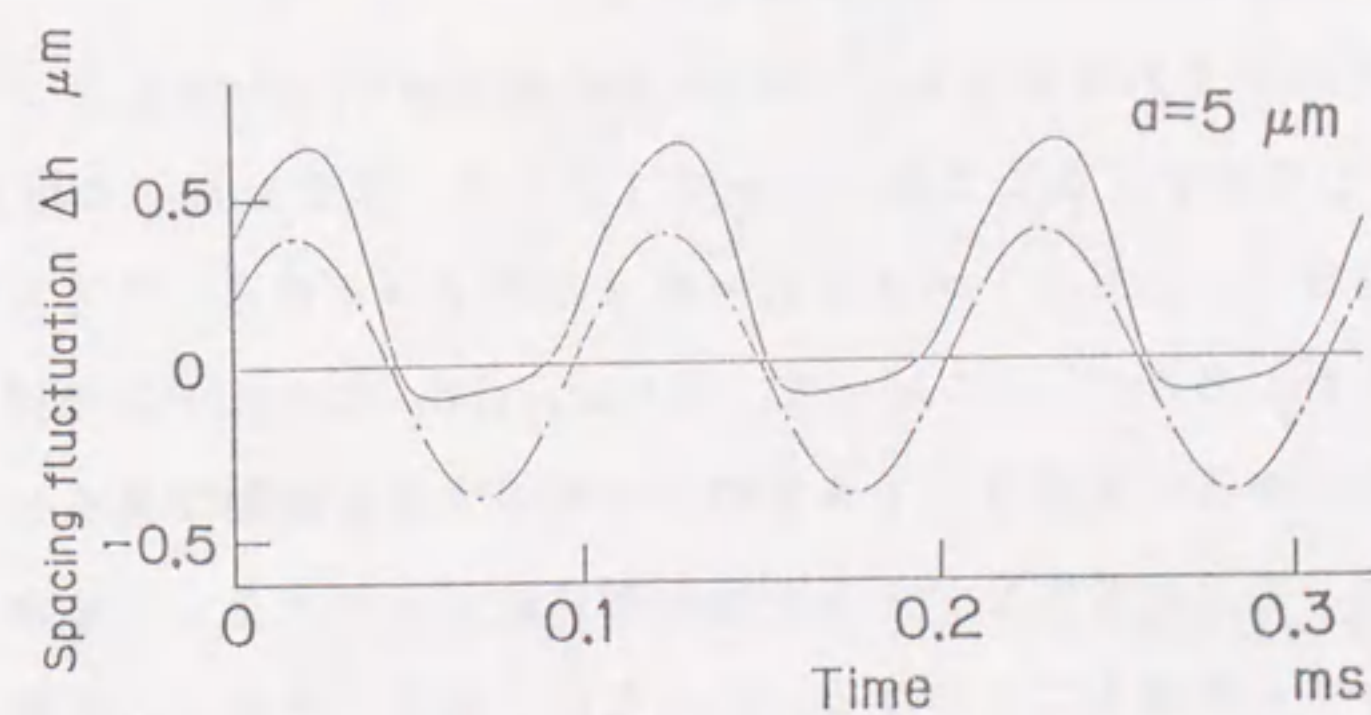
図 2.6 矩形突起の周波数成分



(a) うねり振幅 0.1 micrometers



(b) うねり振幅 1 micrometers



(c) うねり振幅 5 micrometers

図 2.7 媒体面うねりに対するスライダ流出端の浮上すきま変動
 $L = 4 \times \text{スライダ長}$ ($f = 937.5 \text{ Hz}$)
 $h_0 = 0.1 \text{ micrometers}$

ており、浮上すきま変動は媒体面から離反側 (Δh_{0+}) に大きく、接近側 (Δh_{0-}) に小さくなる傾向を示す。 $a = 1 \mu\text{m}$ の場合には、すきま変動は定常浮上すきまと同程度となり、両者の差は顕著となる。直接数値積分法による結果は、振動中心の離反側への移動がさらに増大するとともに、摂動法に対して位相遅れを生ずる。 $a = 5 \mu\text{m}$ の場合には、摂動法による計算結果は定常浮上すきまを上回り、計算上はスライダは走行面内に貫入することになる。直接数値積分法による計算結果では波形が歪み、媒体面接近側にはすきま変動が小さくなるため、スライダは走行面と接触することはない。

図2.8に無次元化したうねりの周波数 f/f_L を横軸にして、うねり振幅に対する浮上すきま変動の比 $|\Delta h/a|$ を示す。ここで、 f_L はスライダ長と同じ波長のうねりの周波数 ($= U/L$) であり、前述のように、うねりに対する幾何学的制限によるスライダの追従限界を示す。図の実線は摂動法による線形解析の結果、また破線、一点鎖線および二点鎖線は、それぞれ直接数値積分法でうねり振幅 a を $0.1 \mu\text{m}$, $0.5 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$ と変えた場合の結果である。直接数値積分法の場合には、上述のようにすきま変動波形が歪むため、うねりに対するすきま変動の比を走行面に対して離反時と接近時とで分け、それぞれ $|\Delta h_{0+}/a|$, $|\Delta h_{0-}/a|$ と定義した。 f または a の増加に伴って摂動法と直接数値積分法の間の差異が顕著となる。これは、大振幅または高周波数のうねりに対してはすきま変動が増大し、空気膜の非線形性が顕在化するためである。特に、 $f > f_L$ において $a = 0.5 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$ の場合には両計算法の差異は顕著となる。

図2.9に Δh_0 とそれぞれ Δh_{0+} , Δh_{0-} との差 $(\Delta h_{0+} - \Delta h_{0-})/\Delta h_0$ を、 $\Delta h_0/h_0$ に対して示す。ここでは、 $L = l$ ($f = 3.75 \text{ kHz}$ に相当), $L = 4l$ (同 $f = 937.5 \text{ Hz}$) および $L = 8l$ (同 $f = 468.75 \text{ Hz}$) の場合について計算した。 $\Delta h_0/h_0$ に対して、 Δh_{0+} , Δh_{0-} はそれぞれほぼ直線的に増加することがわかる。定常浮上すきまの30%のすきま変動で見ると、摂動法に基づく解析では、すきま変動をディスク接近側に約15%大きく、また離反側に約15~20%小さく見積ることになる。これらは、定常すきまの5%程度の量である。通常、スライダの設計には浮上すきま変動の許容値内 (たとえば定常浮上すきまの10%以下) でのスライダの応答を求める方法が用いられる。このような観点からみれば、摂動法は現在実用化されている寸法形状のスライダに関しては動特性

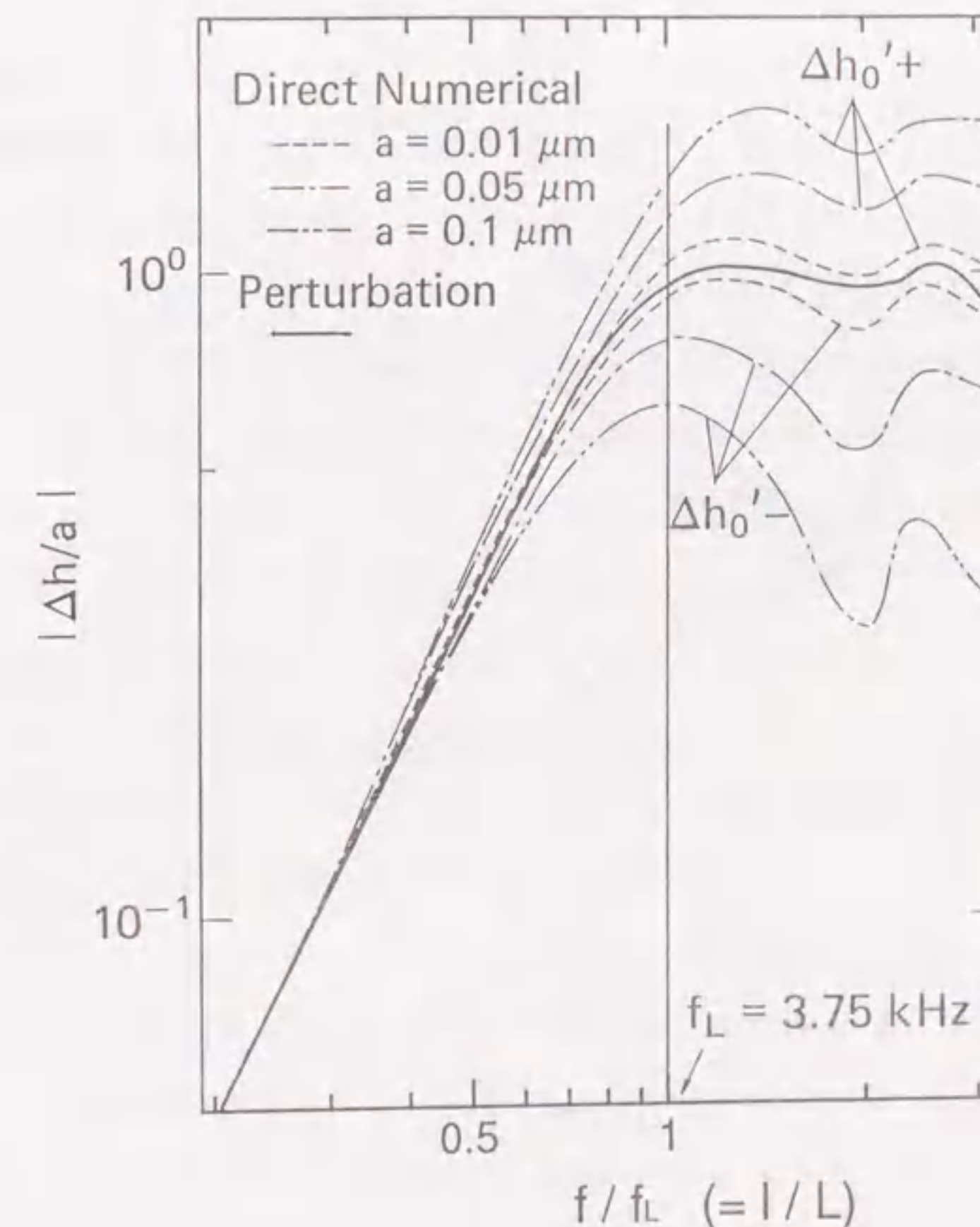


図2.8 媒体面うねりに対するスライダの追従特性

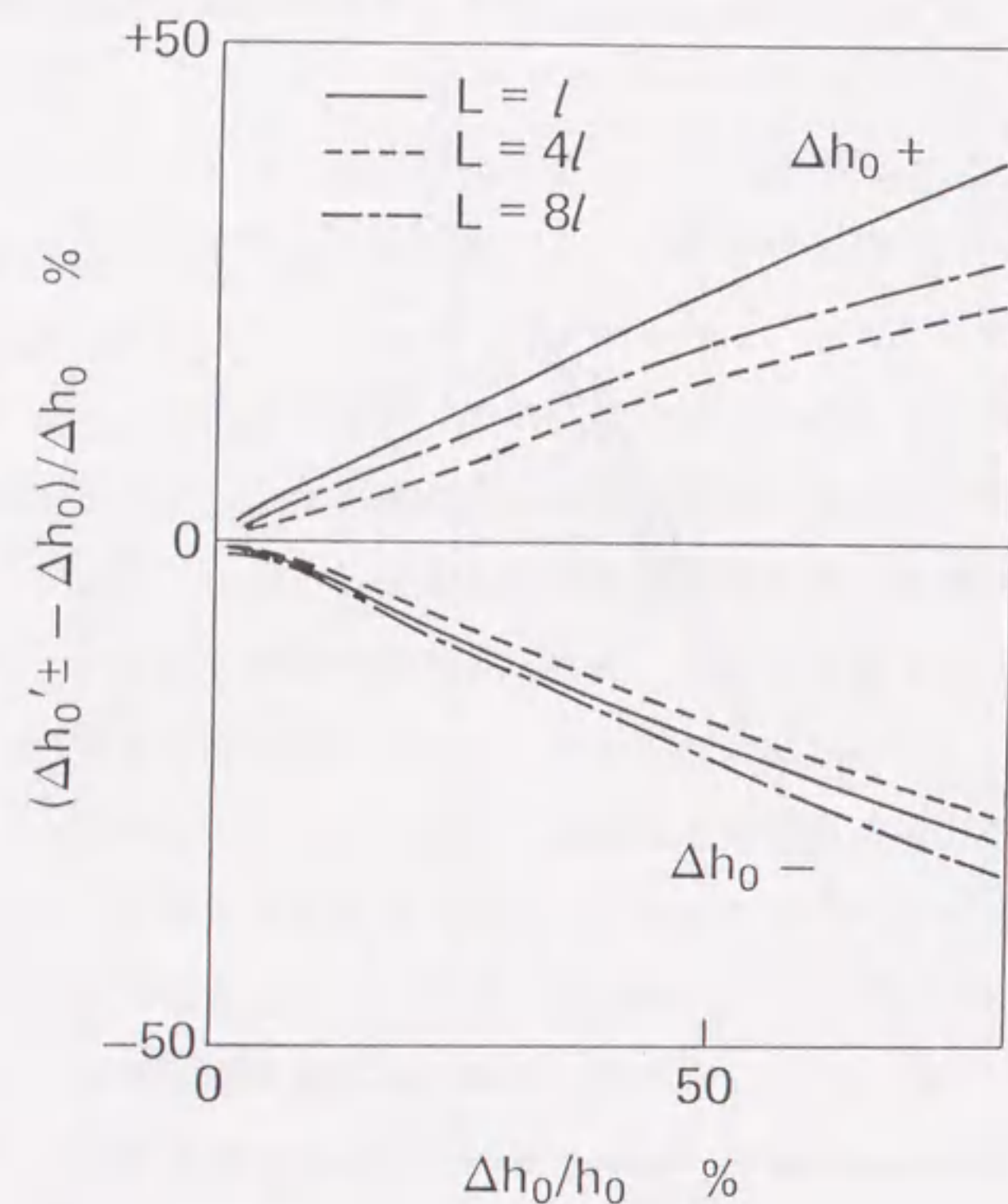


図2.9 浮上すきま変動に対する直接法と摂動法の差異

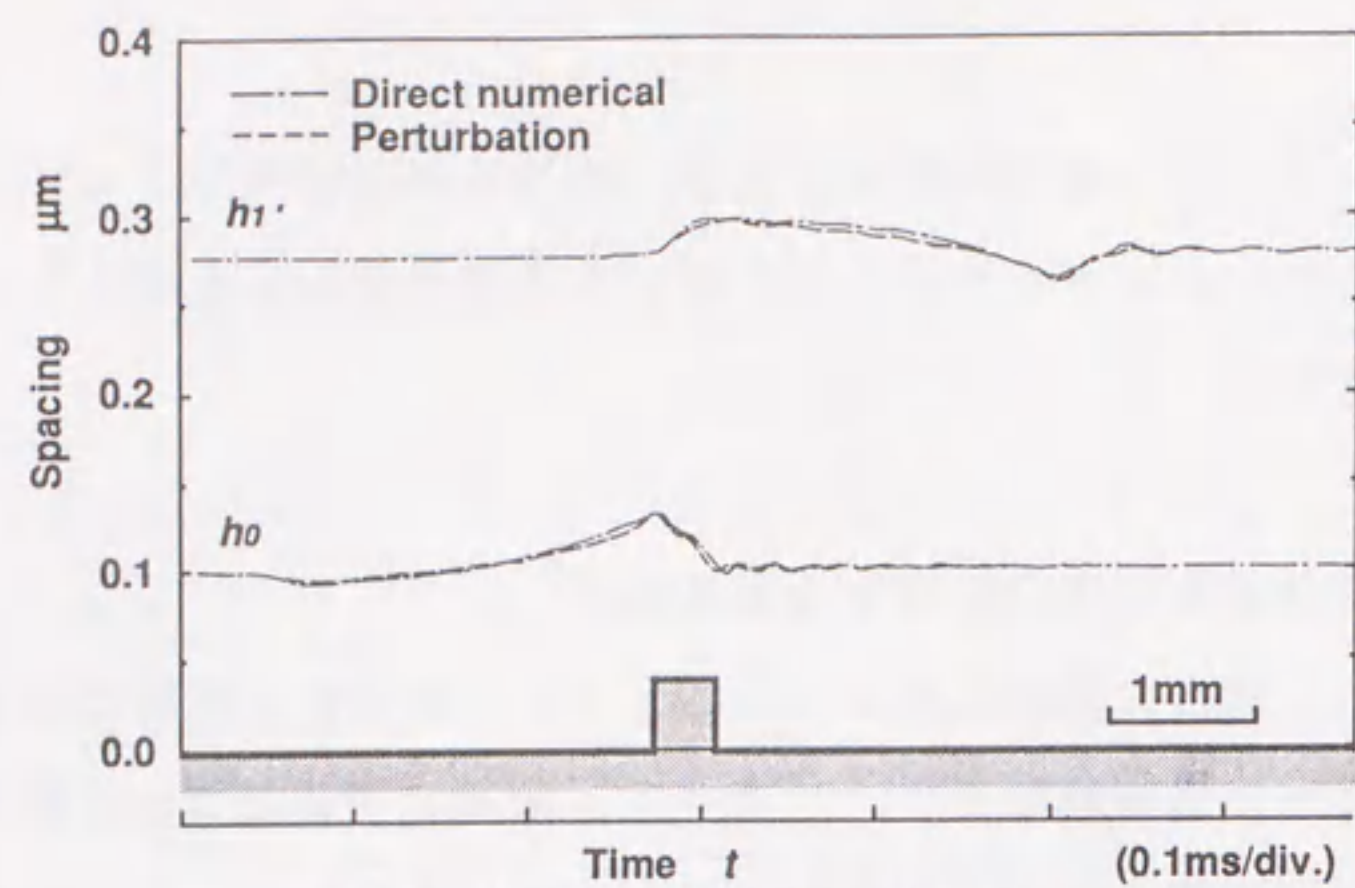
の良い予測値を与えられ。また、スライダの変位をディスク接近側に大きく見積るために、ヘッドクラッシュに対する信頼設計という点からも安全側の見積りであると言える。

2.3.2 媒体表面の突起に対する応答解析

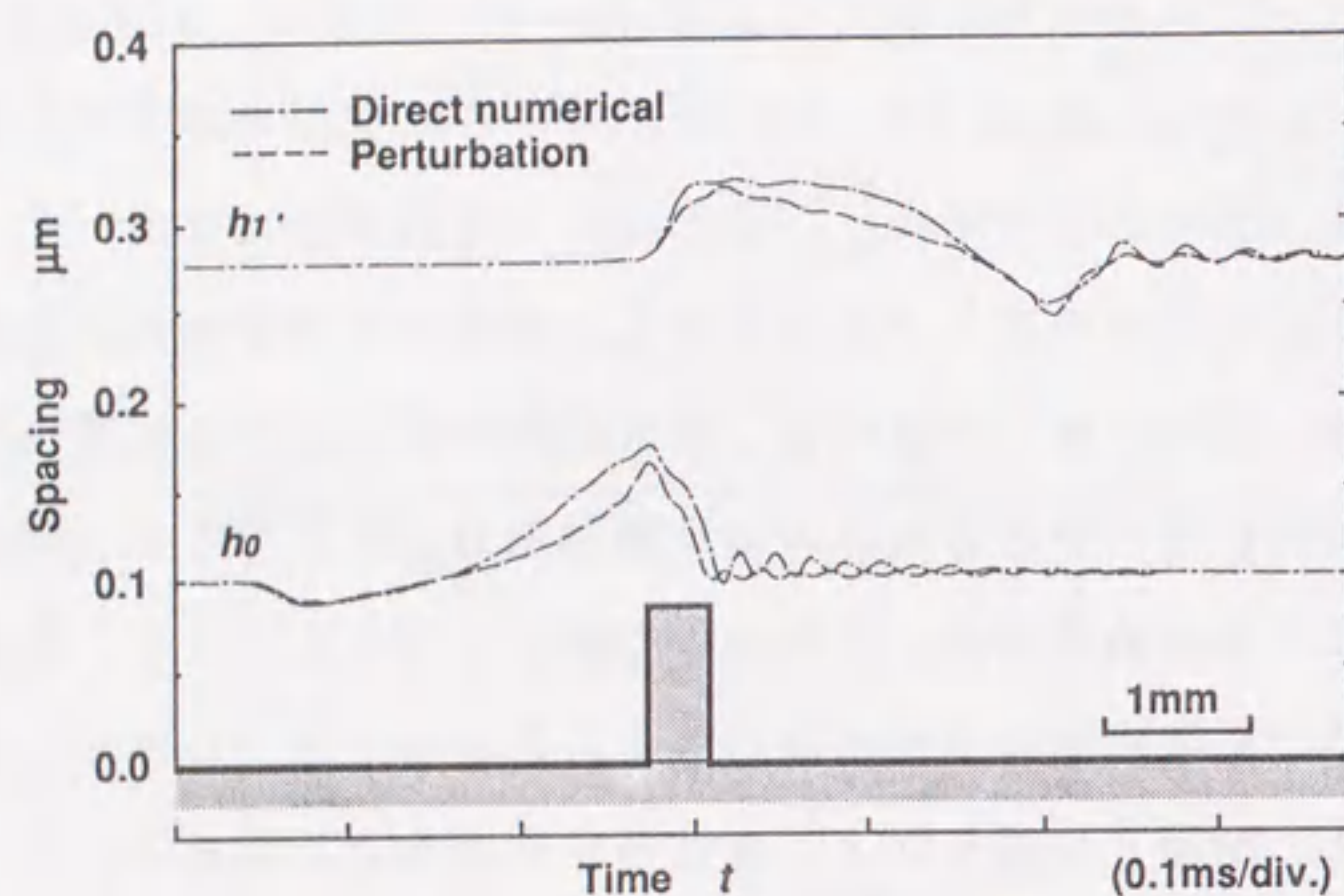
図2.10に、走行方向の長さ $\delta = 0.4 \text{ mm}$ の矩形状の突起に対するスライダテーパ端と流出端の応答軌跡 h_1' , h_0 を示す。破線は摂動法による解析の結果を、一点鎖線は直接数値積分法による解析結果を示す。図の(a)に示すように、突起の高さが流出端浮上すきまの半分以下である $h_b = 0.042 \mu\text{m}$ 場合には両者はほぼ一致している。しかし、図の(b), (c)に示すように突起の高さが大きくなるに従って、両計算法の間の差異は増大し、摂動法による解析結果は走行面からの離反時の変位が小さく、接近時の変位が大きくなる。摂動法は潤滑空気膜を線形ばねで近似しているため、突起が高い場合には、応答軌跡が突起の断面に貫入してしまう。さらに、突起が高い場合の応答軌跡の減衰振動部分に注目すると、測定結果と直接数値積分法による計算結果では、振動の中心線が上方にシフトし、振動が減衰するに従って定常浮上位置に漸近する傾向があることがわかる。これは、軸受面が沈降する時に、気体の粘性と圧縮性により抵抗が生じるために起きるスキーズ効果である。摂動法に基づく線形解析ではこの効果は考慮されていない。

図2.11に、 $h_b = 0.135 \mu\text{m}$ で走行方向の長さ $\delta = 0.05 \text{ mm}$, 0.4 mm , 3.0 mm の突起に対するスライダの応答軌跡を示す。突起の高さが等しい場合には、摂動法の誤差は δ が小さいほど増大する傾向にあることがわかる。これら3種類の長さの突起のもつうねりの周波数成分とスライダ長と同じ波長のうねりの周波数 f_L の関係は、図2.6に示した通りであるが、 0.05 mm の突起では f_L より大きい周波数成分が多く含まれるのに対し、 3.0 mm の突起では f_L 以下の成分が多い。2.3.1節で述べたように、 f_L を超える周波数のうねりに対しては浮上すきま変動が増大するために空気膜の非線形性の影響が増大し、摂動法の誤差が顕著となることがわかる。

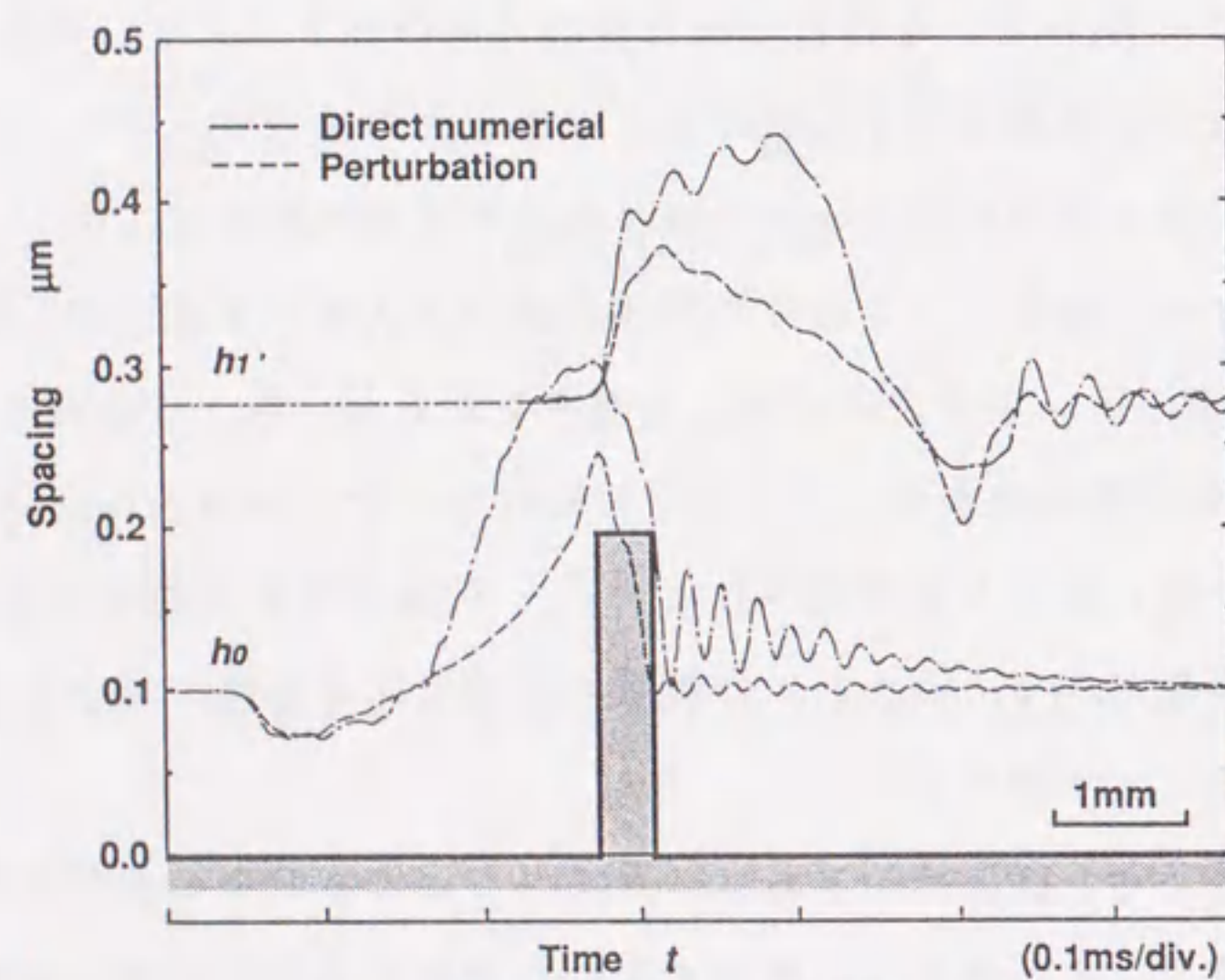
これらの結果から、摂動法の誤差はスライダの定常すきまに対する浮上すきま変動量でほぼ評価することができ、すきま変動が増大する大振幅かつ高周波数の外乱に対しては、計算精度が劣化することが検証された。



(a) 突起高さ $0.042 \mu\text{m}$

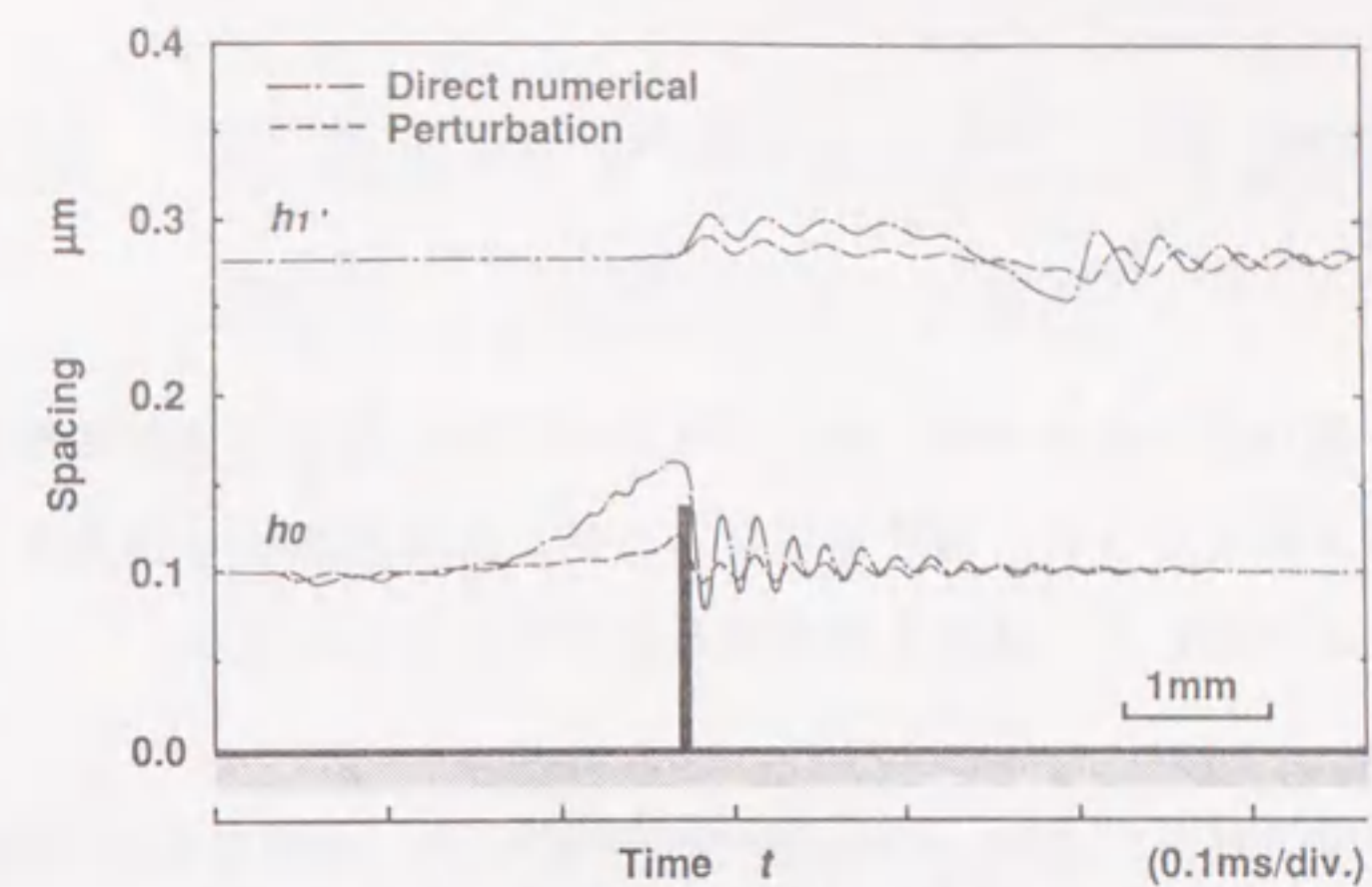


(b) 突起高さ $0.085 \mu\text{m}$

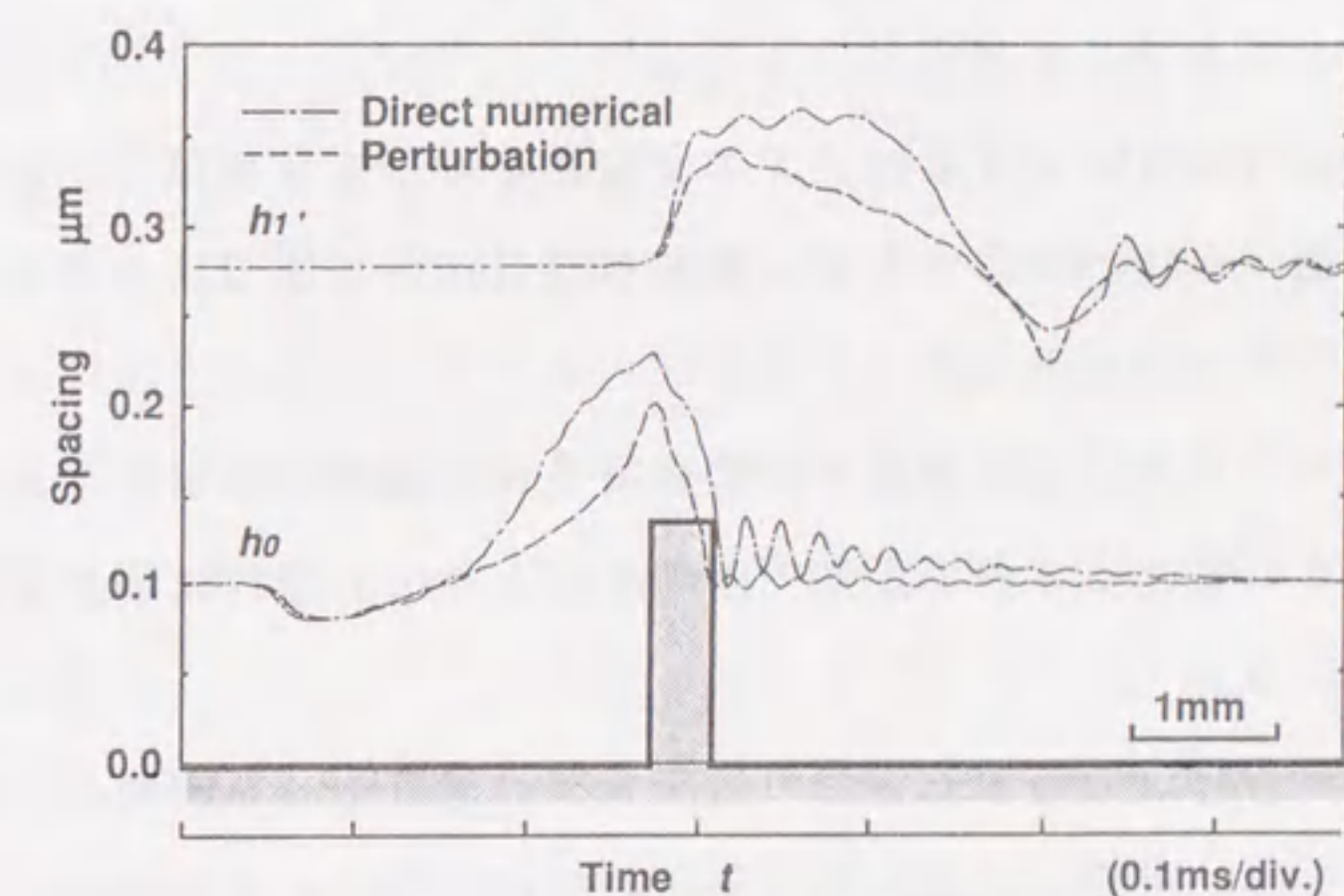


(c) 突起高さ $0.195 \mu\text{m}$

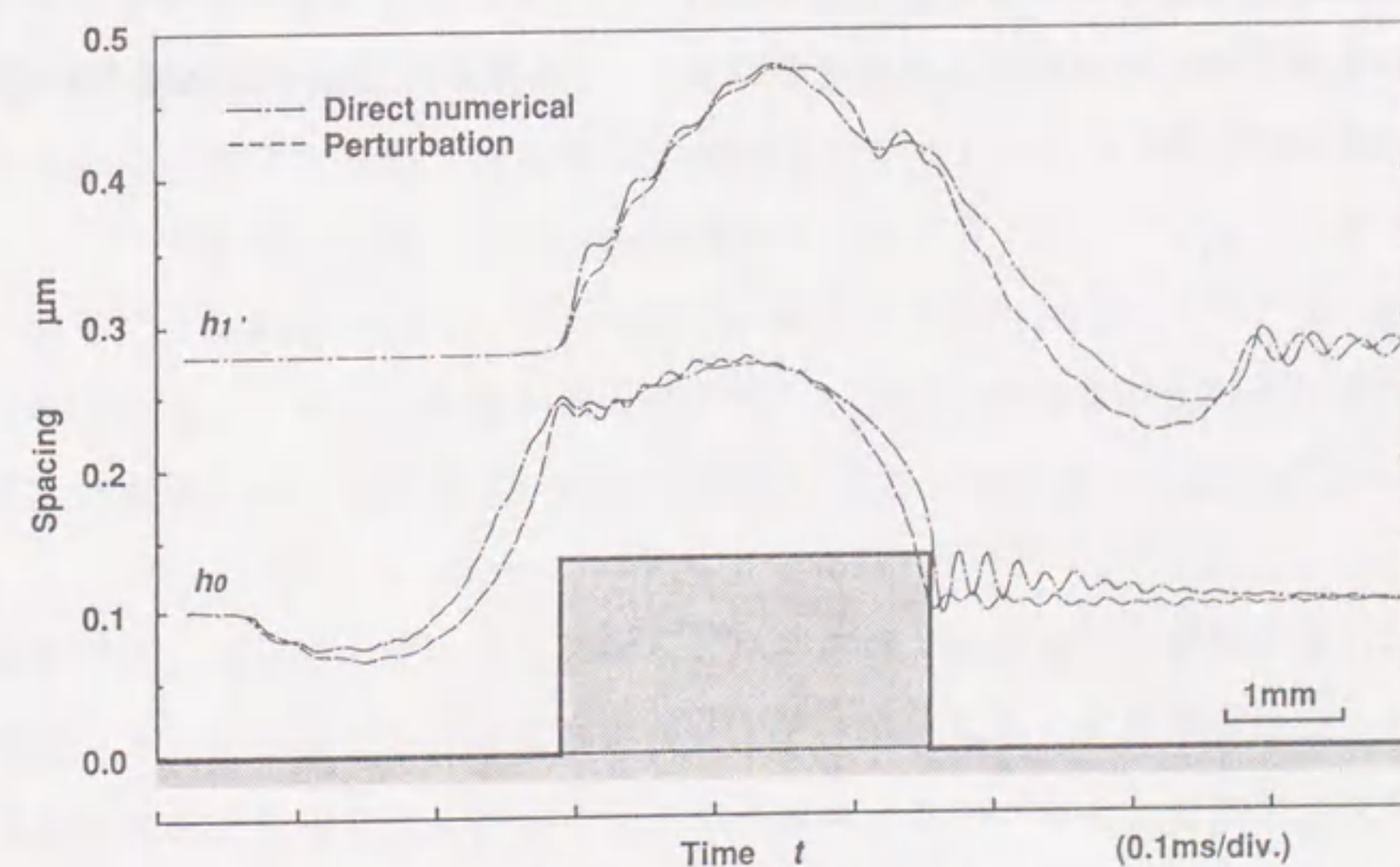
図 2.10 突起通過時のスライダ流出端の軌跡 (突起長さ 0.4 mm)



(a) 突起長さ 0.05 mm



(b) 突起長さ 0.4 mm



(c) 突起長さ 3 mm

図 2.11 突起通過時のスライダ流出端の軌跡 (突起高さ $0.135 \mu\text{m}$)

2. 4 結論

本章では、媒体面の変位に対するスライダの動的応答を直接数値積分法と摂動法を用いて解析するとともに、両計算結果の比較により摂動法の適用性に関する検討を行った。本章で得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) Factored Implicitスキームに基づく修正レイノルズ方程式の解法とRunge-Kutta法による運動方程式の解法を時間領域で連立させる直接数値積分法の計算アルゴリズムを示した。
- (2) 媒体面のうねりに対する浮上すきま変動を解析した結果、摂動法に基づく解析が媒体面への接近時のすきま変動を過大に、また離反時のすきま変動を過小に見積ることを明らかにした。
- (3) 摂動法の計算誤差は、外乱の振幅あるいは周波数の増加とともに顕在化し、定常すきまに対するすきま変動で整理するとほぼ直線的に増大することを明らかにした。
- (4) 矩形状の突起が通過する場合のスライダの過渡応答を解析し、走行方向の長さが小さく高い突起（すなわち高周波数の外乱成分を含む場合）に対し、摂動法の計算精度が劣化することを示した。
- (5) 空気潤滑膜の非線形性に起因するスクィーズ効果が摂動法では無視されてしまうことを示した。

第3章 可視レーザ干渉法による大変位を伴う過渡応答の測定^{(74), (75)}

3. 1 緒言

浮動ヘッドスライダの動特性の実験的な評価には、数 $10\mu\text{m}$ の振幅の媒体表面の変位に追従するスライダのすきま変動成分を検出することが必要であり、サブサブミクロンの分解能と数 10kHz の高速応答性が要求される。これまで、主として透明なスライダまたはディスクを用いてスライダ・ディスク表面間における光の干渉光量からすきまの絶対値を測定する方法⁽²⁾⁻⁽⁴⁾、レーザ振動計 (Laser Doppler Vibrometer: LDV) によりスライダの振動成分を測定する方法^{(5), (6)}、導体または電極を設置したスライダによりすきまの静電容量を測定する方法⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾が用いられてきた。最近、Zhuら⁽¹⁰⁾はヘテロダイン干渉を用いてスライダ背面とディスク表面の干渉光の位相差から浮上すきまを測定する方法を考案し、実媒体と実スライダの浮上すきま測定を行った。また、大久保ら⁽¹¹⁾は、光干渉法の光源に可視レーザ (He-Neレーザ) を用い、レーザ光をスポット状に集光することにより、約 $0.001\mu\text{m}$ の空間分解能と $\text{DC}\sim 100\text{kHz}$ 以上の周波数帯域を有する高精度な浮上すきま測定を実現した。

これらの測定法を用い、媒体表面の並進振動やうねりに対する浮上すきま変動^{(17), (20), (22)}、支持機構を加振した場合の周波数応答^{(23), (24)}、人工的に形成した突起に対する過渡応答^{(18), (19)}の測定と解析が行なわれ、計算モデルの検証が試みられている。しかし、実験の精度が低いことと浮上すきまが比較的大きい領域での測定であるため、スライダの大変位・非線形応答の検証としては必ずしも十分でない。

本章では、微小浮上すきまにおけるスライダの大変位を伴う動的応答の精密測定と数値シミュレーションとの比較について述べる。スライダに定量的かつ再現性のある強制変位を加えるために、イオンビームエッチングにより石英ディスク上に形成した矩形断面状のモデル突起を用い、レーザ光干渉法を用いたスライダの過渡応

答の測定を行う。 $0.1\mu\text{m}$ の微小浮上すきまにおいて、定常すきまの2倍の強制変位によるスライダの動的挙動について実験結果と数値計算結果を比較することにより、修正レイノルズ方程式を用いた計算モデルの有効性を検証する。

3.2 実験方法

3.2.1 実験装置

実験装置の概要を図3.1に示す。ディスク回転系には、機構振動を低減するために静圧気体軸受を用い、これをベルトで駆動した。本章の実験では、後述のように表面に突起を形成したディスクを用いてスライダの加振を行ったが、その他の加振モードとして、ジンバルおよびディスクの取付部に組み込まれた振動子により、支持機構およびディスクの垂直方向の周波数加振が可能である。参考のために、本章の付録にはディスク面を加振した場合のスライダの応答の測定結果を示した。

スライダの過渡応答の測定には、可視レーザ光干渉を利用した浮上すきま測定装置^{(11), (62)}を用いた。図3.2に示すように、浮上すきまに対応する干渉光は、高速の応答性を有するシリコンフォトダイオードによって光電変換した。浮上すきまと干渉光量の関係は図3.3に示すように $1/4$ 波長ごとに極大値と極小値を繰り返すため、極大点と極小点の次数がわかれば、干渉光量からすきまの値を逆算することができる。ここでは、測定データはデジタルメモリに一旦格納した後、デスクトップコンピュータにより多重干渉を考慮して浮上すきまに変換した。浮上すきまの分解能は最高 $0.002\mu\text{m}$ 、周波数帯域は $\text{DC} \sim 100\text{kHz}$ 以上である。

供試スライダとしては、テーパフラットタイプで長さ 3.2mm のセラミック製($\text{Al}_2\text{O}_3\cdot\text{TiC}$)を用いた。スライダの諸元は、前章の表2.1に示したものと同一である。また、支持機構には、図3.4に示すような小形のワトラス形支持機構を用いた。突起通過時の過渡応答の測定は、走行面速度 $U=12\text{m/s}$ で流出端浮上すきま $h_0=0.1\mu\text{m}$ に設定して行った。ディスクは直径 130mm 、厚さ 2mm で最大粗さ $R_{\text{max}}4\text{nm}$ 以下に光学研磨した石英ディスクを用いた。

定量的で再現性の良い強制変位をスライダに加えるために、図3.5に示す矩形断面状の突起(bump)をディスク上に形成した。この突起は、ディスク表面の一部をマスキングしてイオンビームエッチングを施し、表面の一部を削除することにより、

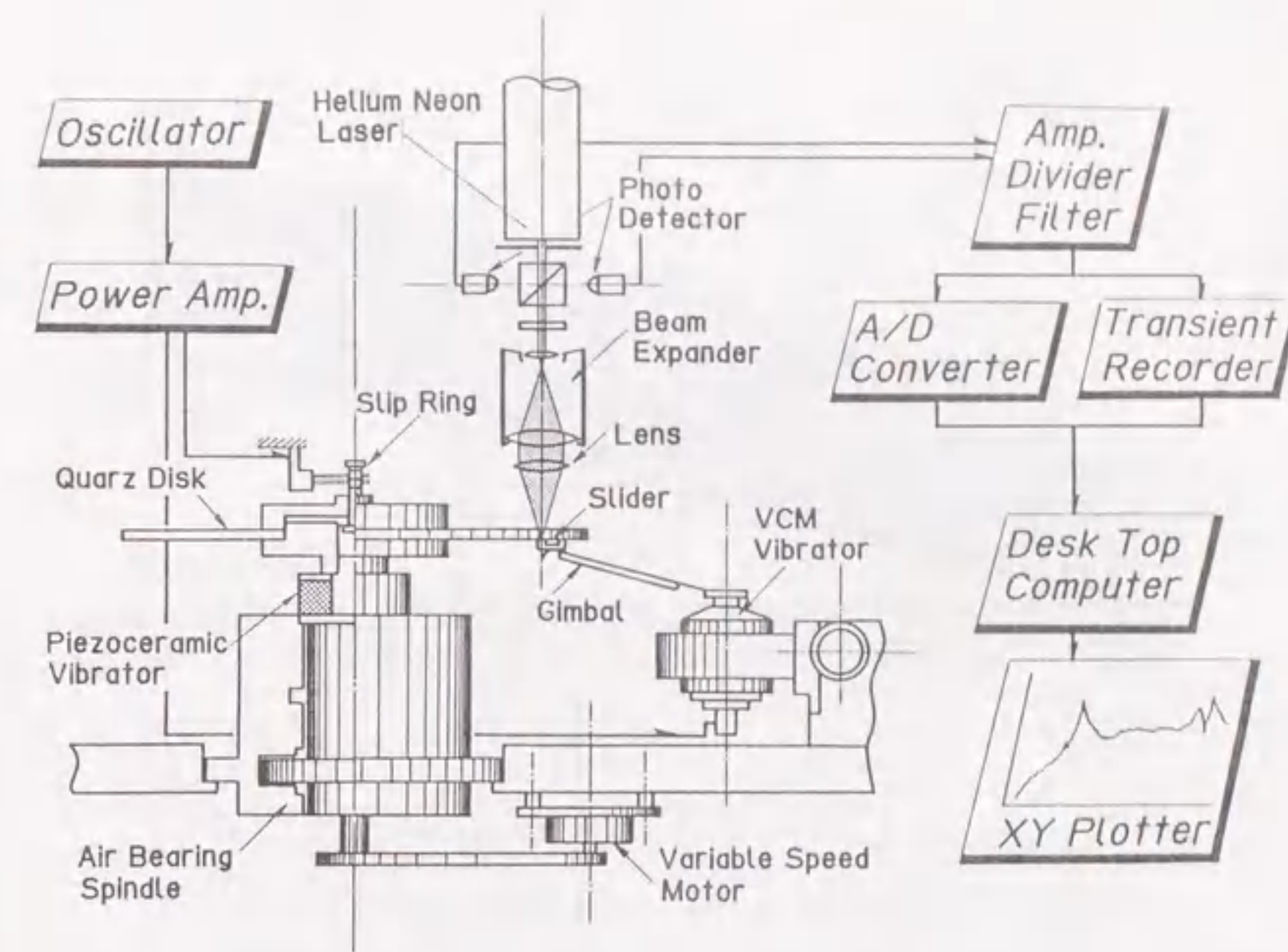


図3.1 実験装置の概要

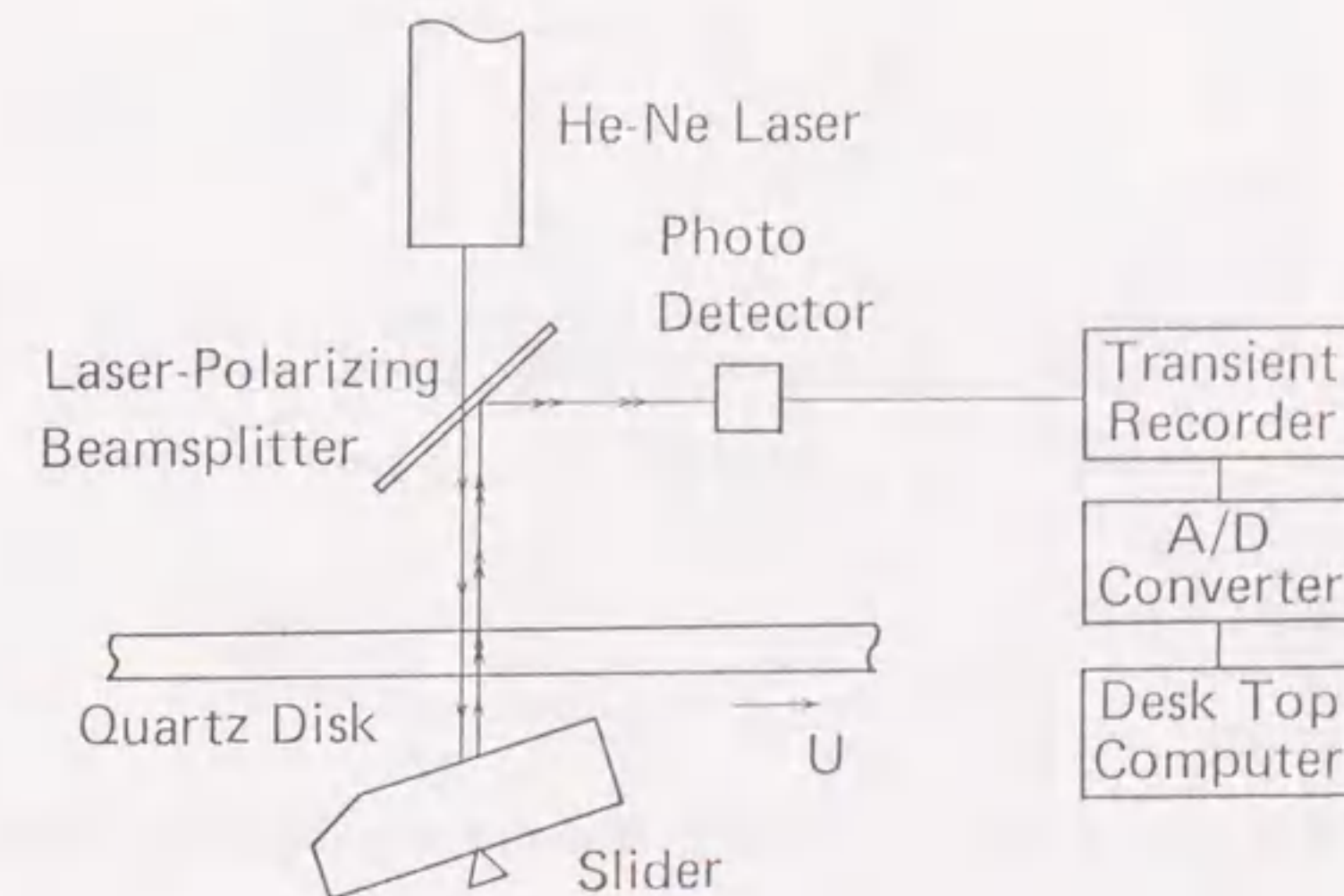


図3.2 浮上すきま測定装置

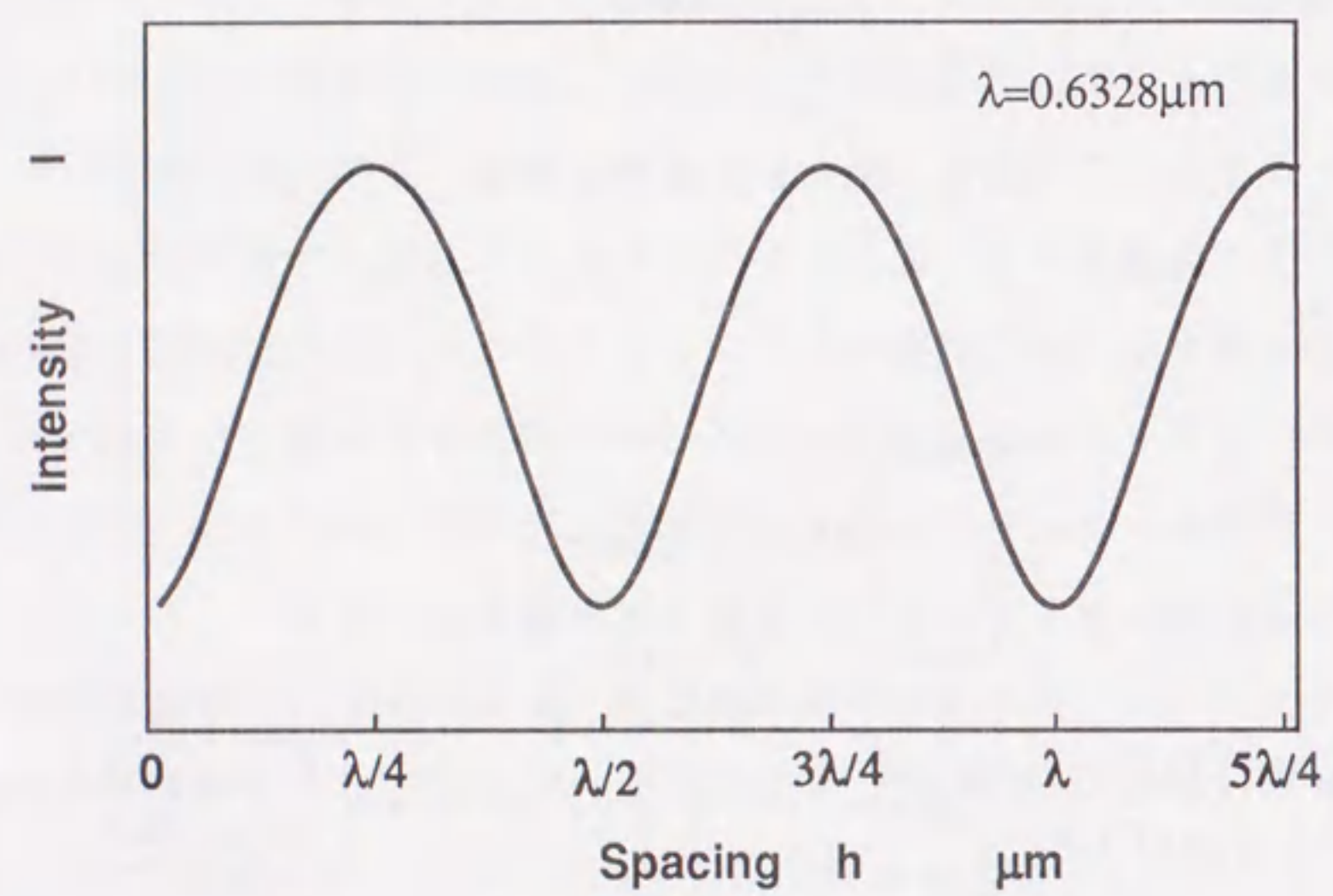
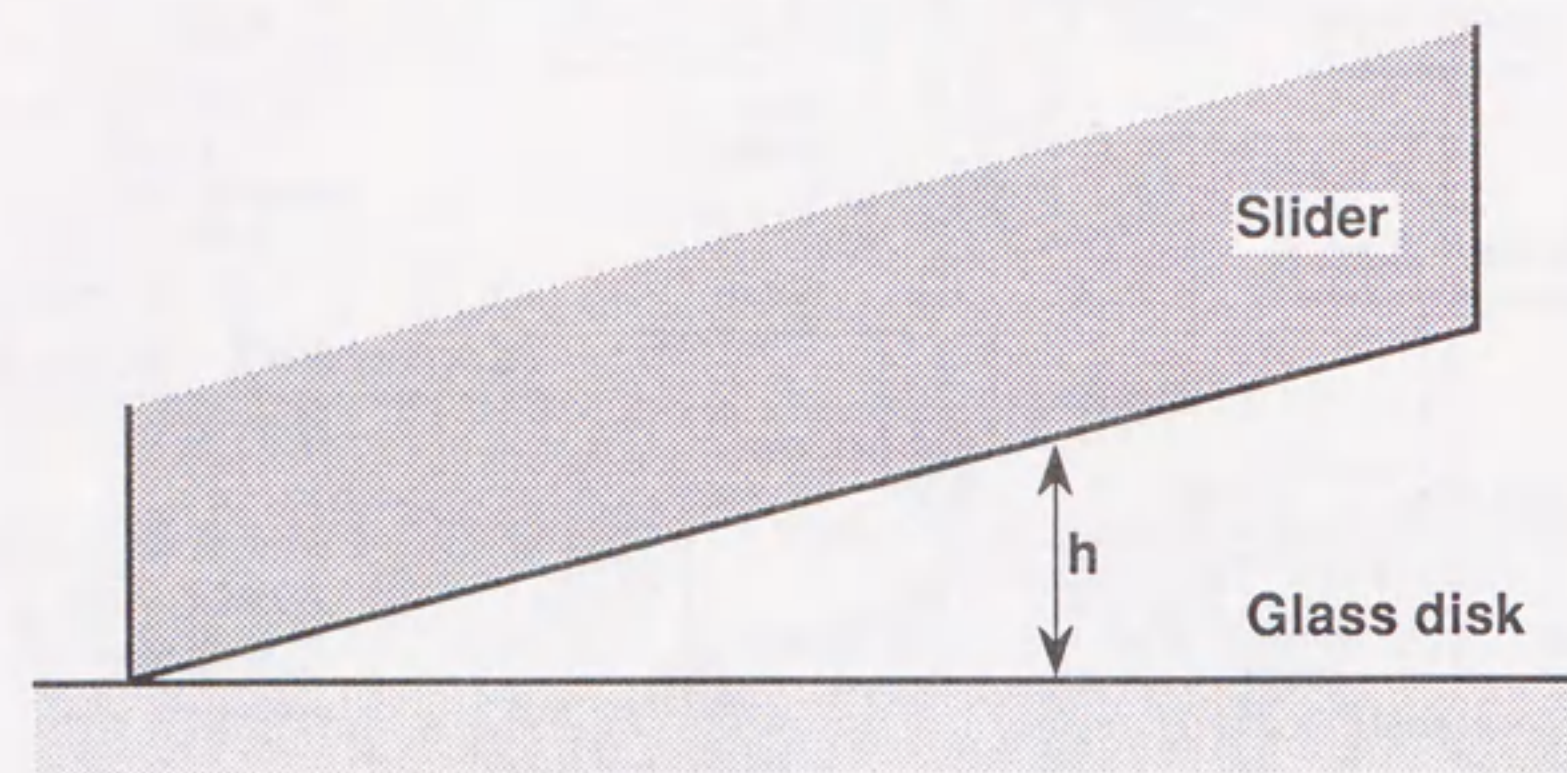


図 3.3 スライダーディスク間のすきまと干渉光量の関係

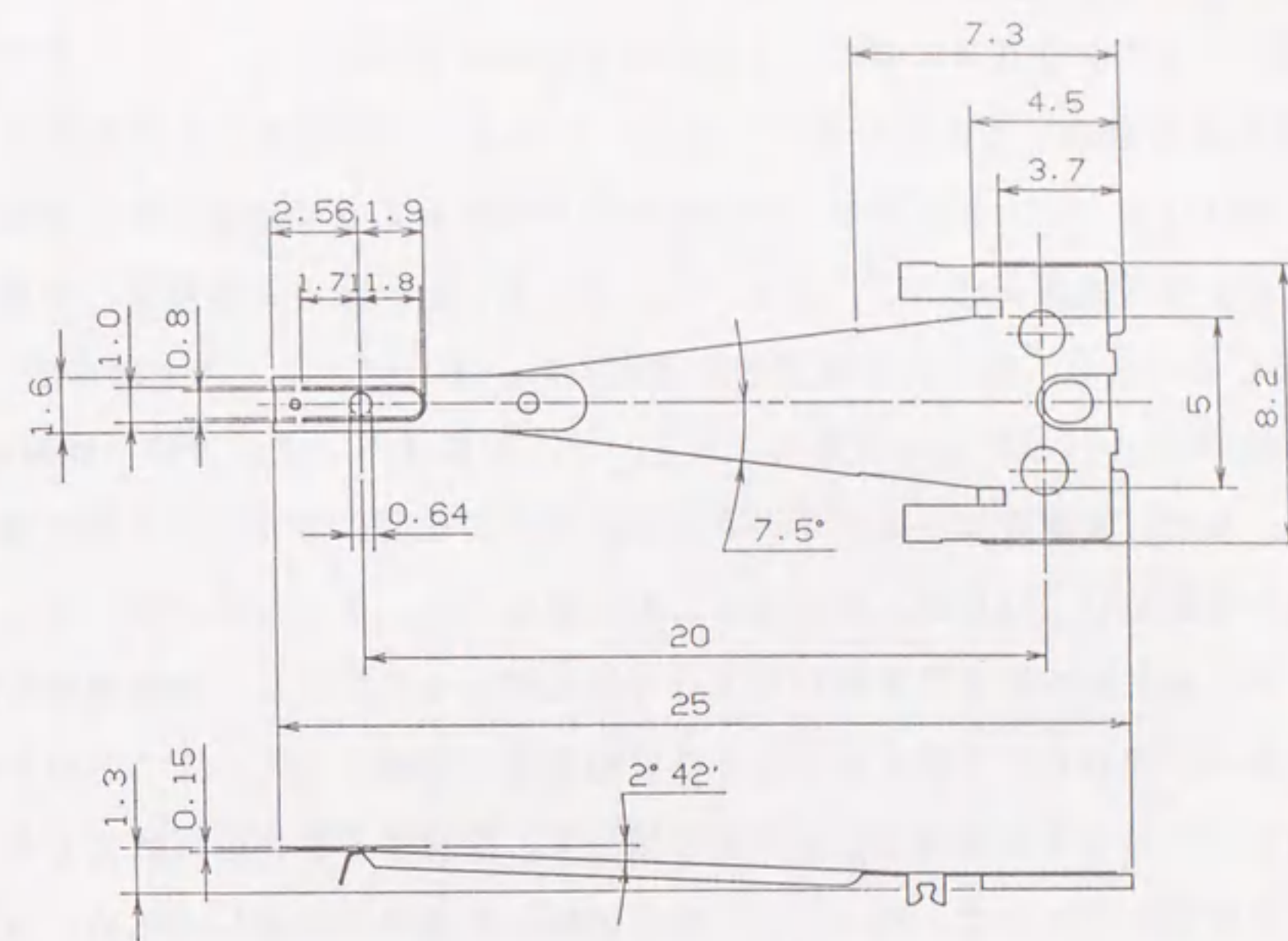


図 3.4 スライダーの支持機構

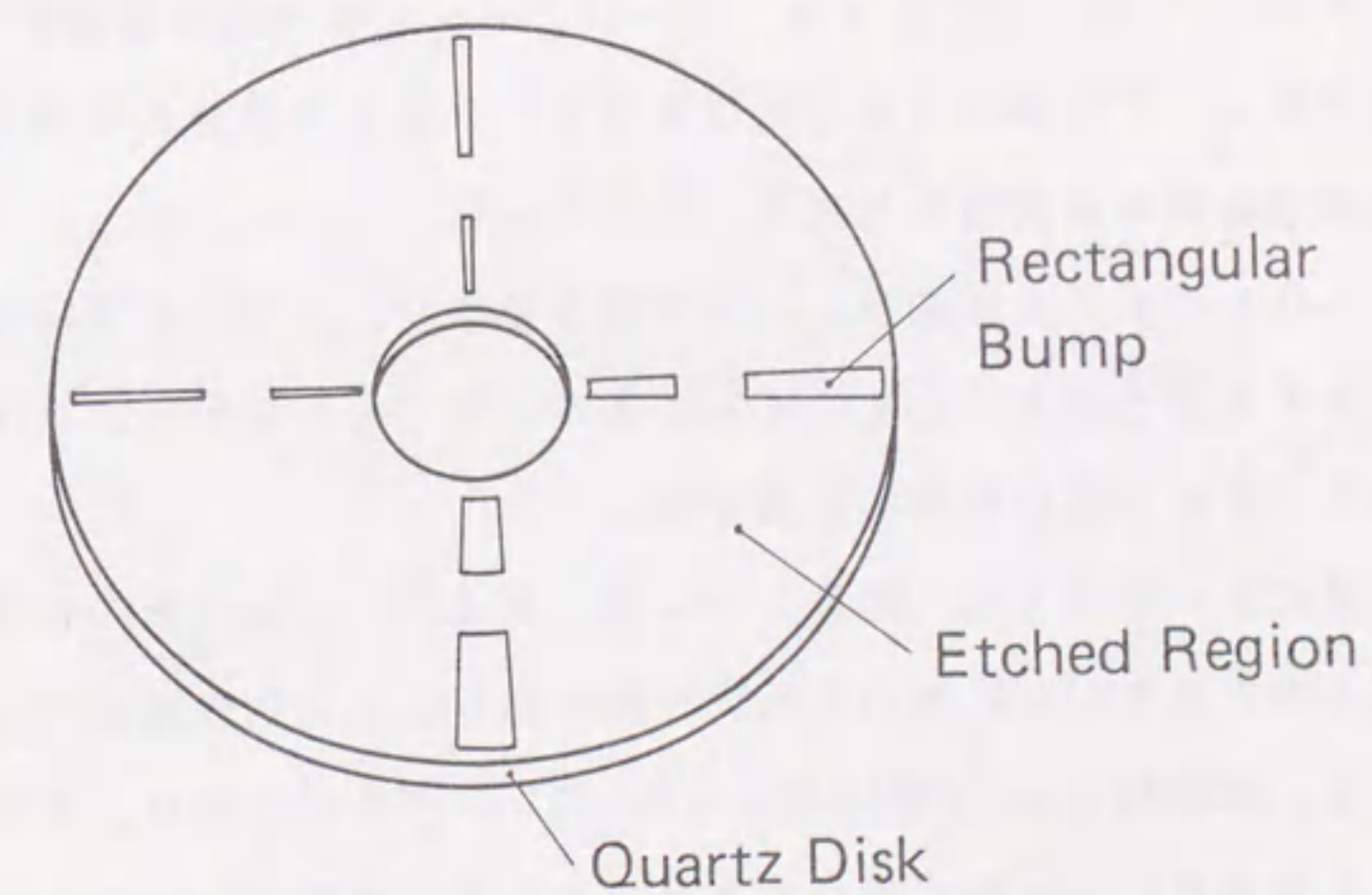


図 3.5 突起形状

円周上の4箇所にその周方向（走行方向）の長さを変えて形成した。突起の周方向の長さが、ディスク外周部に向かって放射状に広がるようにして、スライダの両スキー面を突起が通過する時間を等しくすることにより、ほぼスライダに面外方向（並進）およびピッチング方向のみの強制変位が加わるように考慮した。突起の走行方向の長さの代表値 δ は、0.05, 0.4, 1, 3 mmの4種類を、突起の高さ h_b は0.04~0.2 μ mの数種類を選択した。またディスク中央部には、スライダの起動・停止を行うための平坦なCSSゾーンを設けた。突起寸法の詳細を表3.1に示す。なお、実験を行ったディスク上のトラック位置における δ の測定値は、小さい方から順に0.053, 0.42, 1.06, 3.17 mmであった。

図3.6に触針式の粗さ計を用いて10万倍に拡大して測定した突起部分の形状を示す。エッジ部のだれはほとんどなくほぼ矩形状に形成されていることがわかる。また、図3.7に光学式表面形状測定器を用いて、同様に10万倍に拡大した0.05 mmの突起形状を示す。同一材の一部を削除して突起を形成したため、スライダ走行面全面にわたって均一な光学特性が得られており、しかもエッチングによる影響がほとんどないことがわかる。

3.2.2 過渡応答の測定方法

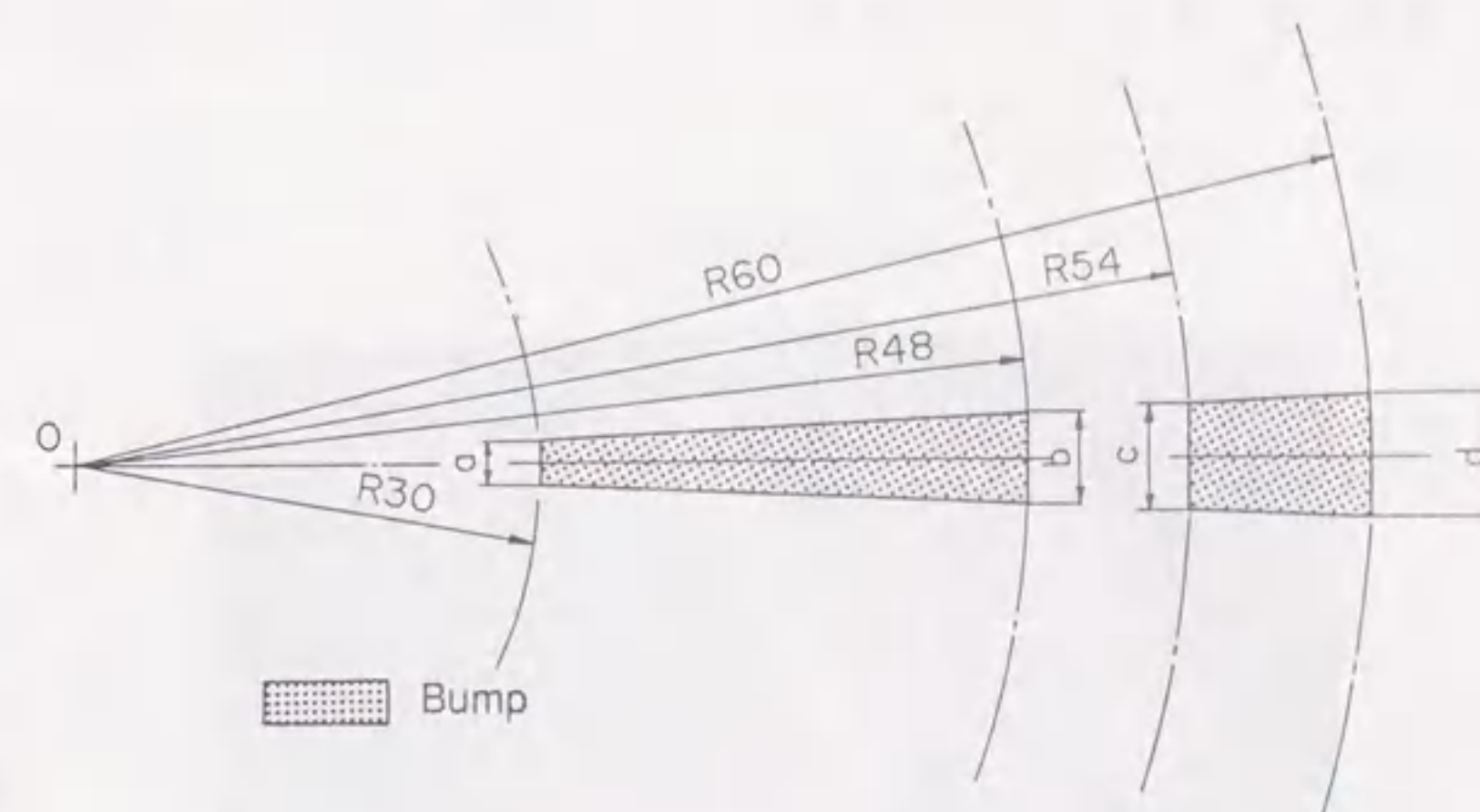
図3.8に $h_b=0.085 \mu$ m, $\delta=0.4$ mmの突起が通過する時のスライダ流出端近傍のレーザ干渉光強度の変化を示す。ステップ部分が通過する時の波形の跳躍、突起通過後の減衰振動が観測される。図3.9(a)は、図3.8の波形をデジタル化してすきまに変換した後の結果であり、波形の不連続部分に突起高さに相当するすきまを加えることにより、図3.9(b)に示すような走行面を基準としたスライダの運動の軌跡に変換する。

光干渉法による測定では、図3.3に示したように、干渉光の強度が入射光の波長の1/4のすきまごとに極小と極大を繰り返し、これらの極値付近では測定精度が低下する。本実験では、光源に用いたHe-Neレーザの波長が0.6328 μ mであり、0.1582 μ mの整数倍のすきま付近を避けて測定を行っている。しかし、図3.10に示すようにスライダの変位が大きく干渉光量が極値となるすきまを越える場合には(a)に示すように測定波形が反転される。そこで、この部分に補正を加えて(b)に示すようなスライダの運動軌跡を求めた。

表3.1 矩形状突起の寸法

Unit: [mm]

Bump No.	a	b	c	d
1	1.67	2.67	3.0	3.33
2	0.55	0.89	1.0	1.11
3	0.22	0.36	0.4	0.44
4	0.028	0.044	0.05	0.056



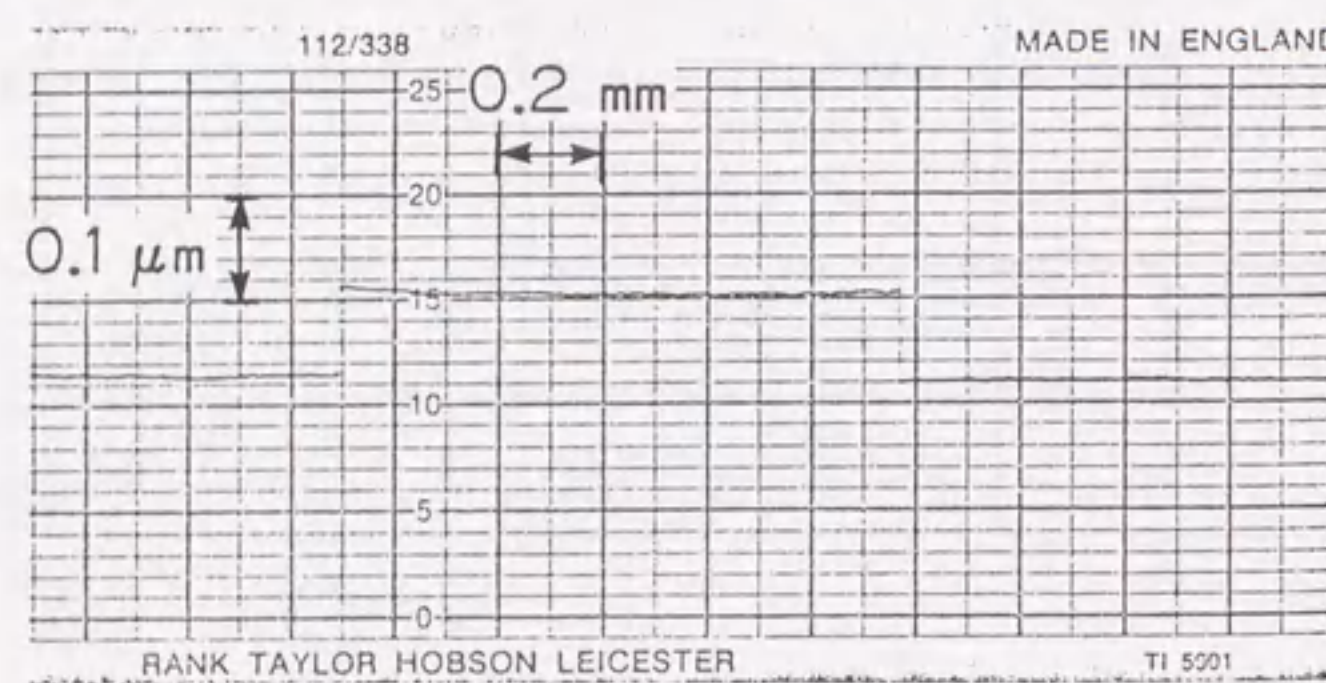
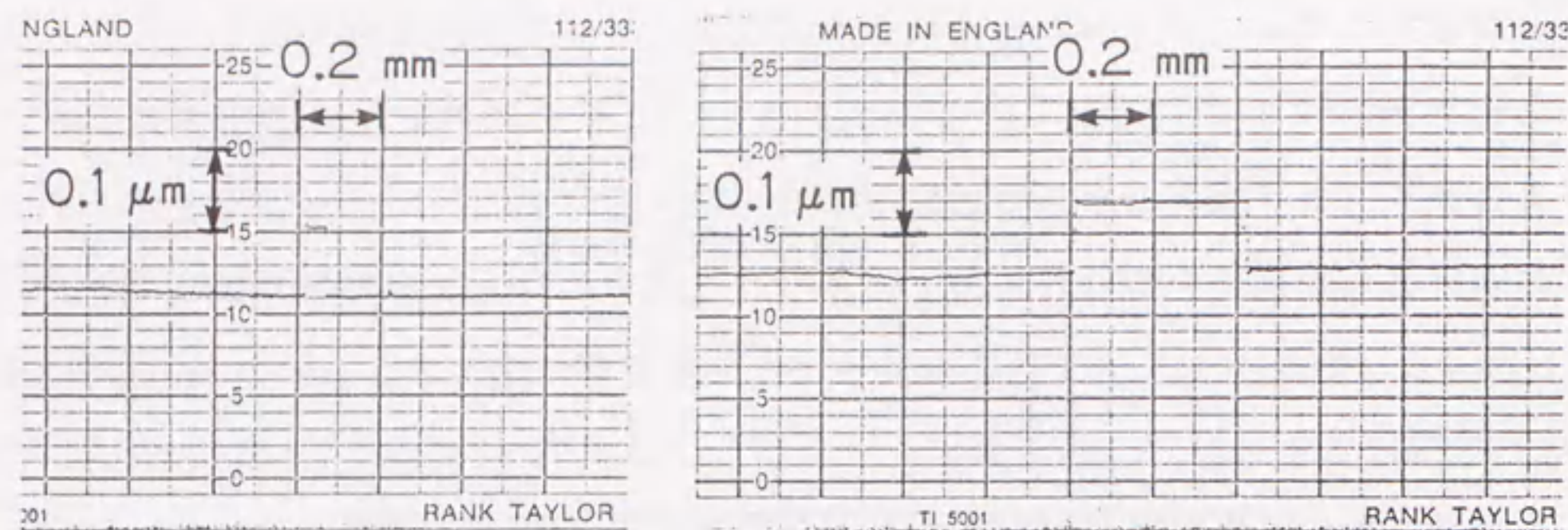


図 3.6 触針式表面形状測定器による突起形状の測定結果

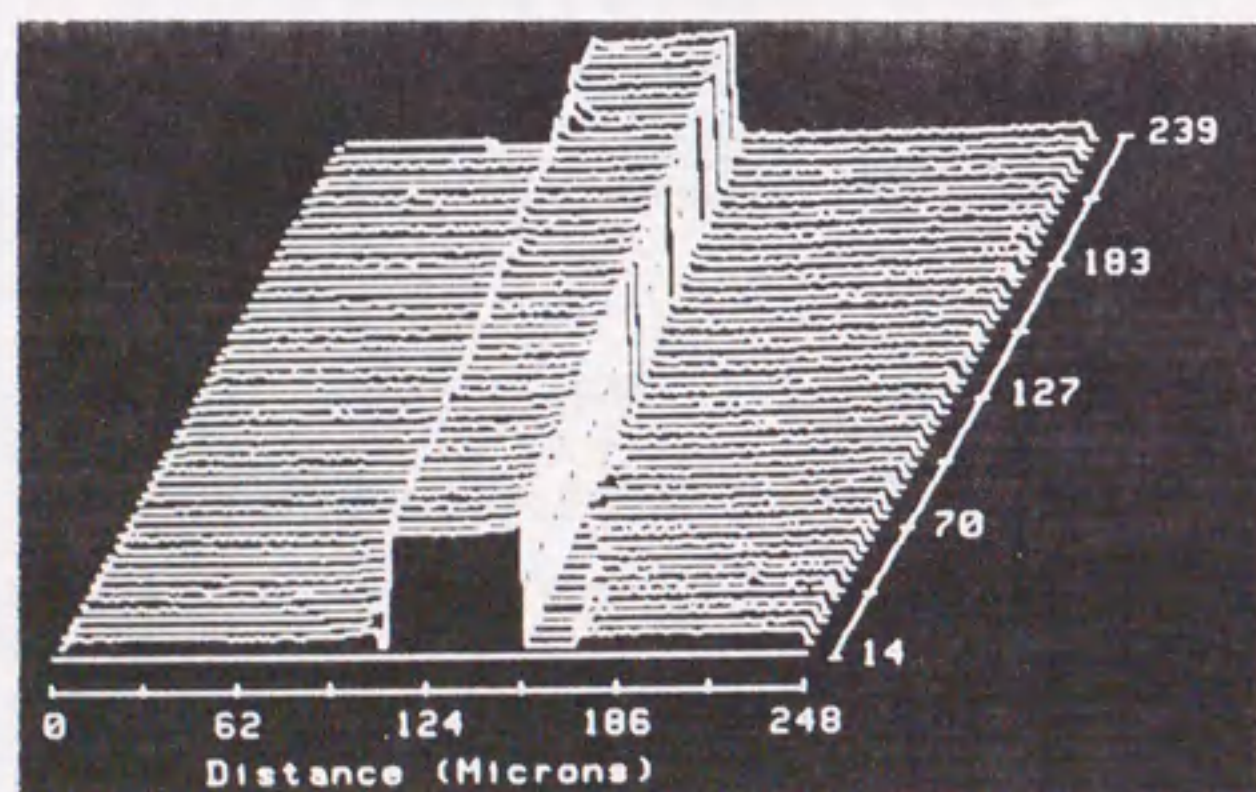


図 3.7 光学式表面形状測定器による突起形状の測定結果

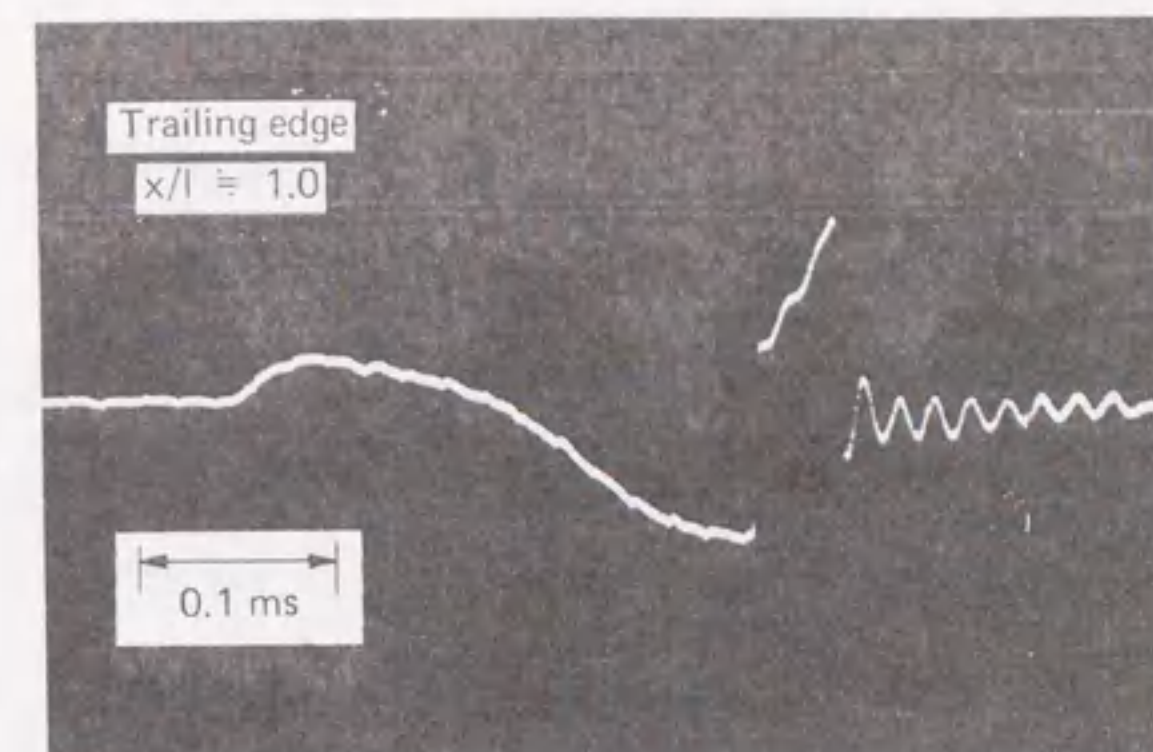
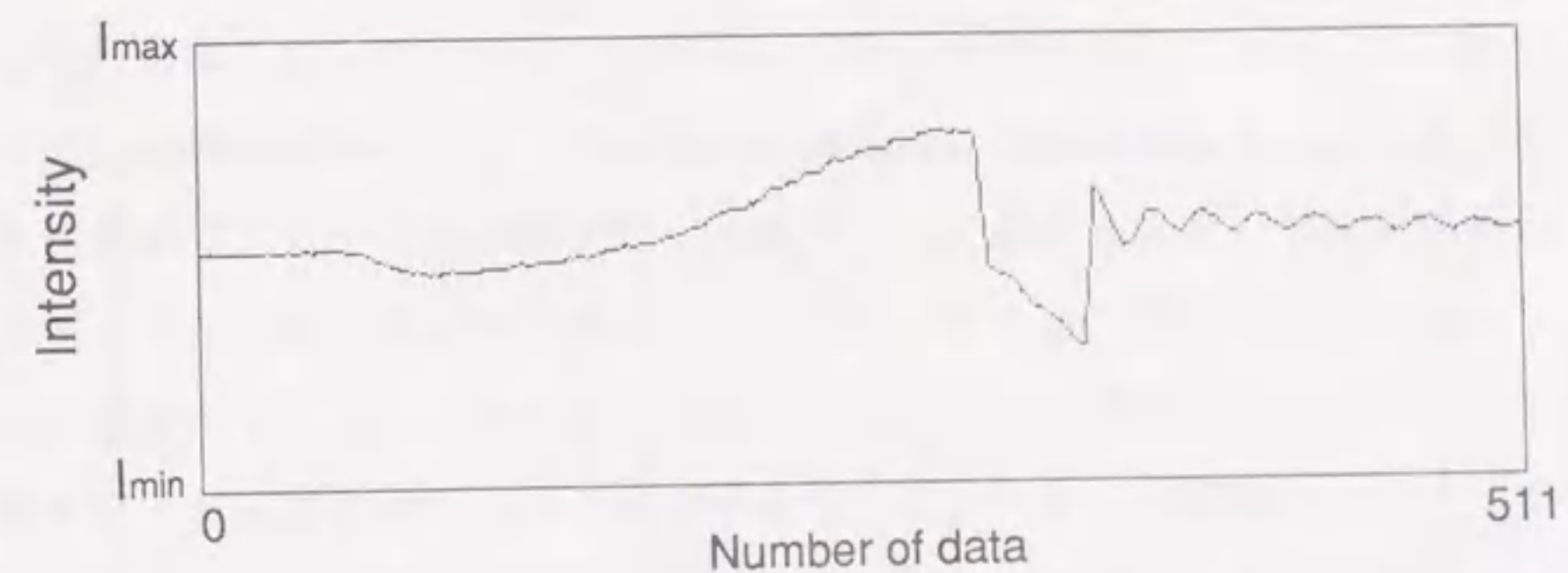
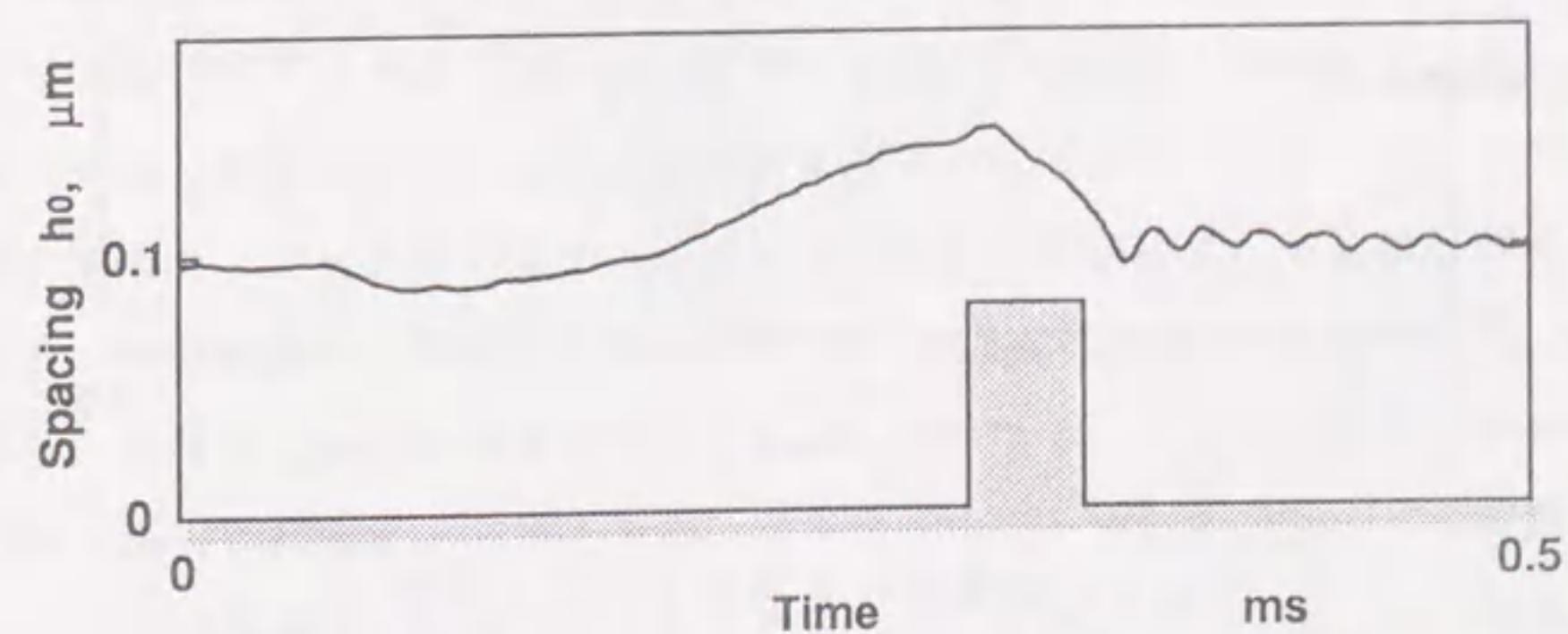


図 3.8 スライダ流出端における干渉光量波形

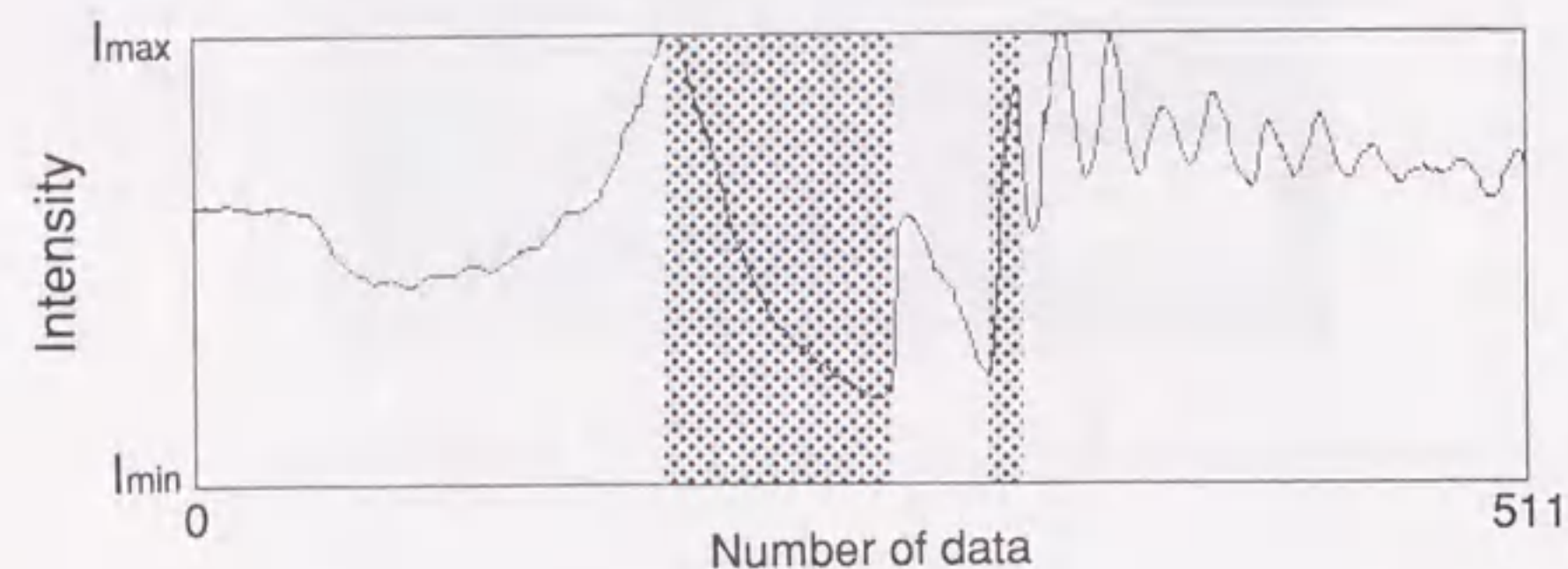


(a) すきま変換後の波形

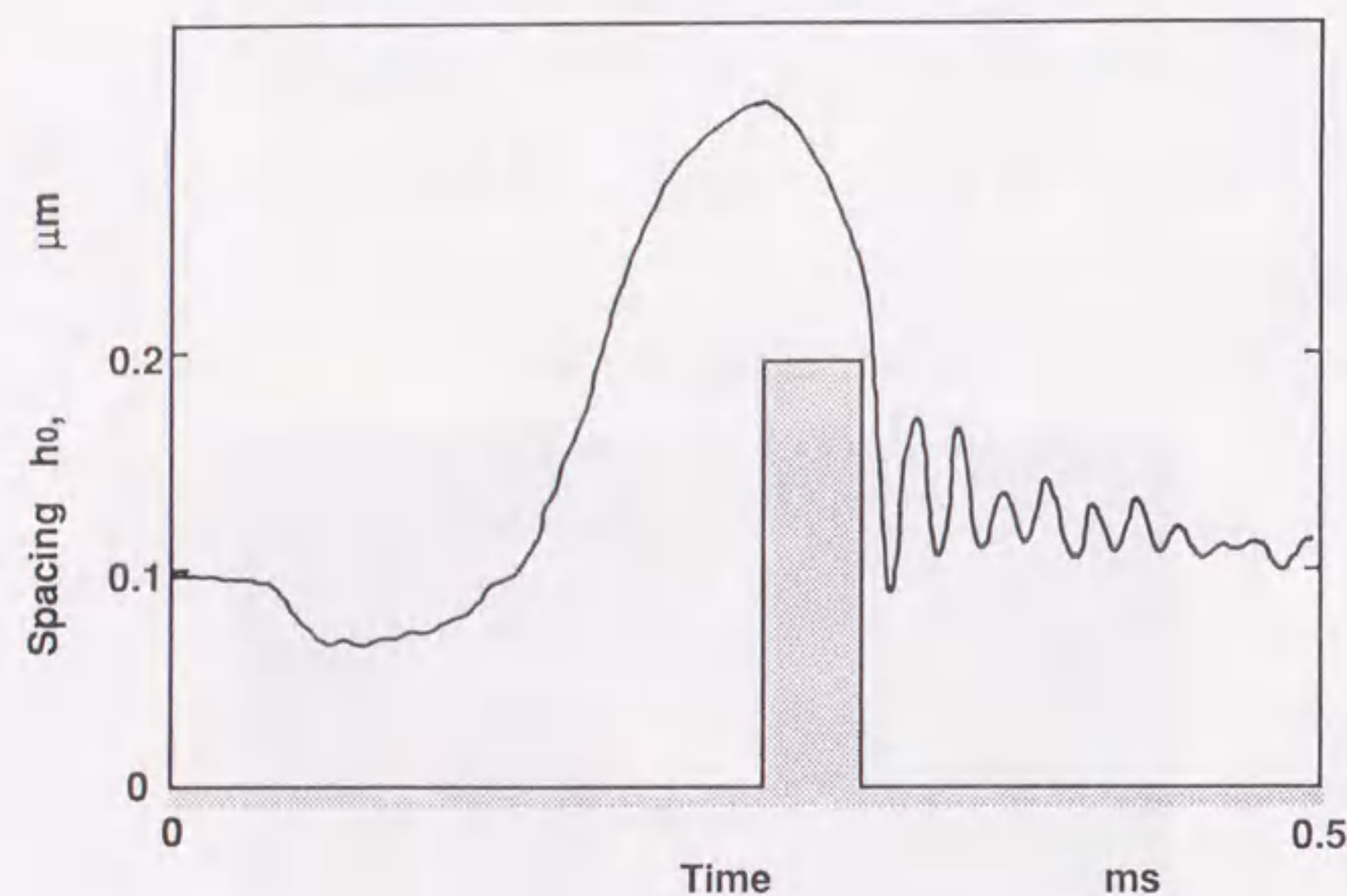


(b) 突起部分を補正した後の波形

図 3.9 データ処理を施したスライダの応答波形



(a) すきま変換後の波形



(b) 突起部分を補正した後の波形

図 3.10 スライダの変位が大きい場合の測定例

以上示したように、イオンビームエッチングによる正確な形状のモデル突起を用いることにより、定量的で再現性のある動特性の評価が可能となった。

3.3 実験結果と計算結果の比較

図 3.11 に $h_0 = 0.135 \mu\text{m}$, $\delta = 0.05 \text{ mm}$ の突起が通過する場合のスライダの応答軌跡を示す。実線は実験結果、一点鎖線は数値計算結果である。また h_0 は流出端近傍の軌跡を、 h_1' はテーパ端近傍の軌跡を示す。数値計算は、第 2 章に示したように、一次のスリップ流れ近似に基づく修正レイノルズ方程式 (2.1) を用い、直接数値積分法により計算を行った。数値計算結果と実験結果は、突起に対する追従波形および突起通過後の減衰振動波形についてほぼ良い一致を示している。詳細に見ると減衰振動の波形は、突起が通過した後に若干位相に差異が生じる傾向にある。これは、スライダの解析に用いた 2 自由度モデルが、突起の走行方向の長さを半径位置によらず一定として計算しているためと考えられる。すなわち、実際には突起の走行方向の長さはディスク半径方向に放射状に広がっているため、ディスク外周側のスキ一部で測定を行った場合には計算結果に対して位相が遅れ、また内周側のスキ一部では位相が進んでいるように見える。詳細な検討にはローリング方向の運動とディスク半径位置による走行速度および突起幅の違いを考慮した 3 自由度モデルを対象に解析を行う必要がある。また、テーパ端浮上すきまの測定結果が計算結果と比較して若干小さいが、これは主としてスライダの支持機構へのアセンブル時の誤差に起因するピボット点の位置ずれによるものと考えられる。

図 3.12 にテーパ端および流出端の応答波形の周波数分析結果を示す。周波数領域で比較した場合にも、実験結果と計算結果はほぼ良い一致を示すことがわかる。詳細に見ると、テーパ端および流出端の減衰振動の周波数は、実験結果がそれぞれ約 $30 \sim 32 \text{ kHz}$ と $52 \sim 54 \text{ kHz}$, また計算結果が約 27 kHz と 49 kHz であり、計算結果は実験結果より若干大きな値となる。これは、スライダの静的浮上姿勢の誤差に起因するもの、あるいはジンバル部を含めたスライダの質量と慣性モーメントの見積りの誤差によると考えられる。なお、テーパ端と流出端の振動周波数は、それぞれスライダ-空気膜による振動系のピッチングモードと並進モードの共振周波数に対応している。

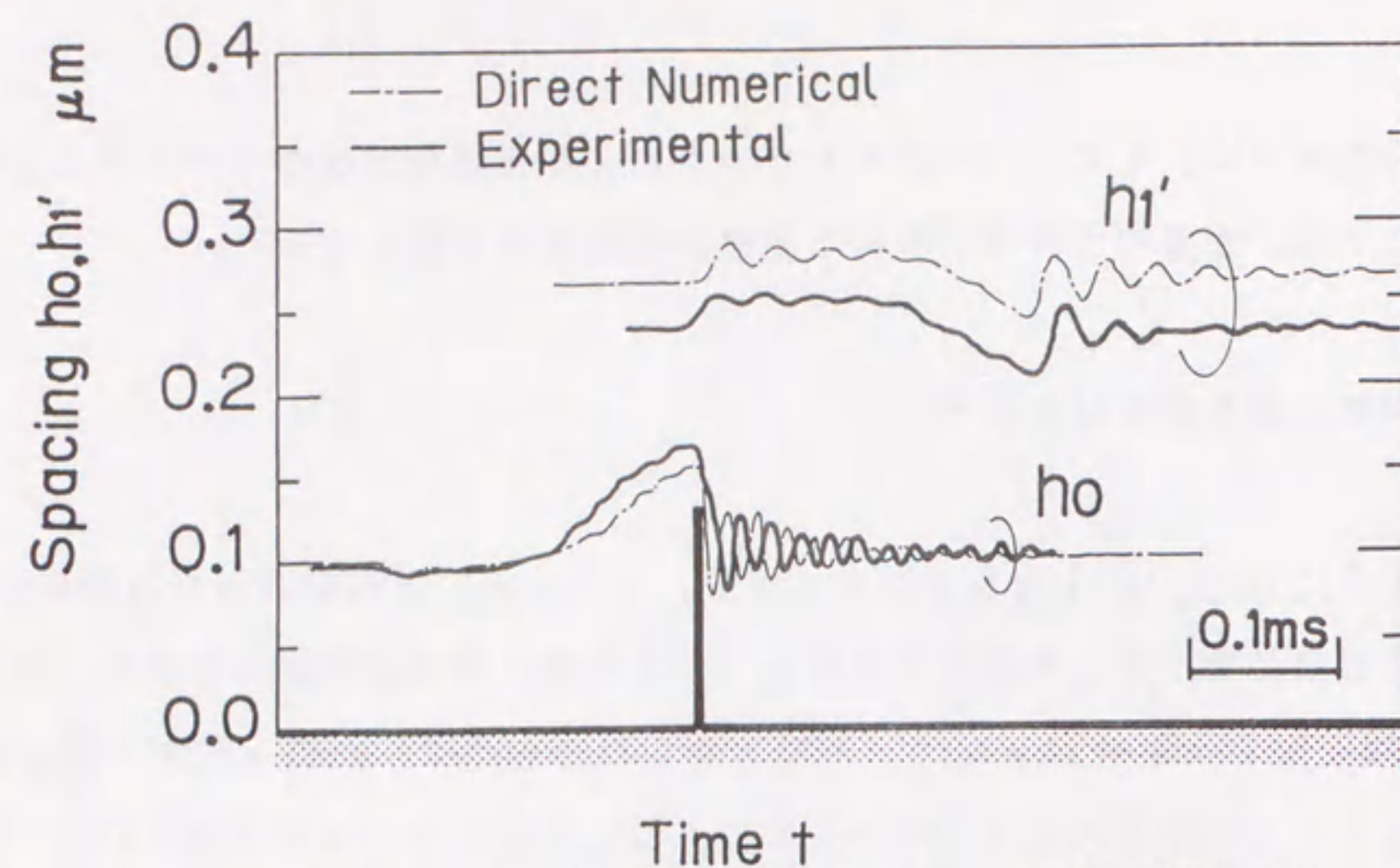
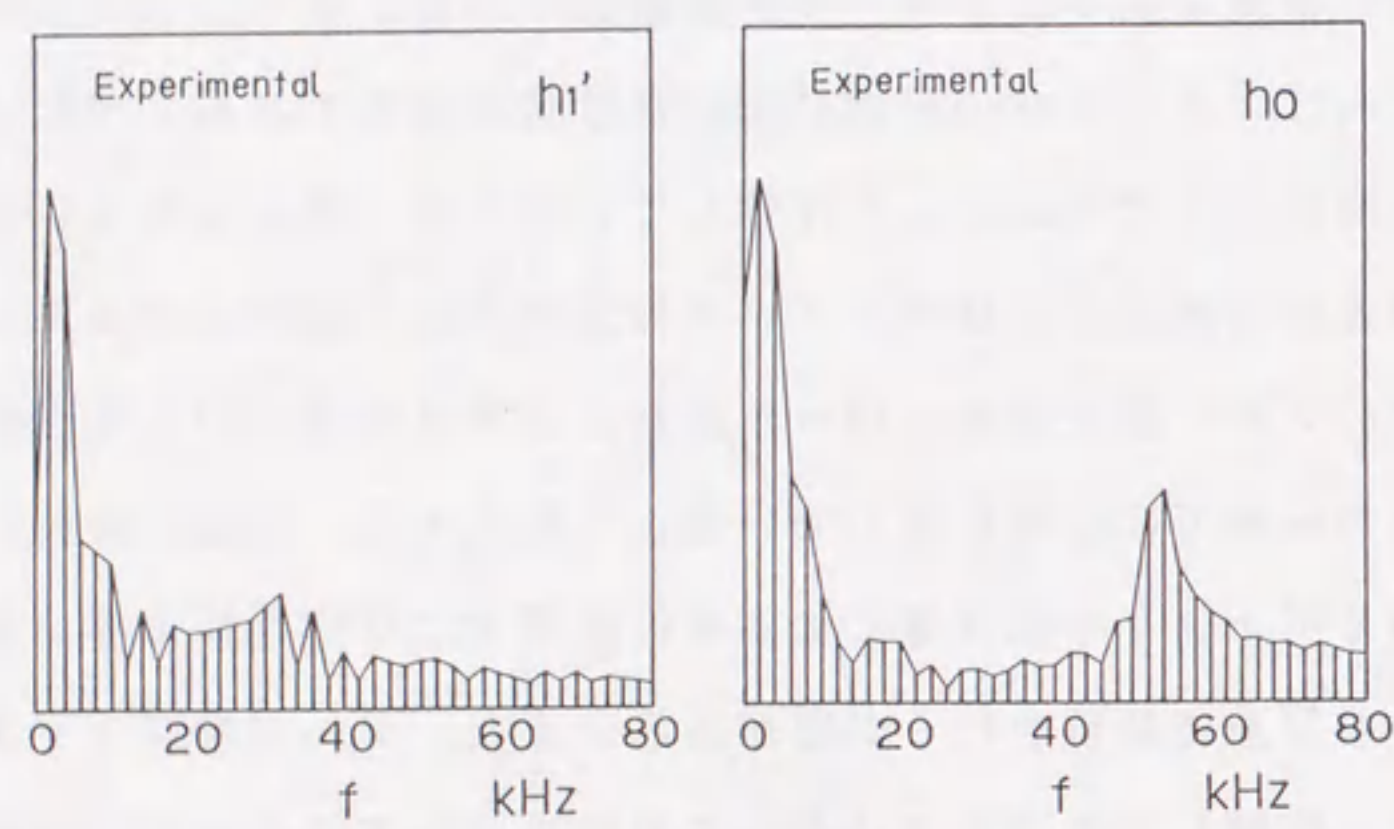
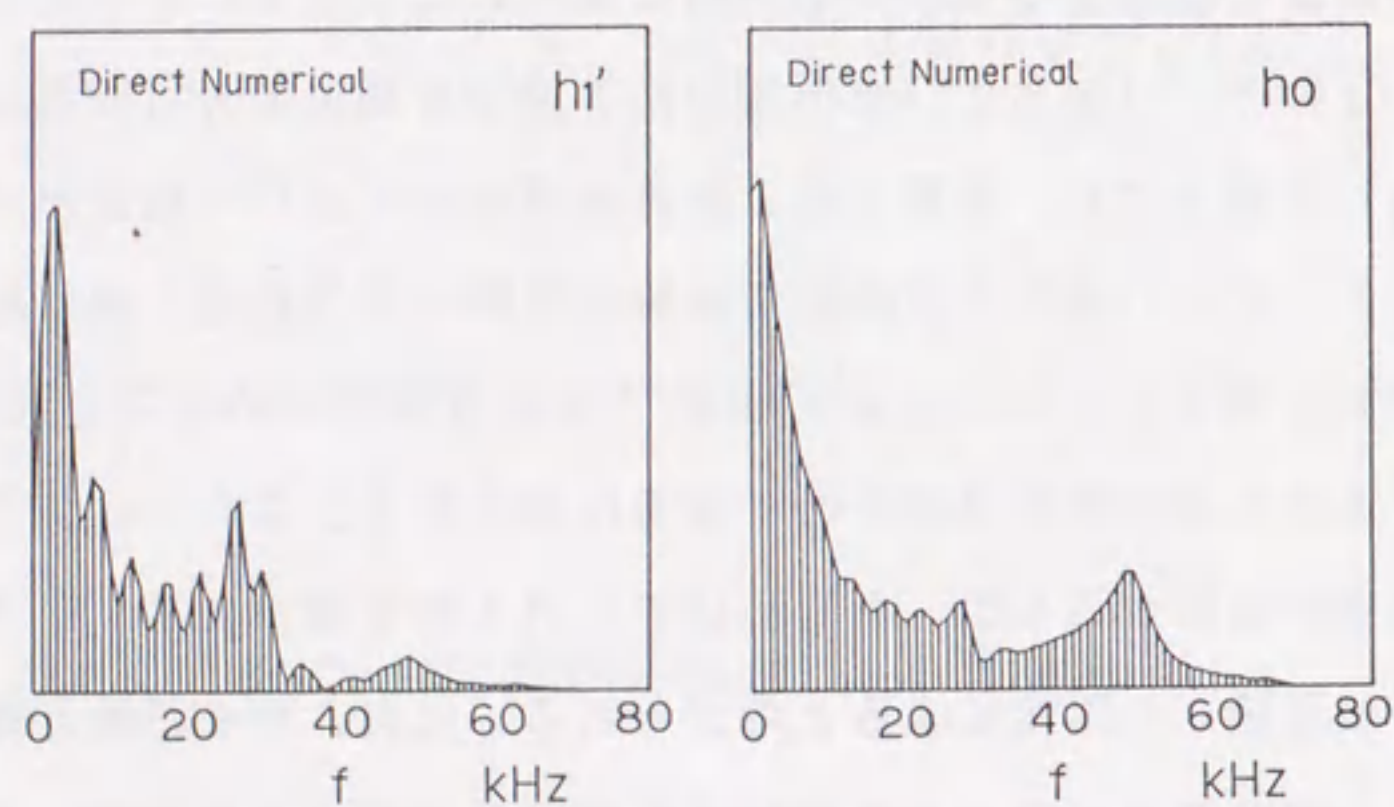


図3.11 突起通過時のスライダテーパ端, 流出端の軌跡
突起高さ $0.135 \mu\text{m}$, 突起長さ 0.05 mm

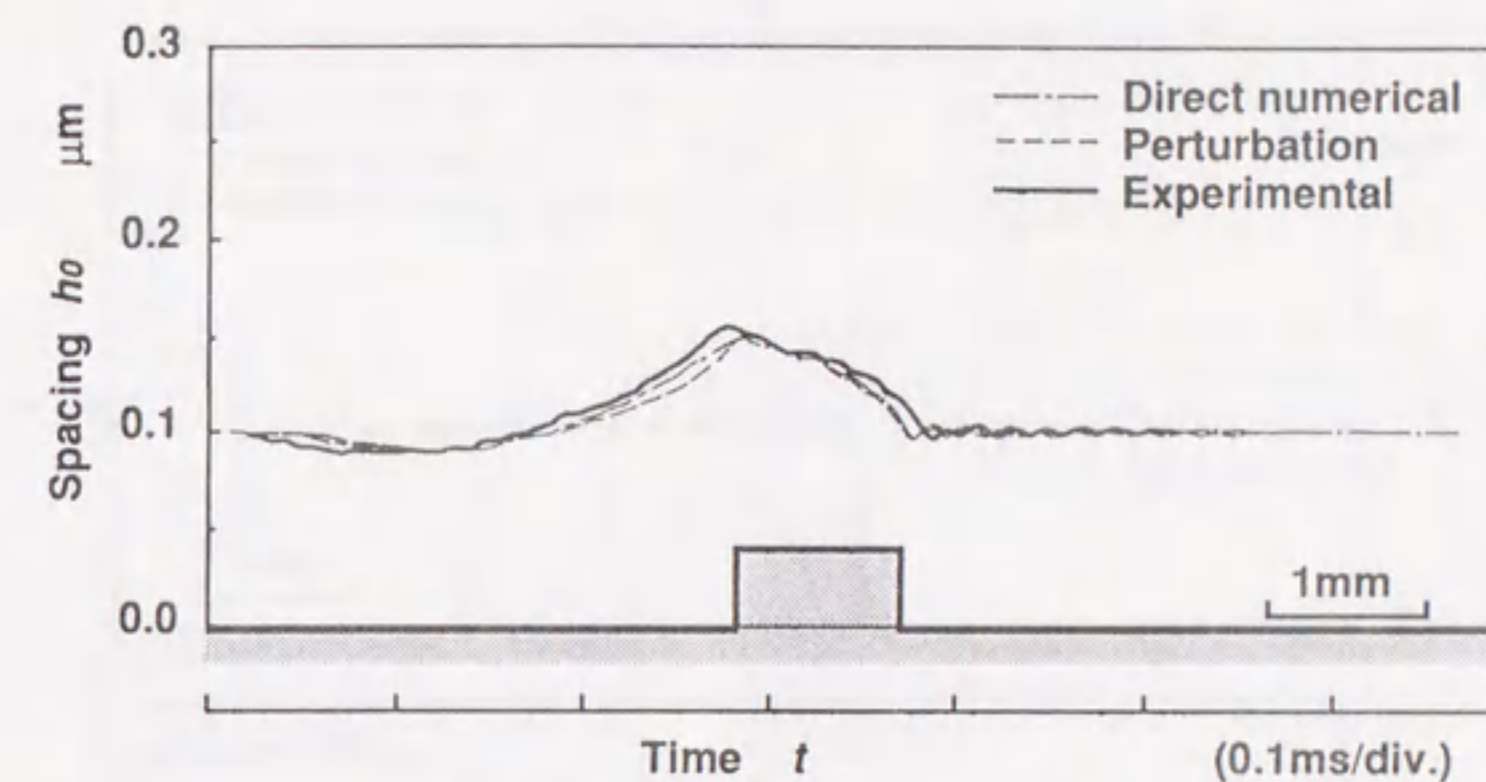


(a) 実験結果

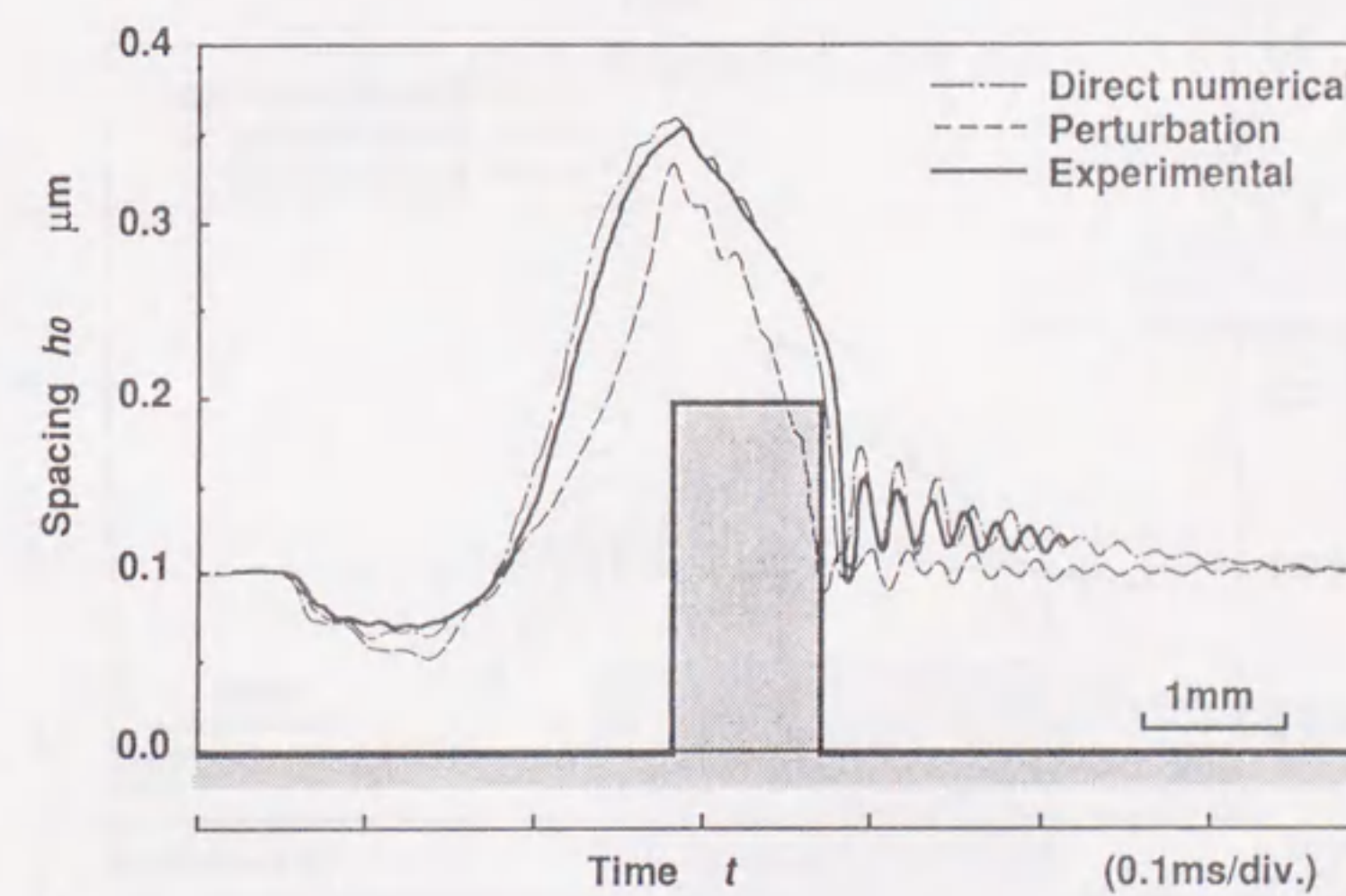


(b) 計算結果

図3.12 スライダテーパ端, 流出端の応答の周波数成分

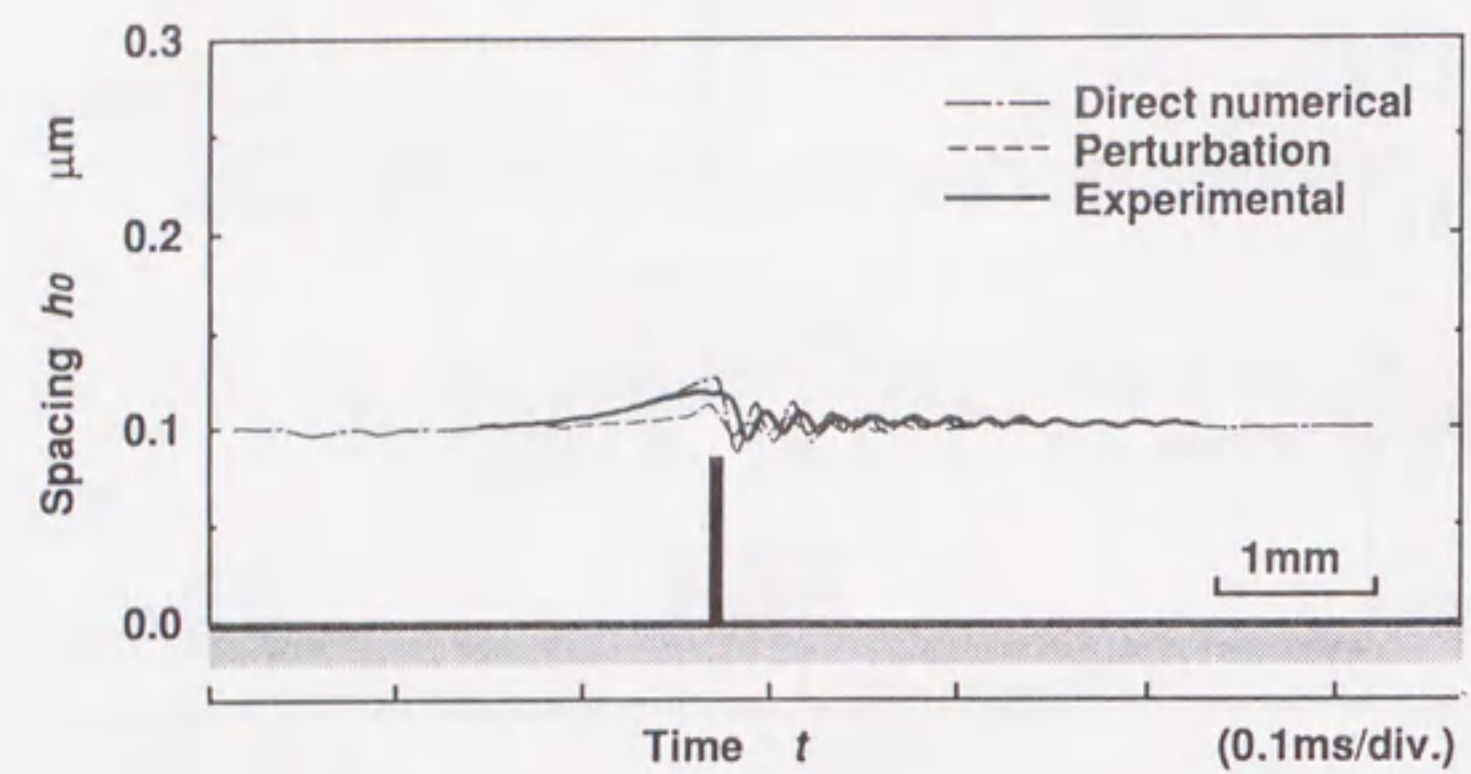


(a) 突起高さ $0.042 \mu\text{m}$

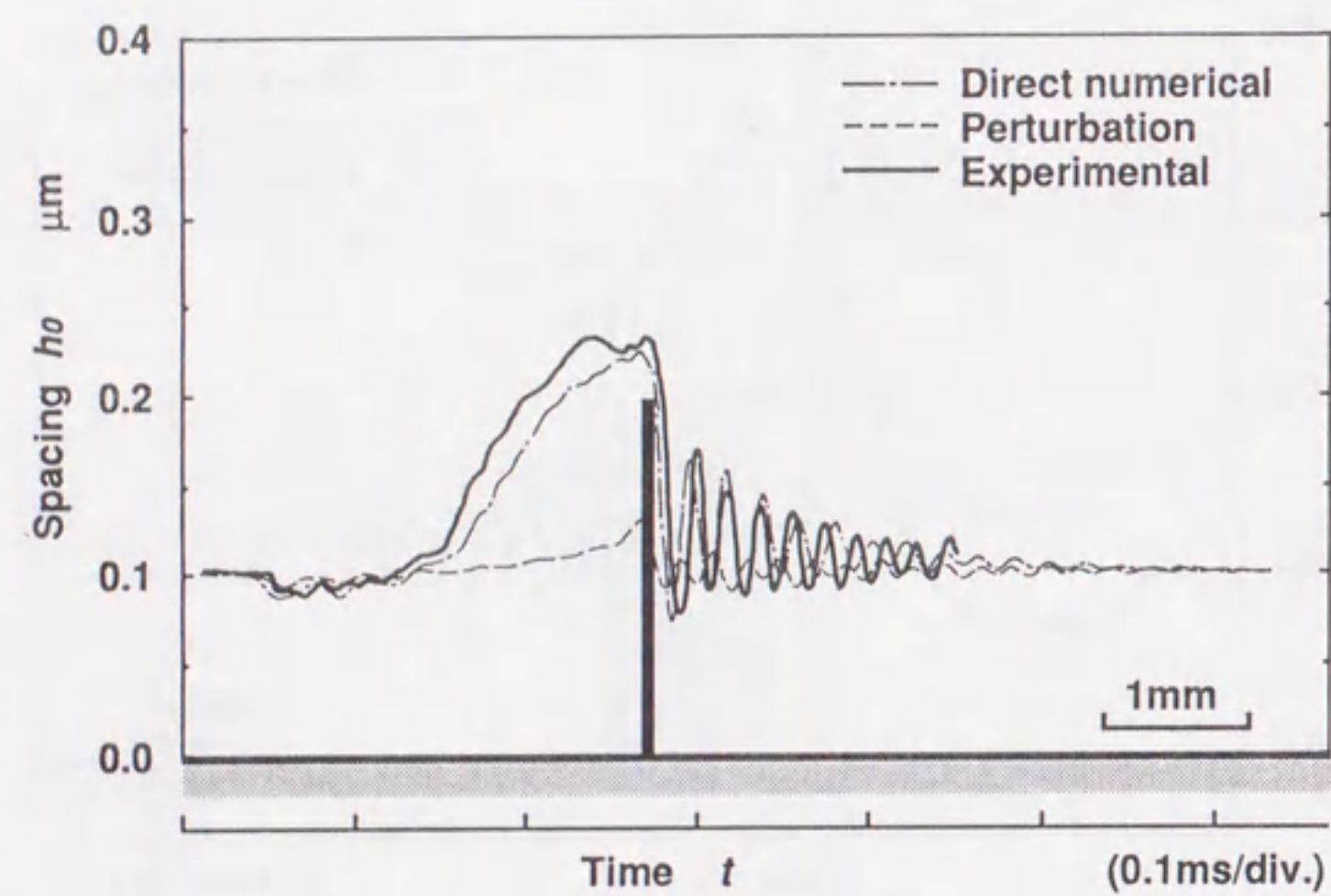


(b) 突起高さ $0.195 \mu\text{m}$

図3.13 突起通過時のスライダ流出端の軌跡 (突起長さ 1 mm)

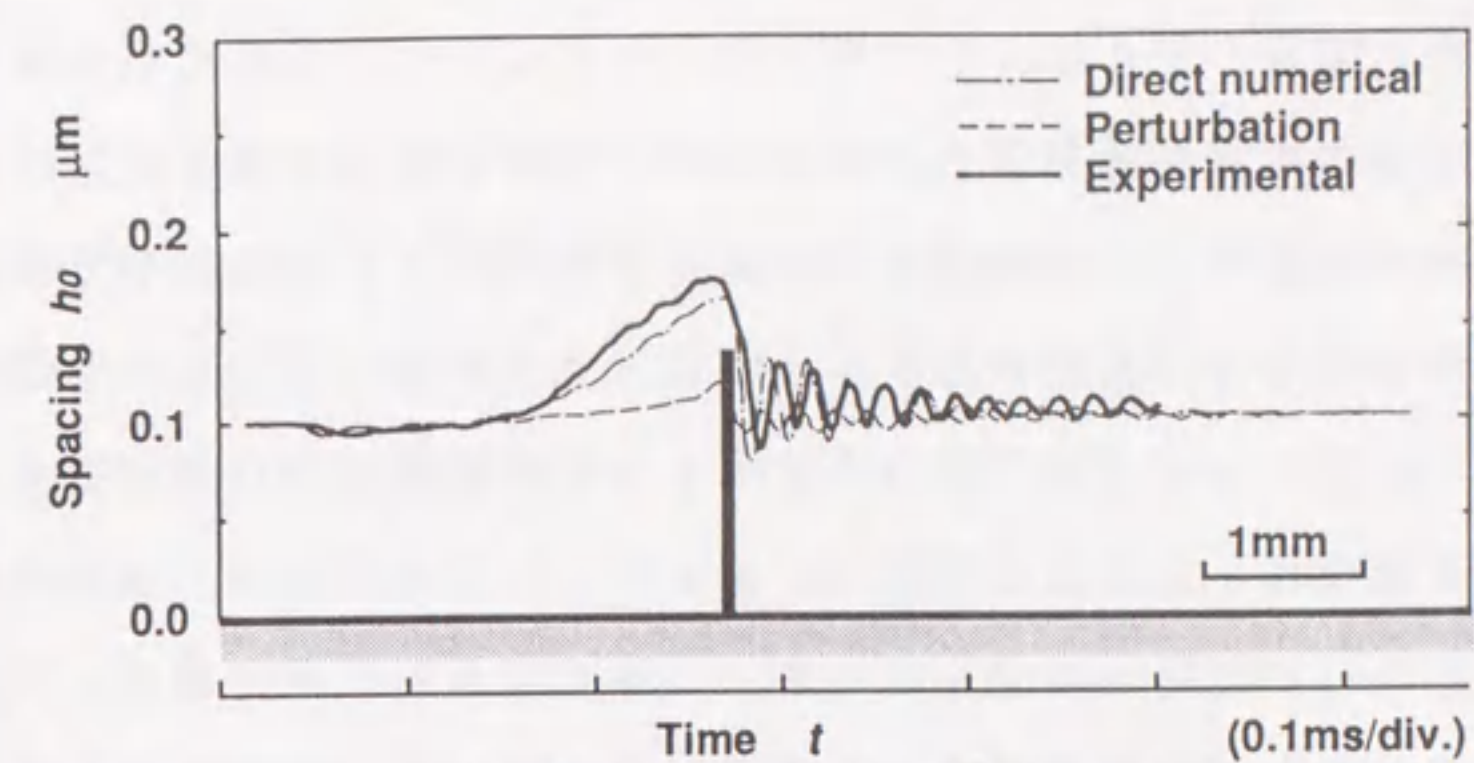


(a) 突起高さ $0.085 \mu\text{m}$

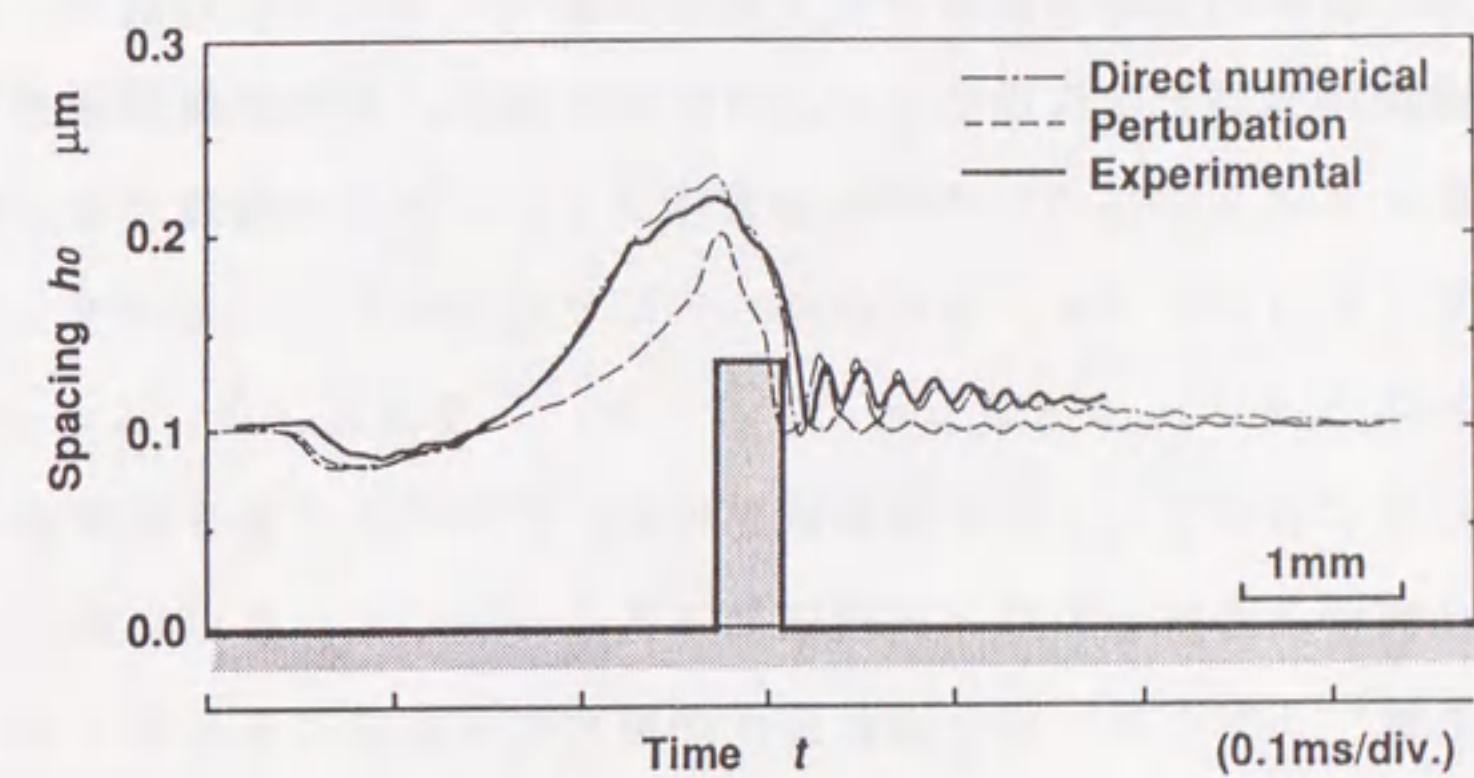


(b) 突起高さ $0.195 \mu\text{m}$

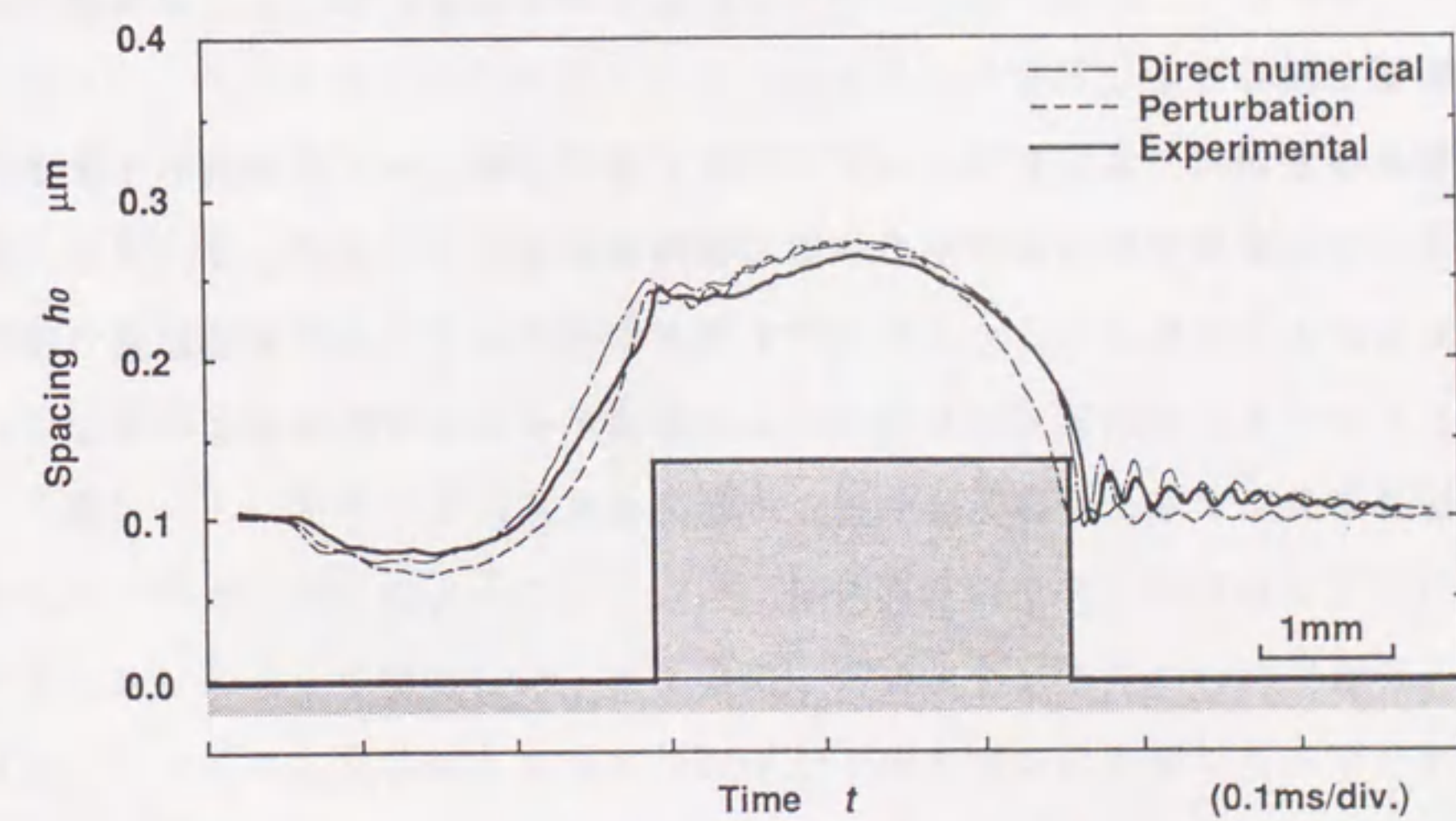
図 3.14 突起通過時のスライダ流出端の軌跡 (突起長さ 0.05 mm)



(a) 突起長さ 0.05 mm



(b) 突起長さ 0.4 mm



(c) 突起長さ 3 mm

図 3.15 突起通過時のスライダ流出端の軌跡 (突起高さ $0.135 \mu\text{m}$)

図3.13と図3.14に、それぞれ $\delta = 1\text{ mm}$ と 0.05 mm の突起に対するスライダ流出端の応答軌跡を示す。実線はレーザ光干渉法による測定結果、破線は摂動法による解析結果、一点鎖線は直接数値積分法による解析結果である。両方の図の(a)に示すように、突起の高さが流出端浮上すきまより小さい場合には三者はほぼ一致している。しかし図の(b)に示すように突起高さ $0.195\text{ }\mu\text{ m}$ の場合には、直接数値積分法と実験値は良い一致を示しているのに対し、摂動法による解析結果は走行面からの離反時の変位が小さく、接近時の変位が大きくなる。前章で述べたように、摂動法は空気潤滑膜を線形ばねで近似しているため、突起高さが高い場合には、応答軌跡が突起の断面に貫入してしまう。また、突起高さが高い場合の応答軌跡の減衰振動部分に注目すると、実験結果には、直接数値積分法による計算で予測されたように、振動の中心線が上方にシフトし振動が減衰するに従って定常浮上位置に漸近するスキーズ効果が現れることがわかる。

図3.15に $h_b = 0.135\text{ }\mu\text{ m}$ で、 $\delta = 0.05\text{ mm}$, 0.4 mm , 3.0 mm の突起に対するスライダの応答軌跡を示す。それぞれの長さの突起について、直接数値積分法による解析結果と実験結果は良く一致しているのに対し、摂動法による解析結果は、 δ が小さい場合ほど差異が増大する傾向にあることがわかる。図2.6に示したように、 δ の小さい突起では、 f_L より大きいうねりの周波数成分が支配的となるために、定常すきまに対する浮上すきま変動が増大し、空気膜の非線形性の影響が顕著となると考えられる。

これらの結果から、修正レイノルズ方程式に基づく解析モデルが微小すきまにおけるスライダ大変位を伴う動特性の予測に有効であることを確認した。また、摂動法の線形化による誤差はスライダの定常すきまに対する浮上すきま変動量でほぼ評価することができ、すきま変動が増大する大振幅かつ高周波数の外乱に対しては、計算の精度が劣化することが実験によって検証された。

3.4 結論

本章では、 $0.1\text{ }\mu\text{ m}$ の微小浮上条件において、浮動ヘッドスライダの大変位を伴う過渡応答を、レーザ光干渉法により精密に測定するとともに、実験結果と計算結果の比較を行った。本章で得られた主な結果を要約すると以下のようになる。

- (1) イオンビームエッチングにより形成した矩形状の突起を用いることにより、レーザ光干渉法を用いた高精度なスライダの動特性の評価を実現した。
- (2) 上記測定および数値解析により、 $0.1\text{ }\mu\text{ m}$ の浮上すきまにおいて、定常すきまの2倍程度の変位を伴うスライダの動的挙動を明らかにした。
- (3) 実験結果と計算結果は良い一致を示し、修正レイノルズ方程式を用いた計算モデルが大変位を伴うスライダの動的応答の解析に有効であることを実証した。
- (4) スライダの追従性が劣化する高周波数かつ大振幅の外乱成分を含む突起については、摂動法による計算の精度が低下することを実験により確認した。
- (5) 直接数値積分法による計算で予測されたように、減衰振動の中心線が上方にシフトし振動が減衰するに従って定常浮上位置に漸近するスキーズ効果が現れることを実験により確認した。

(参考) 媒体面の並進変位に対する浮上すきま変動の測定と解析

本章では、スライダの強制変位として、媒体面のうねりとモデル突起を考えたが、大型のディスク装置では、回転に伴うディスクのふれによる並進変位の影響が相対的に大きくなる。ここでは、走行面に垂直方向の強制変位に対するスライダの応答の測定と直接数値積分法による解析を行った。

スライダの加振は、ディスクの支持部分に設置した積層型のセラミックパイプレータ(図3.1)を用い媒体面を垂直方向に加振した場合のスライダの浮上すきま変動をレーザ光干渉法によって測定した。媒体面の変位は静電容量形変位計(マイクロセンス)によって測定した。支持機構の共振点やディスクの共振点付近の周波数では、これらの共振特性がスライダの浮上すきま変動に影響を及ぼすため、並進変位のみを与えた場合の正確な測定が不可能となる。ここでは、これら他の機構振動の影響が小さくなる加振周波数 1.1 kHz の場合について測定と解析を行った。

図3.16に媒体面の加振振幅を変えた時のスライダの流入端の浮上すきま変動

を示す。図の(b)に示すように、加振振幅が小さい場合には正弦波加振に対し、スライダはほぼ正弦波応答をするが、加振振幅が増加するにつれスクイズ効果により振動中心が上方にシフトする(この測定例では光電素子の出力の極性が逆であるため下方にシフトする)とともに、図の(c)に示すように応答波形が非対称となる。さらに加振振幅を増加させると図の(d)のように、スライダの振動波形に高調波成分が現れる。

図3.17に直接積分法による計算結果を示す。媒体面の振幅が大きい場合にはスライダの応答は実験結果と類似した非線形応答となることがわかる。摂動法で解析を行う場合には、線形のばね・質量系による周波数応答を仮定しているため、スライダの応答は常に正弦波状であり、非線形振動を予測することは不可能である。なお、非線形振動が現れ始める加振加速度が実験と計算で異なるのは、支持機構の減衰作用や質量の影響と、媒体面のうねりや加振系の不釣り合いにより、並進モード以外の加振成分が含まれているためと考えられる。

媒体面の並進変位によるスライダの浮上すきま変動を定量的に評価するには、支持機構の振動特性を考慮することが不可欠である。また、実験系の共振特性がスライダの加振に直接影響を及ぼさないように実験系の構成を検討する必要がある。本実験の結果は、並進モードの外乱に関しては空気膜の非線形効果が顕在化するためうねりモードに比べて摂動法の誤差が増大する可能性があることを示唆している。

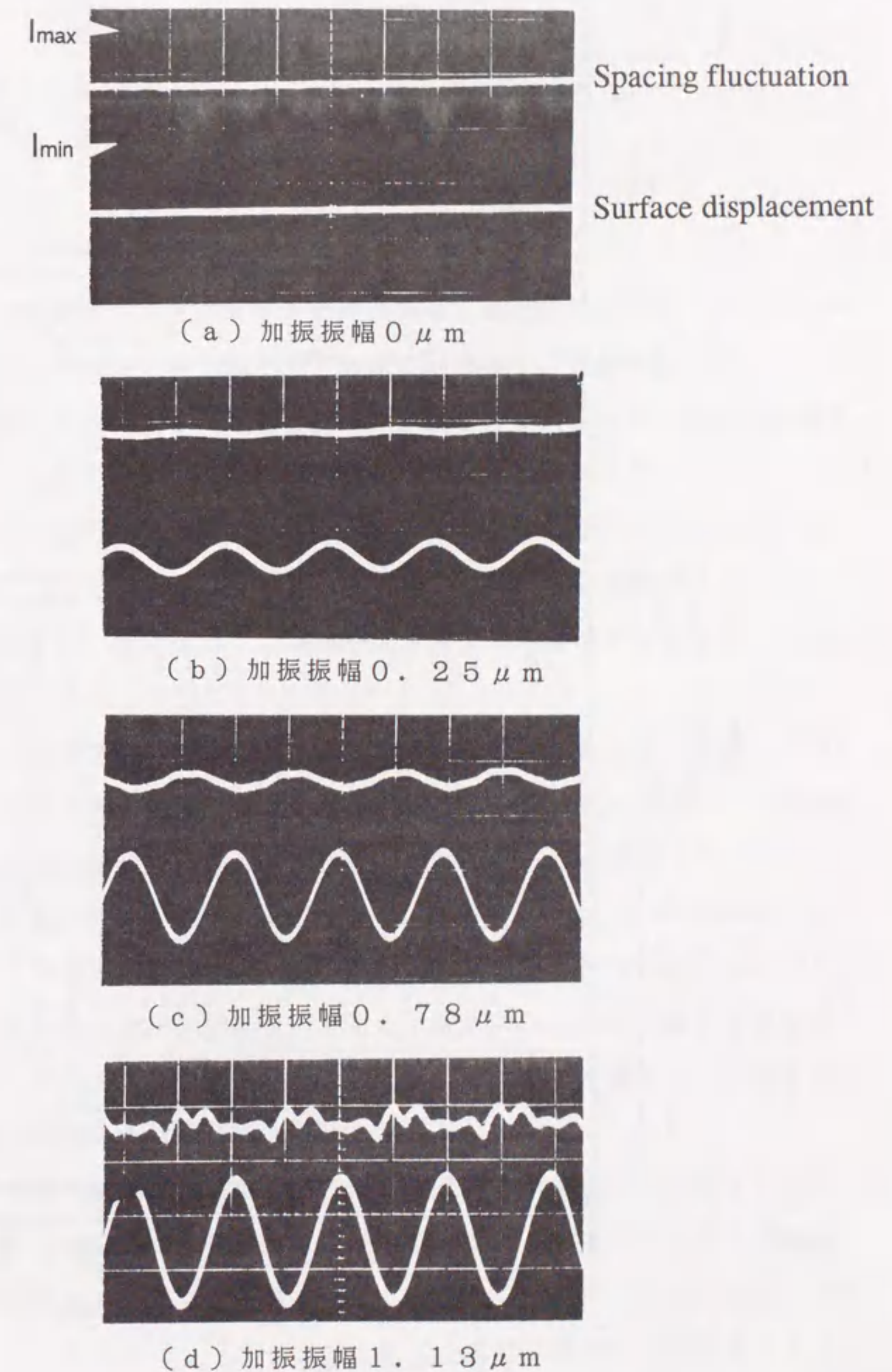


図3.16 媒体面の並進変位に対するスライダ流出端の浮上すきま変動の測定結果(加振周波数 1.1 kHz)

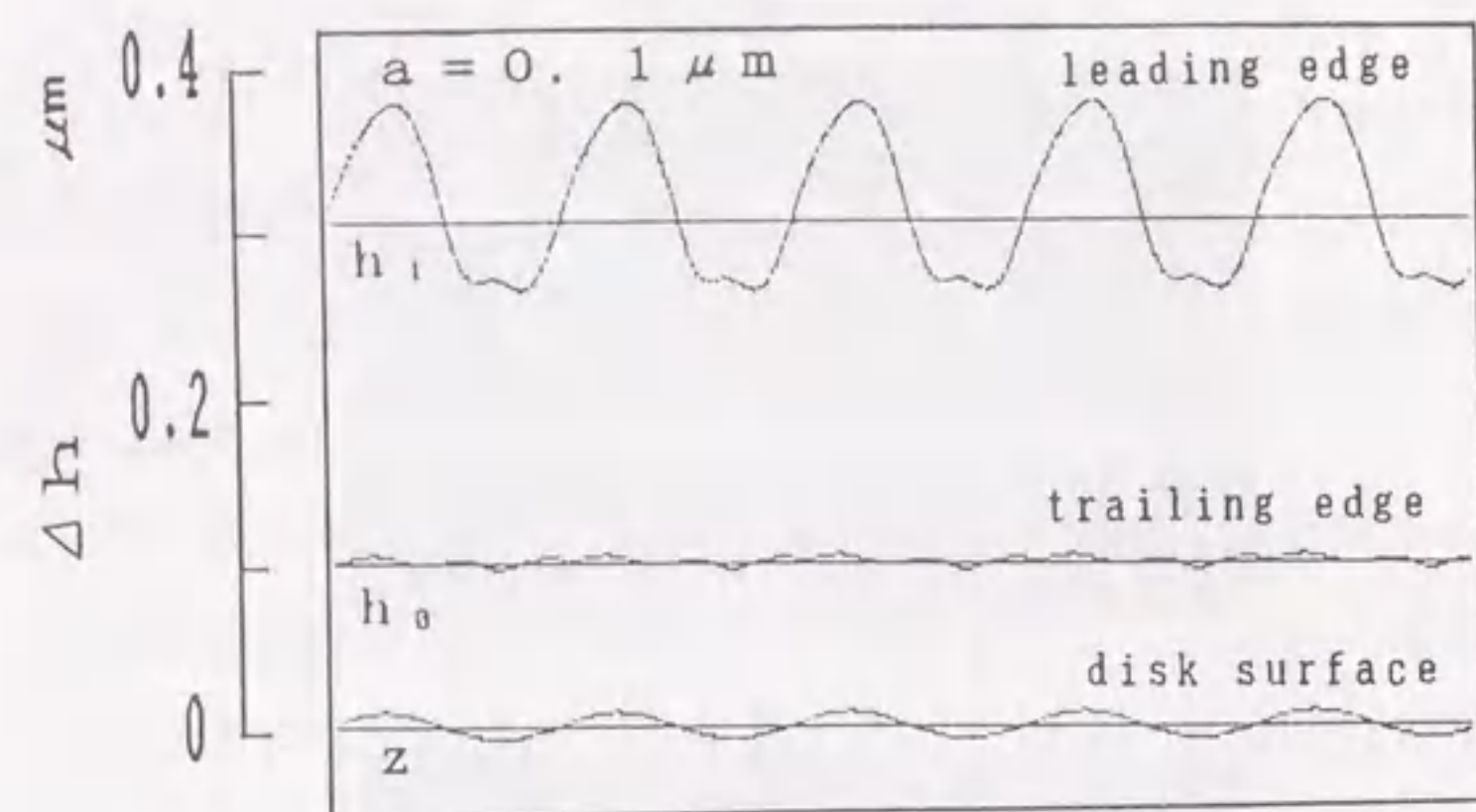
第4章 表面粗さを考慮したスライダの 過渡応答の解析⁽⁷⁶⁾

4.1 緒言

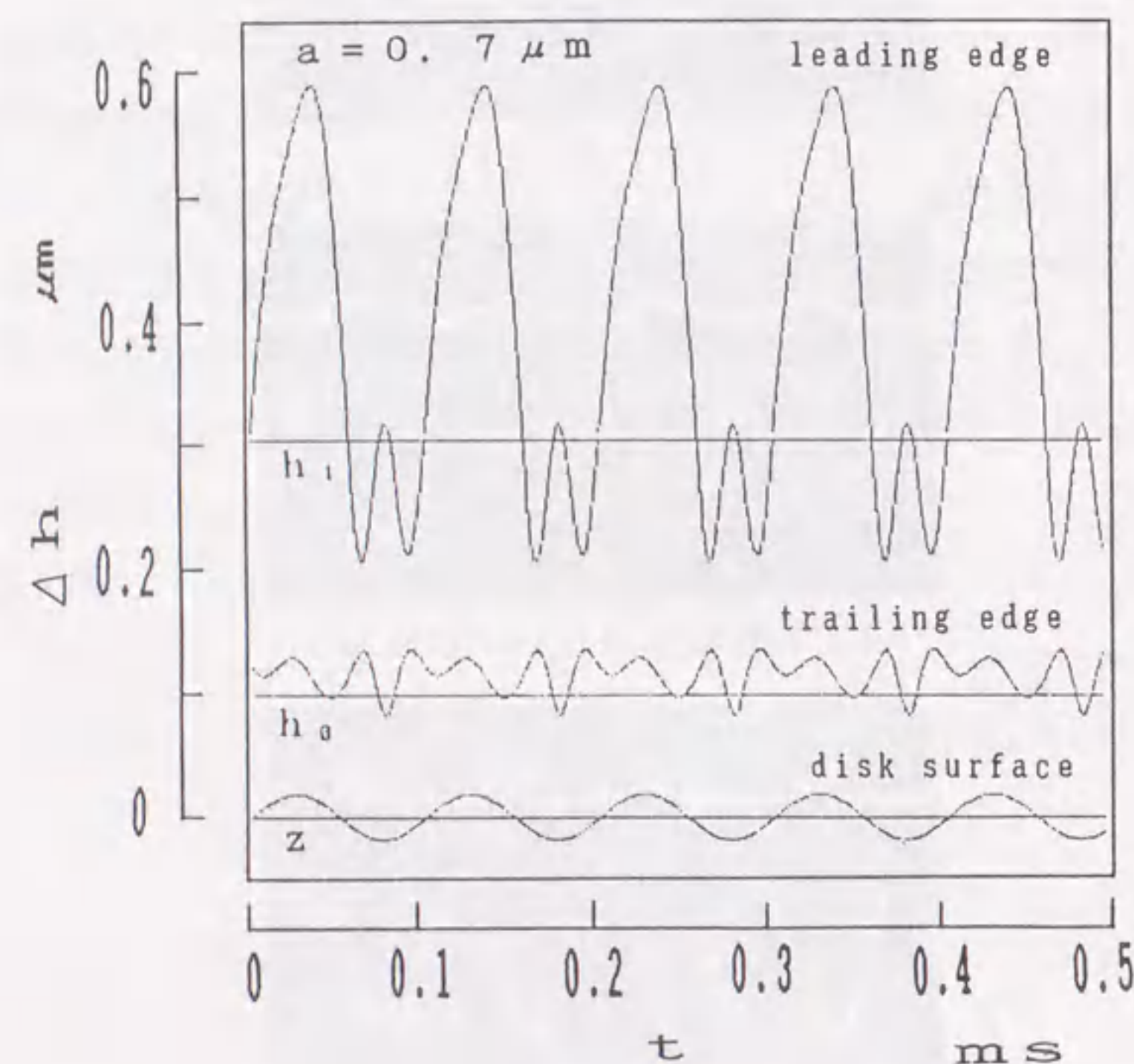
磁気ディスクの磁性媒体面やスライダの浮上面は、高精度に仕上げられているが、 $0.01 \sim 0.001 \mu\text{m}$ （中心線平均）の粗さが存在し、起動停止時やヘッドクラッシュ直前の浮上特性に大きな影響を及ぼす。最近ではスライダと媒体の吸着を防止するために、媒体表面に微小な溝状の粗さを形成する処理（テクスチャリング）が採用されており、適正な処理を行なうためにも粗さの影響を定量的に評価することが重要な課題となっている。スライダの浮上すきまは、装置の記録密度を向上するために微小化される方向にあるが、超微小すきまでは表面粗さの影響を考慮したスライダの浮上設計が不可欠となる。

粗さをもつ面の潤滑特性の解析には、粗さを平均化して潤滑特性上等価な平滑な面で置き換える平均すきま理論^{(25), (26)}が用いられる。この考え方は、一次元の静止粗さに対する直感的考察から導入されたが、Elrod⁽²⁷⁾により数学的に証明され、三矢⁽²⁸⁾により二次元粗さへ拡張された。また、三矢ら⁽²⁹⁾は、圧縮性流体について、スリップ流れがある場合へ拡張した平均化法を示し、浮動ヘッドスライダを用いた実験によりその妥当性を確認した。さらに、空気の圧縮性の影響が顕在化する条件でのすきまの平均化法に関する検討も行われ、平均すきま理論の圧縮性潤滑膜への適用性と限界が明らかにされている⁽³⁰⁾。

磁気ディスク装置の記録媒体面のように粗さが走行する場合（走行粗さ）には、粗さに対応したすきま変動に起因するスクィーズ効果が生じるため、粗さが静止している場合（静止粗さ）と異なる特性を示す。RhowとElrod⁽⁶³⁾は、走行粗さでスリップ流れがない場合について、スライダ長と粗さの卓越波長の二つの変数でレイノルズ方程式を展開することにより、時間項を含む平均レイノルズ方程式を導入した。Tonder⁽⁶⁴⁾は、この方程式に基づいて数値計算例を示した。また、BhushanとTonder⁽³²⁾は、平均流量の基礎式を用いて、潤滑膜に垂直方向のすきま変動に対するスク



(a) 加振振幅 $0.1 \mu\text{m}$



(b) 加振振幅 $0.7 \mu\text{m}$

図3.17 媒体面の並進変位に対するスライダの浮上すきま変動の計算結果

イーザ力を求めた。しかし、以上の研究はいずれもスライダの静特性を対象としたもので、動特性に及ぼす表面粗さの影響については詳細な解析はまだ行われていない。尾高ら⁽³¹⁾は、摂動法⁽¹²⁾に基づいて線形化した動的修正レイノルズ方程式に有限要素法を適用し、静止粗さの場合のスライダの動特性の数値解析法を示した。しかし、微小な粗さが存在するスライダの浮上面全面に対して有限要素法のメッシュ分割を行うことは現実的ではなく、数値計算例は有限幅の溝をもつスライダを対象としたものに留まっている。

本章では、平均すきま理論を動的潤滑問題へ拡張する手法およびこれを浮動ヘッドスライダに適用して、スライダの動的浮上特性に及ぼす表面粗さの影響を明らかにする。まず、平均すきま理論に基づき、スリップ流れを考慮した時間項を含む平均レイノルズ方程式を導入する。次に同方程式を用いて、走行面上に存在する走行方向に沿う粗さ（平行粗さ）と走行方向に直交する粗さ（直交粗さ）を対象として空気膜の形状を固定した条件および支持点と負荷容量を固定した条件で、空気膜の剛性および減衰係数を計算し、表面粗さが動特性に及ぼす影響を定量的に検討する。さらに、計算結果を浮動ヘッドスライダに適用し、媒体面およびスライダ面に粗さが存在する場合のスライダの過渡応答特性を解析する。

4.2 平均レイノルズ方程式の導入

図4.1に示す潤滑領域において、等温変化の圧縮性を仮定する。静止粗さで時間項を含まない場合の平均レイノルズ方程式⁽²⁹⁾は次のように表される。

（平行粗さの場合）

$$\frac{\partial}{\partial X} \{ (\bar{P}\bar{H}^3 + 6Kn\bar{H}^2) \frac{\partial \bar{P}}{\partial X} \} + \frac{\partial}{\partial Y} \{ (\bar{P}\hat{H}^3 + 6Kn\hat{H}^2) \frac{\partial \bar{P}}{\partial Y} \} = \Lambda \frac{\partial (\bar{P}\bar{H})}{\partial X} \quad (4.1)$$

（静止直交粗さの場合）

$$\frac{\partial}{\partial X} \{ (\bar{P}\hat{H}^3 + 6Kn\hat{H}^2) \frac{\partial \bar{P}}{\partial X} \} +$$

$$\frac{\partial}{\partial Y} \{ (\bar{P}\bar{H}^3 + 6Kn\bar{H}^2) \frac{\partial \bar{P}}{\partial Y} \} = \Lambda \frac{\partial (\bar{P}\hat{H})}{\partial X} \quad (4.2)$$

ここで、 $\bar{\quad}$ は潤滑領域の積分平均を表わし、 \bar{H}^3 、 \bar{H}^2 、および \bar{H} はすきまの算術平均を、 $\hat{H}^3 = 1/\bar{H}^{-3}$ 、 $\hat{H}^2 = 1/\bar{H}^{-2}$ 、 $\hat{H} = \bar{H}^{-2}/\bar{H}^{-3}$ は調和平均を表わす。また、右辺の $\Lambda (= 6\mu U l / p_a h_0^2)$ はベアリング数であり、空気潤滑膜の圧縮性の影響の大きさを示す指標となる。

走行粗さで、スリップ流れがない場合の時間項を含む平均レイノルズ方程式⁽⁶³⁾は次のように表される。

（平行粗さの場合）

$$\frac{\partial}{\partial X} (\bar{P}\bar{H}^3 \frac{\partial \bar{P}}{\partial X}) + \frac{\partial}{\partial Y} (\bar{P}\hat{H}^3 \frac{\partial \bar{P}}{\partial Y}) = \Lambda \frac{\partial (\bar{P}\bar{H})}{\partial X} + \sigma \frac{\partial (\bar{P}\bar{H})}{\partial T} \quad (4.3)$$

（走行直交粗さの場合）

$$\frac{\partial}{\partial X} (\bar{P}\hat{H}^3 \frac{\partial \bar{P}}{\partial X}) + \frac{\partial}{\partial Y} (\bar{P}\bar{H}^3 \frac{\partial \bar{P}}{\partial Y}) = \Lambda \frac{\partial \bar{P} (2\bar{H} - \hat{H})}{\partial X} + \sigma \frac{\partial (\bar{P}\bar{H})}{\partial T} \quad (4.4)$$

ここで、右辺第2項の $\sigma (= 12\mu\omega_0 l / p_a h_0^2)$ はスクイーズ数であり、軸受すきまの時間変化による圧縮性の効果の大きさを示す指標となる。

平行粗さの場合には粗さの走行に伴うすきま変動がないため、静止粗さと走行粗さの差はない。直交粗さの場合式(4.4)の右辺は以下のように変形できる。

$$= \Lambda \frac{\partial (\bar{P}\hat{H})}{\partial X} + 2\Lambda \frac{\partial \bar{P} (\bar{H} - \hat{H})}{\partial X} + \sigma \frac{\partial (\bar{P}\bar{H})}{\partial T} \quad (4.5)$$

これを式(4.2)と比較すれば、式(4.5)の右辺の第2項が静止粗さと走行粗さの差であり、粗さの走行に伴うスクイーズ効果を表していることがわかる。したがって、

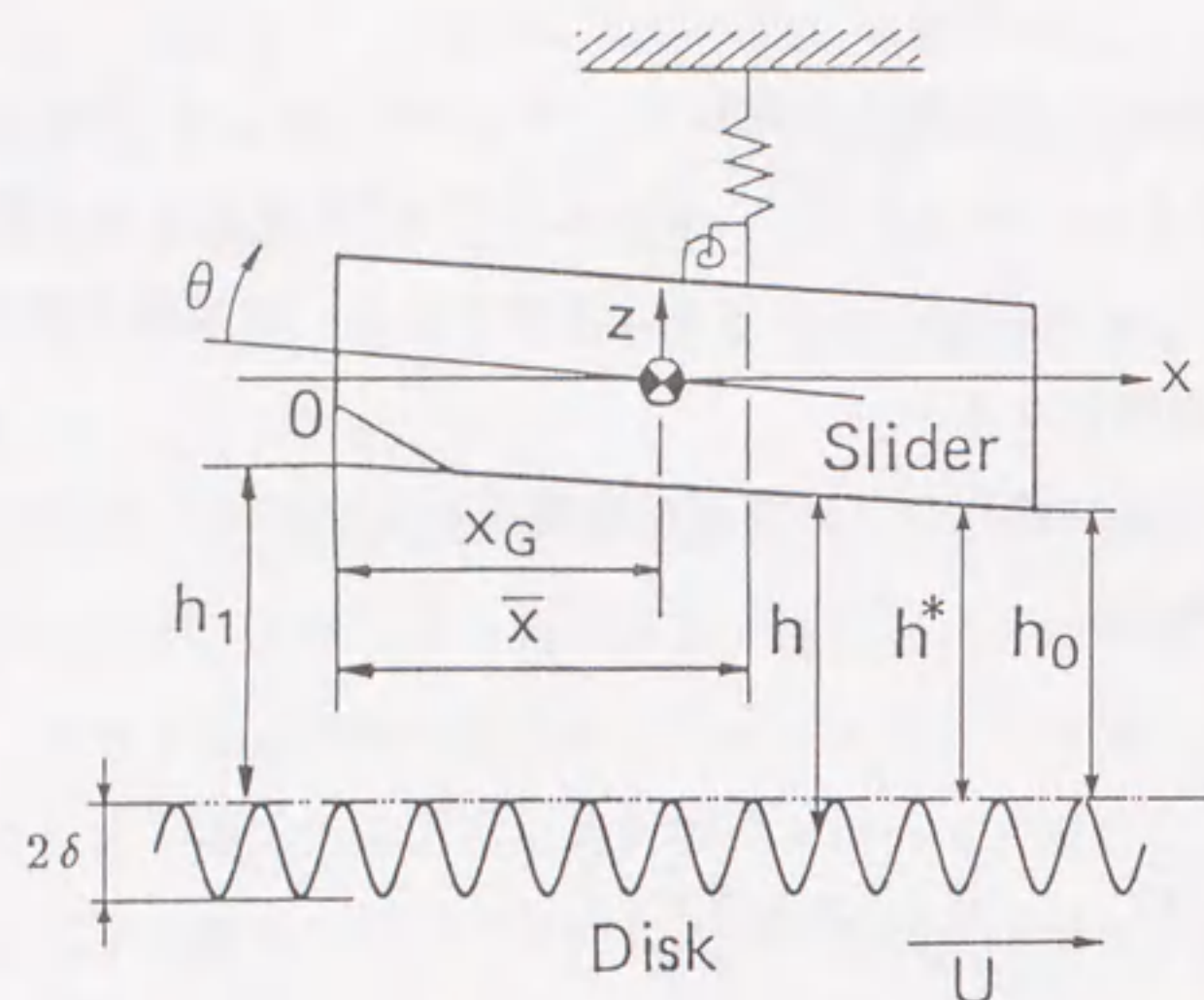


図4.1 スライダの解析モデルと座標系

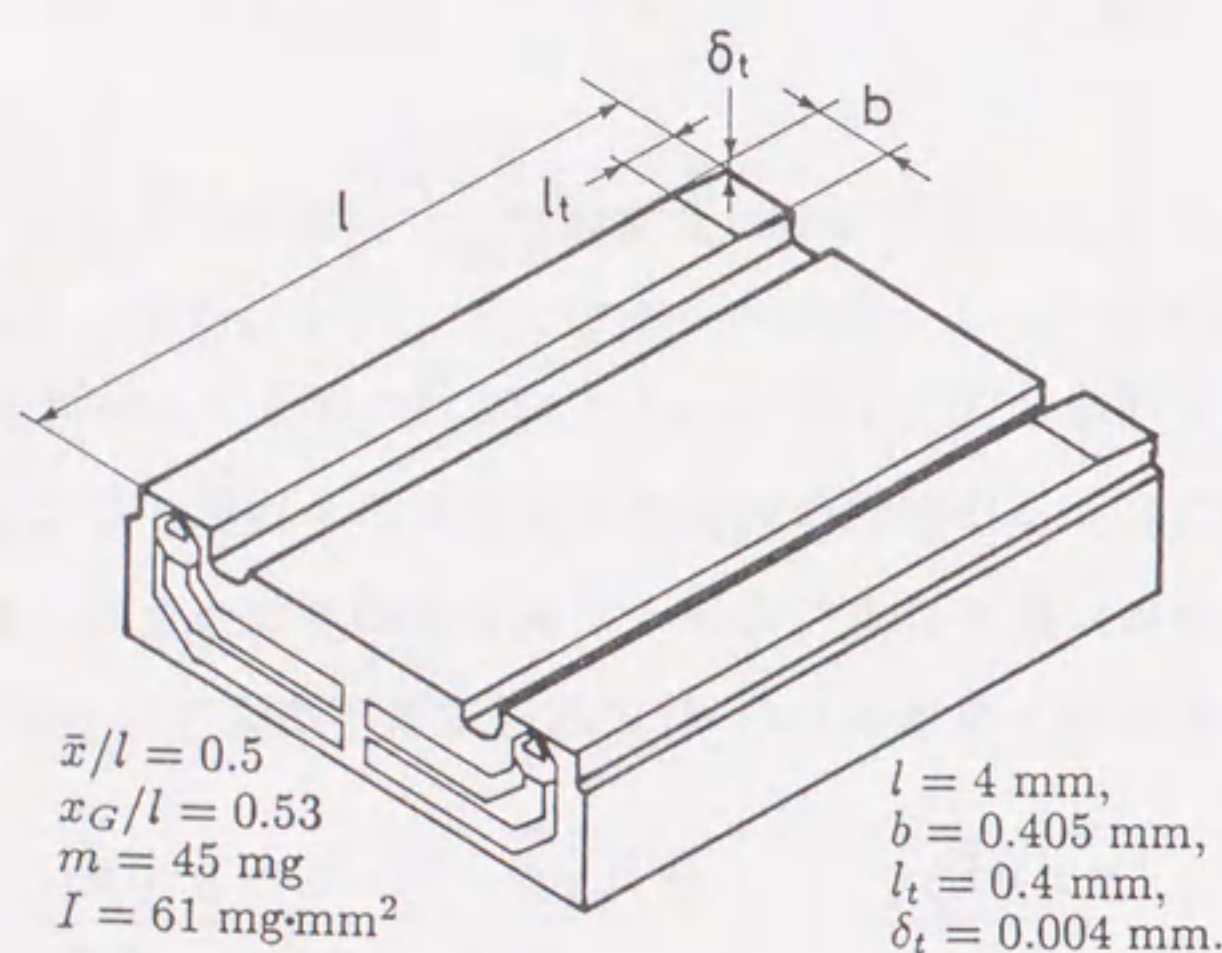


図4.2 スライダの諸元

式(4.1)に時間項、式(4.2)に粗さ走行に伴うスクイーズ項を加算すれば、スリップ流れを考慮した時間項を含む平均レイノルズ方程式が得られる。

ここでは、マトリックス計算を容易にするために、平行粗さの場合と直交粗さの場合が統一して表された平均レイノルズ方程式を導入する。式(4.1), (4.2)からわかるように、平均すきまを用いる場合にはすきまの値が方向に依存しており、異方的な特性をもつ。異方的なすきまをマトリックスで表わせば、以下のように平均レイノルズ方程式を粗さの方向に依存しない形に表わすことができる。

$$\nabla \cdot [(\bar{P} \{H^3\} + 6Kn \{H^2\}) \nabla \bar{P} - \Lambda \bar{P} \{H^*\}]$$

$$- \sigma \frac{\partial \bar{P} \bar{H}}{\partial T} = 0 \quad (4.6)$$

ここで、

$$\{H^3\} = \begin{bmatrix} \bar{H}^3 & 0 \\ 0 & \hat{H}^3 \end{bmatrix} \text{ or } = \begin{bmatrix} \hat{H}^3 & 0 \\ 0 & \bar{H}^3 \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

$$\{H^2\} = \begin{bmatrix} \bar{H}^2 & 0 \\ 0 & \hat{H}^2 \end{bmatrix} \text{ or } = \begin{bmatrix} \hat{H}^2 & 0 \\ 0 & \bar{H}^2 \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

$$\{H^*\} = \begin{bmatrix} \bar{H} & 0 \\ 0 & \hat{H} + 2\beta(\bar{H} - \hat{H}) \end{bmatrix} \text{ or } = \begin{bmatrix} \hat{H} + 2\beta(\bar{H} - \hat{H}) & 0 \\ 0 & \bar{H} \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

$$\beta = \begin{cases} 0 & \text{if stationary roughness} \\ 1 & \text{if moving roughness} \end{cases} \quad (4.10)$$

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \Lambda_x \\ \Lambda_y \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \Lambda \\ \Lambda \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

式(4.7)～(4.9)において右辺の第1式は平行粗さ、第2式は直交粗さの場合である。式(4.5)の関係から、式(4.6)は静止粗さ、走行粗さに係わらず成立する。さらに、粗さの方向と座標軸方向が一致していれば、走行方向が座標軸に斜交する場合にも成立するため、式(4.6)は汎用性の高い表示式といえる。

4.3 動的圧力に対する基礎方程式の導入

式(4.6)に微小振動を適用して、動圧力に関する基礎方程式を導入する。平均すきま \bar{H} に関する摂動 η 、平均圧力 \bar{P} に関する摂動 ψ を考える。

$$\bar{H} = \bar{H}_0 + \eta, \quad \bar{P} = \bar{P}_0 + \psi \quad (4.12)$$

式(4.6)にはいくつかの平均すきま、 $\bar{H}^3, \bar{H}^2, \bar{H}, \hat{H}^3, \hat{H}^2, \hat{H}$ が含まれるため、みかけ上は従属変数が変化したことになるが、微小振動を仮定すれば、それぞれの平均すきまの摂動項は以下のように表すことができる。

$$\bar{H}^2 = \bar{H}_0^2 + 2 \bar{H}_0 \eta, \quad \bar{H}^3 = \bar{H}_0^3 + 3 \bar{H}_0^2 \eta \quad (4.13)$$

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{R}^0 \eta, \quad \hat{H}^2 = \hat{H}_0^2 + 2 \hat{R}^1 \eta, \quad \hat{H}^3 = \hat{H}_0^3 + 3 \hat{R}^2 \eta \quad (4.14)$$

ここで、

$$\hat{R}^0 = 3 \frac{\bar{H}_0^{-4} \bar{H}_0^{-2}}{(\bar{H}_0^{-3})^2} - 2, \quad \hat{R}^1 = \frac{\bar{H}_0^{-3}}{(\bar{H}_0^{-2})^2}, \quad \hat{R}^2 = \frac{\bar{H}_0^{-4}}{(\bar{H}_0^{-3})^2} \quad (4.15)$$

である。式(4.13), (4.14)は摂動項の係数も異方的であることを示しており、式(4.7)～(4.9)に対応して以下のように表わすこととする。

$$\{R^2\} = \begin{bmatrix} \bar{H}_0^2 & 0 \\ 0 & \hat{R}^2 \end{bmatrix} \text{ or } = \begin{bmatrix} \hat{R}^2 & 0 \\ 0 & \bar{H}_0^2 \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

$$\{R^1\} = \begin{bmatrix} \bar{H}_0 & 0 \\ 0 & \hat{R}^1 \end{bmatrix} \text{ or } = \begin{bmatrix} \hat{R}^1 & 0 \\ 0 & \bar{H}_0 \end{bmatrix} \quad (4.17)$$

$$\{R^{0*}\} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \hat{R}^0 + 2\beta(1 - \hat{R}^0) \end{bmatrix} \text{ or } = \begin{bmatrix} \hat{R}^0 + 2\beta(1 - \hat{R}^0) & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

式(4.12)～(4.14)を式(4.6)に代入すれば、微小項のゼロ次の項より、静的圧力に関する方程式が求められる。この式は、式(4.6)で時間項を無視した式と一致するため、

ここでは省略する。

二次の項より求められる動的圧力に関する方程式において、すきま変動 η としてスライダの平行モードの振動とピッチングモードの振動および走行面のうねりモードの励振を考え、ラプラス変換を行えば動的圧力 G_r (複素数) に関する次の微分方程式が得られる。

$$\nabla \cdot g(G_r) - j\Omega\sigma(\bar{H}_0 G_r + \bar{P}_0 F_r) = 0 \quad (4.19)$$

ここで、

$$\begin{aligned} g(G_r) = & P_0 \{\bar{H}_0^3\} + 6Kn \{H_0^2\} \nabla G_r \\ & + \{H_0^3\} \nabla \bar{P}_0 G_r (3\bar{P}_0 \{R^2\} + 12Kn \{R^1\}) F_r \nabla \bar{P}_0 \\ & - \Lambda_r (\{H_0^3\} G_r + \bar{P}_0 \{R^{0*}\} F_r) \end{aligned} \quad (4.20)$$

ここで、 j は虚数単位、 $\Omega = \omega / \omega_0$ は振動数比である。また、

$$F_r = \begin{cases} 1 & \text{if } r=1: \text{parallel mode} \\ X_G - X & \text{if } r=2: \text{pitching mode} \\ -\cos(2\pi\Omega X) + j\sin(2\pi\Omega X) & \text{if } r=3: \text{wavy mode excitation} \end{cases} \quad (4.21)$$

とする。式(4.19)は異方的な平均すきまを用いると、粗さの走行に伴うスキーズ効果を含んでいることが従来の基礎式と異なる。

2自由度系の無次元剛性 K 、減衰係数 C は以下の式で与えられる。ただし、 $r = s = 1$ は平行モード、 $r = s = 2$ はピッチングモードを意味する。

$$K_{rs} + j\Omega C_{rs} = - \int_0^B \int_0^1 F_r G_s dX dY \quad (4.22)$$

うねりモードの強制変位の同相成分、90度位相進み成分は K_{33} 、 C_{33} で与えられる。ここではこれらを励振係数と呼ぶ。

4.4 過渡応答の計算

ディスク面上の矩形状の突起に対する過渡応答を考える。過渡応答の計算には、第2章に示したように、突起をフーリエ級数に展開しそれぞれの周波数成分ごとの剛性・減衰係数を用いて計算した応答を重ね合わせる方法を用いた。

式(4.22)において、 K_{33} 、 C_{33} は粗さ付きの媒体のうねりモードの振動から求めたものであるため、合成された応答は粗さ付きの突起に対する応答を意味する。この場合の突起の潤滑効果は粗さのない突起と異なるが、突起の走行方向の長さが十分小さければ、突起の潤滑作用自体が小さくなるので、この影響は無視してよい。

4.5 計算結果および考察

4.5.1 数値計算

以下の計算では、静的圧力の計算には三矢⁽⁶⁵⁾が、また動的圧力の計算には尾高⁽³¹⁾がそれぞれ導入した有限要素法による計算手法を適用した。接触・非接触が最大の関心事である点を考慮して、基準すきまとしては粗さの先端の包絡線とスライダの流出端のすきま(h_0 :最小すきま)を用いた。平均量としては、正弦波状粗さとしての値を用い、粗さの大きさは正弦波の片振幅 δ で示した。

計算例として用いたウインチェスタ形浮動ヘッドスライダの形状寸法を図4.2に示す。平滑面における定常浮上条件は速度 $U=40\text{ m/s}$ 、押付荷重 $2w=150\text{ mN}$ (15.3 gf)、すきま $h_0=0.2903\text{ }\mu\text{m}$ である。粗さパターンとしては、正弦波状の平行粗さと直交粗さを用い、適宜、静止直交粗さ、平滑面の場合と比較した。突起の走行方向の長さは 1 mm 高さは $0.2\text{ }\mu\text{m}$ とした。比較の条件としては、すきま形状が同一の場合と、荷重・支持点の位置が同一の場合とを選んだ。特徴を顕在化するために、粗さ振幅を $\delta=0.1\text{ }\mu\text{m}$ と大きくした。この場合の静特性への影響は以下のとおりである。

- 1) すきま形状が同一であれば、負荷容量は88% (平行粗さ)、87% (直交粗さ) に減少する。
- 2) 負荷条件が同一であれば、最小すきまは72% (平行粗さ)、57% (直交粗さ) に減少する。

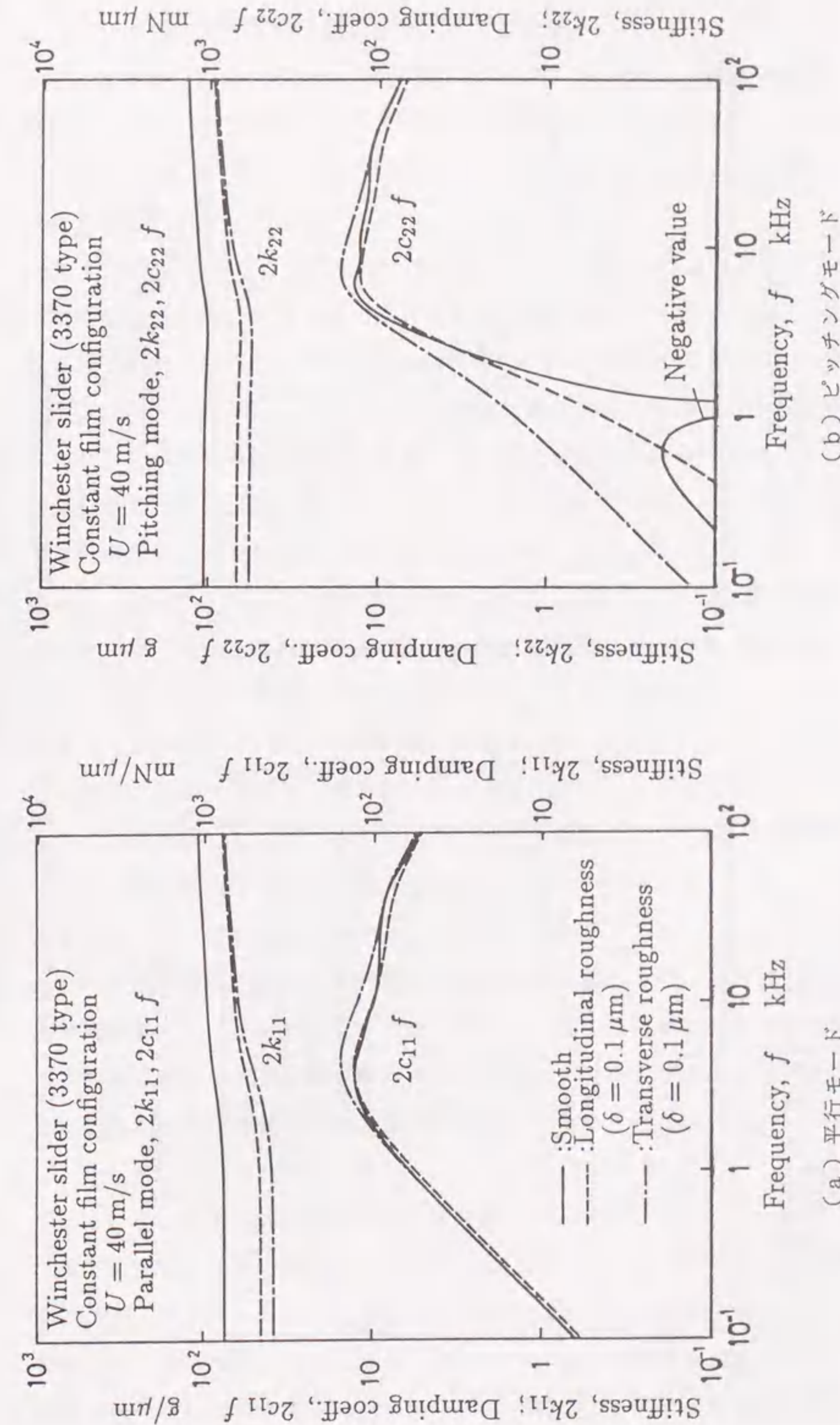


図4.3 空気膜形状を固定した場合の空気膜剛性と減衰係数
平滑面、平行粗さおよび直交粗さに対する計算結果

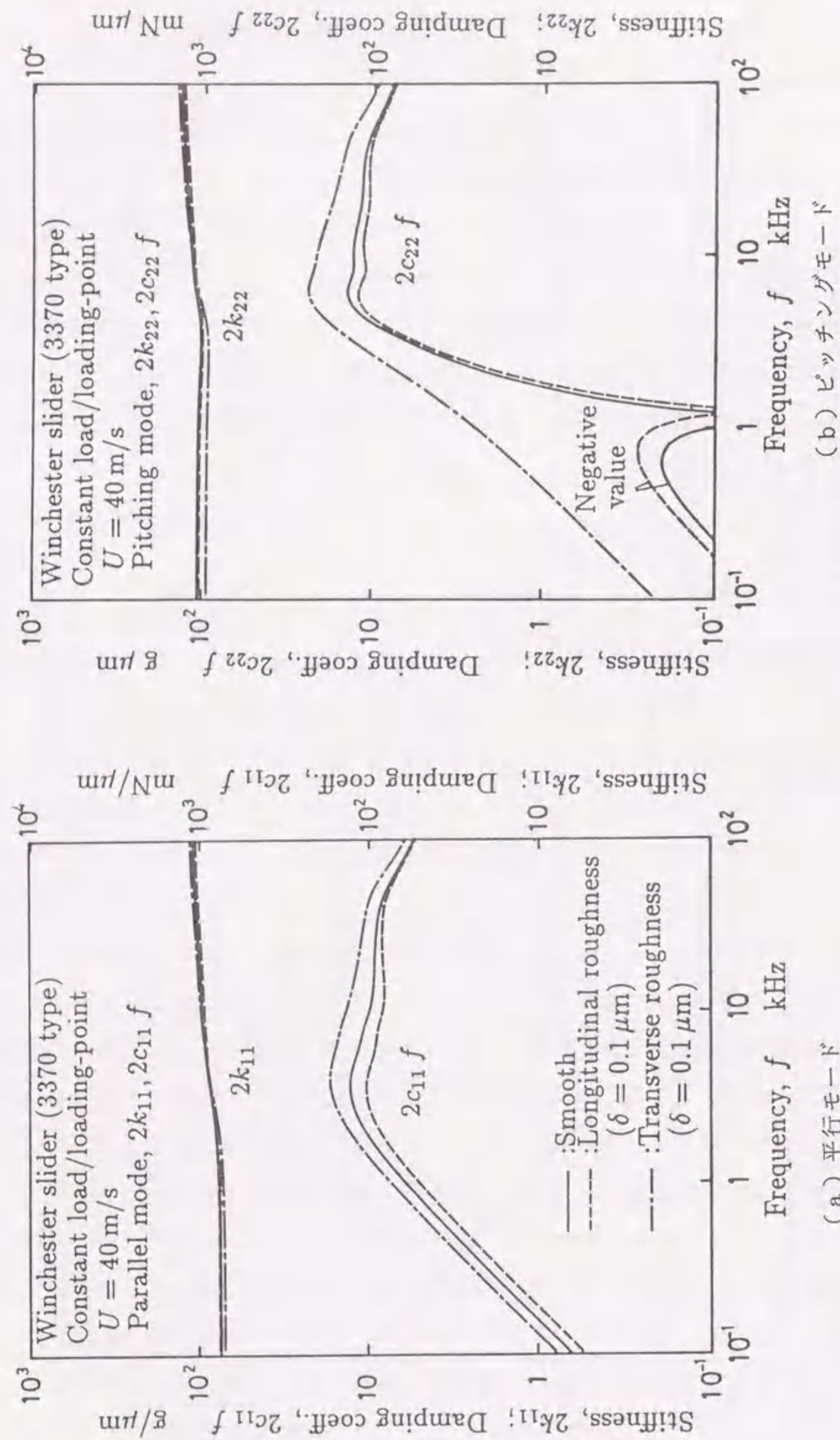


図4.4 負荷容量と支持点を固定した場合の空気膜剛性と減衰係数
平滑面, 平行粗さおよび直交粗さに対する計算結果

4.5.2 剛性・減衰係数に及ぼす粗さの影響

すきま形状が同一の場合の、平行粗さと直交粗さに対する空気膜の剛性・減衰係数を図4.3に、また荷重・支持点が同一の場合を図4.4に示す。各図の(a)は平行モード、(b)はピッチングモードの場合で、実線が平滑、破線が平行粗さ、一点鎖線が直交粗さを示す。

図4.3(a)に示すように、すきま形状が一定の場合には面粗さにより平行モードの剛性が減少する。剛性の減少は直交粗さの方が平行粗さより大きく、特に低周波数領域で顕著となる。この傾向は図4.3(b)に示すピッチングモードの場合についてもほぼ同じである。これに対して、表面粗さが減衰係数に及ぼす影響はピッチングモードの低周波数領域を除けばそれほど大きくない。潤滑空気膜とスライダによる振動系の共振周波数は15 kHz以上の高域にあることを考えれば、これらの低周波数領域における差異はあまり重要ではない。ここには示していないが、励振係数 K_{33} 、 C_{33} に関する同様の計算結果によれば、これらの励振係数も剛性と同様の变化を示す。以上の解析結果を総合すれば、空気膜形状が一定の条件下では、粗さは走行面のうねりの振幅を低減する効果があることがわかる。

荷重・支持点が一定条件の解析結果を図4.4に示すが、この場合にはすきまが平行粗さの場合で28%、直交粗さの場合に43%と大幅に低下しているにもかかわらず、剛性はほとんど変化していない。減衰係数については、平行粗さの場合に減少し、直交粗さの場合には増大するという反対の性質があり、図4.3に示したすきま形状が一定の場合と逆の関係を示す。これは、ピッチングモードの低周波数領域で顕著である。平行粗さは減衰係数を減少させ、反対に直交粗さは増大させる効果をもつことは注目すべき点である。この理由は直交粗さが走行する場合には高周波数のすきま変動を誘起するため、スクィーズ効果による減衰力が発生するのに対し、平行粗さはすきま変動を伴わないためと考えられる。

4.5.3 過渡応答に及ぼす粗さの影響

以下の比較の基準とするために、平滑面上を浮上するスライダの過渡応答を図4.5に示す。また、これと静的なすきま形状を同一としたときの粗さがある場合の応答を図4.6に示す。図4.5と比較すると、ビート現象が弱くなっているが、突起通過時の変位の大きさはほぼ一定で、この条件では粗さの影響は小さく、むしろ

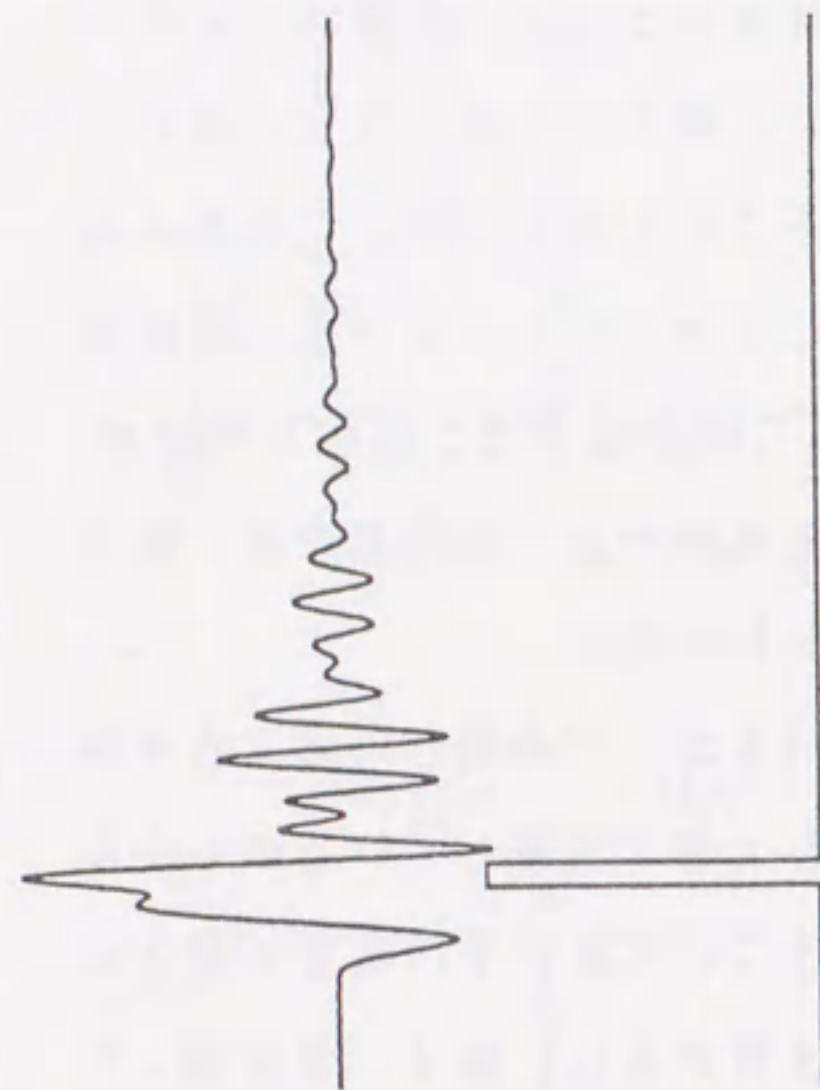


図 4.5 平滑面上で矩形断面の突起に対するスライダの過渡応答

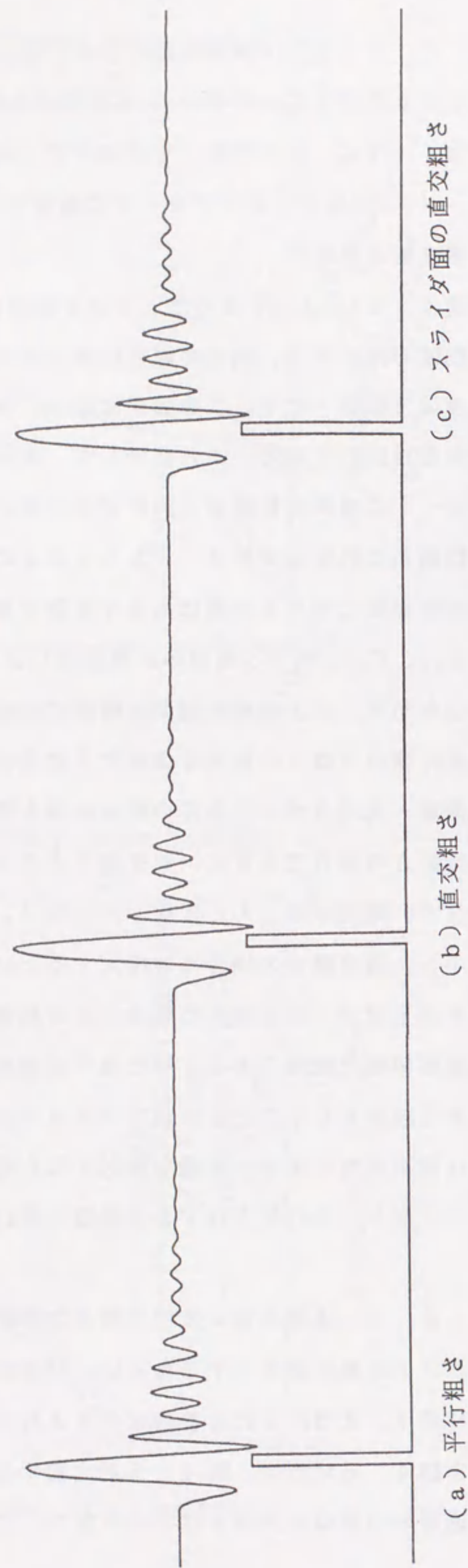


図 4.6 スライダの過渡応答に及ぼす表面粗さの影響
(空気膜を固定した場合)

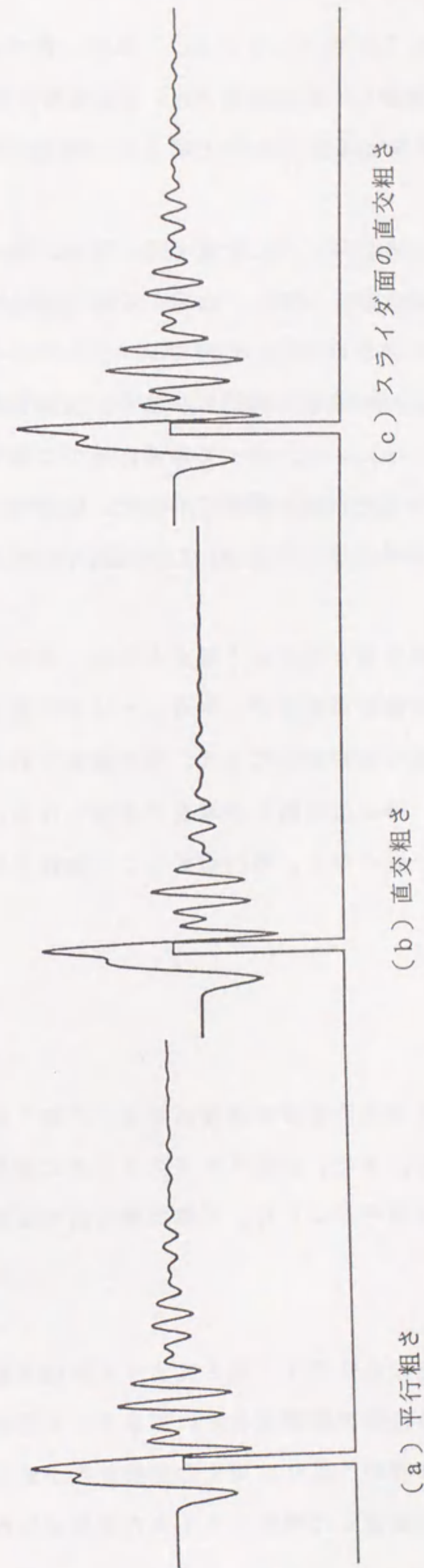


図 4.7 スライダの過渡応答に及ぼす表面粗さの影響
(負荷容量と支持点を固定した場合)

減衰特性はわずかではあるが向上している。これは、粗さによって剛性は低下するが、剛性の減少量にはほぼ等しく励振係数 K_{33} , C_{33} も減小すること、減衰係数は粗さの有無によって大きくは変化しないことによる。残留振動の減衰は走行直交粗さの場合に最も早い。

負荷条件が同一の場合を図4.7に比較する。粗さの増大とともにすきまは減小するため、突起の乗り越えはより難しくなる。平滑な場合の図4.5と比較すると波形はほぼ相似的で、すきまの小さい方向にシフトしたように見える。これは空気膜の特性は負荷容量によって概ね一義的に決まり、負荷容量が同じであれば、剛性もほぼ同じ特性をもつことによる。従って過渡応答の振幅をすきまで割った振幅比はすきまが最も小さくなる走行直交粗さの場合に、振動波形が媒体面に最も接近するにも係わらず、減衰効果は最も大きい。これは図4.4の減衰係数の特性と対応する。

ヘッド・媒体間の接触を避けるという観点からは、スライダの静的浮上すきまが大幅に低減する走行直交粗さの場合が、平滑または平行粗さに比べて最もきびしい条件となる。さらに詳細な比較を行なえば、突起通過時のスライダの変位は平行粗さの場合に最小であり、静止直交粗さの場合に最大となる。さらに、振動が減衰する時間は走行直交粗さで短くなり、平行粗さもしくは静止直交粗さの場合に長くなることがわかる。

4.6 結論

走行する媒体面に粗さがある場合の過渡応答を、平均すきまを用いて摂動法により計算する方法を示した。また、浮動ヘッドスライダに適用してスライダの過渡応答に及ぼす粗さの影響を明らかにした。本章で得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) 空気膜形状が一定の条件では、粗さによって剛性が減小するが、減衰係数はピッチングモードの低周波数領域を除いてあまり影響を受けない。
- (2) 粗さによって媒体面のうねりに対する励振係数が剛性とほぼ同じ割合で減小するために、突起が通過した時のスライダの変位は平滑な場合と比べて変化し

ない。

- (3) 負荷荷重と支持点が一定の条件では、剛性はほぼ一定であるのに対して、減衰係数は平行粗さの場合に減小し、直交粗さの場合には増大するという反対の特性を示す。
- (4) 突起通過時のスライダの応答波形は、平滑な場合とほとんど変わりがなく、粗さによる定常すきまの低下分だけシフトする。過渡応答の振幅をすきまで割った振幅比をヘッド・クラッシュに対する浮上マージンとすれば、スライダの静的浮上すきまが大幅に低減される走行直交粗さの場合が最もきびしい条件となる。
- (5) 突起通過時のスライダの変位は平行粗さの場合に最小であり、また振動が減衰する時間は走行直交粗さで最短となる。

第5章 ボルツマン方程式に基づく動的 浮上特性の解析⁽⁷⁷⁾

5.1 緒言

気体軸受の起動・停止時あるいは磁気ディスク装置に用いられる浮動ヘッドスライダのように超微小すきまで気体潤滑される場合には、すきまが空気の分子平均自由行程と同程度となるために、空気の粒子性に起因する不連続流れの影響が現れる。空気潤滑膜における流れの希薄度を示す指標として気体の分子平均自由行程 λ に対する軸受すきま h の比として定義されるクヌッセン数 $Kn = \lambda/h$ が用いられる。潤滑すきま内の流れは Kn の大きさによって、便宜的にスリップ流れ($0.01 < Kn < 0.1$)、自由分子流れ($Kn > 10$)およびその中間の遷移流れ($0.1 < Kn < 10$)に分類される。気体軸受で通常問題となるのはスリップ流れから遷移流れの領域であるが、スリップ流れの場合には固体壁面での流体のすべりを考慮することにより、全体としては連続流体を扱う方法が適用できる。

Burgdorfer⁽³³⁾は、一次のスリップ流れの境界条件を用いてレイノルズ方程式を修正し、気体潤滑の分野に初めて気体分子運動論の考え方を導入した。それ以降、気体の粒子性が気体潤滑特性に与える影響の解明は、主として磁気ディスク装置の浮動ヘッドスライダを対象に進められ、サブミクロンのすきままでの浮上実験により、Burgdorferの修正レイノルズ方程式の妥当性の検証が進められた^{(34), (35)}。修正レイノルズ方程式は、もともとクヌッセン数が1より十分小さいことを前提に導かれた式であるが、減圧空気またはヘリウム雰囲気中で等価的に分子平均自由行程を大きくした実験により、 Kn が1より大きい場合にも適用可能であることが報告されている⁽³⁶⁾。

修正レイノルズ方程式を用いたスライダの動特性に関する研究は、摂動法に基づく周波数領域の線形解析^{(12), (20)-(22)}および直接数値積分法に基づく時間領域の非線形解析⁽¹³⁾⁻⁽¹⁶⁾が行われている。また光干渉法⁽¹¹⁾やレーザ振動計^{(18), (19)}による実験との比較により、計算モデルの妥当性の検証が行われている。この他に、

超微小すきまにおける近似理論として、一次スリップ流れのみならず二次のスリップ流れも考慮した修正レイノルズ方程式⁽³⁷⁾に基づく解析と検証実験も行なわれており⁽³⁸⁾、基礎方程式の数学的モデルの精度に関する議論が繰り返されてきた。しかし、スリップ近似理論の適用範囲を超えてこれらの潤滑方程式が成り立つことの物理的な根拠はなく、遷移領域における潤滑特性の評価には気体分子の挙動を統計的に記述するボルツマン方程式に基づいた浮上解析が不可欠となる。

磁気ディスク装置においては、記録密度を向上するために、浮動ヘッドスライダの浮上すきまをさらに微小化することが必須である。特に将来型の垂直磁気記録方式はスライダの浮上すきまが $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 以下(すなわち $Kn > 0.64$)で有利となるため、このような条件下では従来のスリップ近似理論の適用範囲を超えることが予測される。Gans⁽³⁹⁾は、平衡状態の速度分布関数の摂動項について線形化したボルツマン方程式を2モーメント法を用いて解くことにより、Burgdorferの修正レイノルズ方程式が導出されることを示したが、2モーメント法自体が粗い近似であるために精度を向上することにはならなかった。久保ら⁽⁴⁰⁾は、有限要素法を用いてボルツマン方程式を直接数値積分することによりスライダの潤滑特性を解析した。しかし、この方法は三次元的な離散値化が必要で、大規模な解析を要するため、動特性の解析への適用は困難である。福井と金子^{(41), (42)}は、軸受内の流れをポアズイユ流れとクエット流れに分解し、ポアズイユ流れの流量をボルツマン方程式に基づいて導出することにより、高クヌッセン数の条件下に適用可能な一般化された修正レイノルズ方程式を導出した。またこれに基づいたスライダの浮上特性の数値解析により、静的浮上特性に関しては従来理論の適用範囲が明らかにされた^{(43), (44)}。

本章では、ボルツマン方程式に基づく修正レイノルズ方程式を用いた、高クヌッセン数の条件下のスライダの動特性の解析について述べる。まず、同方程式に摂動法および直接数値積分法を適用した動特性解析手法を示す。次に、これを用いてスライダの動特性におよぼす空気の粒子性の影響を定量的に検討する。さらに、超微小すきまで動作する浮動ヘッドスライダの空気膜の剛性、減衰係数および走行面の変位に対する応答を計算し、従来のスリップ流れ近似に基づく修正レイノルズ方程式との差異を明らかにする。

5.2 ボルツマン方程式に基づく修正レイノルズ方程式

以下の解析では図5.1(a)に示すような座標系と有限幅の潤滑領域を用い、 x , y 方向の二次元の解析を行なった。すきまの形状は、図5.1(b)の傾斜平面タイプと図5.1(c)のテーパフラットタイプの2種類とした。また、実際の浮動ヘッドスライダの場合には、図5.2に示すような2自由度モデルを用い、荷重(負荷容量)・支持点位置一定の条件で計算を行なった。

ボルツマン方程式に基づく修正レイノルズ方程式^{(33), (34)}は次のように表わされる。

$$B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left(\bar{Q} P H^3 \frac{\partial P}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\bar{Q} P H^3 \frac{\partial P}{\partial Y} \right) = \Lambda_b \frac{\partial (PH)}{\partial X} + \sigma_b \frac{\partial (PH)}{\partial T} \quad (5.1)$$

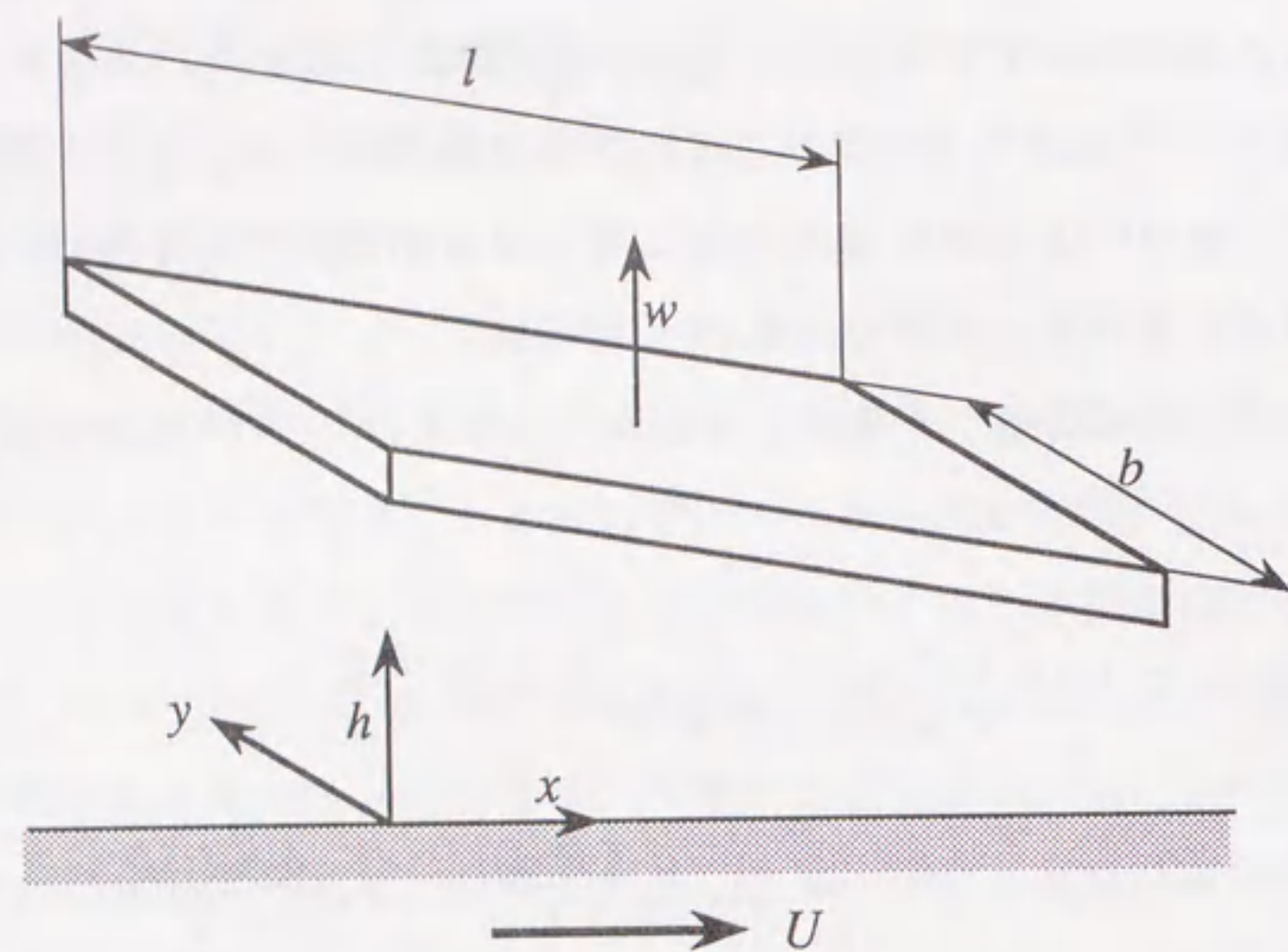
ここで、右辺の $\Lambda_b (= B^2 \Lambda)$ と $\sigma_b (= B^2 \sigma)$ は、それぞれ有限幅の軸受に対するベアリング数およびスキーズ数を表す。また、 $\bar{Q} = \bar{Q}(D, \alpha)$ は流量係数比で、次のように表される。

$$\bar{Q} = \frac{Q_b}{Q_{con}} \quad (5.2)$$

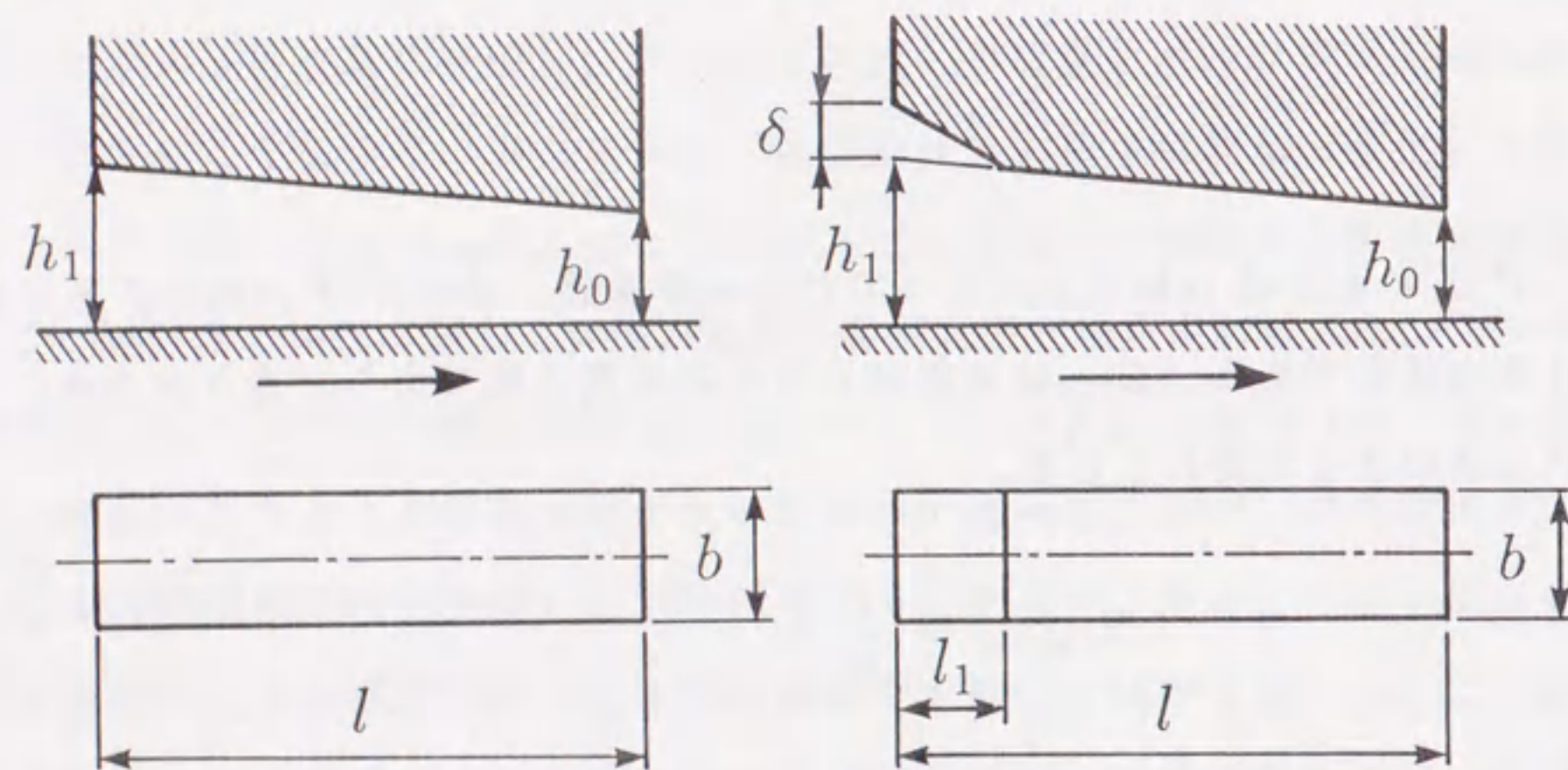
ここで Q_b および Q_{con} はポアズイユ流れの流量係数、 $D = D_0 P H$ は逆クヌッセン数、 α は適応係数である。 Q_{con} は連続流に対する流量係数であり、逆クヌッセン数 D を用いて次のように表わされる。

$$Q_{con} = \frac{D}{6}$$

Q_b はボルツマン方程式を用いて計算されるが、放物線速度分布を仮定した漸近解が与えられており、容易に解くことができる。本論文の計算例では、精度を保ちつつ計算時間を短縮化するため、後述のようにあらかじめボルツマン方程式を数値計算することにより求めた Q_b のテーブルを用いている。



(a) 潤滑領域の座標系



(b) 傾斜平面スライダ
(空気膜形状固定)

(c) テーパーフラットスライダ
(空気膜形状固定)

図 5.1 潤滑領域の座標系と形状

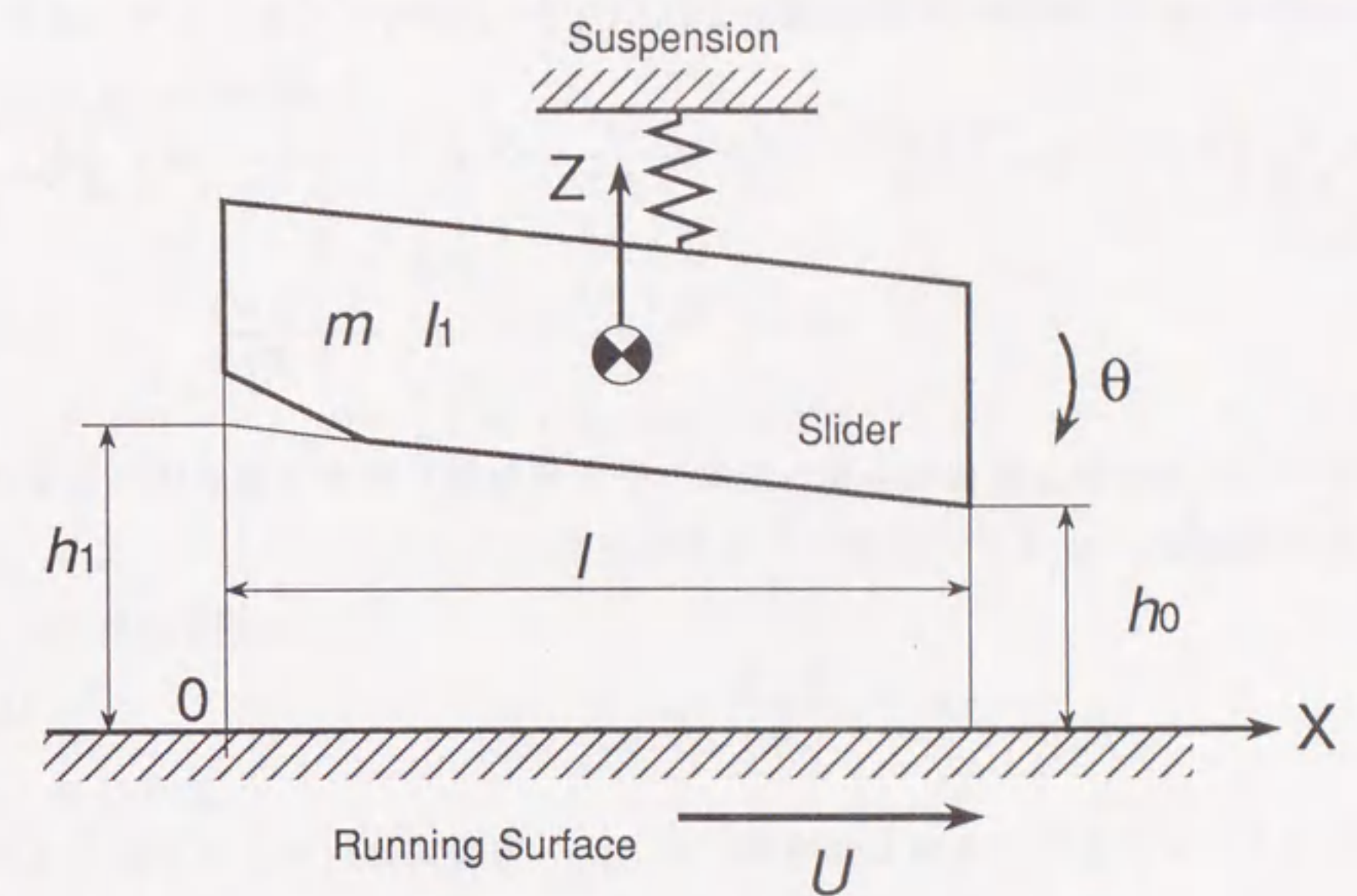


図 5.2 浮動ヘッドスライダの2自由度モデル (荷重一定)

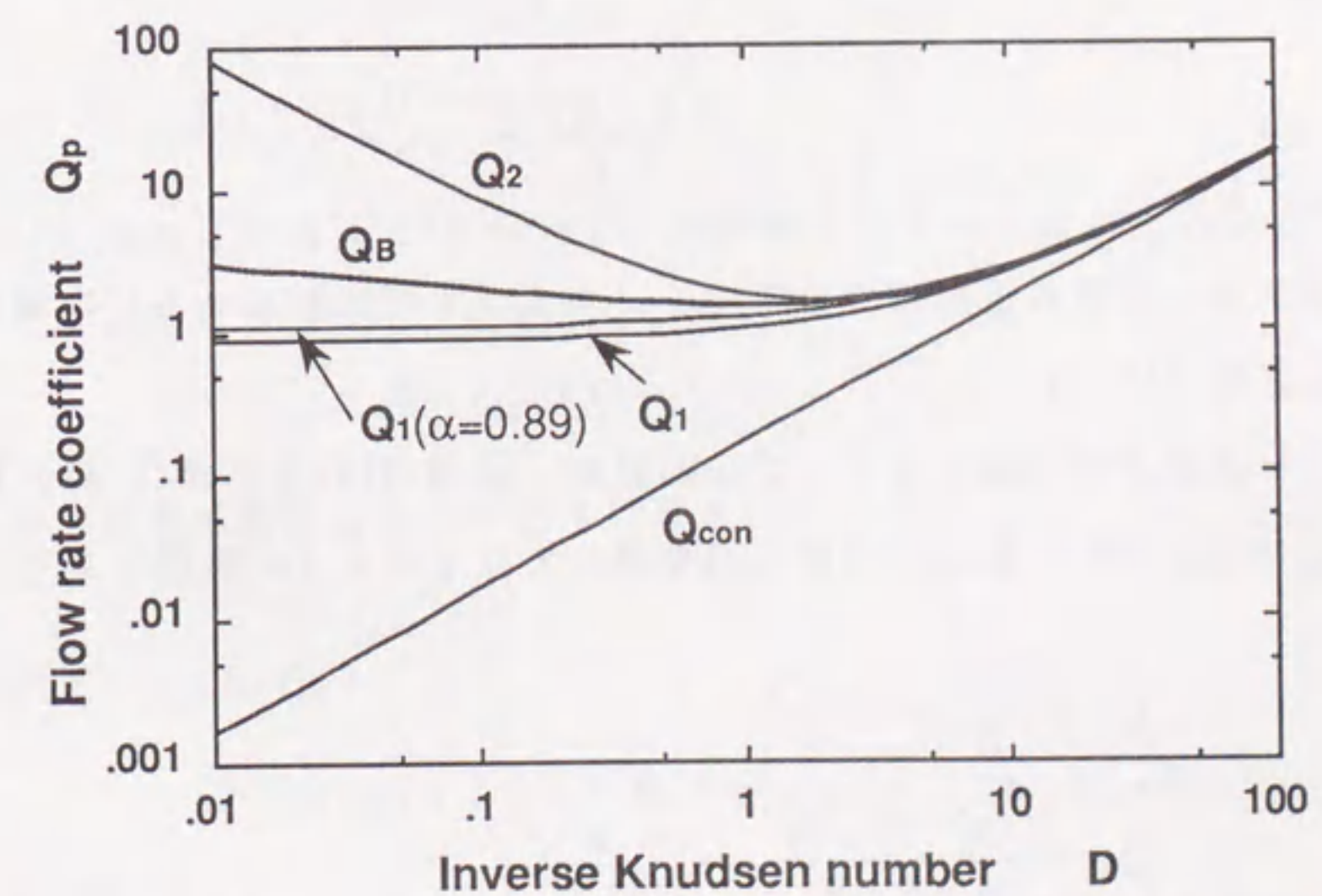


図 5.3 ポアズイユ流れの流量係数

ここで、比較のために従来理論であるスリップ流れ近似に基づく修正レイノルズ方程式を示す。Burgdorferの導入した一次のスリップ流れ近似に基づく修正レイノルズ方程式を無次元表示した形で表すと次のようになる。

$$\begin{aligned} B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left\{ P H^3 \left(1 + \frac{6 c K n}{P H} \right) \frac{\partial P}{\partial X} \right\} + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ P H^3 \left(1 + \frac{6 c K n}{P H} \right) \frac{\partial P}{\partial Y} \right\} \\ = \Lambda_b \frac{\partial (P H)}{\partial X} + \sigma_b \frac{\partial (P H)}{\partial T} \end{aligned} \quad (5.3)$$

ここで、 c は壁面修正係数であり、空気分子の運動量に関する適応係数 α を用いて次のように表される。

$$c = \frac{2 - \alpha}{\alpha} \quad (5.4)$$

二次のスリップ量まで考慮した修正レイノルズ方程式は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left\{ P H^3 \left(1 + \frac{6 K n}{P H} + \frac{6 K n^2}{P^2 H^2} \right) \frac{\partial P}{\partial X} \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ P H^3 \left(1 + \frac{6 K n}{P H} + \frac{6 K n^2}{P^2 H^2} \right) \frac{\partial P}{\partial Y} \right\} \\ = \Lambda_b \frac{\partial (P H)}{\partial X} + \sigma_b \frac{\partial (P H)}{\partial T} \end{aligned} \quad (5.5)$$

なお、二次スリップ流れ近似については、 $c = 1$ （すなわち $\alpha = 1$ ）の場合の表示式しか導入されていない。

これらの一次および二次のスリップ流れ近似（式(5.3)および式(5.5)）に対する流量係数 Q_1 と Q_2 の値も Q_{con} と同様に D を用いて以下のように表現される。

$$\begin{aligned} Q_1 &= \frac{D}{6} + \frac{c\sqrt{\pi}}{2} \\ Q_2 &= \frac{D}{6} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} + \frac{\pi}{4D} \end{aligned}$$

ボルツマン方程式に基づいて計算された Q_b ⁽⁶⁶⁾と上式の Q_1 および Q_2 の値を図5.

3に示す。

ここでは、スライダの運動は図5. 2に示す並進およびピッチング運動を考慮した2自由度モデルにより解析することとする。このとき運動方程式は無次元化された形で次のように表される。

$$M \ddot{Z} = -K Z + \int_0^1 \int_0^1 \phi \, dX dY \quad (5.6)$$

$$J \ddot{\Theta} = -K_{\Theta} \Theta + \int_0^1 \int_0^1 \phi (X_G - X) \, dX dY \quad (5.7)$$

ここで、 ϕ はスライダ面圧力分布の平衡状態からの変動分である。また積分はスライダ面の全領域を表す。

5. 3 解析方法

5. 3. 1 摂動法による線形解析

すきま H と圧力 P の変化が微小であると仮定して、両者が静的成分 P_0 、 H_0 と微小な動的変動成分 ϕ 、 η の和で表現されたとする。すなわち、

$$P = P_0 + \phi \quad (5.8)$$

$$H = H_0 + \eta \quad (5.9)$$

であるとしてこれらを式(5.1)に代入し、動的微小量 ε の2次以上の項 $O(\varepsilon^2)$ を無視することにより線形化する。線形化の際に、

$$D = D_0 P H \quad (5.10)$$

を用いると、流量係数比 \bar{Q} は次のように表される。

$$\begin{aligned} \bar{Q}(P_0 + \phi, H_0 + \eta) \\ = \bar{Q}(P_0, H_0) + D_0 (\phi H_0 + \eta P_0) \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} + O(\varepsilon^2) \end{aligned} \quad (5.11)$$

式(5.8)～(5.11)を式(5.1)に代入し、 ϕ および η に関する2次以上の項 $O(\varepsilon^2)$ を無視すると次の動的方程式が得られる。

$$\begin{aligned}
& B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left\{ \bar{Q} H_0^3 \left(P_0 \frac{\partial \phi}{\partial X} + \phi \frac{\partial P_0}{\partial X} \right) + D_0 \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} \phi P_0 H_0^4 \frac{\partial P_0}{\partial X} \right\} \\
& + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ \bar{Q} H_0^3 \left(P_0 \frac{\partial \phi}{\partial Y} + \phi \frac{\partial P_0}{\partial Y} \right) + D_0 \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} \phi P_0 H_0^4 \frac{\partial P_0}{\partial Y} \right\} \\
& - \Lambda_b \frac{\partial (\phi H_0)}{\partial X} - \sigma_b \frac{\partial (\phi H_0)}{\partial T} \\
& + B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left\{ P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial X} \left(3 \bar{Q} + D_0 \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} P_0 H_0^2 \right) \eta \right\} \\
& + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial Y} \left(3 \bar{Q} + D_0 \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} P_0 H_0^2 \right) \eta \right\} \\
& - \Lambda_b \frac{\partial (P_0 \eta)}{\partial X} - \sigma_b \frac{\partial (P_0 \eta)}{\partial T} = 0 \quad (5.12)
\end{aligned}$$

媒体面の変位およびスライダの応答が調和的であると仮定して、スライダのすきまの変動成分 η を、

$$\eta = Z + \Theta (X_G - X) - A \sin(2\pi \Omega X - \Omega T) \quad (5.13)$$

とすると、変動圧力 ϕ は次のように表される。

$$\phi = G_1 Z + G_2 \Theta + G_3 A \sin(\Omega T) \quad (5.14)$$

ここで、 G_i ($i = 1, 2, 3$) は複素剛性圧力と呼ばれ、 G_1 , G_2 の実部および虚部は空気膜の剛性および減衰係数の分布を与え、また G_3 の実部および虚部はスライダに働く調和的な強制力の係数を与える。

式(5.12)～(5.14)をラプラス変換し、式(5.12)に式(5.13), (5.14)を代入して G_1 に関する方程式を求めると次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[B^2 \left\{ \bar{Q} H_0^3 \left(P_0 \frac{\partial G_1}{\partial X} + \frac{\partial P_0}{\partial X} G_1 \right) + \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} D_0 P_0 H_0^4 \frac{\partial P_0}{\partial X} G_1 \right\} \right.$$

$$\left. - \Lambda_b H_0 G_1 \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\bar{Q} H_0^3 \left(P_0 \frac{\partial G_1}{\partial Y} + \frac{\partial P_0}{\partial Y} G_1 \right) \right.$$

$$\left. + \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} D_0 P_0 H_0^4 \frac{\partial P_0}{\partial Y} G_1 \right] - j \Omega \sigma_b H_0 G_1$$

$$+ \frac{\partial}{\partial X} \left[\left\{ B^2 P_0^2 H_0^2 \left(3 \bar{Q} \frac{\partial P_0}{\partial X} + \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} D_0 P_0 H_0 \frac{\partial P_0}{\partial X} \right) - \Lambda_b P_0 \right\} F_1 \right]$$

$$+ \frac{\partial}{\partial Y} \left[P_0 H_0^2 \left(3 \bar{Q} \frac{\partial P_0}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{Q}}{\partial D} D_0 P_0 H_0 \frac{\partial P_0}{\partial X} \right) F_1 \right]$$

$$- j \Omega \sigma_b P_0 F_1 = 0 \quad (5.15)$$

$$F_1 = \begin{cases} 1 & \text{if } i = 1 \\ X_G - X & \text{if } i = 2 \\ \cos(2\pi \Omega X) - j \sin(2\pi \Omega X) & \text{if } i = 3 \end{cases}$$

ここで、 j は虚数単位を、 $i = 1$ は平行モード、 $i = 2$ はピッチングモード、 $i = 3$ はうねりモードを意味する。

式(5.15)の P_0 は、式(5.1)の右辺の時間項を無視した静的方程式を解いて求められる。また、式(5.15)自体は、 G_1 に関する線形方程式となるために、差分法⁽²¹⁾を用いて容易に解くことができる。

スライダの空気膜の剛性 K_{1j} および減衰係数 C_{1j} は、 G_1 をスライダ面の全領域について積分することにより求められる。下付きの数字 11 はスライダの並進運動、22 はピッチング運動、12 および 21 はその相互作用を表す。

$$K_{11} + j \Omega C_{11} = - \int_0^1 \int_0^1 G_1 dX dY$$

$$K_{12} + j \Omega C_{12} = - \int_0^1 \int_0^1 G_1 (X - X_G) dX dY$$

$$K_{21} + j \Omega C_{21} = - \int_0^1 \int_0^1 G_2 \, dX \, dY$$

$$K_{22} + j \Omega C_{22} = - \int_0^1 \int_0^1 G_2 (X - X_G) \, dX \, dY$$

5.3.2 直接数値積分法による非線形解析

修正レイノルズ方程式(5.1)に、Factored Implicitスキームを適用した直接数値積分法を示す。まず、逆クヌッセン数 $D = D(X, Y, T)$ を用いて式(5.1)の変数を変換する。

$$B^2 \frac{\partial}{\partial X} \left\{ \bar{Q} \left(H D \frac{\partial D}{\partial X} - D^2 \frac{\partial H}{\partial X} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ \bar{Q} \left(H D \frac{\partial D}{\partial Y} - D^2 \frac{\partial H}{\partial Y} \right) \right\} = D_0 \Lambda_b \frac{\partial D}{\partial X} + D_0 \sigma_b \frac{\partial D}{\partial T} \quad (5.16)$$

さらに、

$$F = B^2 \bar{Q} (H D_X D - H_X D^2) - D_0 D \Lambda_b$$

$$G = \bar{Q} (H D_Y D - H_Y D^2)$$

とすれば、式(5.16)は次のように表される。

$$D_0 \sigma_b D_T = F_X + G_Y \quad (5.17)$$

ここで、添字の X, Y および T はそれぞれの変数による偏微分を表す。

台形公式を用いて D を時間について差分化する。すなわち、

$$D^{(n+1)} = D^{(n)} + \frac{\Delta T}{2} (D_T^{(n)} + D_T^{(n+1)}) + O(\Delta T^3) \quad (5.18)$$

ここで、 (n) および $(n+1)$ は時間ステップを、また ΔT はその間隔を表す。

$$a = \frac{\Delta T}{2 D_0 \sigma_b}$$

として式(5.17)を式(5.18)に代入すると、

$$D^{(n+1)} = D^{(n)} + a (F_X^{(n)} + G_Y^{(n)}) + (F_X^{(n+1)} + G_Y^{(n+1)}) + O(\Delta T^2) \quad (5.19)$$

関数 $F = F(H, H_X, D, D_X)$ および $G = G(H, H_X, D, D_X)$ を線形化するために、 $\Delta T \ll 1$ として時間について Taylor 展開を施す。

$$\begin{aligned} F^{(n+1)} - F^{(n)} &= \frac{\partial F}{\partial H} (H^{(n+1)} - H^{(n)}) + \frac{\partial F}{\partial H_X} (H_X^{(n+1)} - H_X^{(n)}) \\ &\quad + \frac{\partial F}{\partial D} (D^{(n+1)} - D^{(n)}) + \frac{\partial F}{\partial D_X} (D_X^{(n+1)} - D_X^{(n)}) + O(\Delta T^2) \end{aligned} \quad (5.20)$$

$$G^{(n+1)} - G^{(n)} = \frac{\partial G}{\partial H} (H^{(n+1)} - H^{(n)}) + \frac{\partial G}{\partial H_Y} (H_Y^{(n+1)} - H_Y^{(n)})$$

$$+ \frac{\partial G}{\partial D} (D^{(n+1)} - D^{(n)}) + \frac{\partial G}{\partial D_Y} (D_Y^{(n+1)} - D_Y^{(n)}) + O(\Delta T^2) \quad (5.21)$$

ここで式(5.20), (5.21)の微係数は、次のとおりである。なお、添え字の D は、 D に関する偏微分を表す。

$$U_1 = \frac{\partial F}{\partial H} = B^2 \bar{Q} D D_X$$

$$U_2 = \frac{\partial F}{\partial H_X} = -B^2 \bar{Q} D^2$$

$$U_3 = \frac{\partial F}{\partial D} = B^2 \{ \bar{Q}_D (H D D_X - H_X D^2) + \bar{Q} (H D_X - 2 H_X D) - D_0 \Lambda_b \}$$

$$U_4 = \frac{\partial F}{\partial D_x} = B^2 \bar{Q} H D$$

$$V_1 = \frac{\partial G}{\partial H} = \bar{Q} D D_Y$$

$$V_2 = \frac{\partial G}{\partial H_Y} = -\bar{Q} D^2$$

$$V_3 = \frac{\partial G}{\partial D} = \bar{Q}_D (H D D_Y - H_Y D^2) + \bar{Q} (H D_Y - 2 H_Y D)$$

$$V_4 = \frac{\partial G}{\partial D_Y} = \bar{Q} H D$$

式(5.20), (5.21)に代入して、時間 $(n+1)$ における関数 F と G の空間に関する導関数を求めると次のようになる。

$$\begin{aligned} F_x^{(n+1)} = & F_x^{(n)} + \delta_x \{ U_1 (H^{(n+1)} - H^{(n)}) \} + \delta_x \{ U_2 (H_x^{(n+1)} - H_x^{(n)}) \} \\ & + \delta_x \{ U_3 (D^{(n+1)} - D^{(n)}) \} + \delta_x \{ U_4 (\delta_x D^{(n+1)} - \delta_x D^{(n)}) \} \end{aligned} \quad (5.22)$$

$$\begin{aligned} G_x^{(n+1)} = & G_x^{(n)} + \delta_x \{ V_1 (H^{(n+1)} - H^{(n)}) \} + \delta_x \{ V_2 (H_x^{(n+1)} - H_x^{(n)}) \} \\ & + \delta_x \{ V_3 (D^{(n+1)} - D^{(n)}) \} + \delta_x \{ V_4 (\delta_x D^{(n+1)} - \delta_x D^{(n)}) \} \end{aligned} \quad (5.23)$$

式(5.22), (5.23)を式(5.19)に代入し、 $O(\Delta T^3)$ 以下の項を省略し、次のように係数マトリクスを因数分解した形に変形する。

$$[1 - L_1(X)] [1 - L_2(Y)] \Delta D_{1j} = \phi_{1j} \quad (5.24)$$

$$\Delta D_{1j} = D_{1j}^{(n+1)} - D_{1j}^{(n)}$$

ここで、添字の i, j はスライダ面のメッシュ点番号 (i, j) を表す。 $L_1(X)$, $L_2(Y)$ は、それぞれ X および Y に関する線形微分演算子であり、式(5.28), (5.29)以下に具体的な形を示す。式(5.24)は、次に示すように X 方向および Y 方向の1次元境界値

問題に帰着される。

$$[1 - L_1(X)] \Delta D_{1j}^* = \phi_{1j} \quad (5.25)$$

$$[1 - L_2(Y)] \Delta D_{1j} = \Delta D_{1j}^* \quad (5.26)$$

ここで、 ϕ は次のように表される。

$$\begin{aligned} \phi = & 2 a (F_x^{(n)} + G_Y^{(n)}) \\ & + a \{ \delta_x U_1 (H^{(n+1)} - H^{(n)}) + \delta_x U_2 (H_x^{(n+1)} - H_x^{(n)}) \\ & + \delta_Y V_1 (H^{(n+1)} - H^{(n)}) + \delta_Y V_2 (H_Y^{(n+1)} - H_Y^{(n)}) \} \\ = & a [(\bar{Q}_D + \bar{Q}) \{ (B^2 D_x^2 + D_Y^2) (H^{(n+1)} + H^{(n)}) \\ & - B^2 D D_x (H_x^{(n+1)} + H_x^{(n)}) - D D_Y (H_Y^{(n+1)} + H_Y^{(n)}) \} \\ & + \bar{Q} D \{ (B^2 D_{xx} + D_{YY}) (H^{(n+1)} + H^{(n)}) - B^2 D (H_{xx}^{(n+1)} \\ & + H_{xx}^{(n)}) - D (H_{YY}^{(n+1)} + H_{YY}^{(n)}) \} - 2 D_0 D_x A_b] \end{aligned} \quad (5.27)$$

また、 L_1 と L_2 は次のように表される。

$$L_1(X) = a \{ \delta_x U_3 + \delta_x U_4 \delta_x \} \quad (5.28)$$

$$L_2(Y) = a \{ \delta_Y V_3 + \delta_Y V_4 \delta_Y \} \quad (5.29)$$

δ_x および δ_Y はそれぞれの座標軸方向の空間微分を表す。不等分割メッシュを用いて離散値化を行う場合には、Lagrangeの差分公式により次のように表される。

$$\delta_x^2 = \frac{\partial^2 \Delta D(i, j)}{\partial X^2} = \sum_{k=1}^3 A_k(i) \Delta D(i+2-k, j)$$

$$\delta_Y^2 = \frac{\partial^2 \Delta D(i, j)}{\partial Y^2} = \sum_{k=1}^3 B_k(i) \Delta D(i, j+2-k)$$

$$\delta_x = \frac{\partial \Delta D(i, j)}{\partial X} = \sum_{k=1}^3 C_k(i) \Delta D(i+2-k, j)$$

$$\delta_y = \frac{\partial \Delta D(i, j)}{\partial Y} = \sum_{k=1}^3 D_k(i) \Delta D(i, j+2-k)$$

$\Delta X(i)$ を、 i 番目と $i+1$ 番目のメッシュ点の間隔として、 X 方向の係数 $A_k(i)$ と $C_k(i)$ を示すと以下の通りである。

$$A_1(i) = \frac{2}{\Delta X(i) [\Delta X(i-1) + \Delta X(i)]}$$

$$A_2(i) = \frac{-2}{\Delta X(i-1) \Delta X(i)}$$

$$A_3(i) = \frac{2}{\Delta X(i-1) [\Delta X(i) + \Delta X(i-1)]}$$

$$C_1(i) = \frac{\Delta X(i-1)}{\Delta X(i) [\Delta X(i) + \Delta X(i-1)]}$$

$$C_2(i) = \frac{\Delta X(i) - \Delta X(i-1)}{\Delta X(i) \Delta X(i-1)}$$

$$C_3(i) = \frac{-\Delta X(i)}{\Delta X(i-1) [\Delta X(i) + \Delta X(i-1)]}$$

これらを用いると、式(5.25)の左辺は次のようになる。

$$\begin{aligned} [1 - L_1(X)] \Delta D_{1j}^* &= \{1 - (R_2 C_3(i) + R_3 A_3(i))\} \Delta D_{1,j-1}^* \\ &+ \{1 - (R_1 + R_2 C_2(i) + R_3 A_2(i))\} \Delta D_{1,j}^* \\ &+ \{1 - (R_2 C_1(i) + R_3 A_1(i))\} \Delta D_{1,j+1}^* \end{aligned} \quad (5.30)$$

ここに、

$$\begin{aligned} R_1 &= a B^2 \{ \bar{Q}_{DD} D_X (H D D_X - D^2 H_X) \\ &+ \bar{Q}_D (-3 D H_X D_X + 2 H D_X^2 + D D_{XX} H - D^2 H_{XX}) \\ &+ \bar{Q} (-2 D H_{XX} - H_X D_X + H D_{XX}) \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R_2 &= a B^2 \{ \bar{Q}_D (2 H D D_X - D^2 H_X) \\ &+ \bar{Q} (2 H D_X - D H_X) - D_0 A_b \} \end{aligned}$$

$$R_3 = a B^2 \bar{Q} H D$$

である。同様に、式(5.26)の左辺は次のようになる。

$$\begin{aligned} [1 - L_2(Y)] \Delta D_{1j} &= \{1 - (S_2 D_3(i) + S_3 B_3(i))\} \Delta D_{1,j-1} \\ &+ \{1 - (S_1 + S_2 D_2(i) + S_3 B_2(i))\} \Delta D_{1,j} \\ &+ \{1 - (S_2 D_1(i) + S_3 B_1(i))\} \Delta D_{1,j+1} \end{aligned} \quad (5.31)$$

ここに、

$$\begin{aligned} S_1 &= a \{ \bar{Q}_{DD} D_Y (H D D_Y - D^2 H_Y) \\ &+ \bar{Q}_D (-3 D H_Y D_Y + 2 H D_Y^2 + D D_{YY} H - D^2 H_{YY}) \\ &+ \bar{Q} (-2 D H_{YY} - H_Y D_Y + H D_{YY}) \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S_2 &= a \{ \bar{Q}_D (2 H D D_Y - D^2 H_Y) \\ &+ \bar{Q} (2 H D_Y - D H_Y) \} \end{aligned}$$

$$S_3 = a \bar{Q} H D$$

である。

スライダの運動は、第2章の図2.2に示した計算手順に従って、各時間ステップについて運動方程式(5.6), (5.7)と連立させて求めることができる。

5.3.3 流量係数の内挿計算

潤滑方程式(5.1)におけるボアズイユ流れの流量係数 Q_B をボルツマン方程式に基づいて直接計算する場合には、計算式中に無限積分が含まれるため多大の計算時間を要することになる。福井ら⁽⁶⁶⁾は、あらかじめ計算された Q_B のテーブルを用いる計算法を提案し、計算精度を損なうことなく計算時間の大幅な短縮化が可能である

ことを示した。本計算においても、この手法を採用して計算の高速化を図った。スライダ面の各メッシュ点の逆クヌッセン数 D_{1j} ($= D_0 P_{1j} H_{1j}$) の値を計算し、テーブルの値から内挿計算することにより、流量係数比 \bar{Q} ($= Q_B / Q_{con}$) とその微係数 \bar{Q}_D ($= \partial \bar{Q} / \partial D$) および \bar{Q}_{DD} ($= \partial^2 \bar{Q} / \partial D^2$) を求めた。表 5. 1 に計算に用いたテーブルを示す。

5. 4 動的浮上特性に及ぼす流れの希薄化の影響

スライダの空気膜の剛性 K_{1j} および減衰係数 C_{1j} の摂動法による計算結果を示す。ここでは、有限幅の傾斜平面スライダについて、ボルツマン方程式に基づく修正レイノルズ方程式、一次スリップ近似および二次スリップ近似に基づく修正レイノルズ方程式による計算結果の比較を行った。適応係数 α の値については、清浄な物質表面においては 1 以下であるが、工学上現れる実際の表面ではほぼ 1 に近いと考えられるため、ここでは、 $\alpha = 1$ (拡散反射) とした。ただし、後述の浮動ヘッドスライダを対象とした計算では、あるクヌッセン数の範囲においては、ガラスの値 $\alpha = 0.89$ を用いた一次スリップ近似 (Burgdorfer の修正レイノルズ方程式) と二次スリップ近似 ($\alpha = 1$) が実用上は浮上すきまの良い予測を与えうることが確認されているため^{(36), (43), (44)}、一次スリップ近似については、 $\alpha = 0.89$ に対する計算結果も同時に示した。

図 5. 4 にスライダの並進運動に対する K_{11} および ΩC_{11} の計算結果の 1 例を示す。ここで、 Ω ($= \omega / \omega_0$) は外乱の周波数を表す。連続流を除いて、ボルツマン方程式および各スリップ近似は Ω に対してほぼ同じ傾向の変化を示す。 $\Omega < 1$ の低周波数領域では、 K_{11} と ΩC_{11} は連続流が最も大きく、一次スリップ近似、ボルツマン方程式、二次スリップ近似の順に小さな値をとる。また、 $\Omega > 1$ の高周波数領域では、 K_{11} は各方程式とも一定値に漸近する一方、 ΩC_{11} は減小を開始し、それぞれの大小関係が入れ替わる。

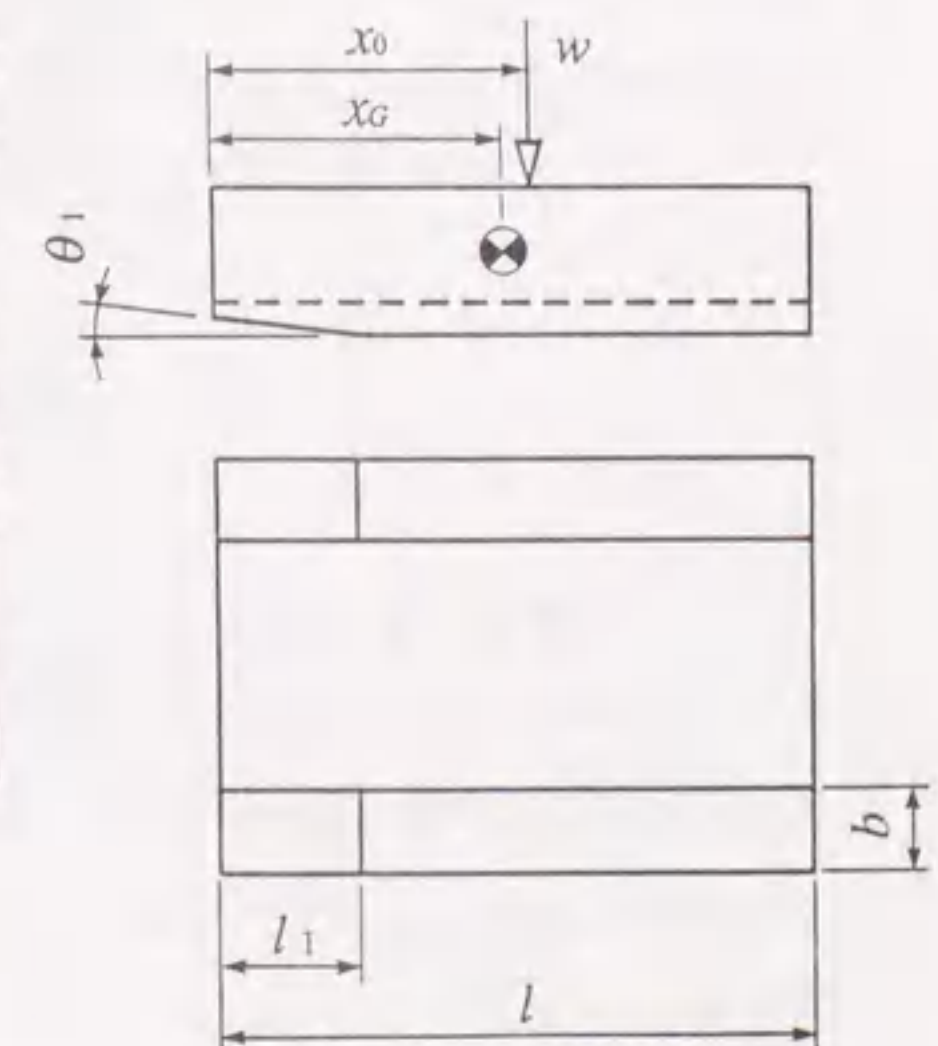
図 5. 5 に最小すきまで定義された逆クヌッセン数 D_0 と K_{11} 、 ΩC_{11} および無次元負荷容量 W の関係を傾斜平面タイプのスライダについて示す。剛性、減衰係数および負荷容量は D_0 が小さい領域では、一次スリップ近似、ボルツマン方程式、二次スリップ近似の順に小さい値をとる。また、これらの値は D_0 の減小に伴って低下し、

表 5. 1 流量係数のデータベース

D	Q _B	D	Q _B
100	17.6933	0.9	1.5416
90	16.0278	0.8	1.5481
80	14.3625	0.7	1.559
70	12.6976	0.6	1.576
60	11.0334	0.5	1.6018
50	9.37	0.4	1.6408
40	7.7082	0.35	1.6678
35	6.8782	0.3	1.7023
30	6.0493	0.25	1.7513
25	5.2221	0.2	1.8041
20	4.3975	0.15	1.8934
15	3.5777	0.1	2.0319
10	2.768	0.09	2.0706
9	2.6082	0.08	2.1151
8	2.4493	0.07	2.167
7	2.2915	0.06	2.2286
6	2.1344	0.05	2.3014
5	1.9883	0.04	2.3966
4	1.844	0.035	2.4549
3.5	1.7751	0.03	2.5236
3	1.7092	0.025	2.6067
2.5	1.6481	0.02	2.7109
2	1.5941	0.015	2.8489
1.5	1.553	0.01	3.0496
1	1.5384		

表 5. 2 スライダの諸元

	Slider A	Slider B
Slider length l [mm]	3.2	0.5
Slider width b [mm]	0.29	0.0515
Taper length l_1 [mm]	0.5	0.05
Taper angle θ_1 [degree]	0.5	0.5
Mass m [mg]	20.2	0.3
Inertia I_1 [mg·mm ²]	16.9	0.0075
Center of gravity x_0/l	0.5	0.5
Pivot point x_0/l	0.55	0.55
Static load w [mN]	68	0.39
Surface velocity U [m/s]	12	5



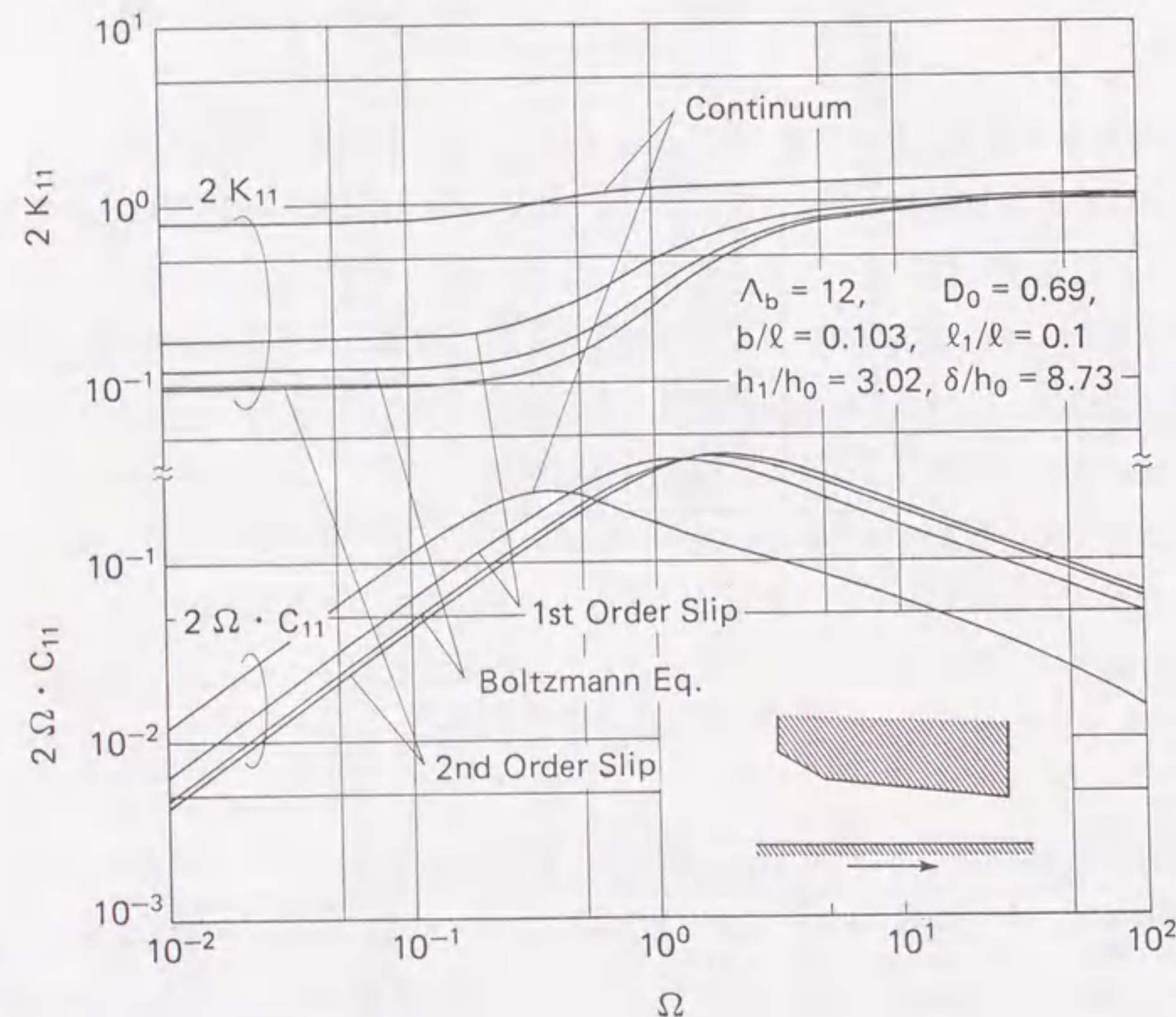


図5.4 空気膜形状を固定したテーパフラットスライダの空気膜の無次元剛性および減衰係数

各近似理論とボルツマン方程式の間の差異が大きくなる。

図5.6にベアリング数 Λ_b と K_{11} の関係を示す。剛性は、 Λ_b が小さい領域では Λ_b とほぼ比例関係にあり、このとき各方程式間の差異は大きい。また、 Λ_b の増加に伴っていずれの K_{11} も一定値($\Lambda_b \rightarrow \infty$ の解)に漸近し、それぞれの方程式の差異はなくなる。なお、ここには示していないが、減衰係数 ΩC_{11} と無次元負荷容量 W もほぼ同様の Λ_b 依存性をもつ。

図5.7に $D_0 = 10^{-2} \sim 10^1$ に対する W と K_{11} の関係を示す。 W によって整理した場合には、各方程式間の差異は図5.5, 図5.6と比較して小さく、各方程式とも K_{11} は W によってほぼ一意に決定されることが分かる。なお、スライダの静的浮上特性に関しても同様の傾向があることが報告されている⁽³⁵⁾。

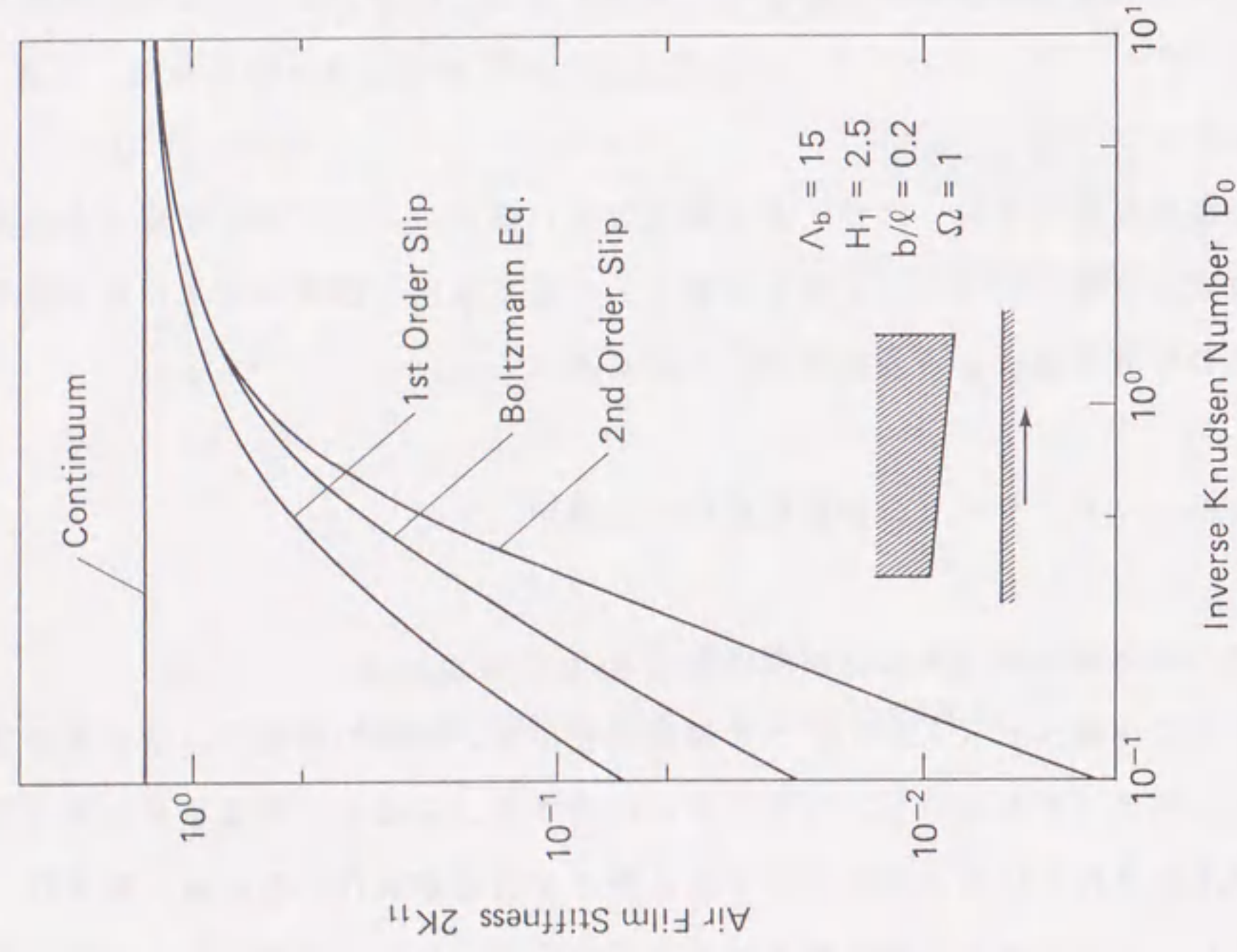
図5.8にボルツマン方程式を用い、 Λ_b を50, 150, 180に変化させた場合の空気膜の剛性と減衰係数の計算結果を示す。 $\Lambda_b = 180$ の場合には、 $\Omega = 0.4 \sim 0.6$ の範囲で減衰係数が負に転じることがわかる。図5.9には、 $\Lambda_b = 150$ の場合についてスリップ流れ近似方程式とボルツマン方程式による計算結果を示すが、一次スリップ近似のみが減衰係数が負となる領域を生じている。高 Λ_b の条件下では、空気膜の減衰係数の減少により、スライダが不安定となることが指摘されているが^{(12), (38), (67)}、一次スリップ近似はスライダの安定浮上限界を低く見積ることがわかる。

安定性の厳密な評価には、スライダの質量および慣性モーメントを考慮する必要がある。実際の浮動ヘッドスライダを対象とした安定判別と摂動法および直接数値積分法との計算手法による差異は5.6節に述べる。

5.5 浮動ヘッドスライダの動特性解析への適用

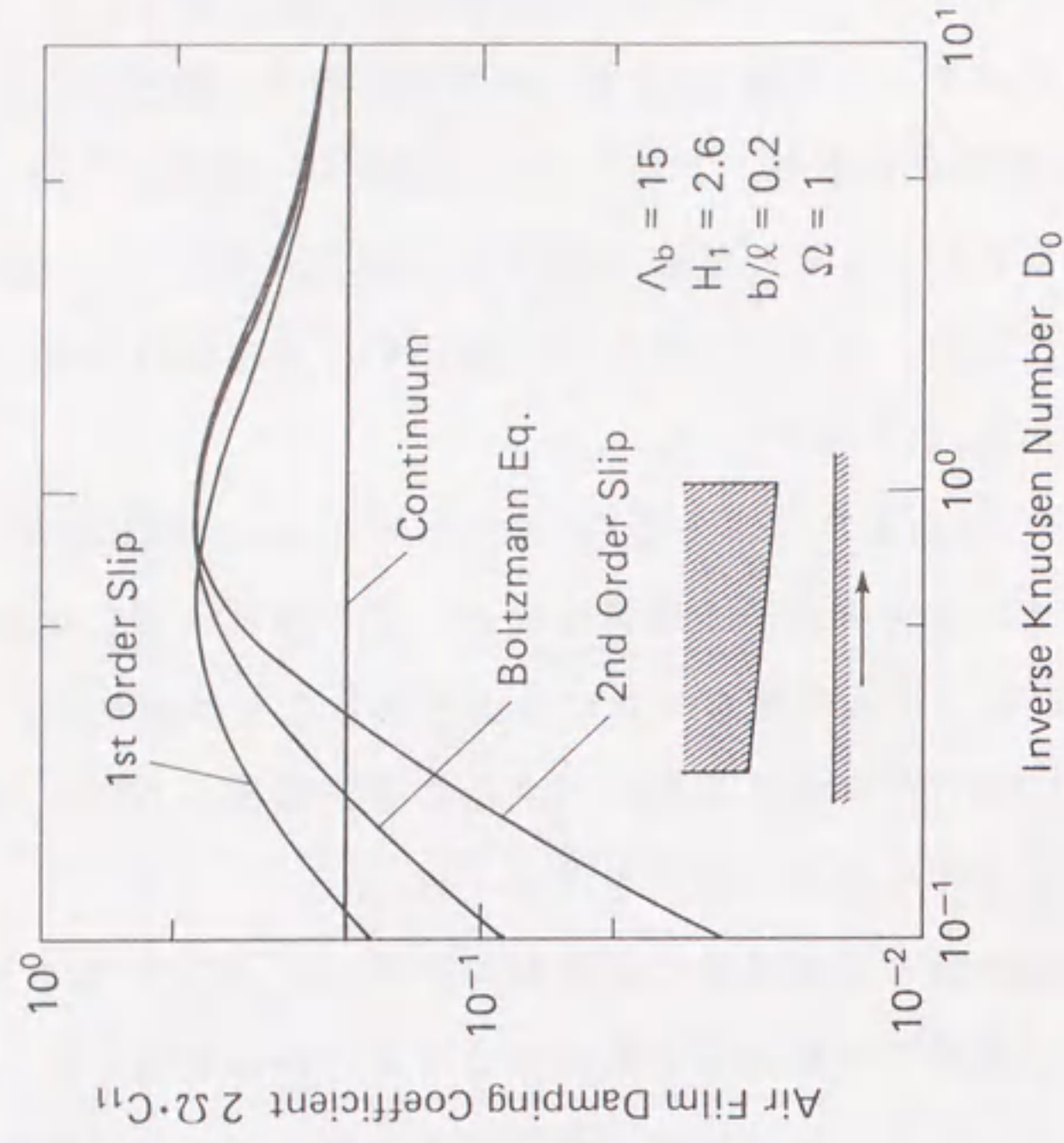
5.5.1 空気膜の剛性および減衰係数

本解析手法の浮動ヘッドスライダへの適用例を示す。計算には表5.2に示す2種類の諸元のスライダを用いた。スライダAは長さ3.2mm, 荷重68mN(7gf)の実用化されているスライダ、またスライダBは長さ0.5mm, 荷重0.39mN(0.04gf)の超小形のスライダである。なお、スライダAは第2章で用いたものとほぼ同じ諸元である。ボルツマン方程式($\alpha = 1$)、一次スリップ

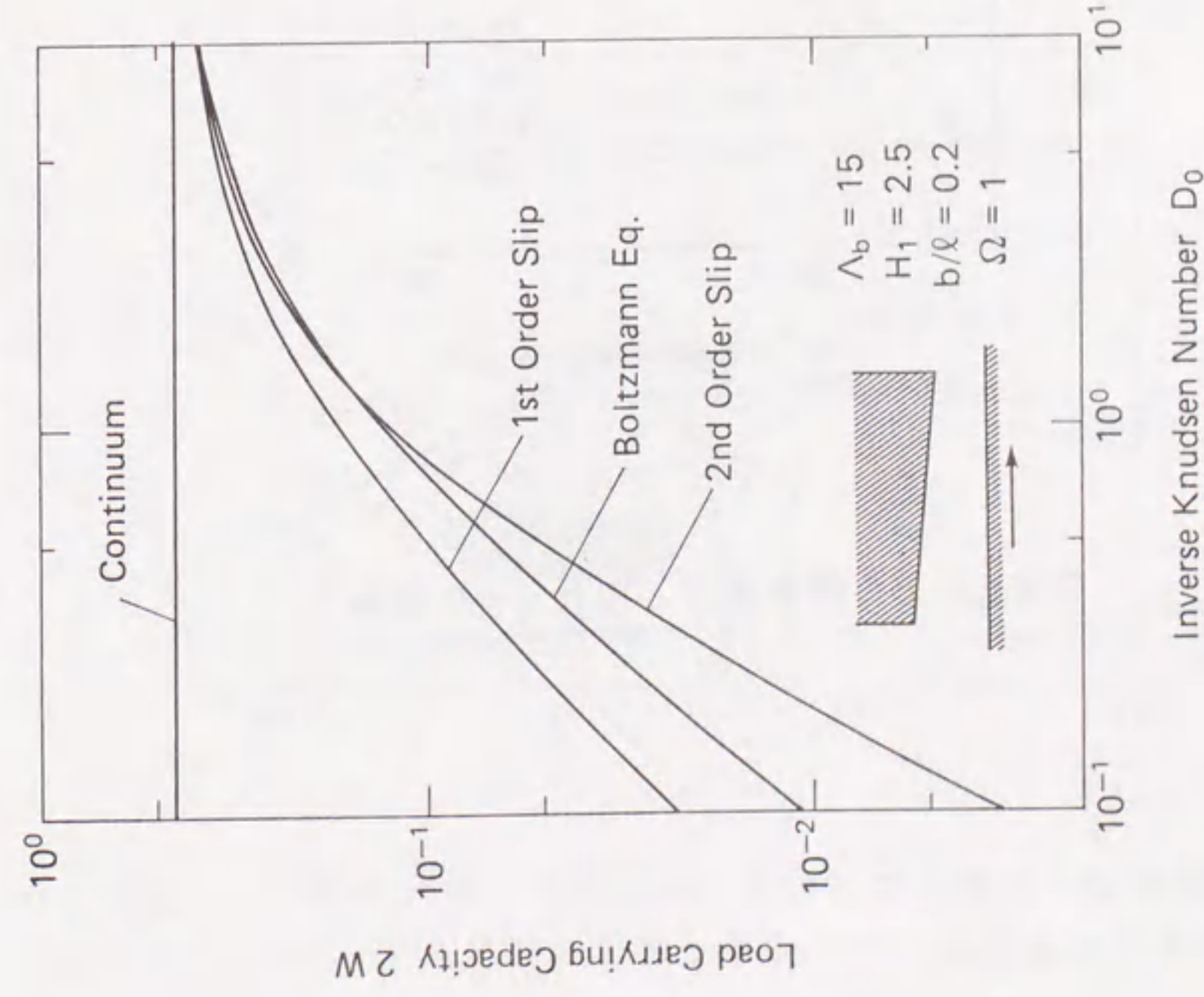


(a) 逆クヌッセン数 D_0 と剛性 K_{11} の関係

図 5.5 空気膜の剛性，減衰係数，負荷容量に及ぼす空気の希薄化の影響



(b) 逆クヌッセン数 D_0 と減衰係数 ΩC_{11} の関係



(c) 逆クヌッセン数と負荷容量 W の関係

図 5.5 空気膜の剛性，減衰係数，負荷容量に及ぼす空気の希薄化の影響

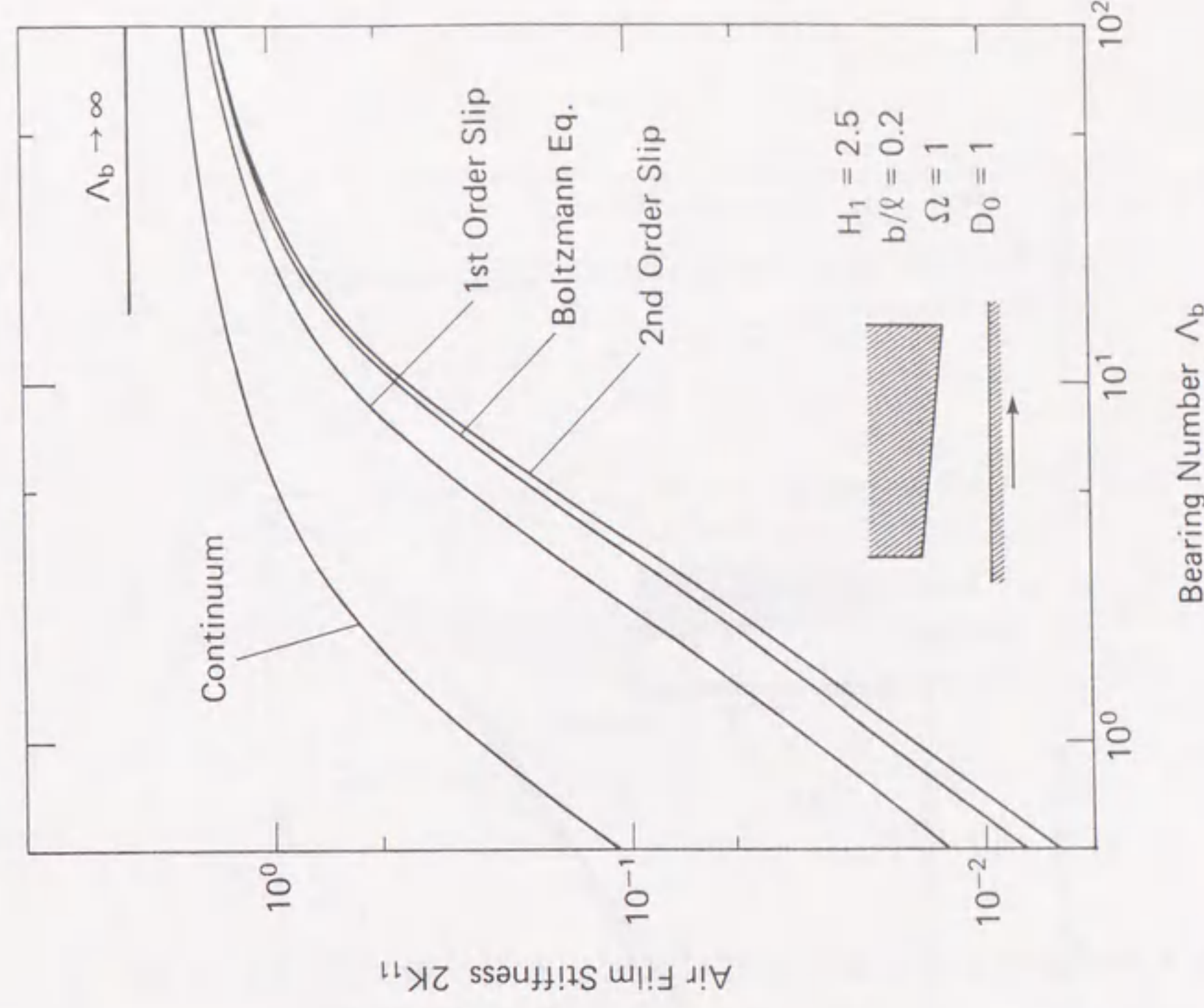


図 5.6 ベアリング数 Λ_b と剛性 K_{11} の関係

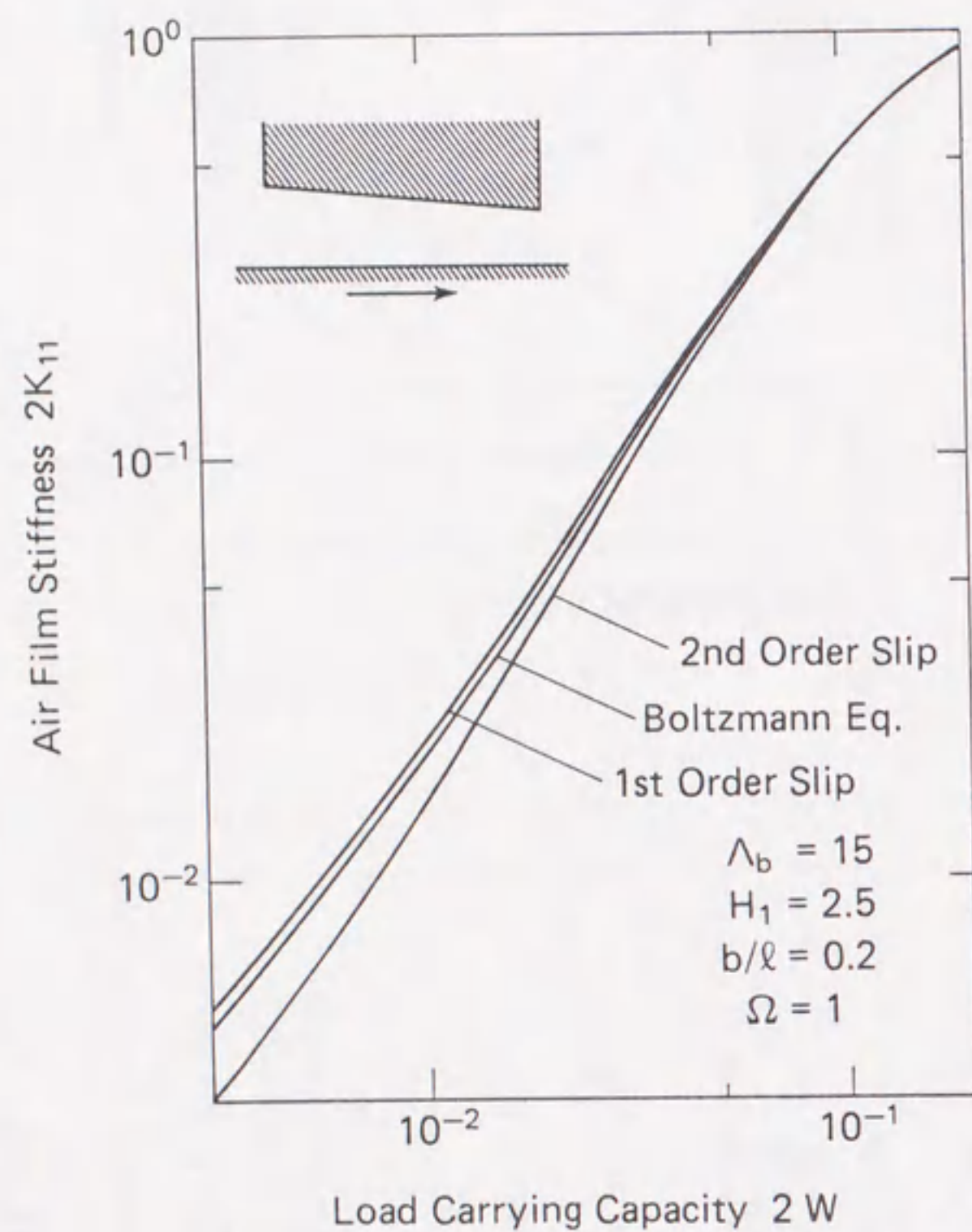


図 5.7 負荷容量 W と剛性 K_{11} の関係

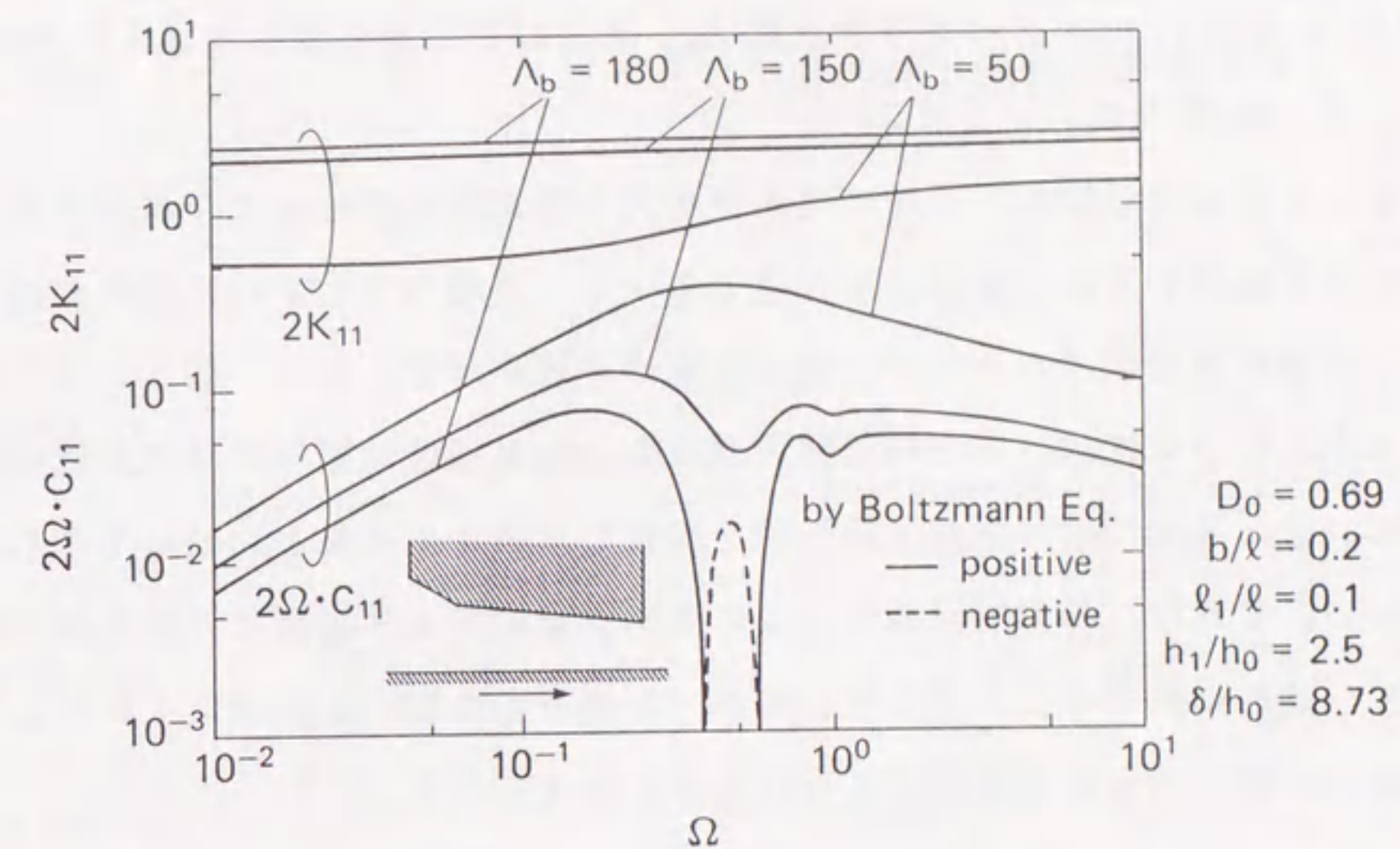


図 5.8 空気膜の剛性と減衰係数に及ぼす空気の圧縮性の影響
(ボルツマン方程式による計算結果)

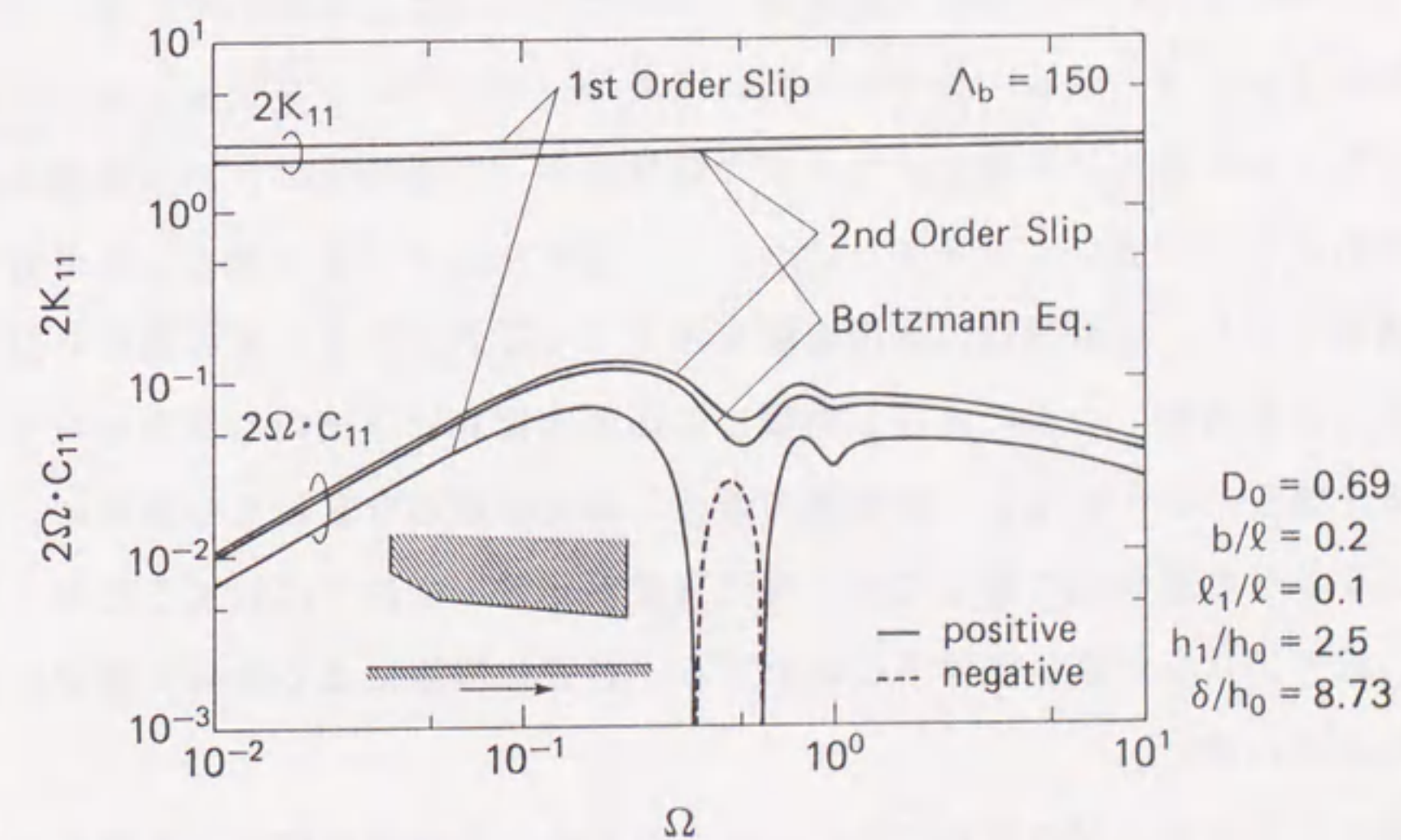


図 5.9 高ベアリング数における空気膜の剛性と減衰係数
(スリップ近似理論とボルツマン方程式による結果の比較)

近似方程式 ($\alpha = 1$)，二次スリップ近似方程式 ($\alpha = 1$) および一次スリップ近似方程式 ($\alpha = 0.89$) に基づいて計算した各スライダの流出端浮上すきま h_0 ，傾き $H_1 (= h_1/h_0)$ ，ベアリング数 Λ_b ，および流出端の最小すきまにおける逆クヌッセン数 D_0 を表 5.3 に示す。

図 5.10 および図 5.11 に両スライダの空気膜の剛性および減衰係数を示す。スライダ A については一次スリップ近似の $\alpha = 1$ の場合でわずかに差異が生ずるものの、各近似理論はボルツマン方程式と良い一致を示す。また、図 5.11 に示すスライダ B については、各方程式間の差異は ω の高周波数領域で減衰係数に現れているが、5.3 節で述べた空気膜形状を固定した場合の結果と比較してそれほど顕著でない。これは、前節で示したように空気膜剛性および減衰係数が負荷容量 W によって一意的に決まるためであり、 W が一定条件の浮動ヘッドスライダにおいては、各方程式の間で大きな差異が生じないものと考えられる。

5.5.2 過渡応答特性

矩形断面状の突起が通過する場合のスライダ A，スライダ B の過渡応答を直接数値積分法により計算した。図 5.12 と図 5.13 に各方程式に基づく計算結果を示す。スライダ A については一次スリップ近似 ($\alpha = 1$) を除いて、各方程式による計算結果はほぼ一致しておりこの条件下では、一次スリップ近似 ($\alpha = 0.89$) と二次スリップ近似は実用上スライダの静特性および動特性の良い予測値を与えることがわかる。一方、スライダ B については静的浮上すきまの値の差異が各方程式間で顕著となり、近似理論の適用範囲を超えているが、スライダの動的挙動（固有振動数，減衰振動）のみに着目した場合には各方程式はほぼ同じ傾向を示すことがわかる。図 5.11 に示した空気膜の剛性，減衰係数の計算結果と同様に、浮動ヘッドスライダの動特性に関しては、押付荷重が一定の条件で比較すると高クヌッセン数，低ベアリング数の条件下においても、各近似理論による差異が顕著に現れないことがわかる。

浮動ヘッドスライダの設計では、すきまの動的な変動が静的浮上すきまのある割合（動的浮上マージン）以下となるように、スライダの諸元と媒体面の加速度が規定される（例えば、 $|\Delta h_0/h_0| < 0.1$ など）。従って、上述した小形・超微小浮上スライダの動的設計に従来のスリップ流れ近似理論を適用した場合には、主

表 5.3 スライダ A，スライダ B の静的浮上特性の計算結果

(a) Slider A

	Boltzmann Eq. ($\alpha = 1$)	1st Order Slip ($\alpha = 1$)	2nd Order Slip ($\alpha = 1$)	1st Order Slip ($\alpha = 0.89$)
h_0 [μm]	0.0960	0.111	0.0987	0.100
$H_1 (=h_1/h_0)$	3.27	3.01	3.29	3.13
D_0	1.33	1.54	1.37	1.38
Λ_b	37.0	27.6	35.0	34.1

(b) Slider B

	Boltzmann Eq. ($\alpha = 1$)	1st Order Slip ($\alpha = 1$)	2nd Order Slip ($\alpha = 1$)	1st Order Slip ($\alpha = 0.89$)
h_0 [μm]	0.0375	0.0500	0.0314	0.0435
$H_1 (=h_1/h_0)$	3.44	3.02	4.23	3.13
D_0	0.52	0.69	0.43	0.60
Λ_b	20.4	11.5	29.1	15.1

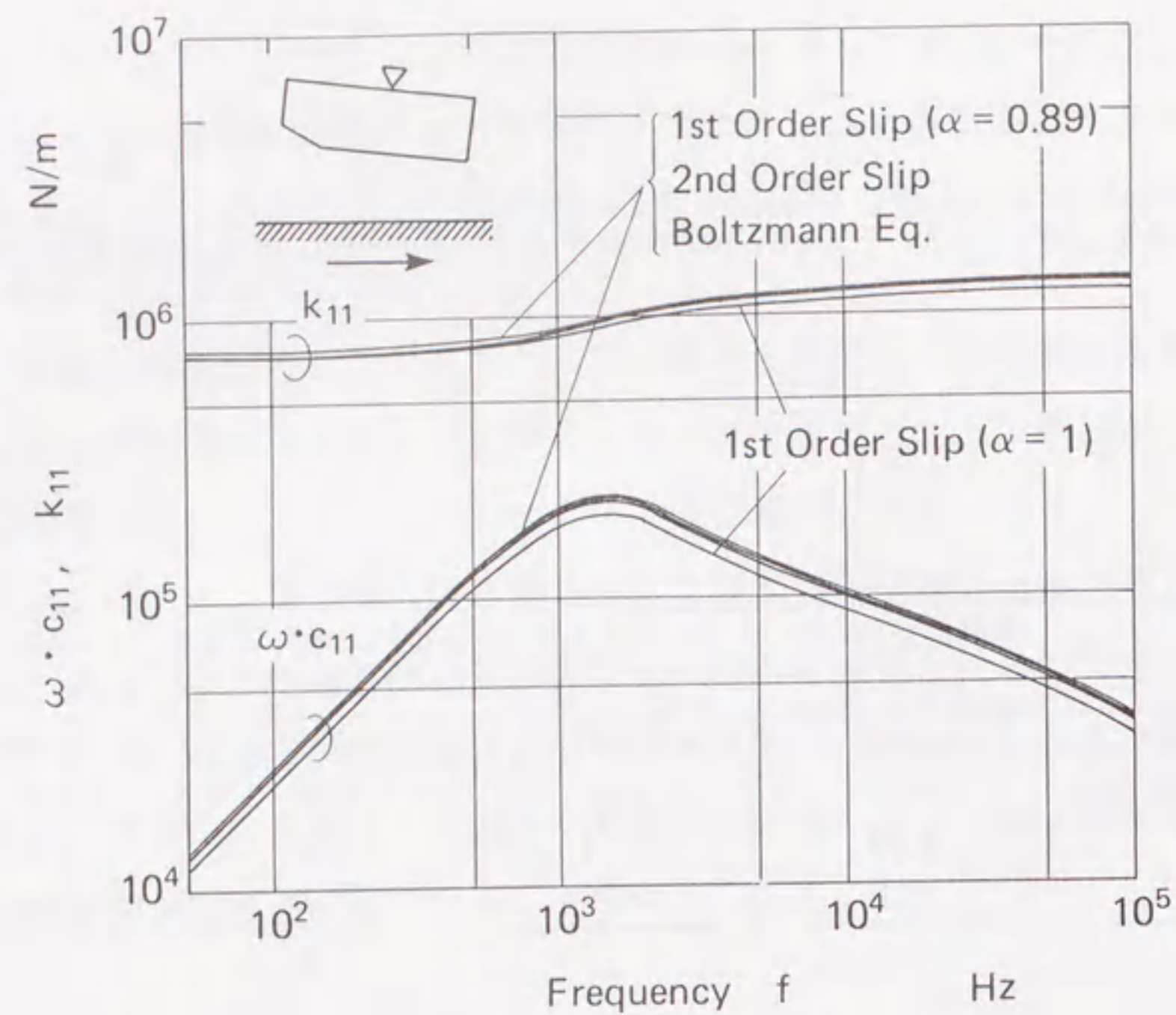


図 5.10 スライド A の空気膜の剛性と減衰係数

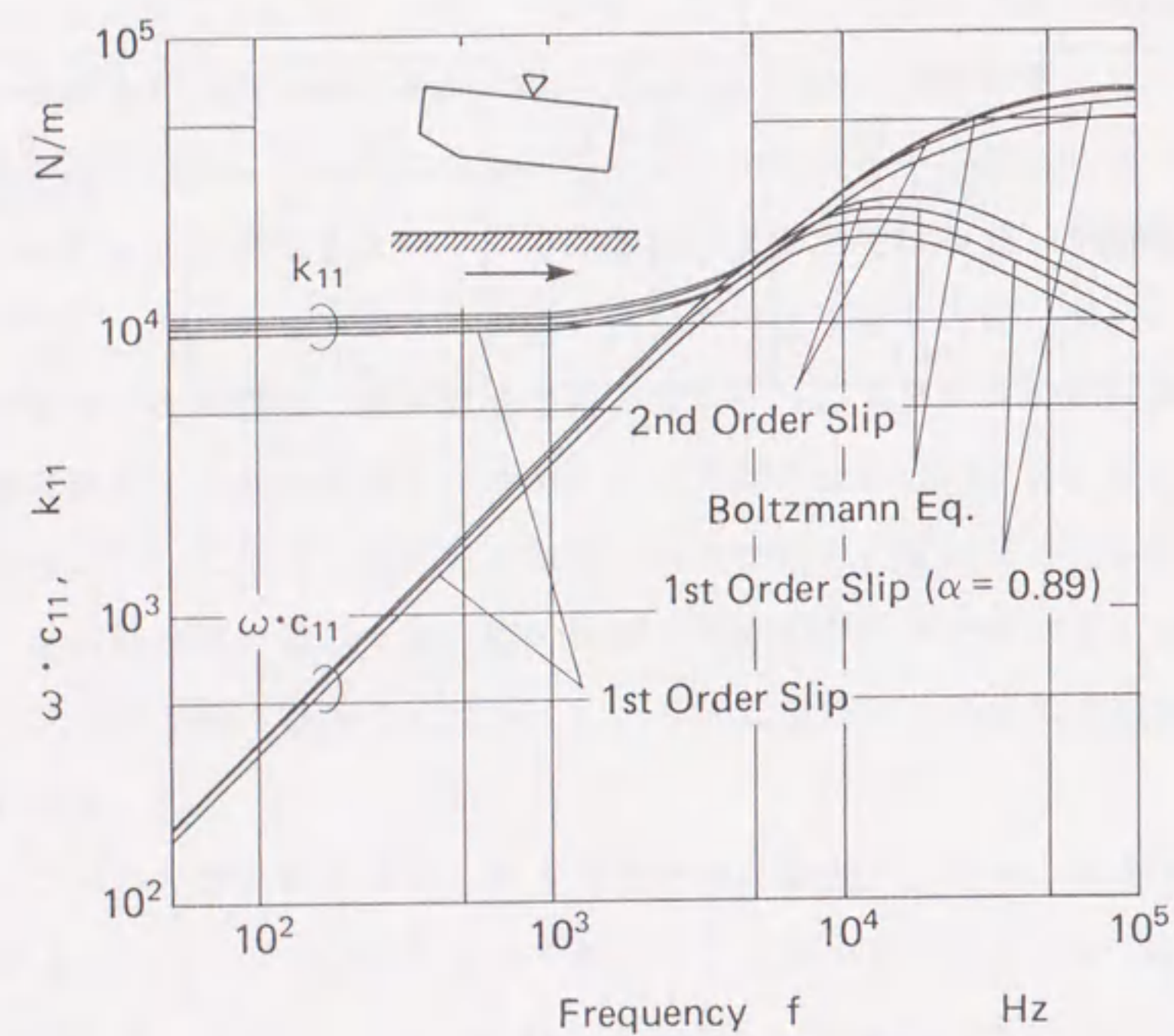


図 5.11 スライド B の空気膜の剛性と減衰係数

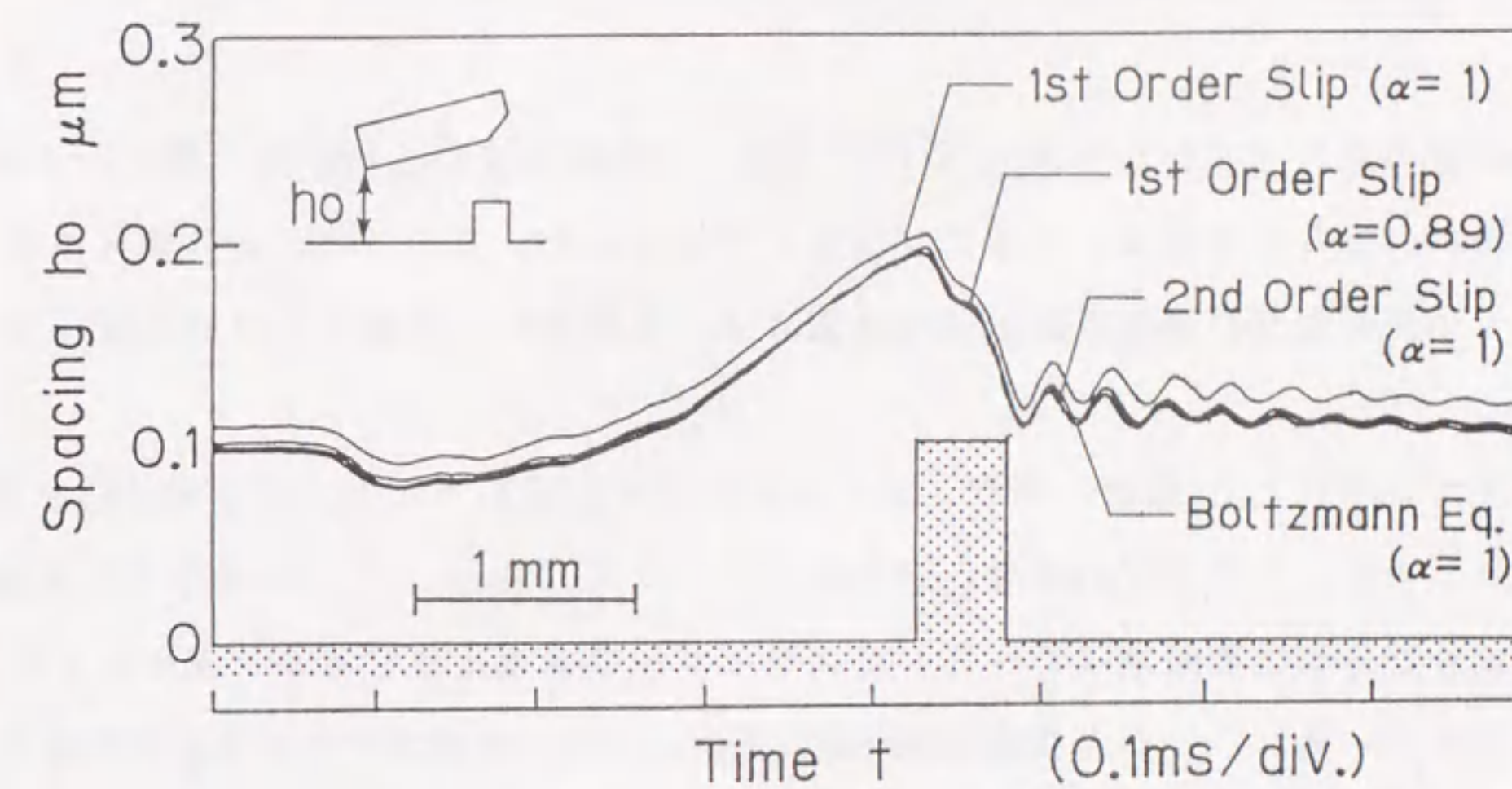


図 5.12 モデル突起に対するスライド A の過渡応答

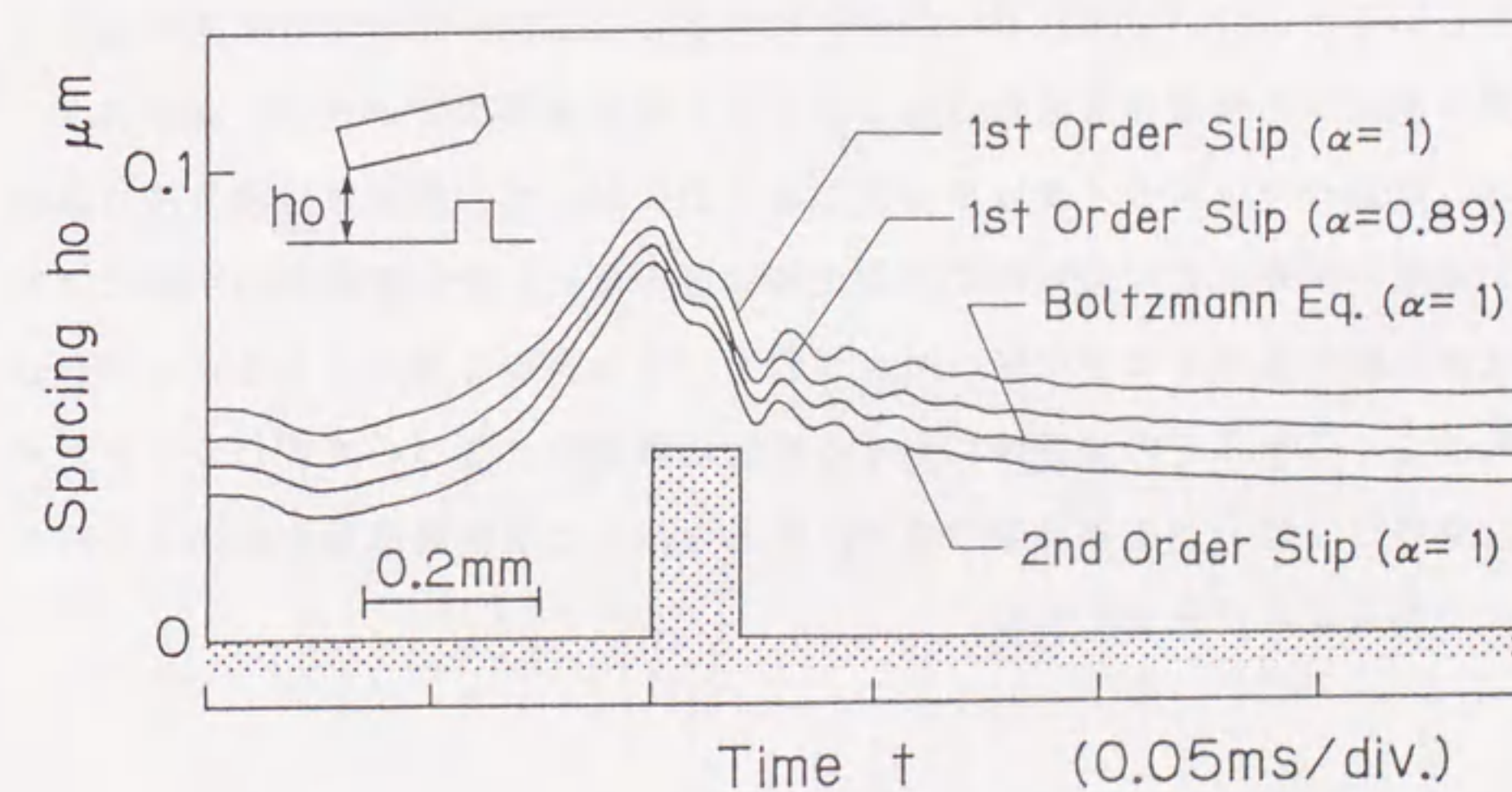


図 5.13 モデル突起に対するスライド B の過渡応答

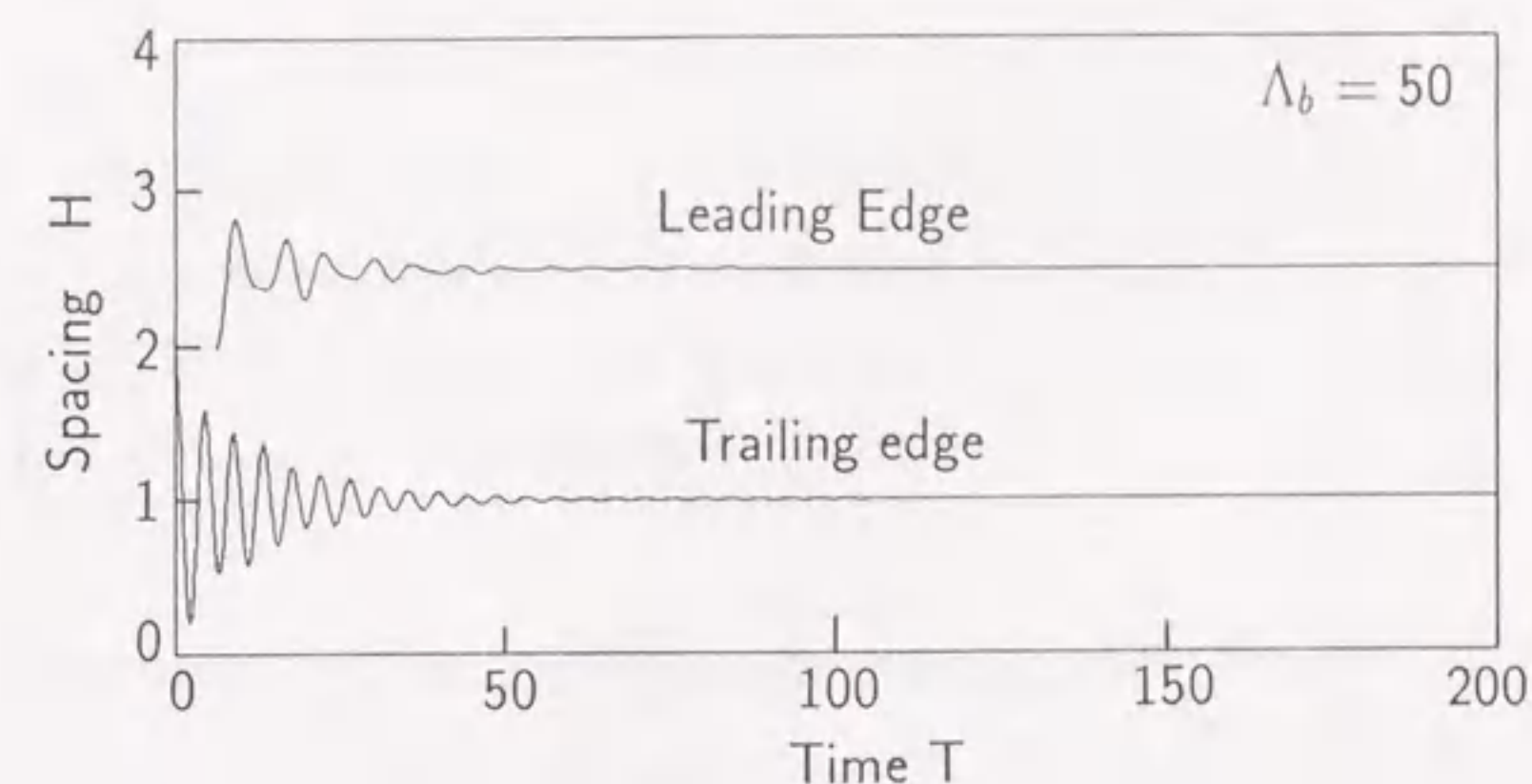
として静的浮上すきま h_0 の計算値に差異が生じるため一次スリップ近似はマージンを大きく見積り、また二次スリップ近似は小さく見積ることになる。

5.6 高圧縮性におけるスライダの安定性

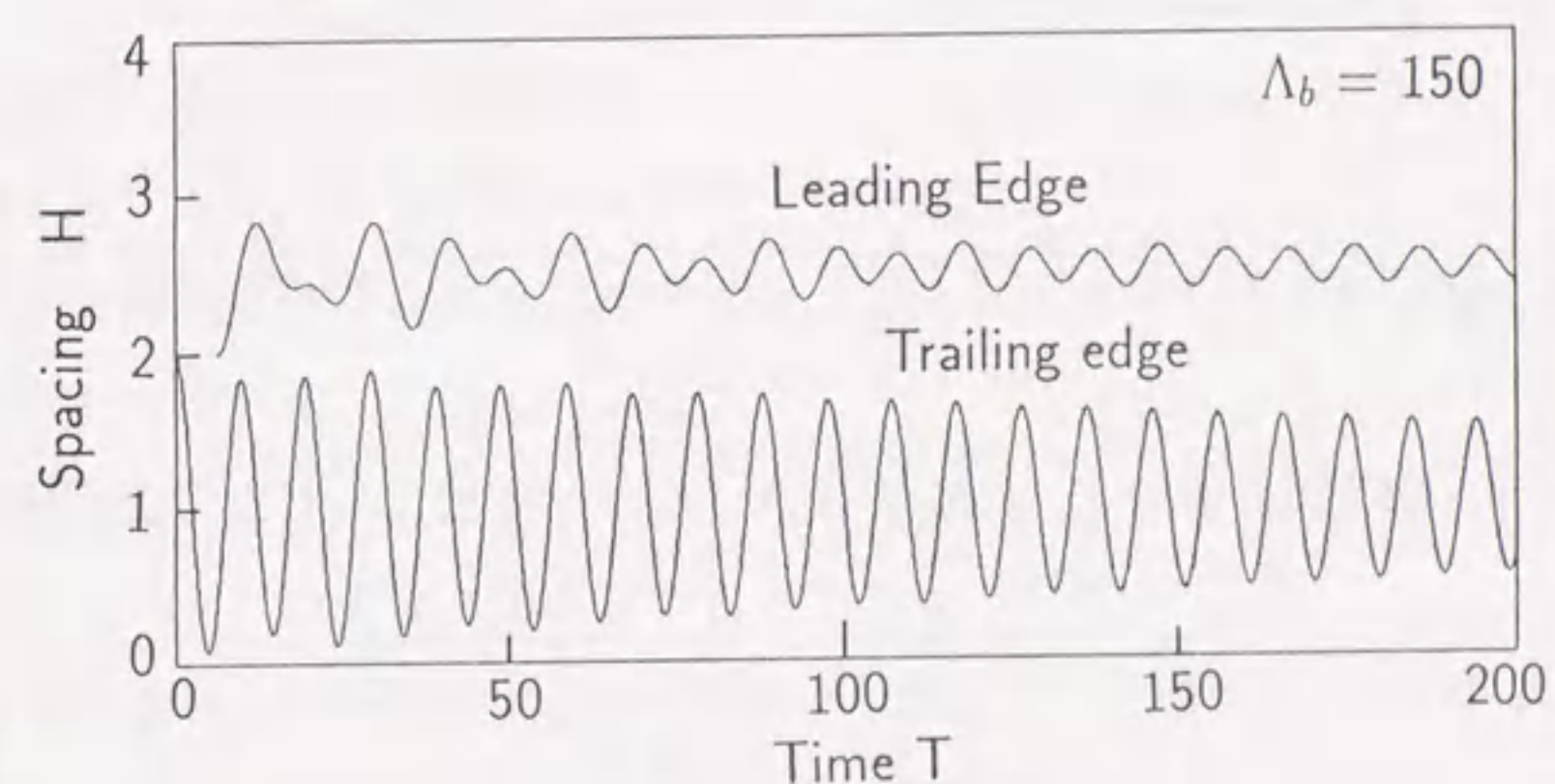
高圧縮性の条件（すなわち高 Λ_b 条件）では、空気膜の減衰係数が負の値に転じる領域が現われることを図5.8および図5.9に示した。ここでは、この領域におけるスライダの過渡応答を直接数値積分法によって解析し、摂動法との比較を行った。

スライダの諸元と Λ_b 値は、図5.8に示したものと同一である。不安定振動を発生させるために、スライダの質量と慣性モーメントは、 $\Lambda_b = 180$ の条件で空気膜剛性が負となる周波数領域（ $\Omega \sim 5$ ）にスライダの並進およびピッチングモードの固有振動数が一致し、しかも2自由度のRouth-Hurwitzの判別式⁽⁶⁸⁾が不安定となるような値を選定した。外乱は初期条件で与えることとし、スライダを定常すきまの2倍の位置で流入端と流出端が平行になるように持ち上げ、時刻 $T=0$ で離れた。

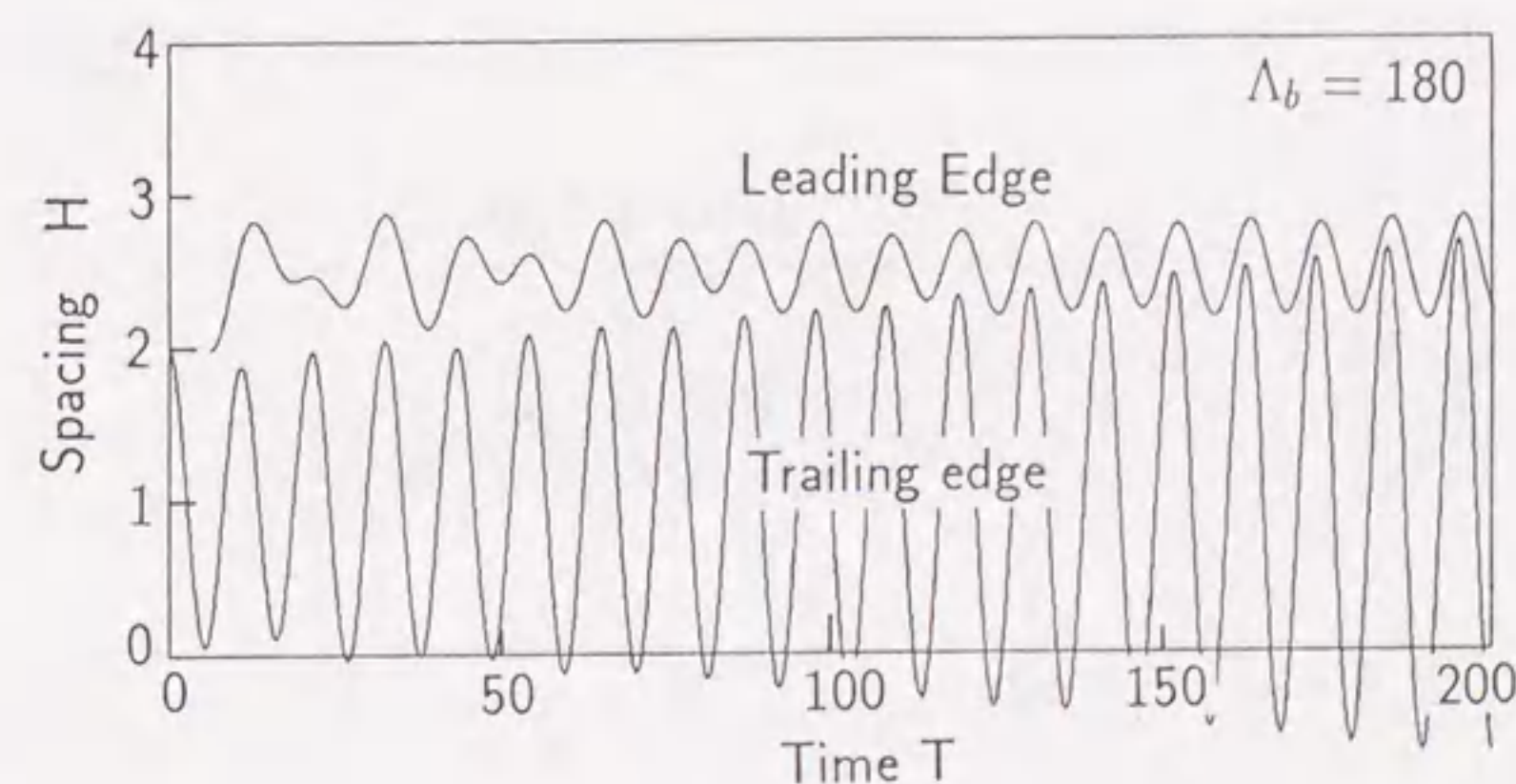
図5.14に、ベアリング数 $\Lambda_b = 50, 150, 180$ の場合の摂動法による計算結果を、また図5.15には直接数値積分法による計算結果を示す。 $\Lambda_b = 50$ および 150 の場合について両計算結果を比較すると、減衰振動の周期は同じであるが、振動が減衰する時間は直接数値積分法による計算結果の方が短い。また $\Lambda_b = 180$ では、摂動法ではスライダは不安定であるのに対して、直接数値積分法では減衰振動の収束時間が長くなるものの不安定には至らない。両計算結果の比較により、摂動法は高圧縮性条件下で空気膜の減衰係数を小さく見積る傾向があることがわかる。これまで、スライダの安定性に関する検討は摂動法に基づいて行われてきたが、高圧縮性条件下では、空気潤滑膜の非線形性を考慮した直接数値積分法による解析が不可欠であることが示唆される。



(a) $\Lambda_b = 50$

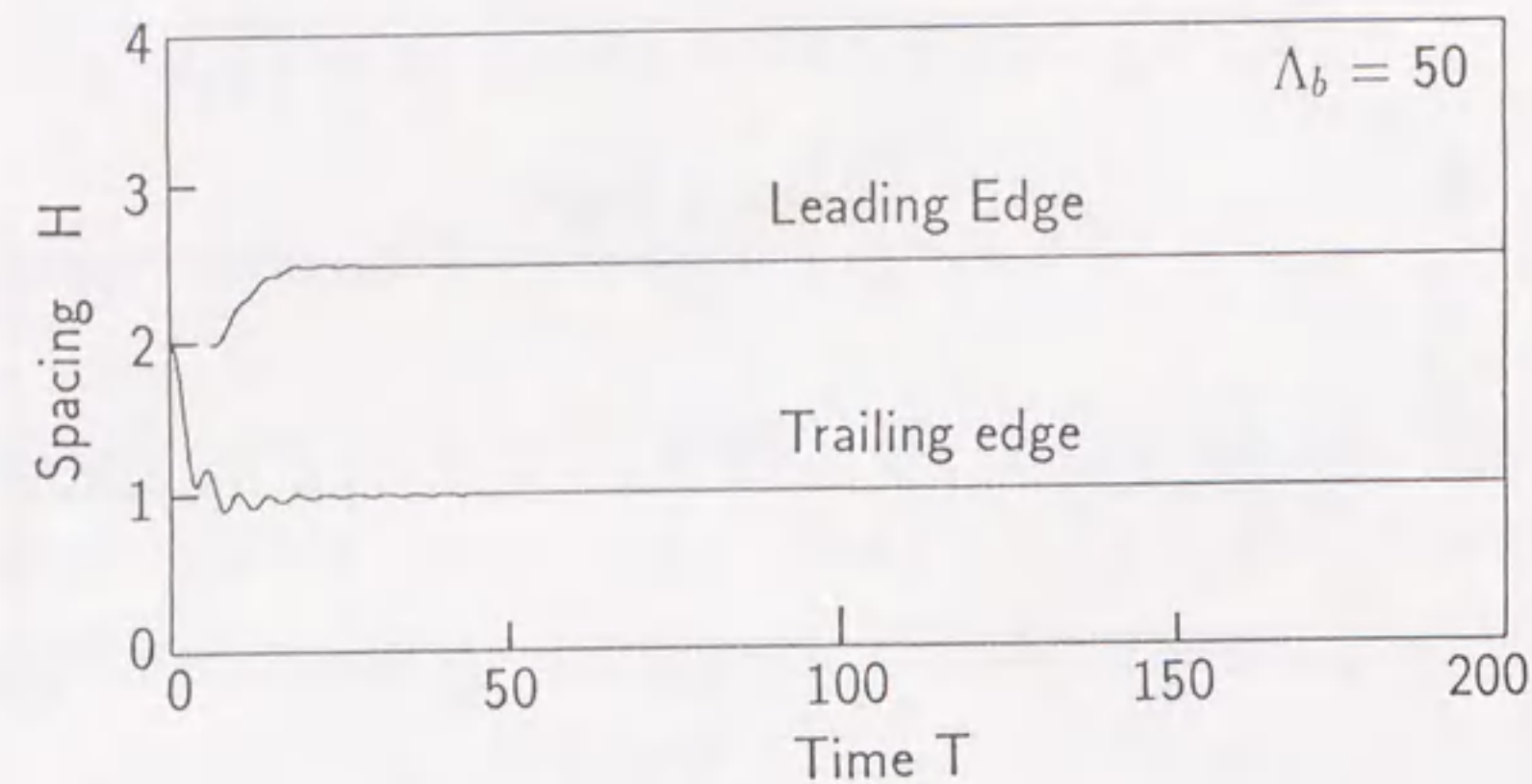


(b) $\Lambda_b = 150$

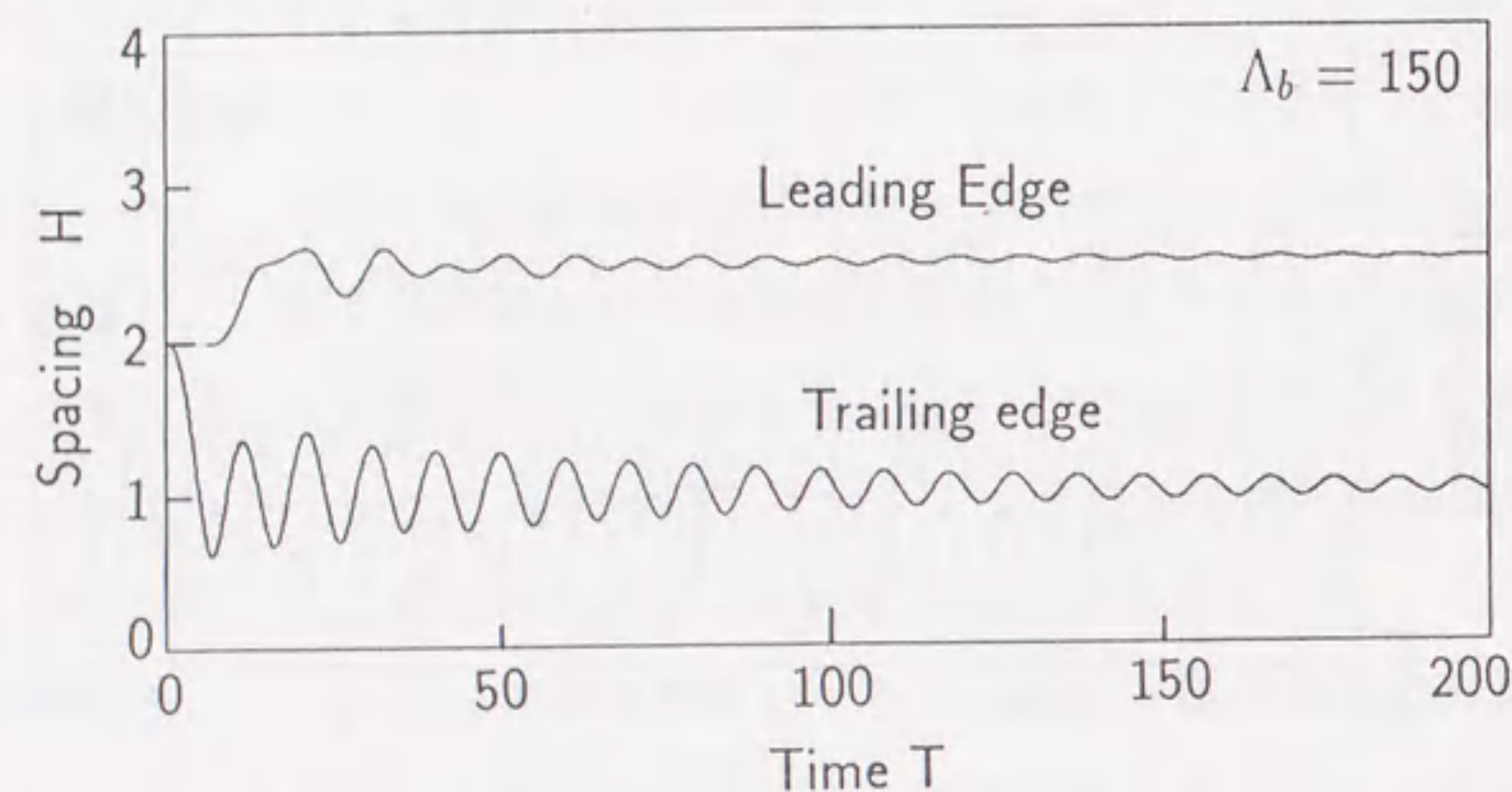


(c) $\Lambda_b = 180$

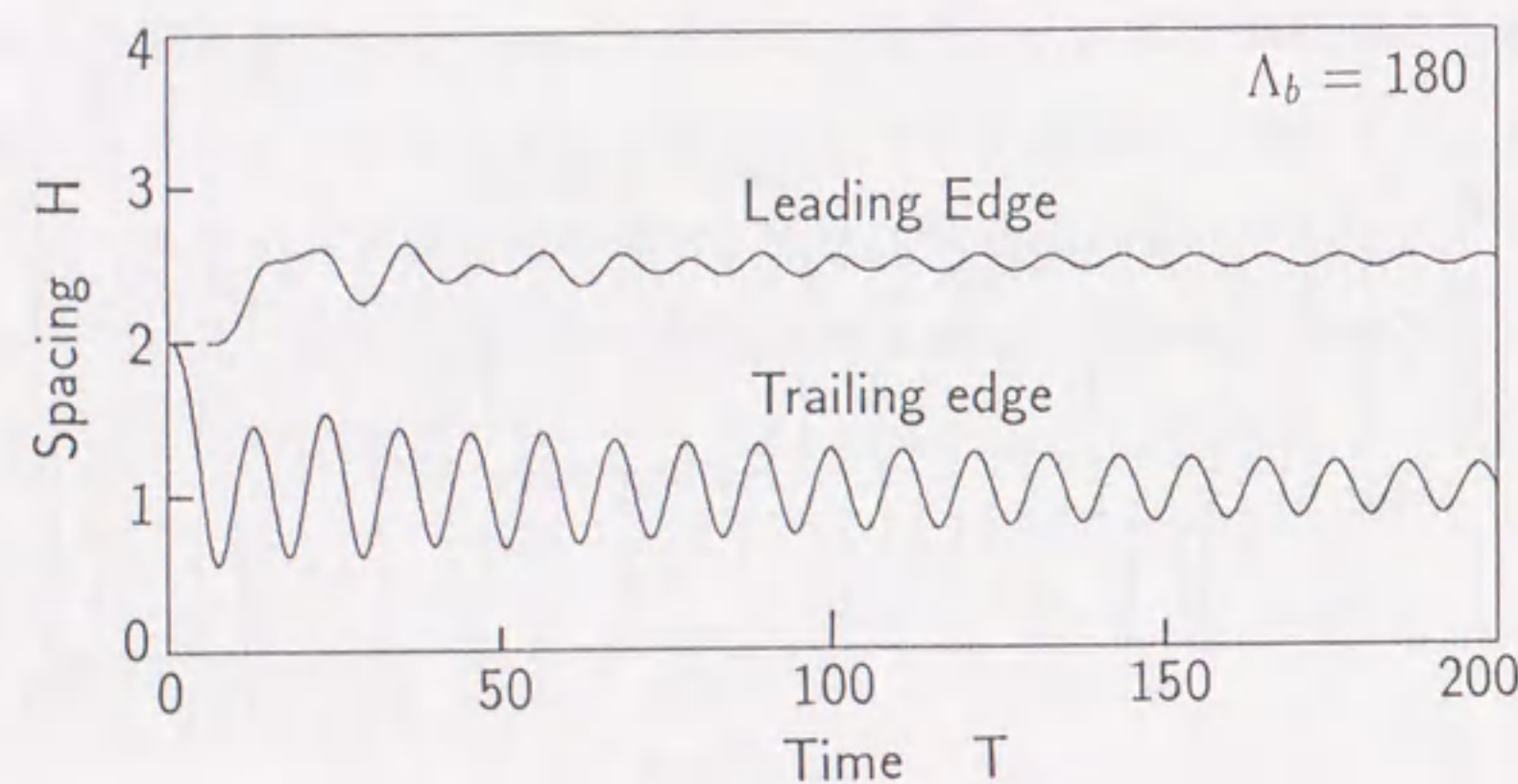
図5.14 摂動法による過渡応答の計算結果



(a) $\Lambda_b = 50$



(b) $\Lambda_b = 150$



(c) $\Lambda_b = 180$

図5.15 直接数値積分法による過渡応答の計算結果

5.7 結論

ボルツマン方程式に基づく修正レイノルズ方程式を用いて、高クヌッセン数の条件下における気体軸受の動特性を解析し、従来の一次および二次のスリップ流れ近似に基づく修正レイノルズ方程式との比較を行った。本章で得られた結果を要約すると以下ようになる。

- (1) ボルツマン方程式に基づく修正レイノルズ方程式に、摂動法およびFactored Implicitスキームを適用することにより、周波数領域および時間領域の動特性解析法を示した。
- (2) 空気膜の形状を一定にした場合には、空気膜剛性と減衰係数は、逆クヌッセン数もしくはベアリング数の減小に伴って低下し、従来の一次および二次のスリップ流れ近似の誤差が増大することを示した。
- (3) 空気膜剛性は負荷容量で整理すると、各方程式によらずほぼ一意に決まることを明らかにした。
- (4) 押付荷重・支持点位置を一定にした場合には、各方程式間の差異は主として静的浮上すきまの見積りで顕著となることを示した。
- (5) 空気の粒子性の影響が支配的な条件下で動作する浮動ヘッドスライダの動特性解析においては、一次スリップ近似は動的浮上マージンを大きく見積り、また二次スリップ近似は小さく見積ることを示した。
- (6) 高圧縮性条件下では、摂動法は空気潤滑膜の減衰係数を小さく見積ることを明らかにした。

第6章 スライダ・媒体間の接触検出に おける信号対雑音比(S/N)の向上^{(78), (79)}

6.1 緒言

浮動ヘッドスライダの浮上すきまを微小化するに従ってスライダの安定浮上を阻害する機構振動、媒体表面の突起、混入塵埃などの影響が顕在化し、スライダが媒体表面と突発的に接触してヘッドクラッシュに至る危険性が增大する。スライダ・媒体インタフェースの信頼性を向上させるためには、両者の間の接触を高感度で検出する方法を確立し、装置の稼動状態におけるスライダの完全非接触浮上を保証することが不可欠である。

スライダと媒体表面の接触を検出する方法として、両者の電気抵抗を測定する方法^{(45), (46)}、接触時の発熱を測定する方法^{(47), (48)}、接触時の弾性波A Eを検出する方法^{(49), (50)}が提案されている。このうち前の2方法は特殊な材料で形成した疑似媒体あるいは疑似スライダを用いる必要があり、両者のインタフェースが実際と異なるため実用的ではない。弾性波を測定する方法は、実スライダと実媒体を用い、しかも高感度な接触検出が可能であるという利点があるが、様々なノイズ成分の影響を受ける。

北ら⁽⁴⁹⁾は支持機構に設置したA Eセンサを用い、接触時に支持機構を伝播する弾性波を検出する方法を提案した。この方法は、簡易な測定系で接触検出が可能であるために、磁気記録媒体表面の突起の検査に広く用いられている。また、これを用いたC S S時のヘッドクラッシュ現象の観察⁽⁵¹⁾やスライダの動的挙動の測定⁽⁵²⁾が行われているが、センサの信号出力は弾性波の伝播経路の影響を受けて歪むため、解析結果はこの歪を含んだものとなる。Yeack-Scranton⁽⁵⁰⁾は、小形の圧電素子をスライダに接着して接触時の弾性波とスライダの加速度を検出する方法を提案した。この方法は、弾性波の伝播経路の影響が少ないためにスライダ・媒体インタフェースの現象解明に有利であり、また実際のディスク装置にも組み込みが可能である。さらに、圧電素子の信号出力を周波数分析することにより、スライダ・媒体間の接

触とスライダの運動の両方を同時に測定することが可能である⁽⁵³⁾。しかし、前述のAEセンサによる方法と同様に、圧電素子の信号出力とスライダ・媒体のインタフェースで起こる現象の対応付けが必ずしも十分になされていない。

本章では、小形圧電素子およびAEセンサを用いたスライダ・媒体間の接触現象の解明と接触検出における信号対雑音比(S/N)の向上法について述べる。まず、小形圧電素子を用いて、間欠接触状態における信号出力スペクトルの解析を行い、信号出力と物理現象の対応付けを行う。次に、この結果に基づいて、チューニング検出によりS/Nの向上が可能であることを示す。さらに、AEセンサを用いた場合のセンサの信号出力を解析するとともに、本手法においてS/Nを向上させるための指針を示す。

6.2 小形圧電素子とAEセンサによる接触検出

6.2.1 実験装置

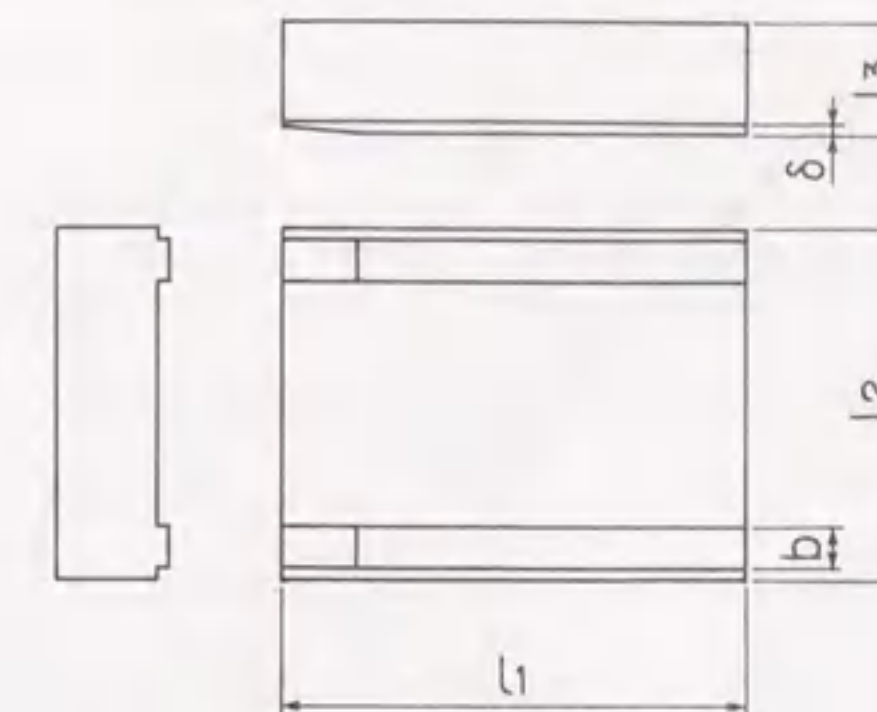
供試スライダにはテーパフラットスライダを、また支持機構にはワトラス形ジンバル(押付荷重68mN)を用いた。表6.1に示す材料および寸法形状の異なる4種類のスライダを作製した。スライダA, Bは寸法形状が同じで材料が異なり、またスライダA, C, Dは、は材料が同じで寸法形状が異なる。各スライダは、図6.1に示すように走行面速度に対する浮上特性がほぼ同じになるように設計されている。スライダの材料の機械的特性値を表6.2に示す。弾性定数は、スライダと同じ材料で6mm×6mm×4mmの直方体の試験片を作製し、6.4.1節で述べる三次元共振法^{(69), (70)}を用いて測定した。測定精度は、室温20°Cで誤差1%以下である。

供試媒体は、直径5.25インチのCo-Ni系連続薄膜媒体で、ほぼランダムな表面粗さのものをを用いた。粗さのパラメータは、中心線平均粗さ $R_a = 0.009 \mu\text{m}$ 、基準長さ0.25mmに対する最大高さ $R_{\text{max}} = 0.06 \mu\text{m}$ である。

圧電素子はPbTiO₃系の寸法2.5mm×0.3mm×0.25mmのものをを用い、図6.2に示すようにスライダ・コアの背面部で流出端側に接着して信号出力を測定した。

AEセンサは、図6.3に示すように100kHz~1MHzの間ではほぼフラッ

表6.1 供試スライダの諸元



Slider		A	B	C	D
Dimension [mm]	l_1	3.7	3.7	4.6	3.2
	l_2	2.8	2.8	3.2	2.7
	l_3	0.9	0.9	1.0	0.7
	l_1'	0.6	0.6	0.8	0.5
	δ	0.09	0.09	0.09	0.09
	b	0.32	0.32	0.32	0.32
Mass * [mg]		40	48	61	28
Pitching Inertia * [mg·mm ²]		55	66	124	29
Rolling Inertia * [mg·mm ²]		31	37	59	19
Material		Al ₂ O ₃ ·TiC	Zn-Ferrite	Al ₂ O ₃ ·TiC	Al ₂ O ₃ ·TiC

*includes PZT and flexure part of gimbal suspension

表6.2 スライダの材料の機械的特性値

Material	Al ₂ O ₃ ·TiC	Zn-Ferrite
Density [g/cm ³]	4.2	5.3
Shear Modulus [GPa]	151	74
Poisson Ratio	0.35	0.32

表 6.3 スライダ・コアの固有振動数と信号出力ピークの比較

Slider A

Mode No.	Slider-Core Natural Freq. [kHz]		PZT Output Peak Value [kHz]
	Measured	Calculated	
1	399	395	396
2	512	505	500
3	799	848	788
4	856	864	830

Slider B

Mode No.	Slider-Core Natural Freq. [kHz]		PZT Output Peak Value [kHz]
	Measured	Calculated	
1	245	247	238
2	321	313	310
3	515	528	498
4	528	529	519

Slider C

Mode No.	Slider-Core Natural Freq. [kHz]		PZT Output Peak Value [kHz]
	Measured	Calculated	
1	321	315	315
2	383	376	365
3	682	671	643
4	696	743	673

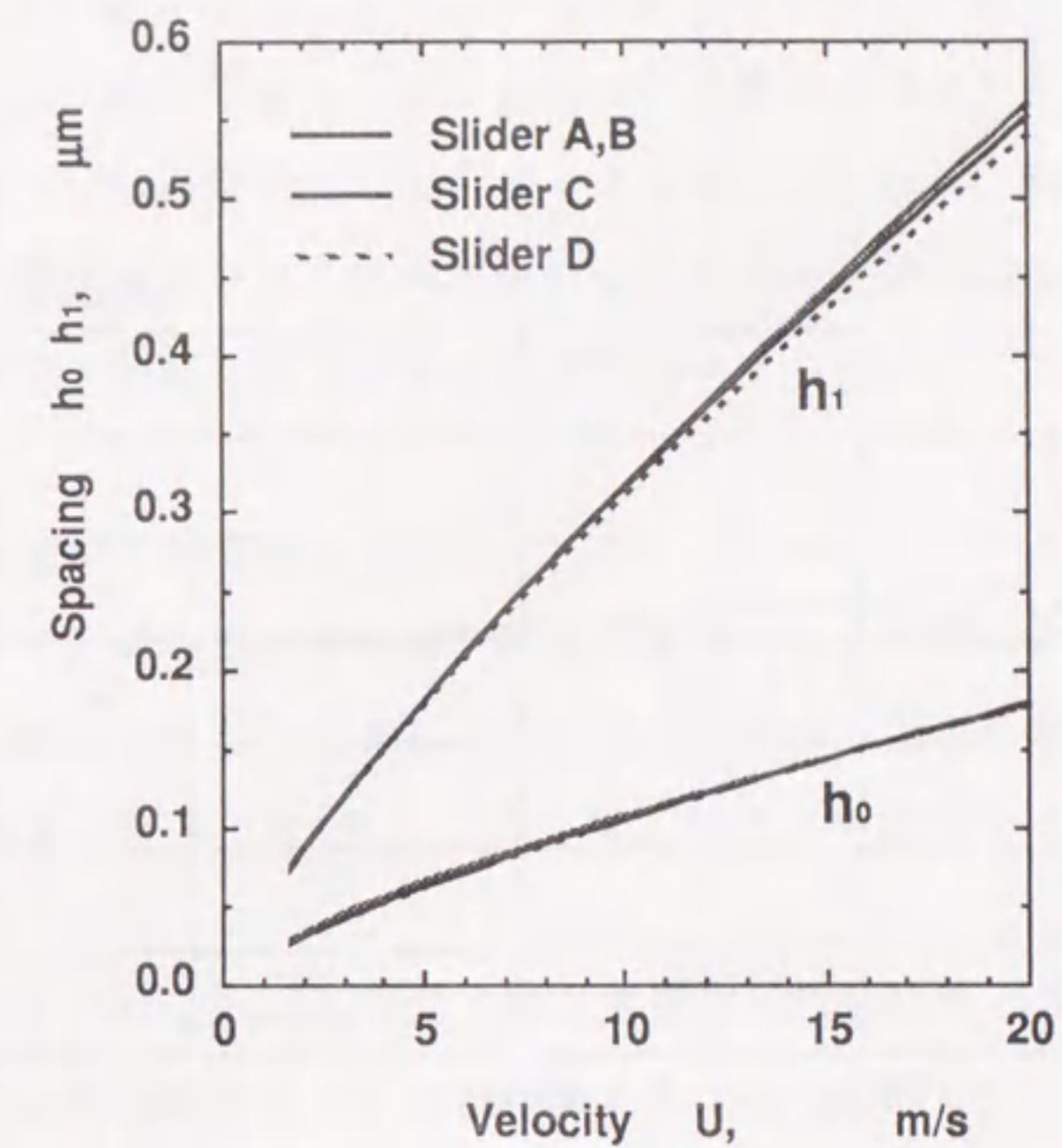


図 6.1 供試スライダの浮上特性の計算結果

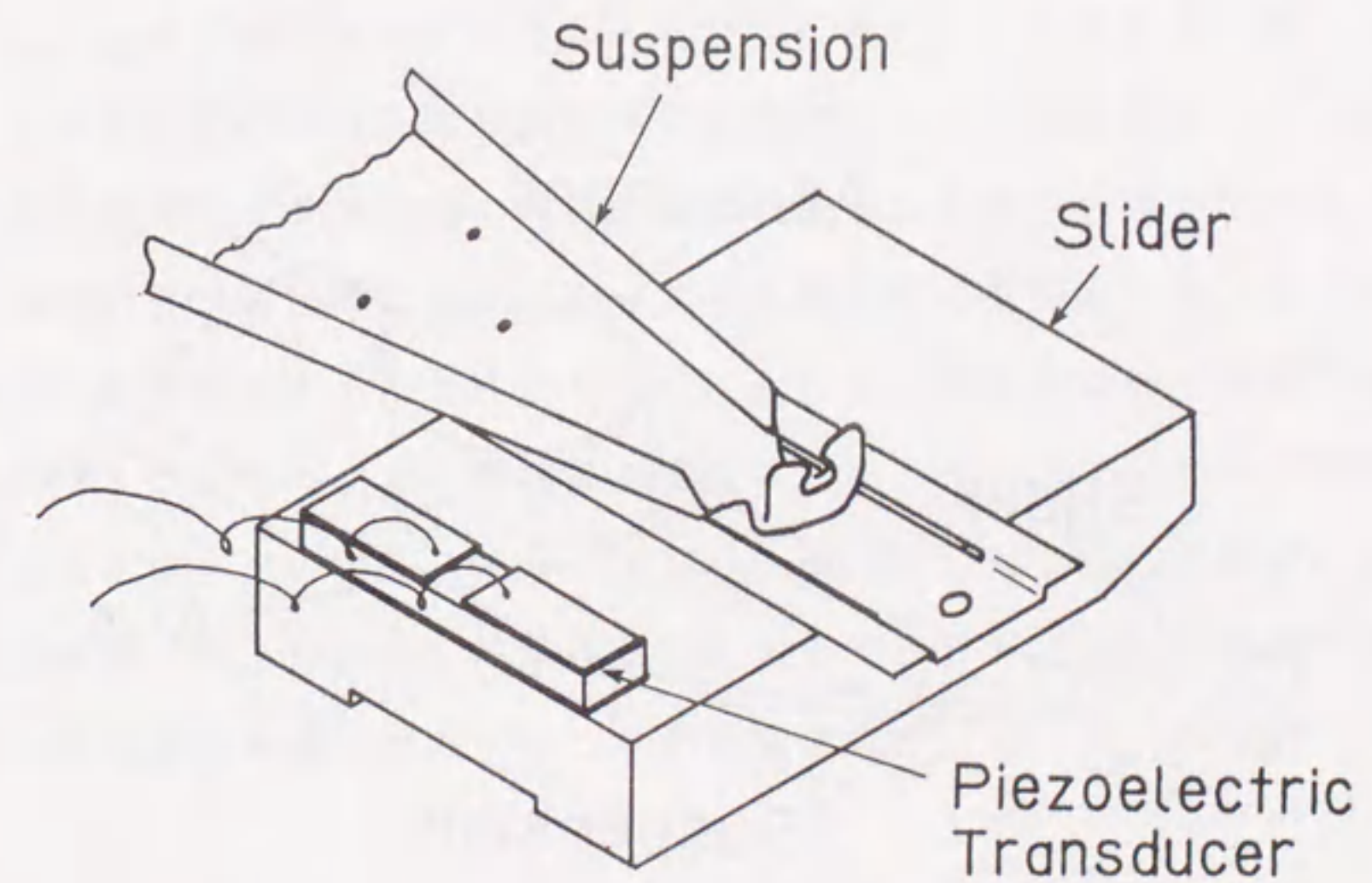


図 6.2 スライダ・コアに接着した小形圧電素子の外観

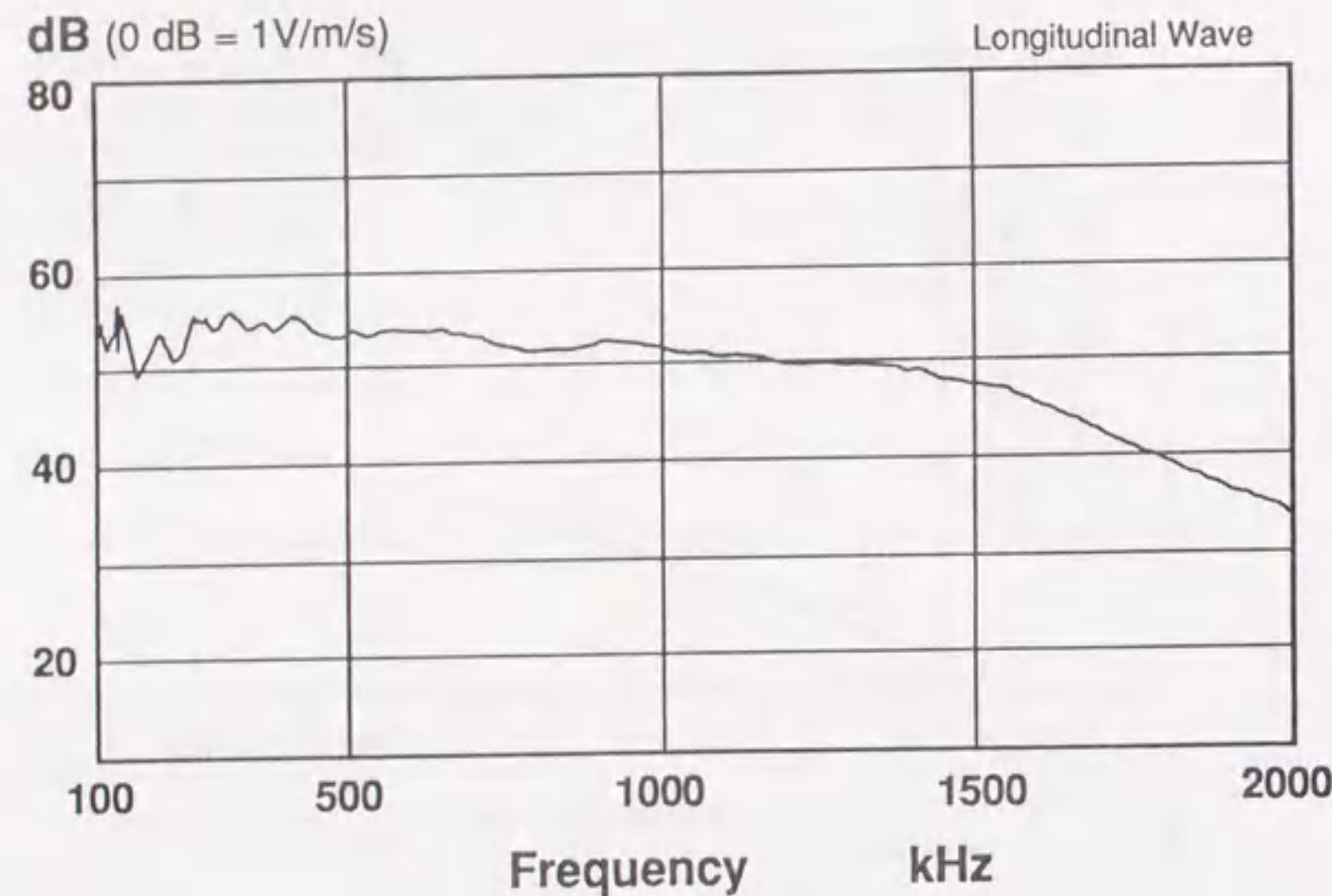


図6.3 AEセンサの周波数特性

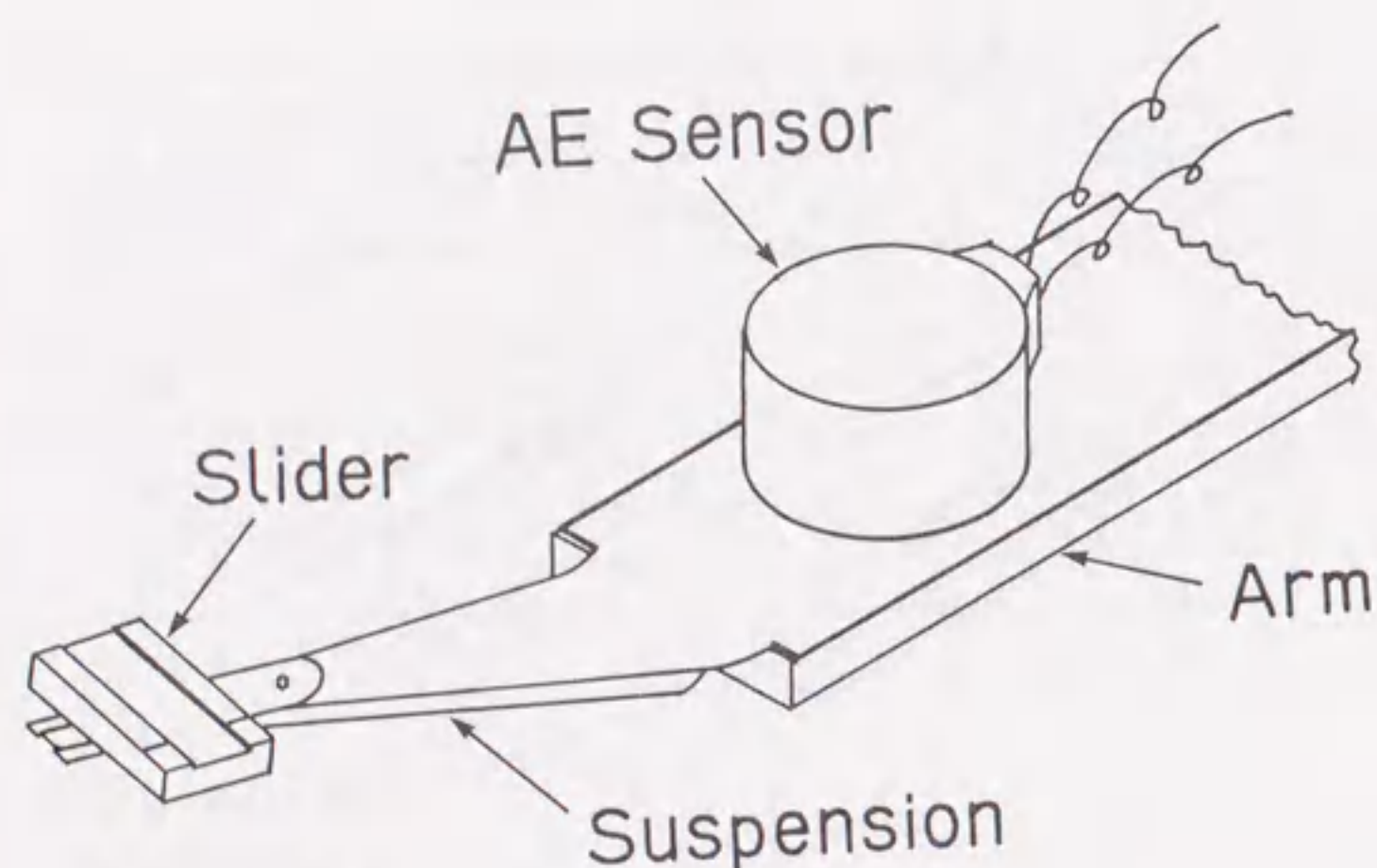


図6.4 AEセンサを用いた接触検出法

トな周波数特性をもつもの（富士セラミックス製）を使用し、図6.4に示すように支持機構のアーム部分にシリコングリスにより密着させて測定を行った。

圧電素子とAEセンサの信号出力は、ディスク表面のうねり、駆動系の機構振動、ディスク表面の静電気などによる低周波数のノイズ成分を除去するために、ハイパス・フィルタにより1kHz以下の出力成分をカットした。

6.2.2 圧電素子の伝達特性

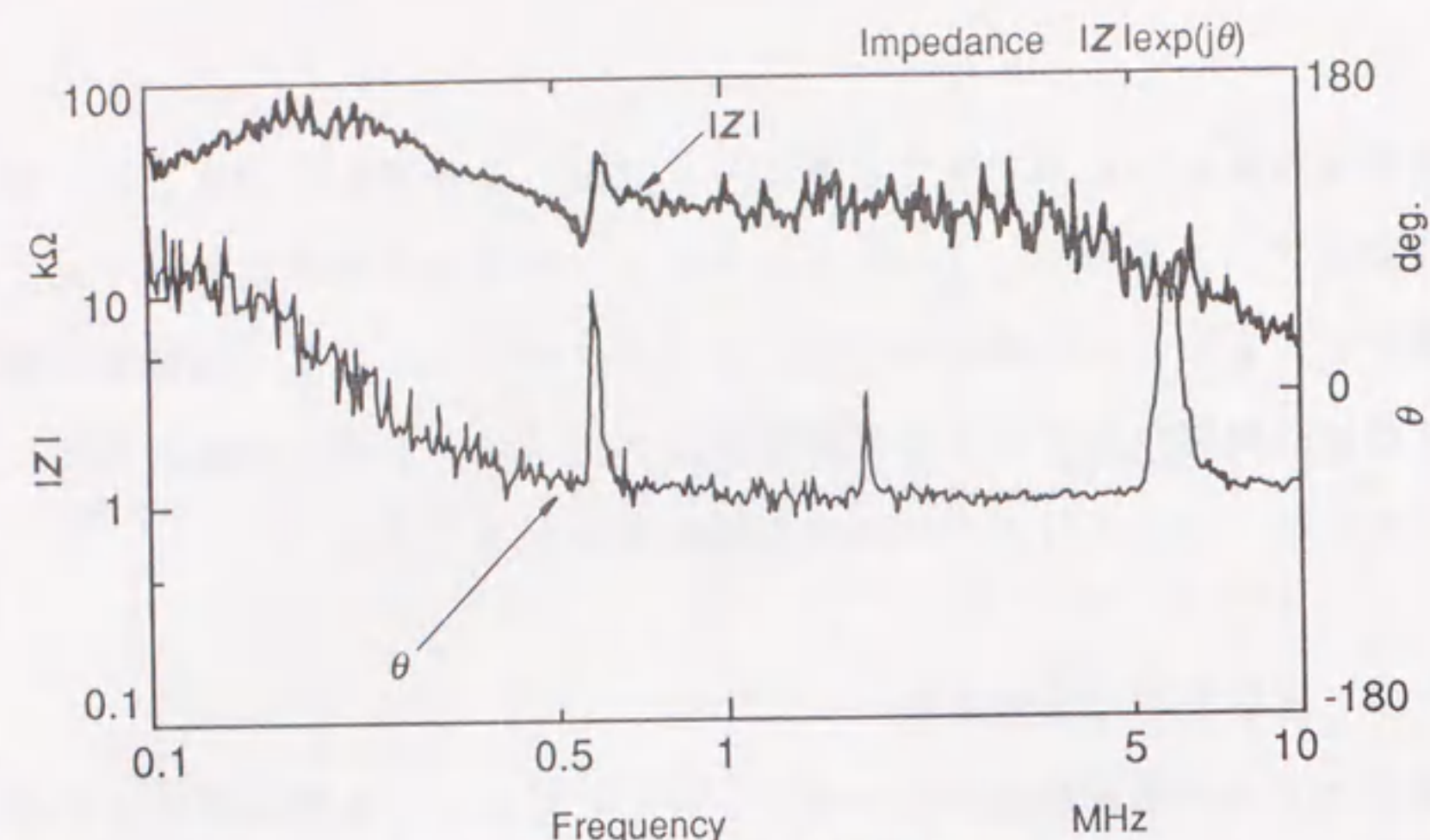
圧電素子の出力の周波数成分のうち、100kHz以上は接触によって発生する弾性波の成分に、また100kHz以下はスライダの剛体運動の加速度成分にほぼ対応することが報告されている⁽⁵³⁾。ここでは、両方の周波数帯域について圧電素子の伝達特性を測定した。

図6.5に100kHz以上の帯域での圧電素子の伝達特性を示す。素子単体の場合（図6.5(a)）とスライダに接着した場合（図6.5(b)）とでピーク位置が異なり、スライダに接着した場合には共振点が1MHz以上にシフトすることがわかる。本実験では、接触の検出には100kHz～1MHzの領域の周波数解析を行っているが、この領域では素子自体の共振点は存在しないことがわかる。

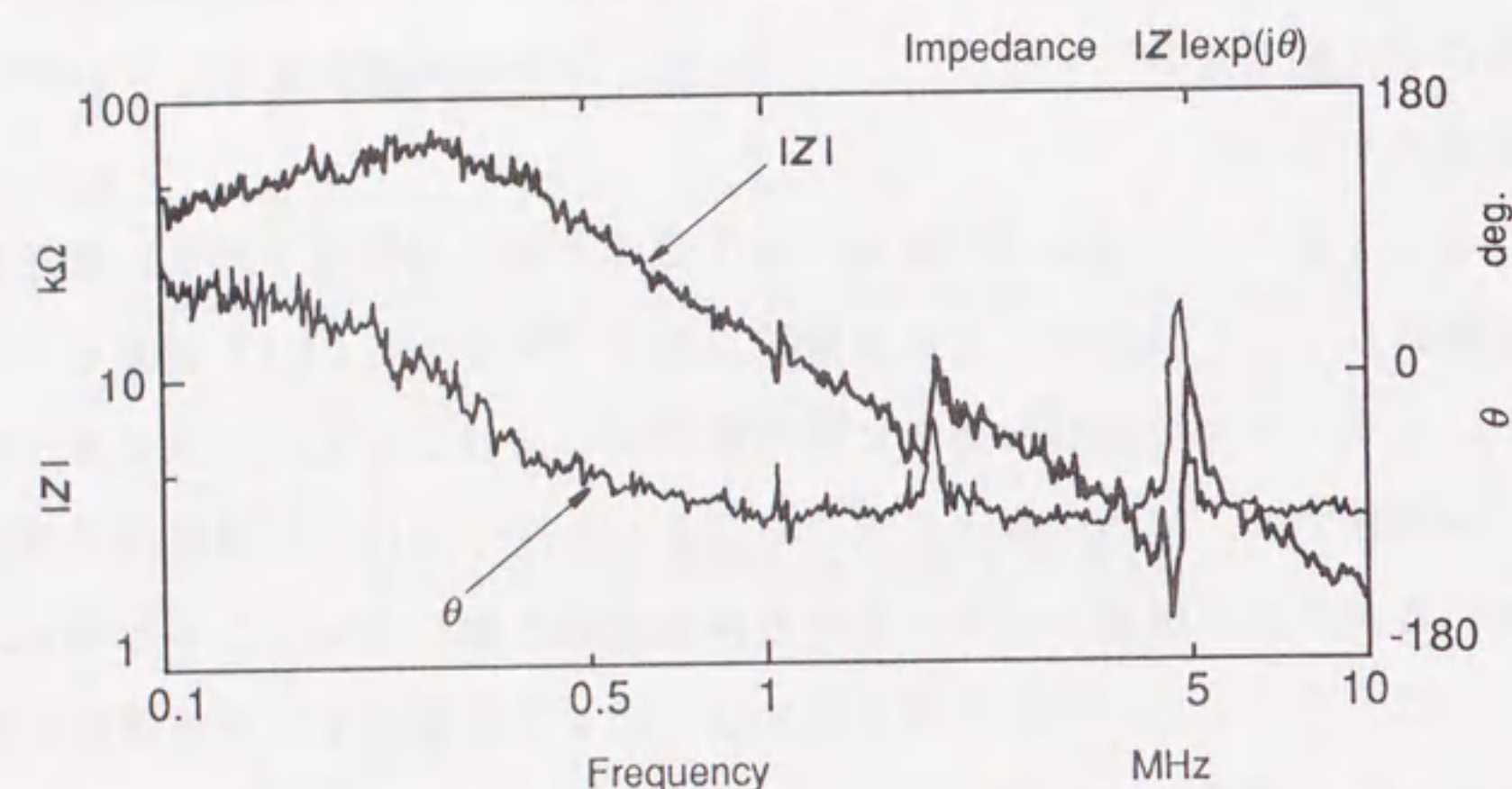
図6.6に100kHz以下の周波数加振に対する圧電素子の伝達関数を示す。10kHz以上の領域ではほぼフラットな特性に近いことがわかる。図6.7に合成石英ディスク上に形成した矩形断面状の突起がスライダの両方のレールを同時に通過する場合のスライダ流出端の過渡応答の軌跡と圧電素子の信号出力を示す。スライダの過渡応答は第3章で述べたレーザ光干渉法により測定した。ここでは圧電素子の出力を2回積分することにより変位に変換し、振幅がレーザ干渉法によって測定した振幅と一致するように増幅率を調整した。ハイパスフィルタの影響により走行方向の長さの大きい突起（図6.7(b)～(d)）に対する応答軌跡の低周波数成分に差異が見られるものの、圧電素子の出力の100kHz以下の周波数成分は、スライダの剛体運動に良く対応することが確認された。

6.3 スライダ・媒体間の接触現象の特徴

ここでは、ディスク起動停止時におけるスライダと媒体の間欠接触状態について、



(a) 圧電素子単体



(b) スライダに接着した場合

図 6.5 圧電素子の周波数特性 (100 kHz 以上の帯域)

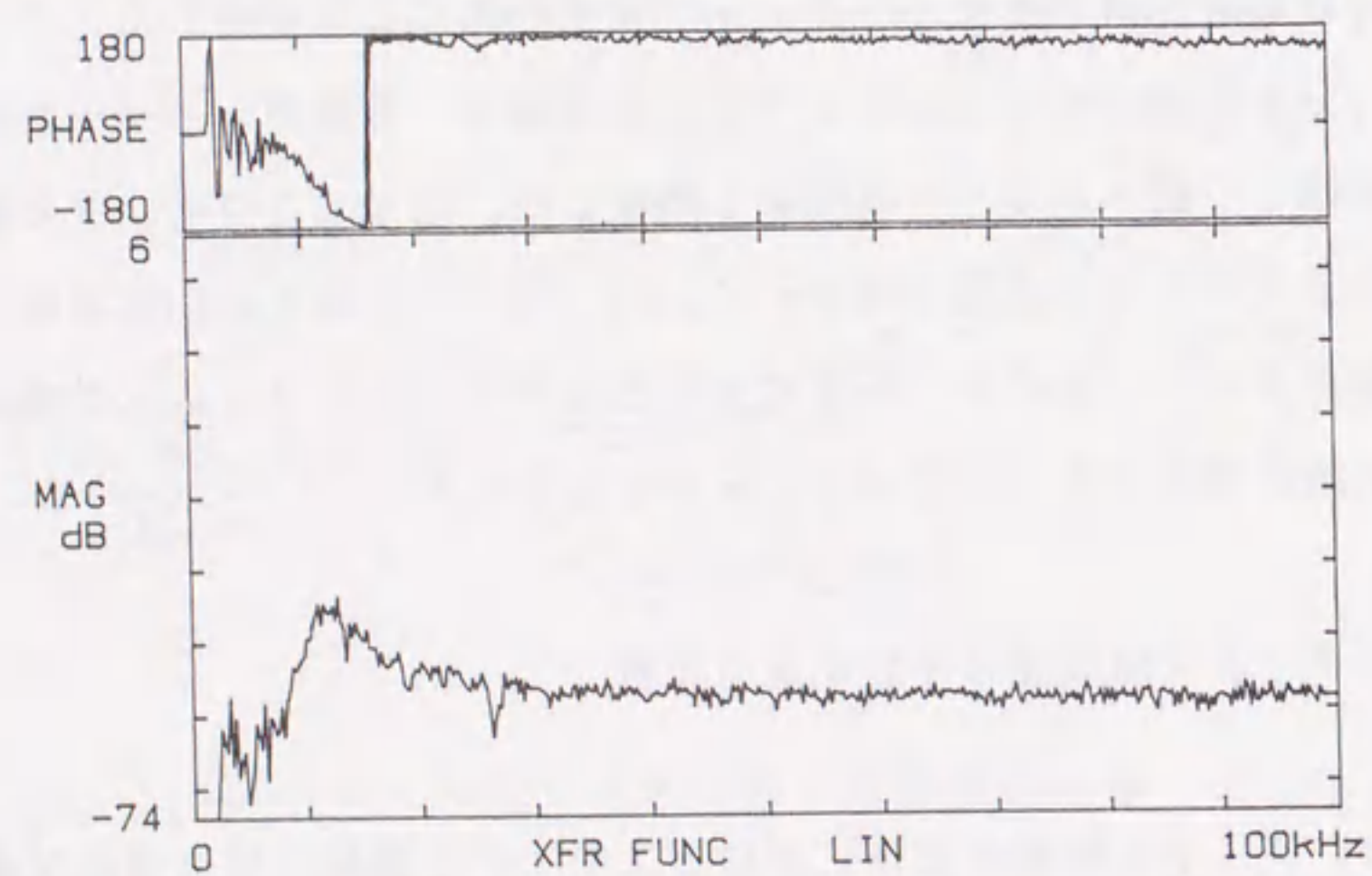
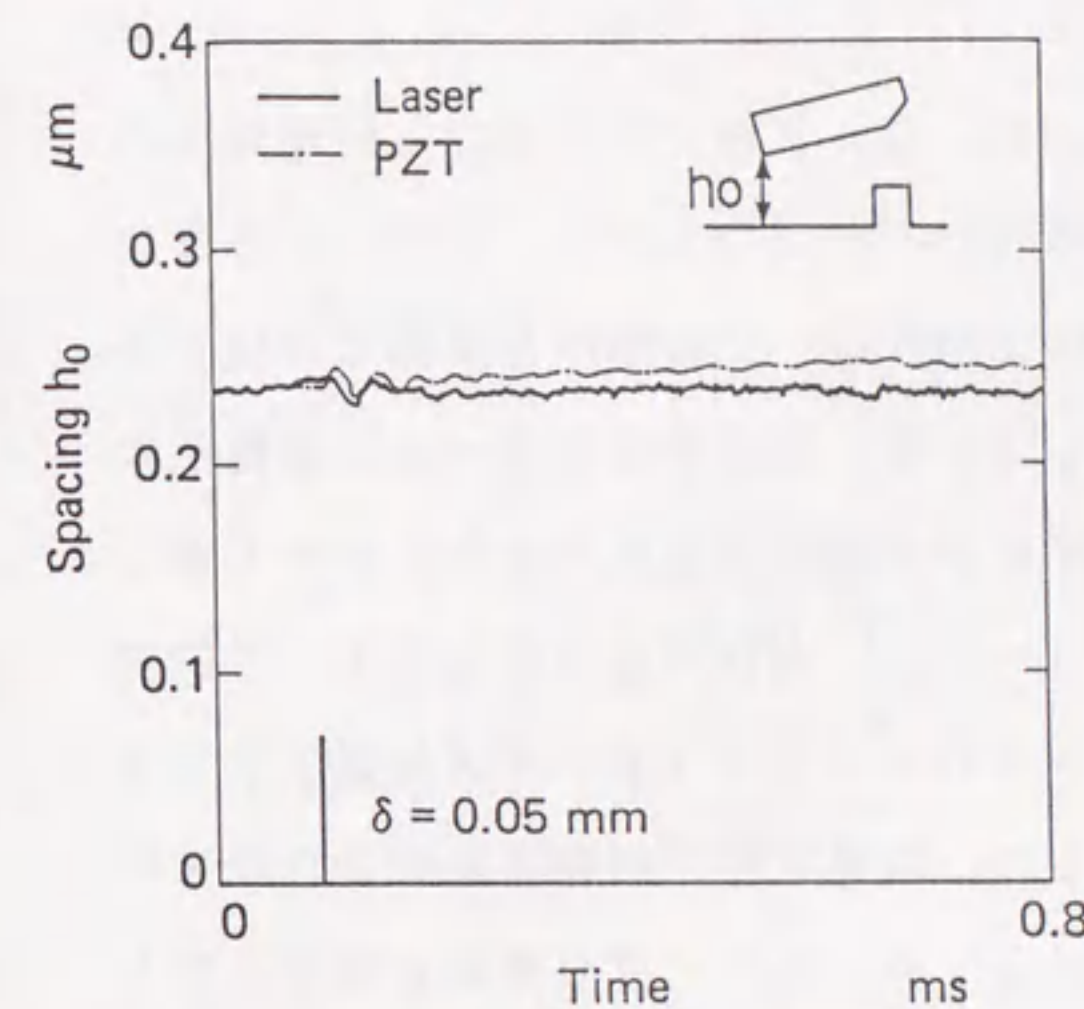
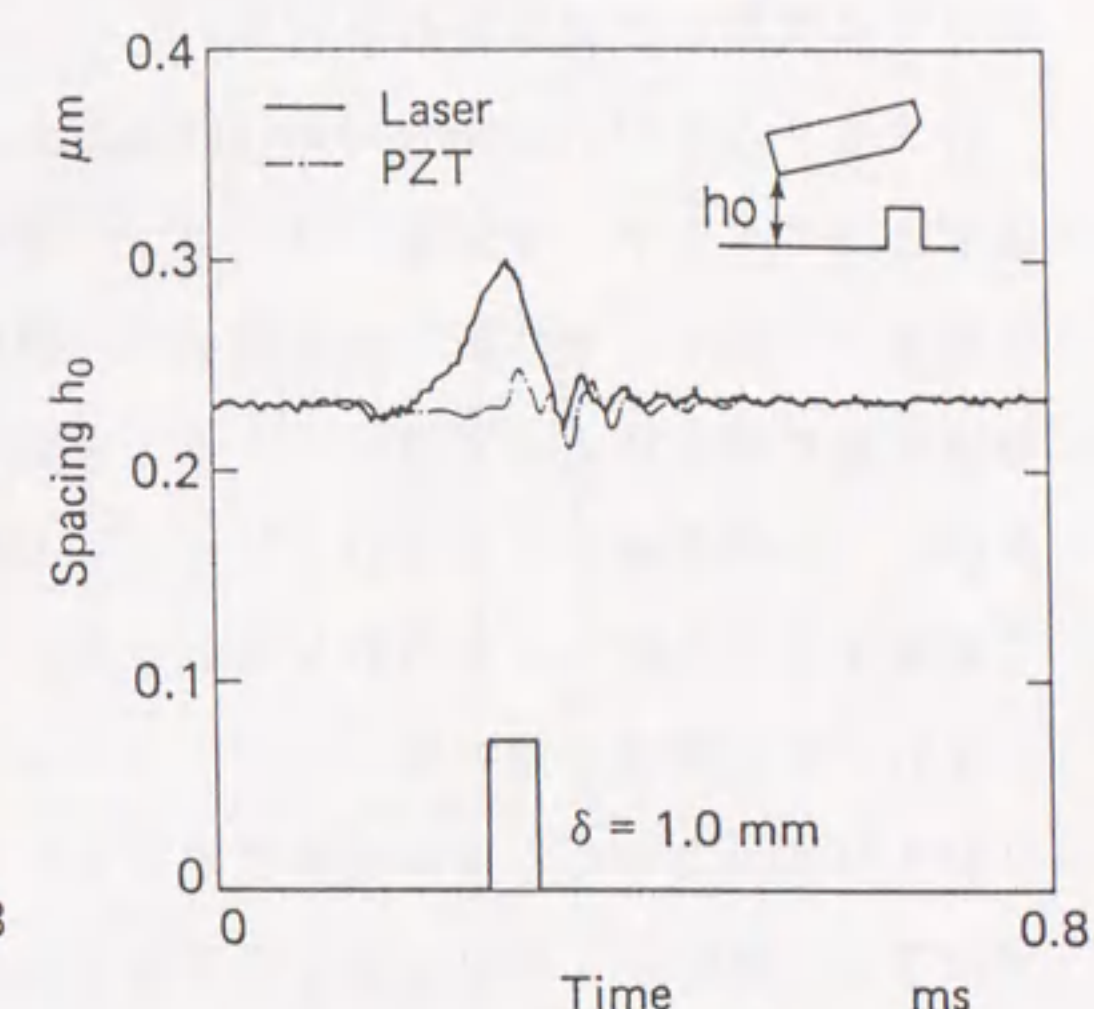


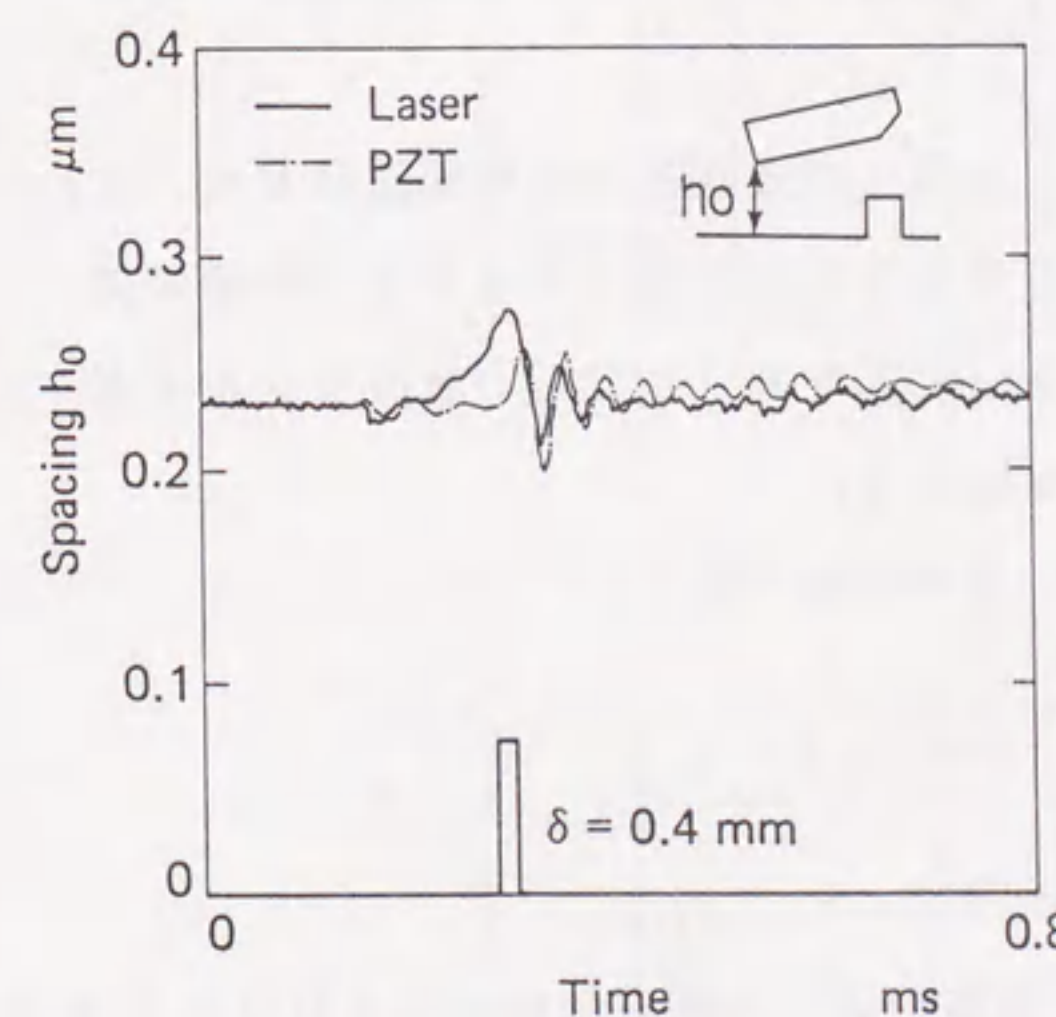
図 6.6 圧電素子の周波数特性 (100 kHz 以下の帯域)



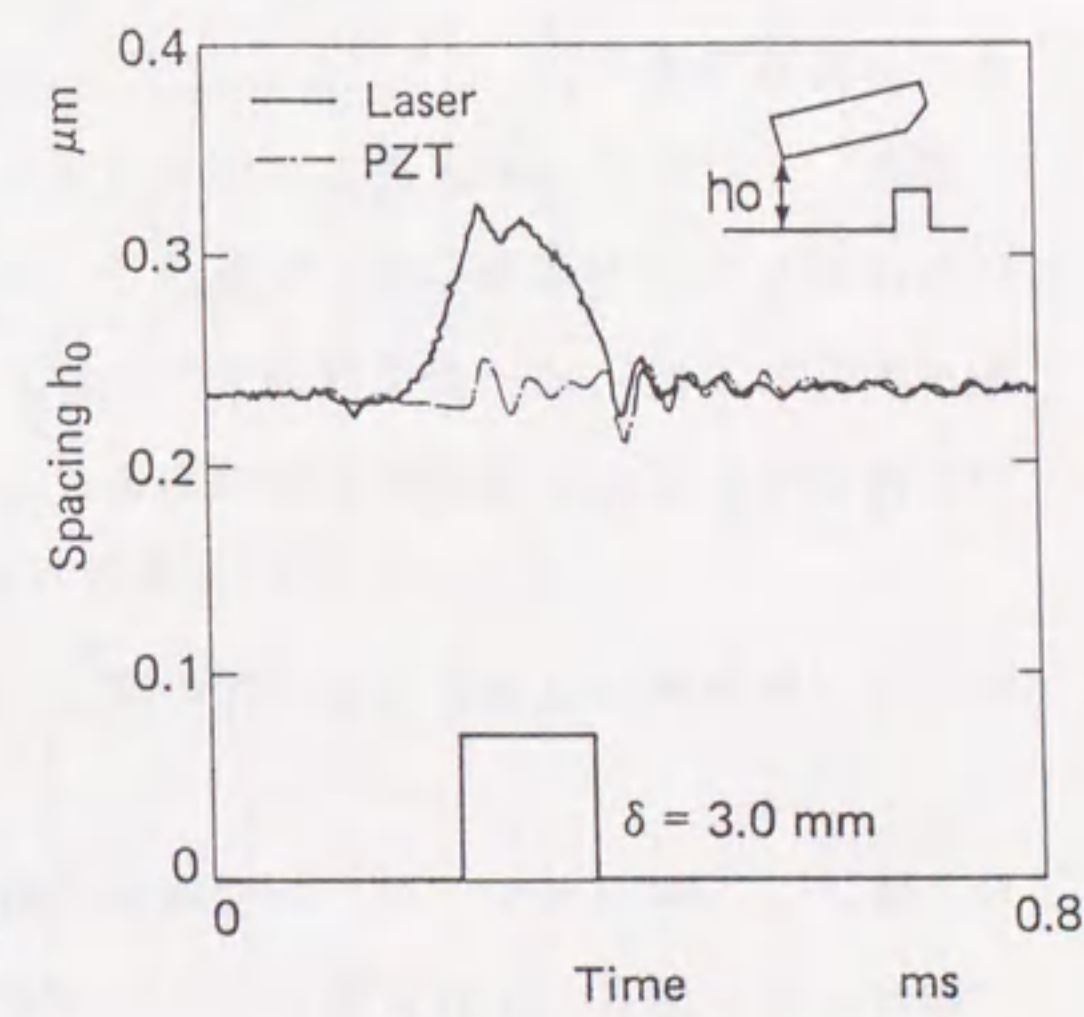
(a) 突起長さ 0.05 mm



(c) 突起長さ 1.0 mm



(b) 突起長さ 0.4 mm



(d) 突起長さ 3.0 mm

図 6.7 矩形状突起通過時の流出端浮上すきま変動との比較

信号出力スペクトルの解析を行った。起動停止時には、媒体面の速度によって、図6.8に示すような浮上状態が状態が現れる⁽⁵⁵⁾。間欠接触状態は、スライダが完全浮上する直前の走行面速度で起こり、平均高さより高い突起によりディスク1周につき数回の接触が起きる。なお、起動停止時のスライダの浮上特性と剛体運動については次章で詳細な検討を行う。

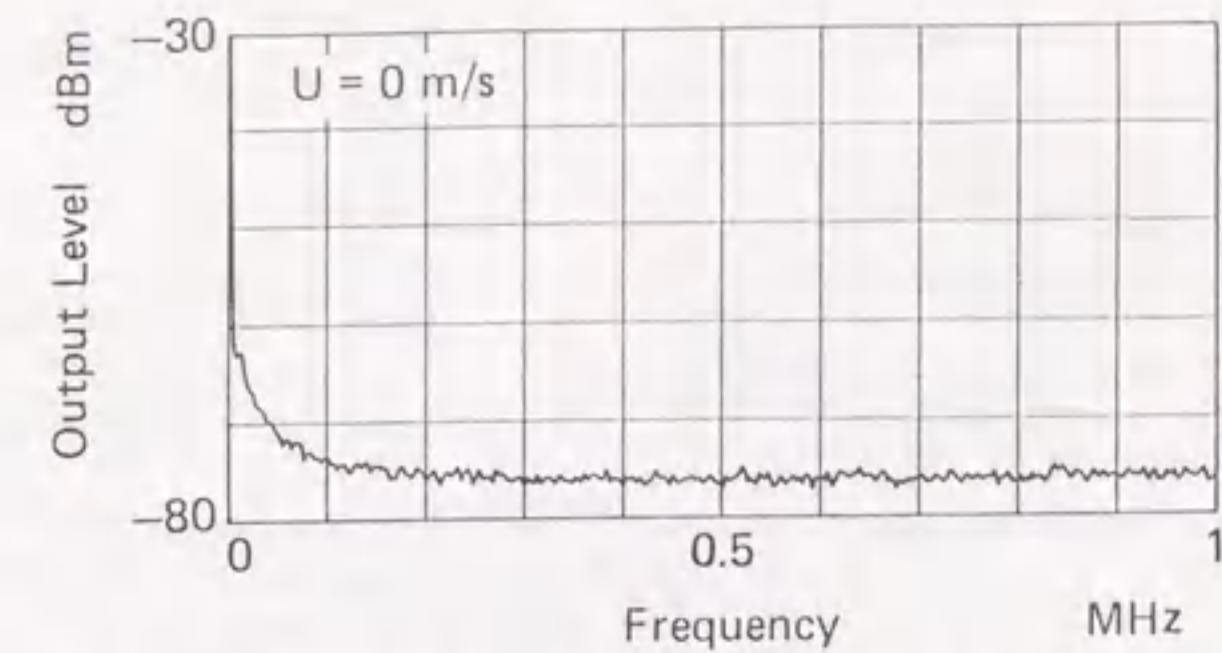
スライダAを用いた場合の走行面速度0, 2, 6, 8 m/sにおける圧電素子の信号出力スペクトルを図6.9に示す。図の(a)~(d)はそれぞれ、スライダの静止状態および図6.8に示した摺動状態、間欠接触状態、非接触浮上状態に対応する。静止状態の場合はノイズのスペクトルを表している。全面摺動状態では、数箇所共振ピークが現れる。200 kHz以下のピークは走行面速度の変化に伴って著しく変化するのに対し、200 kHz以上のピークは、走行面速度にはほとんど依存しない。間欠接触状態では、スペクトル全体のバックグラウンドノイズが低下して200 kHz以上のピークが尖鋭化するとともに、摺動状態で観測された200 kHz以下の共振は、100 kHz以下までシフトする。スライダが完全に浮上すると高域の共振が全て消失し、50 kHz以下のスライダの剛体運動に対応する周波数成分のみが残る。これは、浮上中のスライダが表面粗さにより空気膜を介して励振されるためである。

図6.10にスライダBおよびスライダCの間欠接触状態（走行面速度6 m/s）における信号出力のスペクトルを示す。200 kHz以上にスライダAと同様の共振が見られるが、ピーク位置がスライダによって異なり、これらの共振はスライダの材料定数と形状に固有のものであることがわかる。

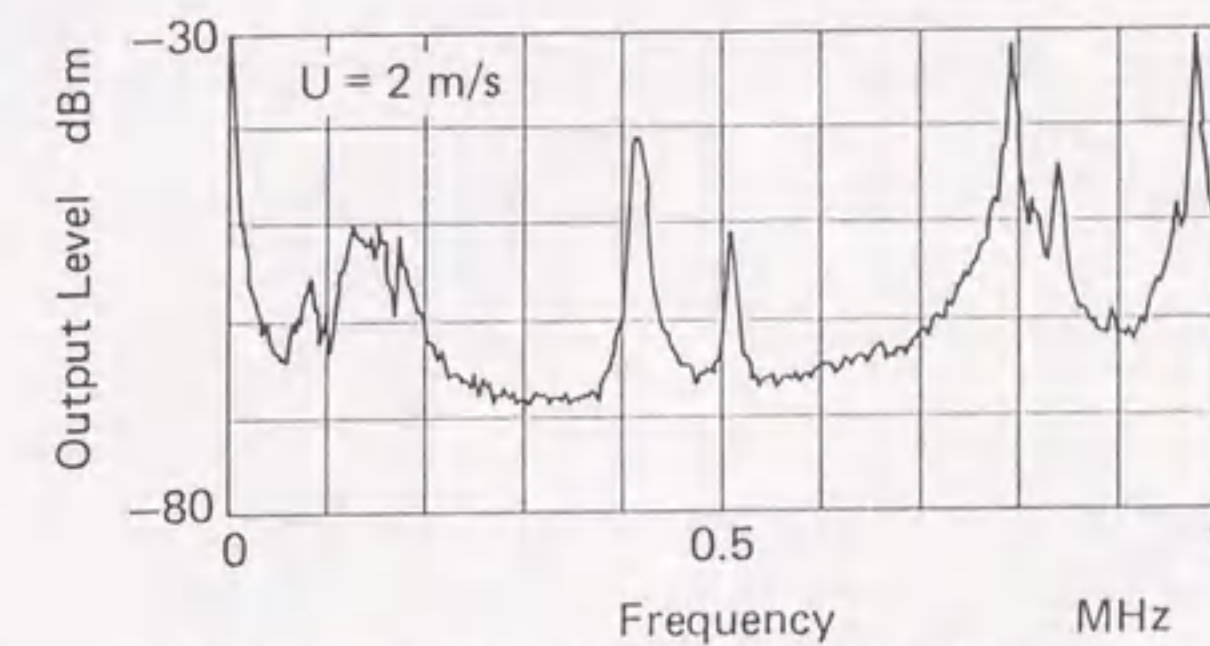
6.4 接触検出におけるS/Nの向上

6.4.1 スライダ・コアの固有振動数の同定

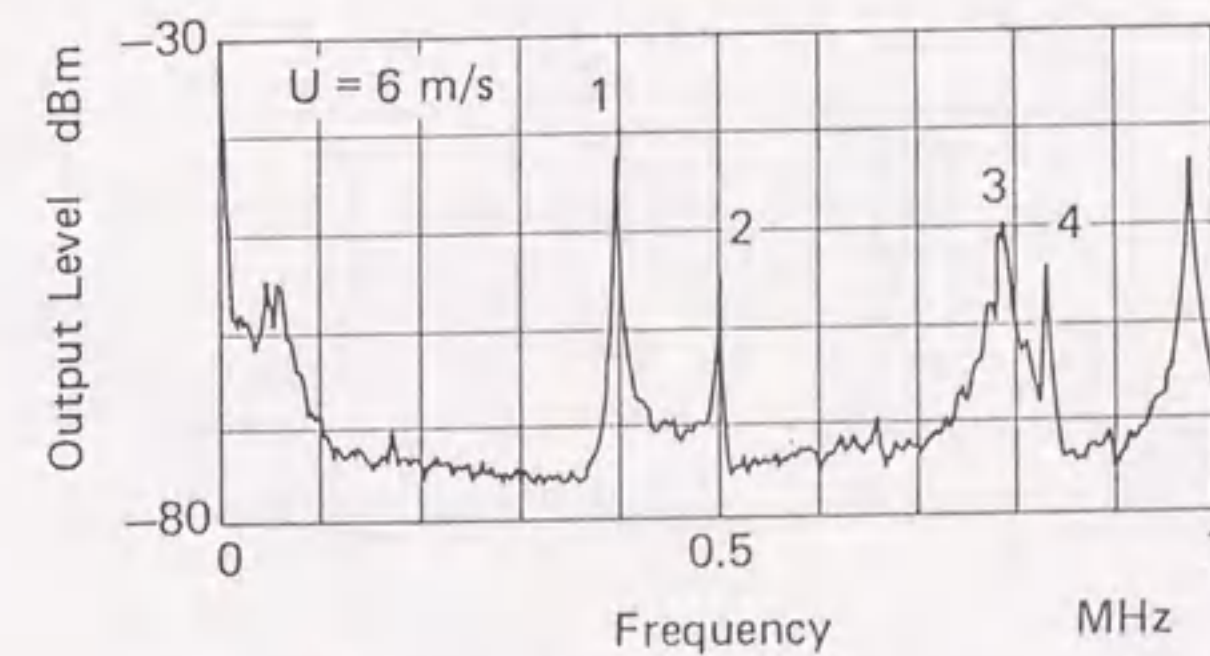
図6.9, 図6.10に示したスライダ・媒体の間欠接触時に起こる200 kHz以上のピークを解析するため、実験および数値計算によりスライダ・コアの固有振動数を求め比較を行った。実験的手法としては、微小試験片の弾性定数の測定に用いられる3次元共振法^{(69), (70)}を適用した。測定系のブロック線図を図6.11に示す。スライダを2枚の圧電素子の板で挟み、一方でスイープ加振を行い他方で応



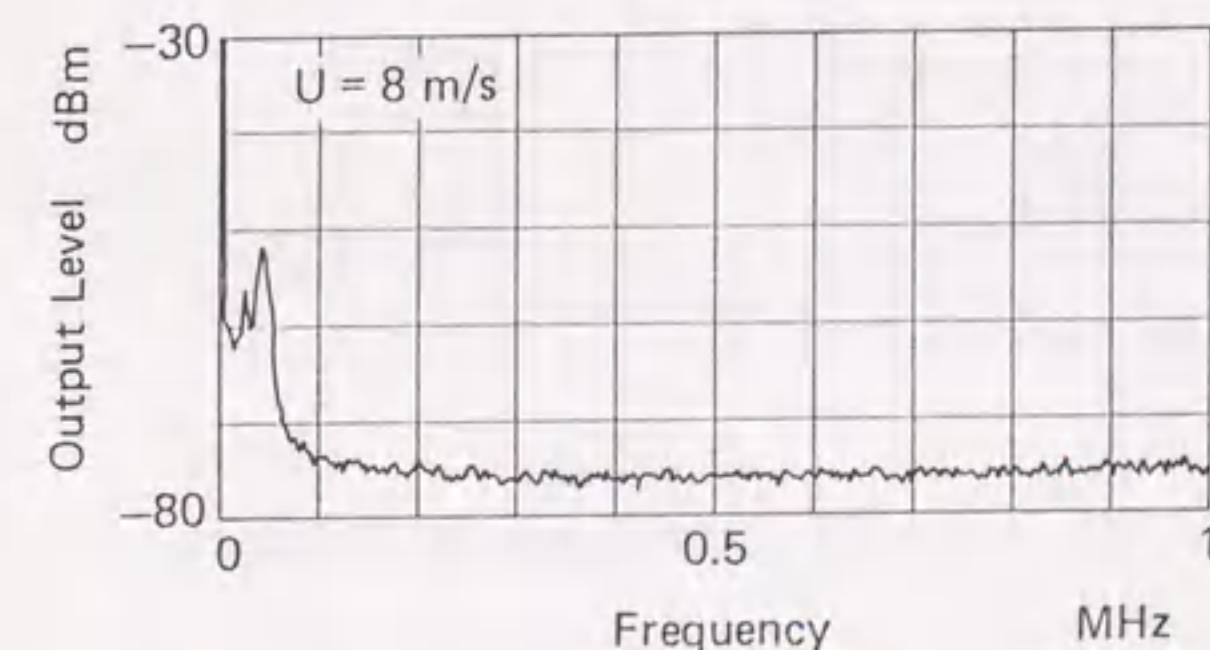
(a) 静止状態, 走行面速度 $U=0$ m/s



(b) 摺動状態, 走行面速度 $U=2$ m/s



(c) 間欠接触状態, 走行面速度 $U=6$ m/s



(d) 非接触浮上状態, 走行面速度 $U=8$ m/s

図6.9 スライダAの走行面速度に対する信号出力スペクトルの変化

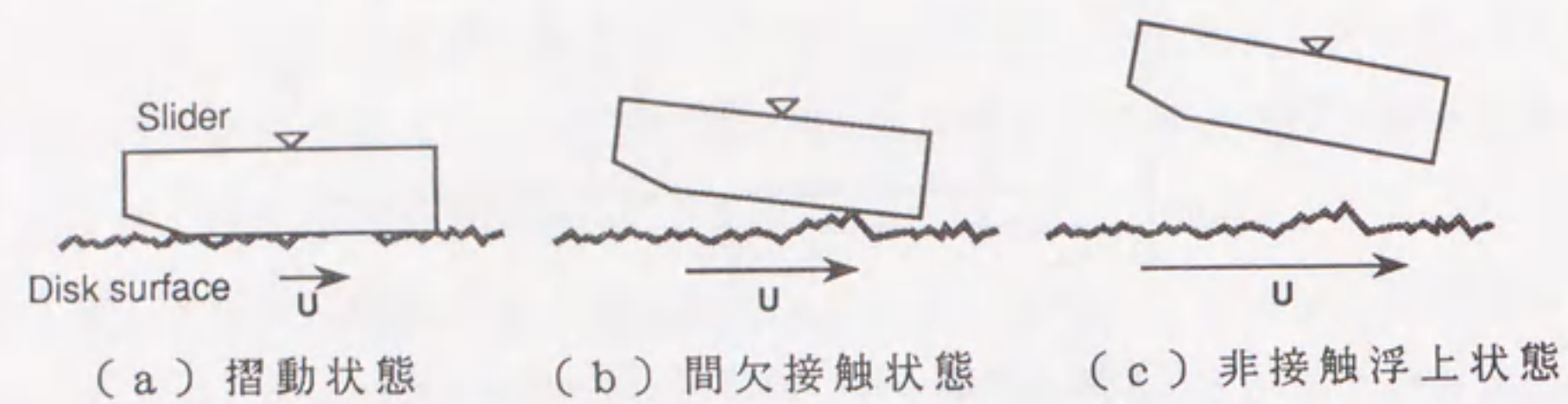
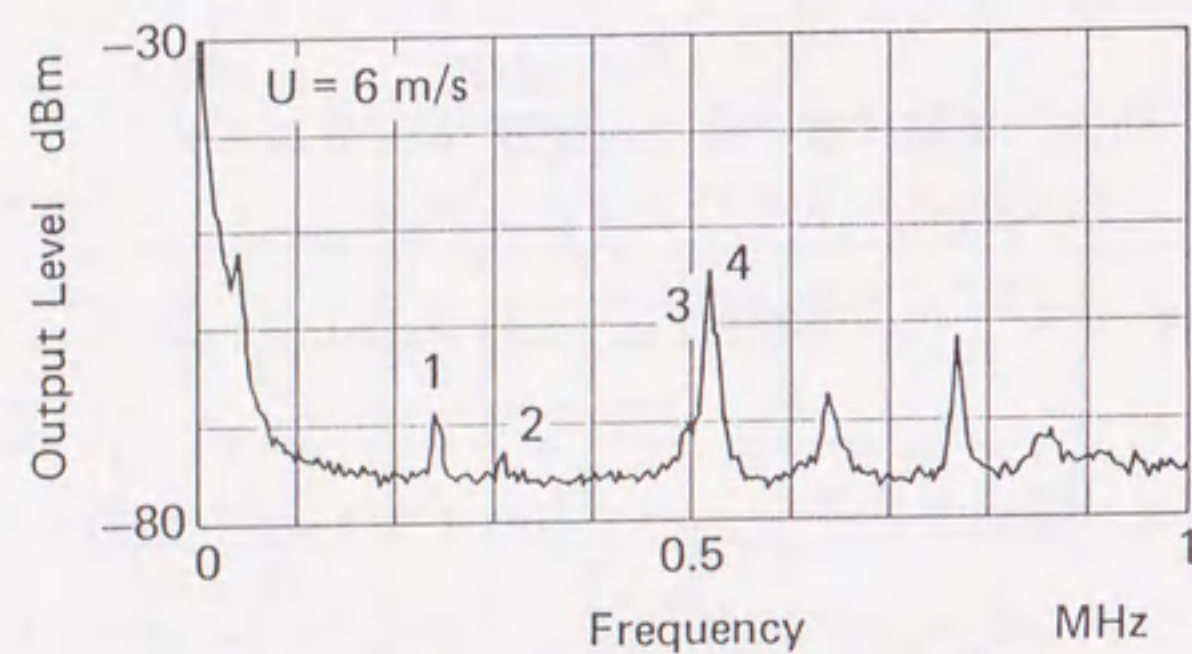
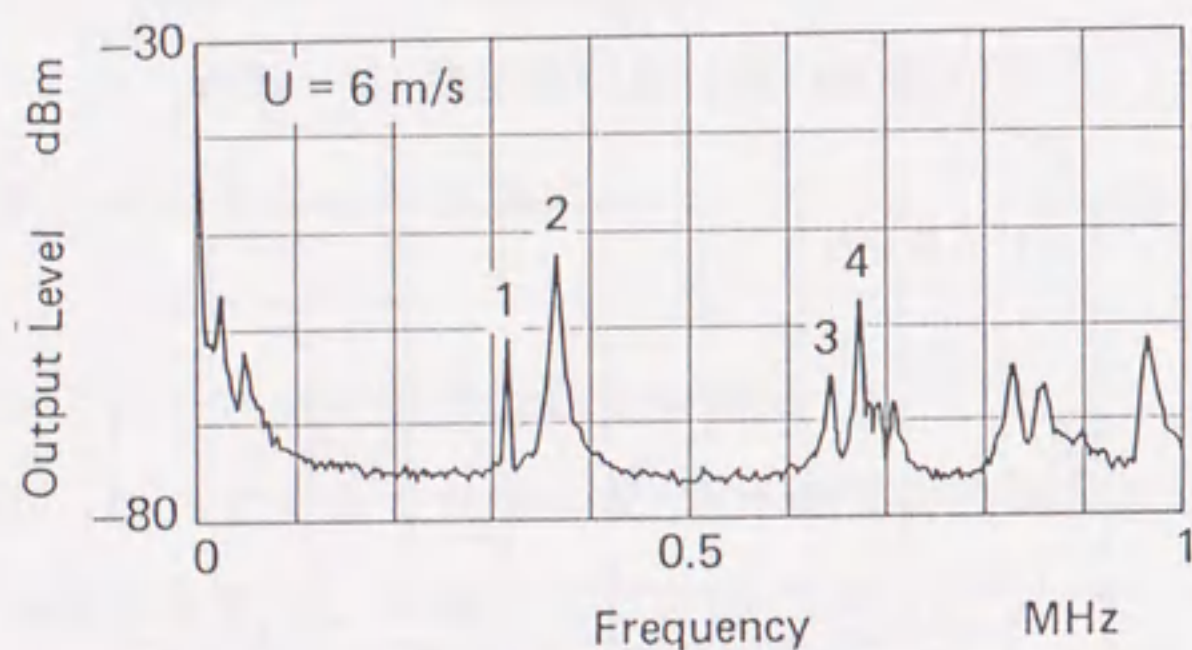


図 6.8 起動・停止時のスライダの浮上状態



(a) スライダ B, 走行面速度 $U = 6 \text{ m/s}$



(b) スライダ C, 走行面速度 $U = 6 \text{ m/s}$

図 6.10 スライダ B, C の間欠接触状態における信号出力スペクトル

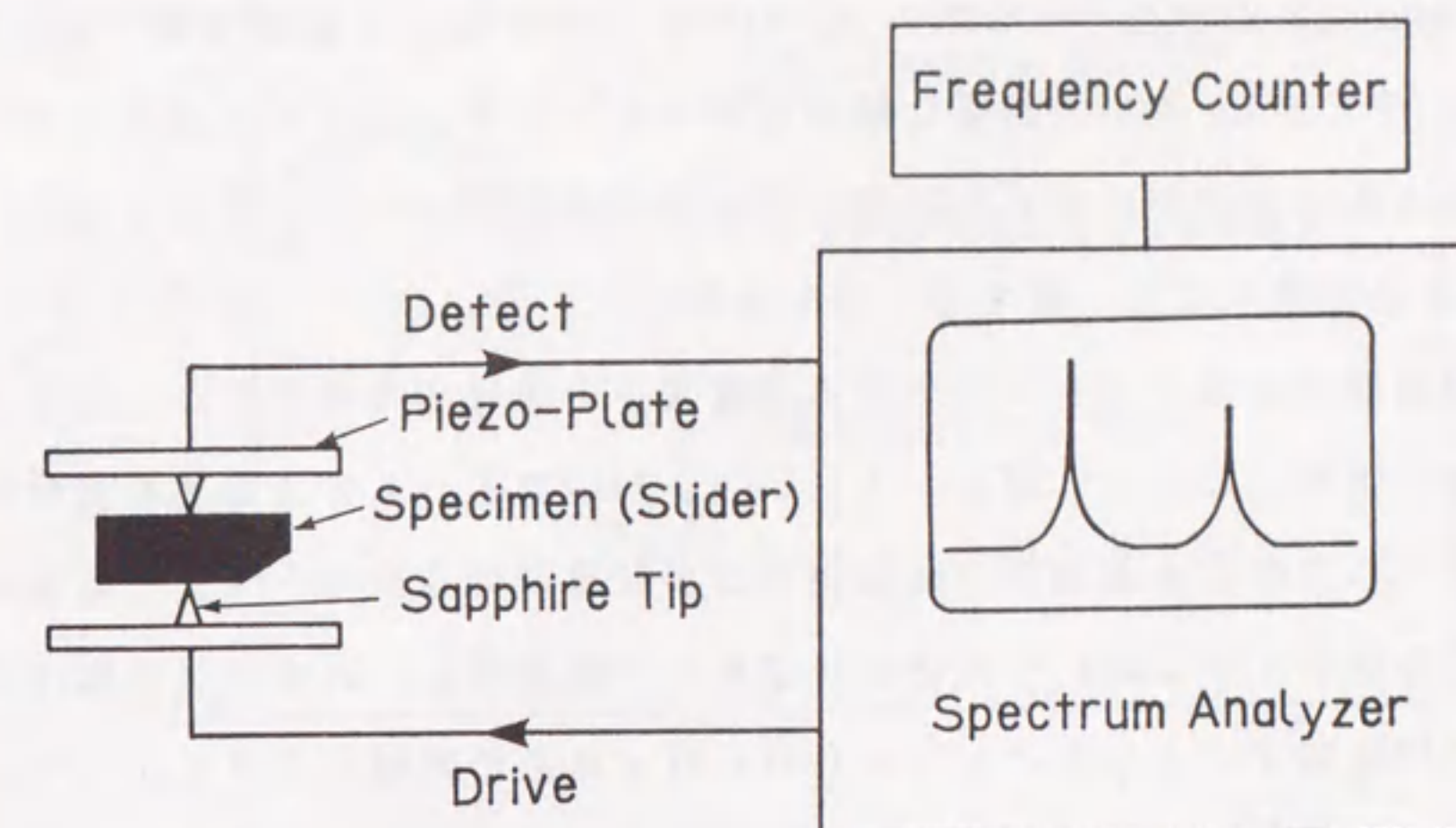
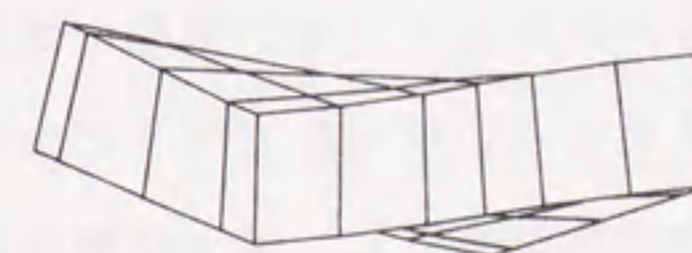
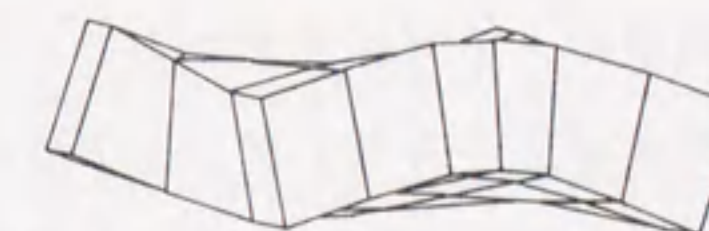


図 6.11 スライダ・コアの固有振動数測定系（三次元共振法）の概要

Mode 1



Mode 3



Mode 2



Mode 4



図 6.12 スライダ・コアの共振モード

答振幅を検出した。スライダの固有振動数の計算には、スライダの形状を直方体とみなしてRayleigh-Ritz法⁽⁷⁰⁾を用いた。なお、スキー部分の影響を調べるために、有限要素法(FEM)を用いた詳細な解析も行っているが、スライダ全体に対してスキー部分が占める体積が小さいために、低次の固有振動モードに関してはRayleigh-Ritz法による結果とほぼ一致することを確認している。

間欠接触状態での各スライダにおける圧電素子の信号出力の200kHz以上の共振周波数(図6.9(c), 図6.10(a), (b)で1~4まで番号を付けたもの)とスライダ・コアの固有振動数の測定値および計算値の4次モードまでの値を表6.3に示す。各スライダにおいて三者はほぼ良い一致を示し、スライダと媒体の接触時には小形圧電素子により主として200kHz以上の帯域にスライダ・コアの固有振動による共振が検出されることが明らかになった。図6.12にスライダ・コアの固有振動モードを示す。1~4次までの固有振動モードは、それぞれ1次のねじり、長手方向の1次の曲げ、2次のねじり、幅方向の1次の曲げ振動に対応する。

6.4.2 チューニング検出による高S/N化

従来の接触検出法では、圧電素子の信号出力レベルの大きさから接触の有無を判断していたが、機構振動や静電気など接触と関係のない低周波数領域のピークや高周波数領域のノイズが含まれることになり、S/Nが低下する。前節で同定した200kHz以上のスライダ・コアの共振ピークのうち、単一のピークについてバンド幅を狭めて測定することにより接触検出のS/Nが向上し、浮上状態の高精度な識別が可能である。図6.13は、スライダAの2次モードの共振(500kHz付近のピーク)に着目し、静止状態から浮上状態までの信号出力の実効値をバンドパスフィルタのバンド幅を変えて測定した場合の結果を示す。白丸はバンド幅10kHz, 黒丸はバンド幅300kHzの場合を示す。バンド幅300kHzの場合は、バンド幅が広いため1次モードの共振ピークも加算されるが、同時にノイズレベルが上がるためにS/Nは低下する。バンド幅を300kHzから10kHzに狭くすることにより、ノイズが約30dB減少し接触検出感度が向上することがわかる。

間欠接触状態における圧電素子の信号出力と、支持機構に取り付けたAEセンサ(図6.4)の信号出力の周波数成分の比較を図6.14に示す。両者の信号ピー

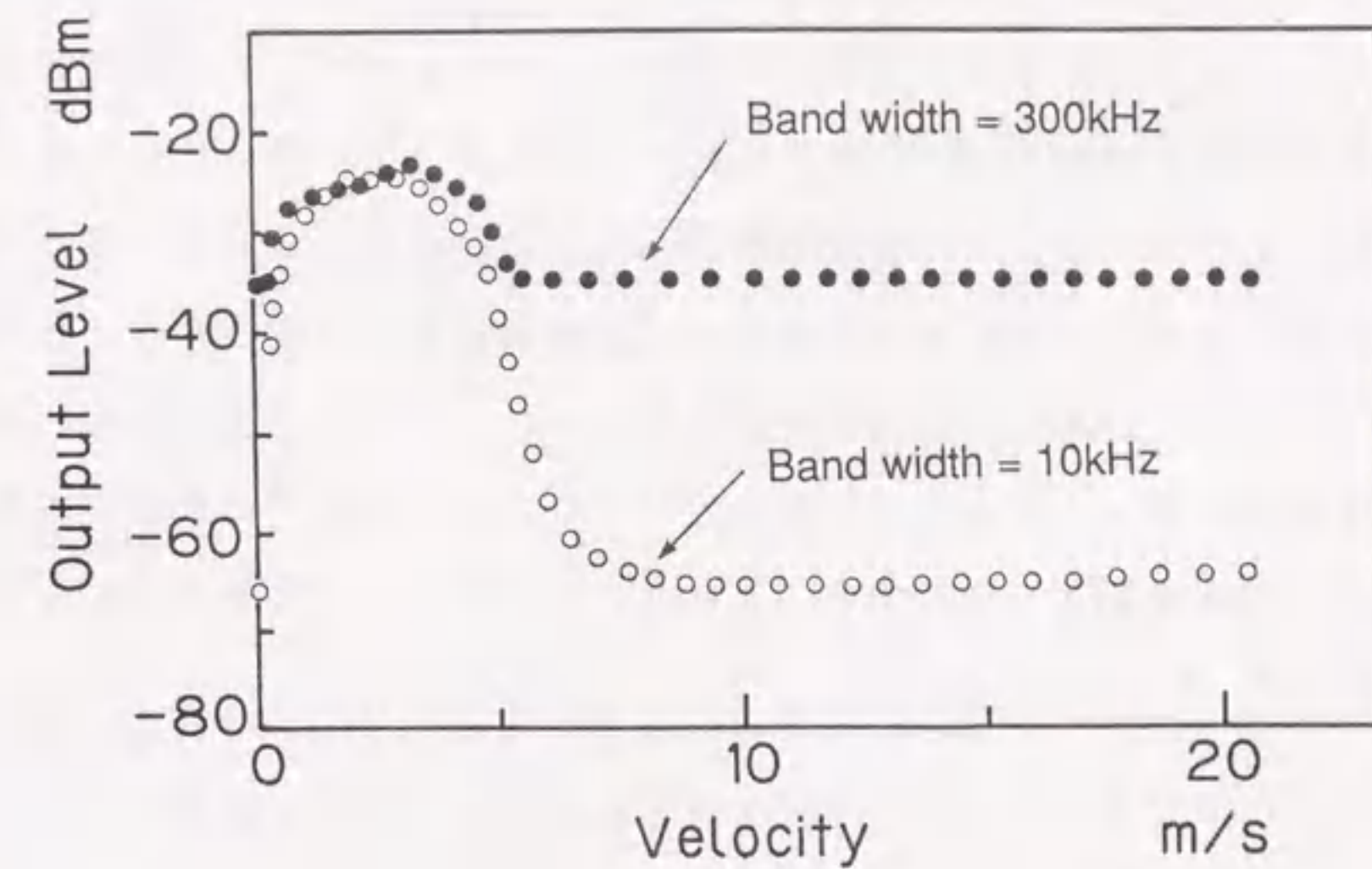


図6.13 走行面速度と圧電素子の実効出力
(フィルタの中心周波数: 500kHz)

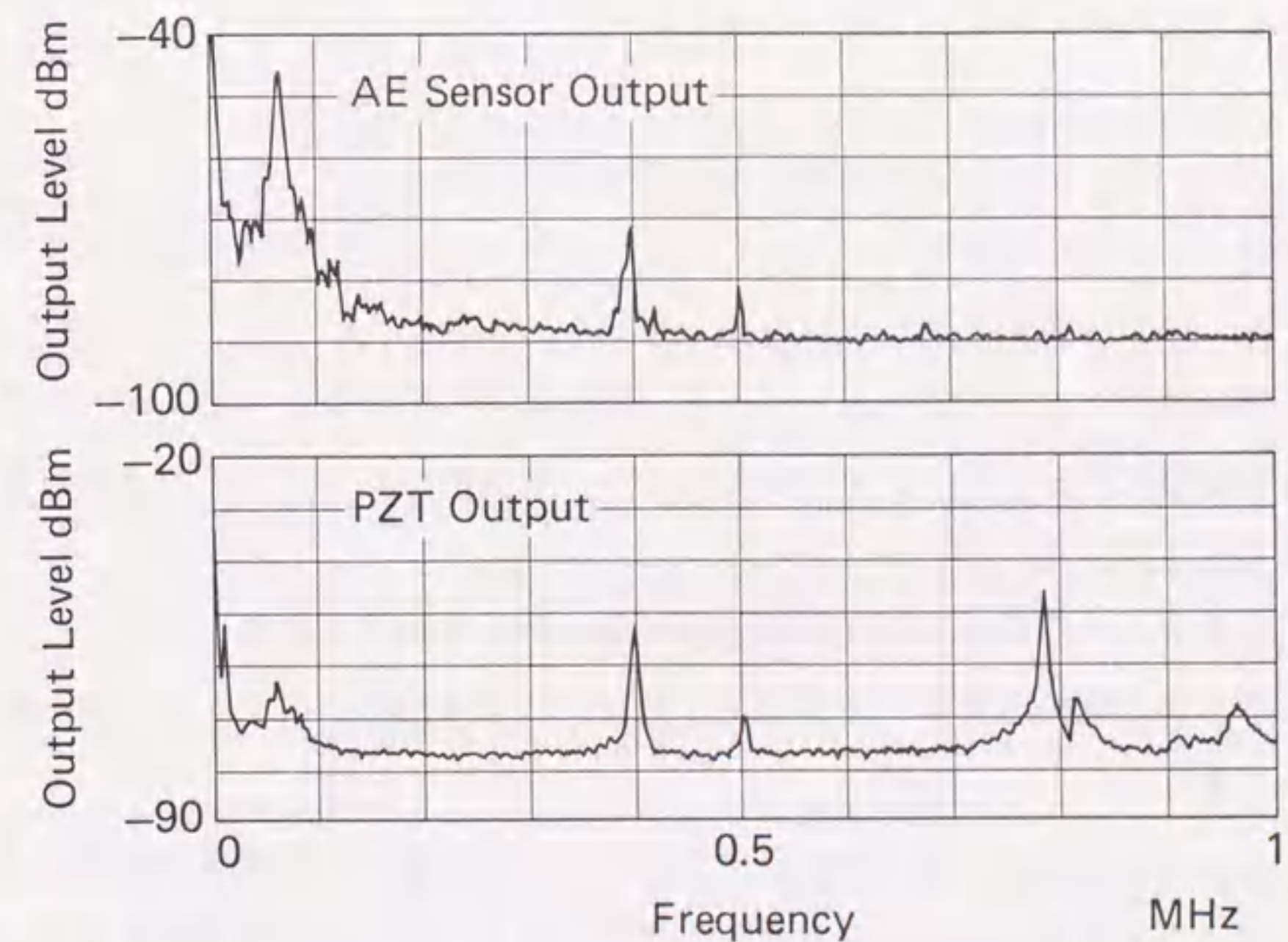


図6.14 AEセンサを用いた接触検出法と圧電素子の信号出力の比較
(スライダAの間欠接触状態における信号出力スペクトルの比較,
走行面速度 $U=7\text{ m/s}$)

クは600kHz以下では良く対応している。従って、この帯域では弾性波の伝播経路の影響は少なく、AEセンサを用いた場合にもスライダ・コアの固有振動が接触信号として検出されることがわかる。AEセンサの信号出力が600kHz以上の帯域で減衰するのは、センサの接触面や弾性波の伝播経路におけるエネルギー損失によるものと考えられる。AEセンサを用いて接触検出を行う場合には、600kHz以下の低次の固有振動数に測定周波数をチューニングする必要がある。本実験では、伝達特性がフラットなAEセンサを用いているが、センサの共振周波数もスライダ・コアの固有振動数に設定することにより、さらにS/Nを向上することが可能である。

6.5 結論

本章では、スライダ・媒体の接触現象の解明と接触検出のS/Nの向上を目的に、間欠接触時における圧電素子とAEセンサの信号出力の解析を行った。本章で得られた結果を要約すると以下の通りである。

- (1) スライダ・コアの固有振動数の測定および計算により、スライダ・媒体の摺動時および間欠接触時には主として200kHz以上の周波数領域にスライダ・コアの固有振動が検出されることを明らかにした。
- (2) 狭帯域のバンドパスフィルタを用いて測定系の周波数をスライダ・コアの固有振動数にチューニングすることにより、接触検出のS/Nの向上が可能であることを示した。
- (3) AEセンサを用いた場合の信号出力を小形圧電素子と比較し、600kHz以下の周波数帯域では、圧電素子とほぼ同じ信号出力スペクトルが得られることを示した。
- (4) AEセンサを用いた接触検出においては、弾性波の伝播経路の影響を受けない低次の固有振動数に、測定周波数あるいはセンサの共振周波数をチューニングすることにより接触検出のS/Nの向上が可能であることを明らかにした。

第7章 起動停止時およびランディング オン・オフ時における動的浮上 特性の評価^{(78), (79)}

7.1 緒言

動圧気体軸受は、装置の起動・停止時には十分な動圧力が得られないために、軸受面同士が接触走行することになる。現用のウィンチェスタ形のハードディスク装置では、浮動ヘッドスライダを媒体面上に接触させたまま装置の起動・停止を行う方式(Contact Start and Stop: CSS方式)が採用されている。この方式は、スライダと支持機構をシンプルな構成にすることが可能であるが、接触走行によるスライダ・媒体間の摩耗や吸着が問題となる。スライダ・媒体インタフェースの信頼性を保証するためには、CSS時のスライダの動的挙動を解明し、媒体に与える影響を評価することが不可欠となる。

一方、CSS方式の問題点を解決する別の手段として、運転停止時にはスライダを媒体から引き離して保持し、ディスクが定常回転に達してからディスク面に接近浮上させるランディングオン・オフ方式が最近注目されている。しかし、この方式では、数10μmの振幅のうねりを伴って回転するディスク上に、動圧力が発生するサブミクロンの近傍までスライダの浮上面を非接触で接近させる必要がある。組立精度や部品精度に制限を受ける実際の装置では、完全非接触でのランディング動作が可能な条件を明らかにするとともに、接触時における信頼性を確保することが不可欠となる。

CSS方式における起動・停止時の動特性の評価としては、レーザ振動計(LDV)⁽⁵⁴⁾あるいはヘテロダイン干渉法⁽¹⁰⁾による測定が行われている。しかし、これらの方法は、測定可能な周波数と変位に限界があり、また測定装置も複雑となるため、微小かつ高周波の振動を伴うスライダの摺動状態の評価法としては不十分である。支持機構に接着したAEセンサによる測定例⁽⁵²⁾もあるが、センサの信号の

解析が不十分であるために、必ずしも正確な評価は行われていない。

ランディングオン・オフ方式における動特性の評価については、ランディング時のスライダの動的挙動のLDVによる測定⁽⁵⁸⁾、⁽⁵⁹⁾および数値解析⁽⁶⁰⁾により、完全非接触な動作が可能であることが報告されている。しかし、これらは実験室レベルでの評価であり、実用機におけるスライダ・媒体間の接触を伴った場合の信頼性評価に関する検討はまだ行われていない。

本章では、小形圧電素子を用いてスライダの加速度を検出することにより、起動停止時およびランディングオン・オフ時のスライダの動特性と接触の影響について検討する。まず、圧電素子の信号出力のうちスライダの剛体運動に対応する低周波数成分を、走行面速度をパラメータとして連続測定することによりCSSから浮上状態に至るスライダの動的挙動の測定を行う。特に摺動時と浮上時におけるスライダの動特性に及ぼす媒体表面の粗さとスライダの寸法形状の影響について検討を行う。さらに、本手法をランディングオン・オフ方式におけるスライダ・媒体間の接触検出と衝撃力の評価へ適用し、ランディング時の走行面速度と接触による衝撃力の関係を明らかにする。

7.2 供試スライダと媒体の諸元

供試スライダは、前章の表6.1に示した寸法の異なる3種類のスライダ（スライダA, C, D）を用いた。図7.1には10万倍に拡大したスライダAのスキーマ面の形状を示す。スライダ面は超平面研磨により、両方のレールの段差は0.01 μm 以下である。

供試媒体は、直径5.25インチのCo-Ni系連続薄膜媒体で、3種類の表面粗さのもの（媒体A, B, C）を用いた。媒体A, Bはランダムな表面形状を有し、媒体AはBより表面粗さの振幅が大きい。また媒体Cは、ディスクと同心円上に溝加工（テクスチャリング）を施したものである。図7.2に各媒体の表面形状を、また表7.1に光学式粗さ計で測定した各媒体の中心線平均粗さ R_a と基準長さ0.25mmに対する最大高さ R_{max} の平均値を示す。表面粗さの測定はスライダが走行するトラック上（半径60mmの場所）の8ポイントについて測定を行い結果を平均した。

表7.1 供試媒体の表面粗さ

Medium		A	B	C
Surface Roughness [μm]	R_a	0.009	0.003	0.01
	R_{max}	0.06	0.03	0.08

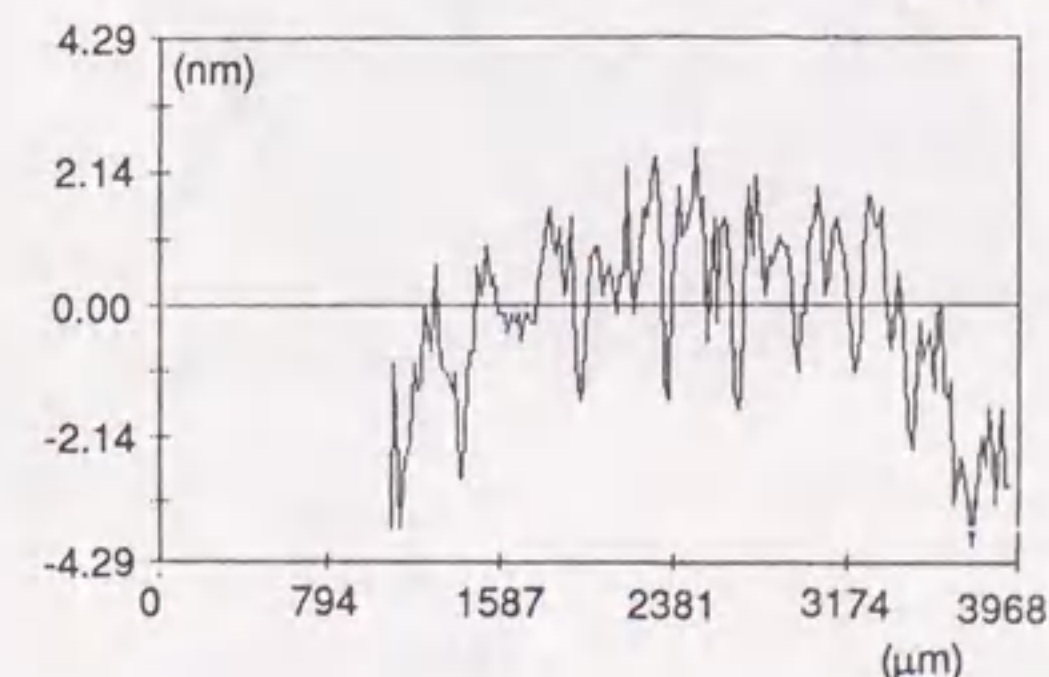
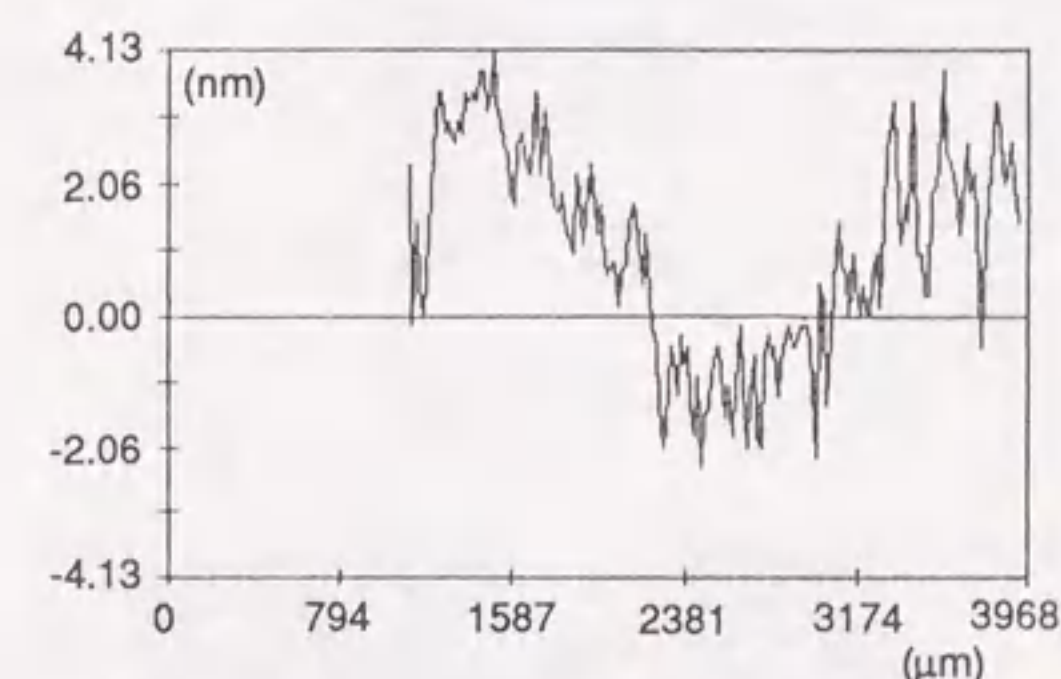
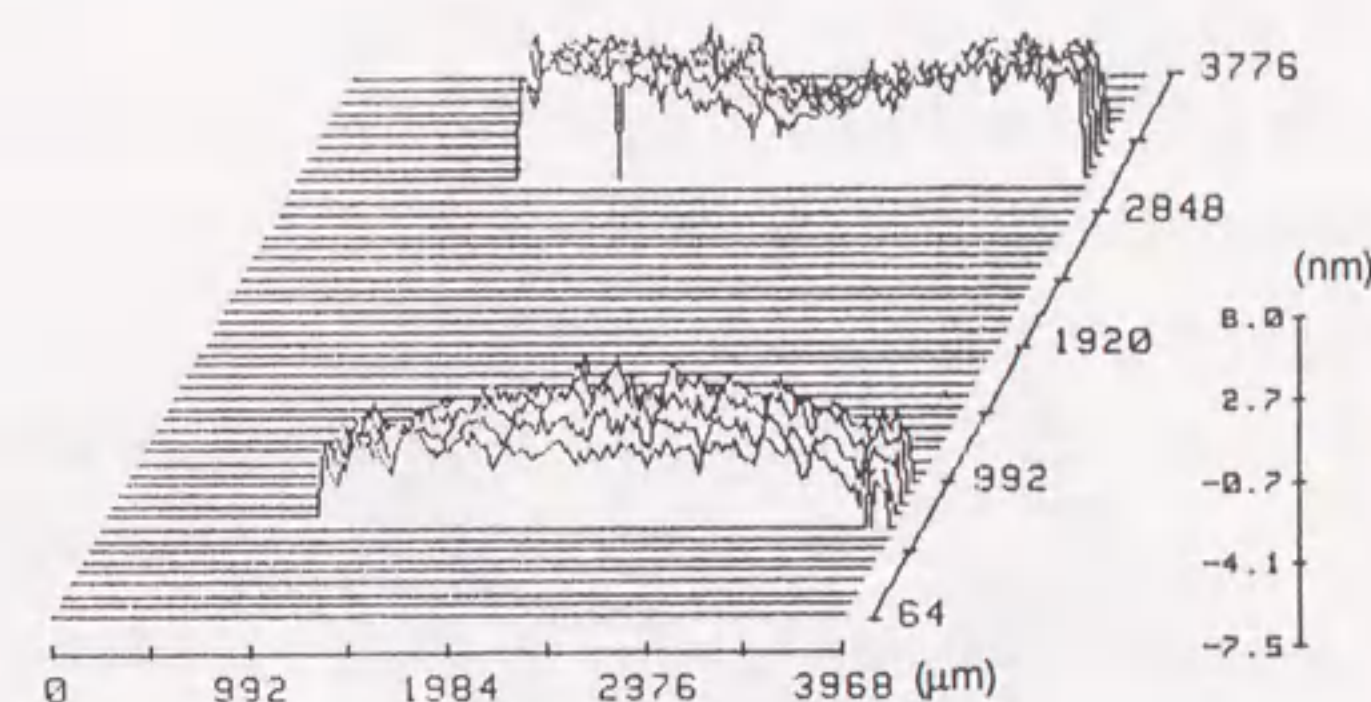
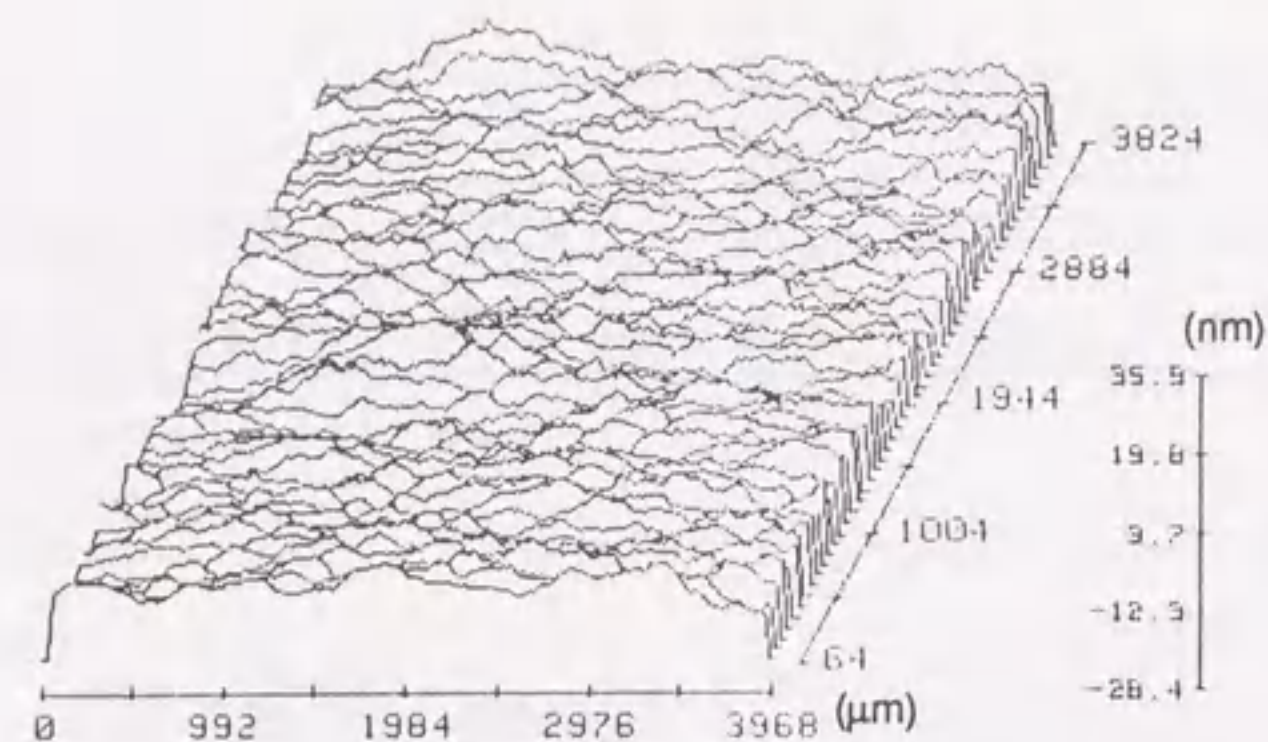
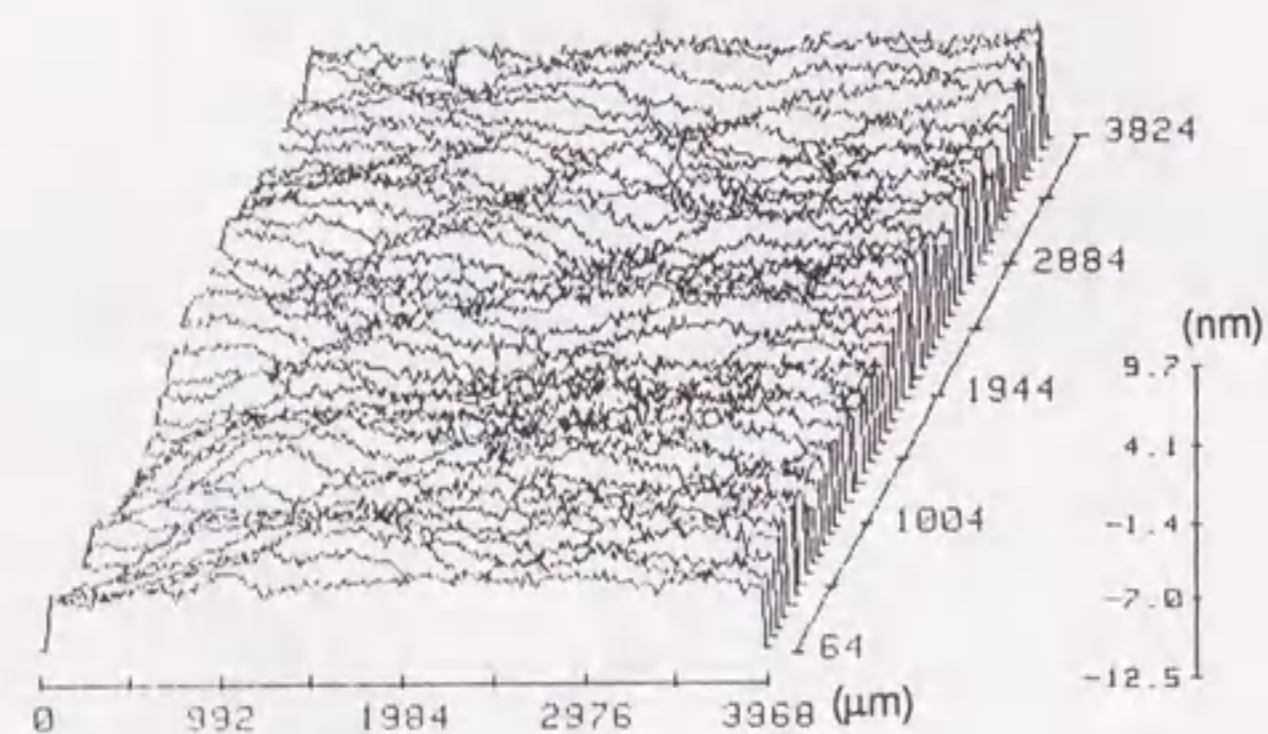


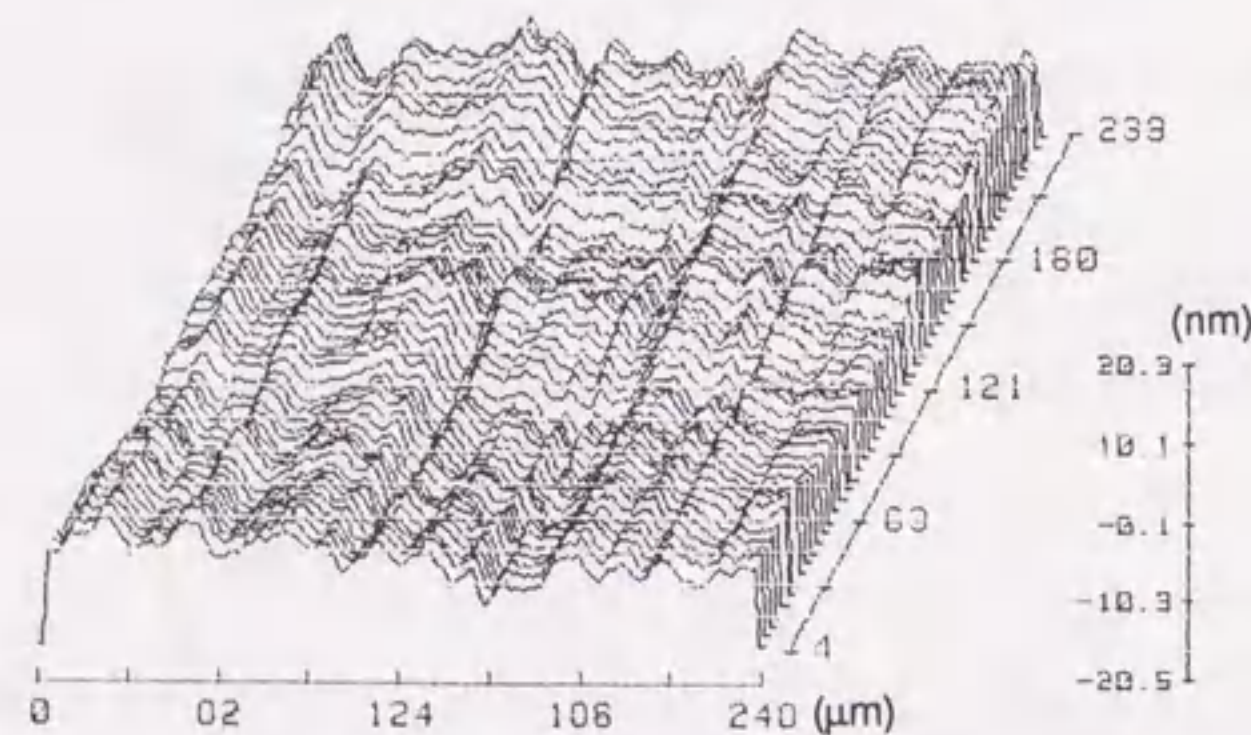
図7.1 スライダスキーマ面の形状



(a) 媒体A



(b) 媒体B



(c) 媒体C

図7.2 媒体表面の形状

圧電素子および信号出力の測定系は、前章で用いたものと同じであるが、ここでは信号出力の中でスライダの剛体運動の加速度成分を表す100kHz以下の周波数成分のみを測定した。

7.3 起動停止時のスライダの浮上特性

7.3.1 混合潤滑モデルに基づく浮上特性の解析

図7.3に示すような混合潤滑モデル⁽⁵⁵⁾を用いて、起動停止時のスライダの浮上特性の解析を行った。このモデルでは、起動停止時にはスライダは無限に細まかい媒体表面の突起の上を走行すると仮定して、スライダの浮上姿勢を計算する。図中の F_h は浮上力を、 F_a は押付荷重を、また h_m は媒体表面の平均突起高さに相当する仮想的な潤滑膜の厚さを表わす。ここでは、 h_m として表7.1に示した R_{max} 値を用いて計算を行った。

スライダの静的な浮上姿勢は F_h と F_a および摩擦力によるモーメントの釣合から決定される。

$$F_a(l - x_0) + \mu' F_m d = F_h(l - x_1)$$

$$F_m = F_a - F_h$$

ここで、 F_m はスライダに働く実効荷重、 μ' はスライダ・媒体間の動摩擦係数、 d は浮上上面から押付荷重作用点までの高さ、 x_0 は押付荷重の作用位置、 x_1 はスライダの圧力中心位置である。 F_h と x_1 の計算には一次のスリップ流れ近似に基づく修正レイノルズ方程式(2.1)を用いた。

CSS時のスライダの浮上状態は、走行面速度の増加に伴って次のI～IVの領域が現れる。

- 領域I：全面摺動状態
- 領域II：流出端摺動状態
- 領域III：間欠接触状態
- 領域IV：非接触浮上状態

全面摺動状態（領域I）は走行面速度が小さく発生する浮上力 F_h が押付力 F_a に比

べて十分小さい領域で、この領域ではスライダの全面が粗さによって支えられて全面摺動する。走行面速度の増加に伴ってスライダに働く浮上力 F_h が増加するために流入端が持ち上がり、流出端摺動状態（領域Ⅱ）へ遷移する。間欠接触状態（領域Ⅲ）は、突起高さの平均値 h_m より高い突起とスライダがディスク1周につき数箇所接触するために生ずる。なお、この領域は、 h_m = 一定と仮定した本モデルでは計算されないため、次節に示したように圧電素子の信号出力との対応により決定する必要がある。走行面速度がさらに増加するとスライダの流出端が媒体面から完全に離れ、非接触浮上状態（領域Ⅳ）に移行する。

7.3.2 供試スライダの浮上特性と圧電素子の出力

本章で用いたスライダと媒体に対して、起動・停止時におけるスライダの浮上特性と圧電素子出力の対応付けを行なった。通常は、ディスク回転数 = 0 の停止状態からスタートして非接触浮上状態までの測定を行なうのであるが、供試媒体Bは表面の平滑度が高く、走行面速度ゼロではスライダと媒体が吸着してしまうため、ここではディスク走行面速度を 20 m/s でスライダをディスク表面に接近浮上させ、徐々にディスク回転数を下げながら測定を行なった。実際に、媒体Bでは後述のように走行面速度 1 m/s でスライダと媒体の吸着による圧電素子出力の急激な増加が認められたため、スライダを媒体面から引き離れた。

図7.4に媒体A上でのスライダAの走行面速度に対する浮上すきま（テーパー端： h_1' ，流出端： h_0 ）の計算値と測定値および圧電素子出力の実効電圧 V_{PZT} （スライダ・コアの1次もしくは2次の固有振動数にチューニングしたもの）を示す。混合潤滑モデルに基づく浮上特性の計算では、媒体とスライダ表面の摩擦係数は0.2とした。なお、摩擦係数の値はスライダの浮上姿勢にほとんど影響を及ぼさない。浮上すきまの測定値は石英ディスク上で可視レーザ光干渉法⁽¹¹⁾を用いて測定した。非接触浮上状態では浮上すきまの測定値と計算値はほぼ一致している。また、圧電素子の出力は、間欠接触状態では走行面速度の低下に伴って増大し、流出端摺動状態および全面摺動状態で最大となり、走行面速度ゼロの状態ではノイズレベルとなる。 V_{PZT} の測定結果は混合潤滑モデルによる浮上特性の予測とよく対応することがわかる。

図7.5にスライダAの媒体B上での浮上特性と圧電素子の出力を示す。媒体B

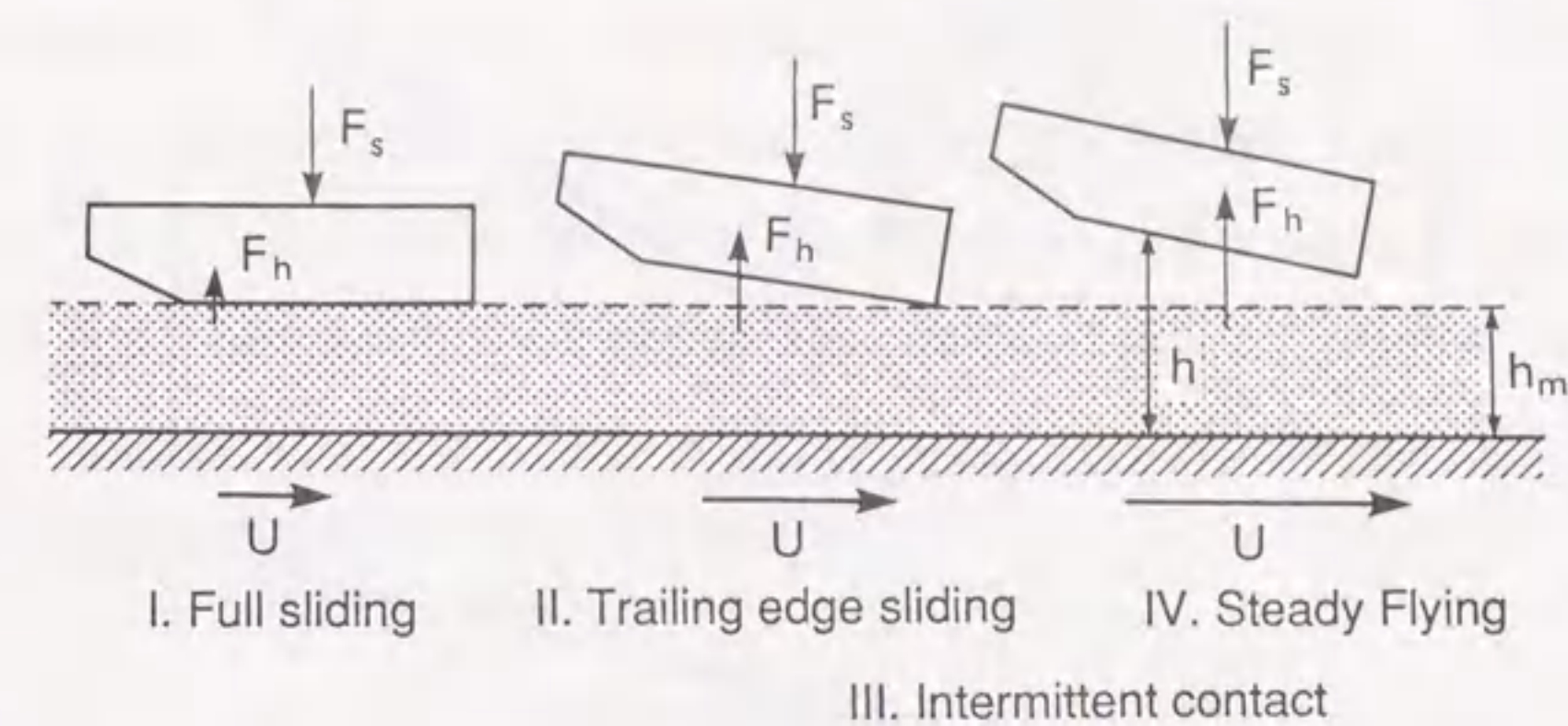


図7.3 混合潤滑モデルによる起動・停止時のスライダの浮上特性の解析

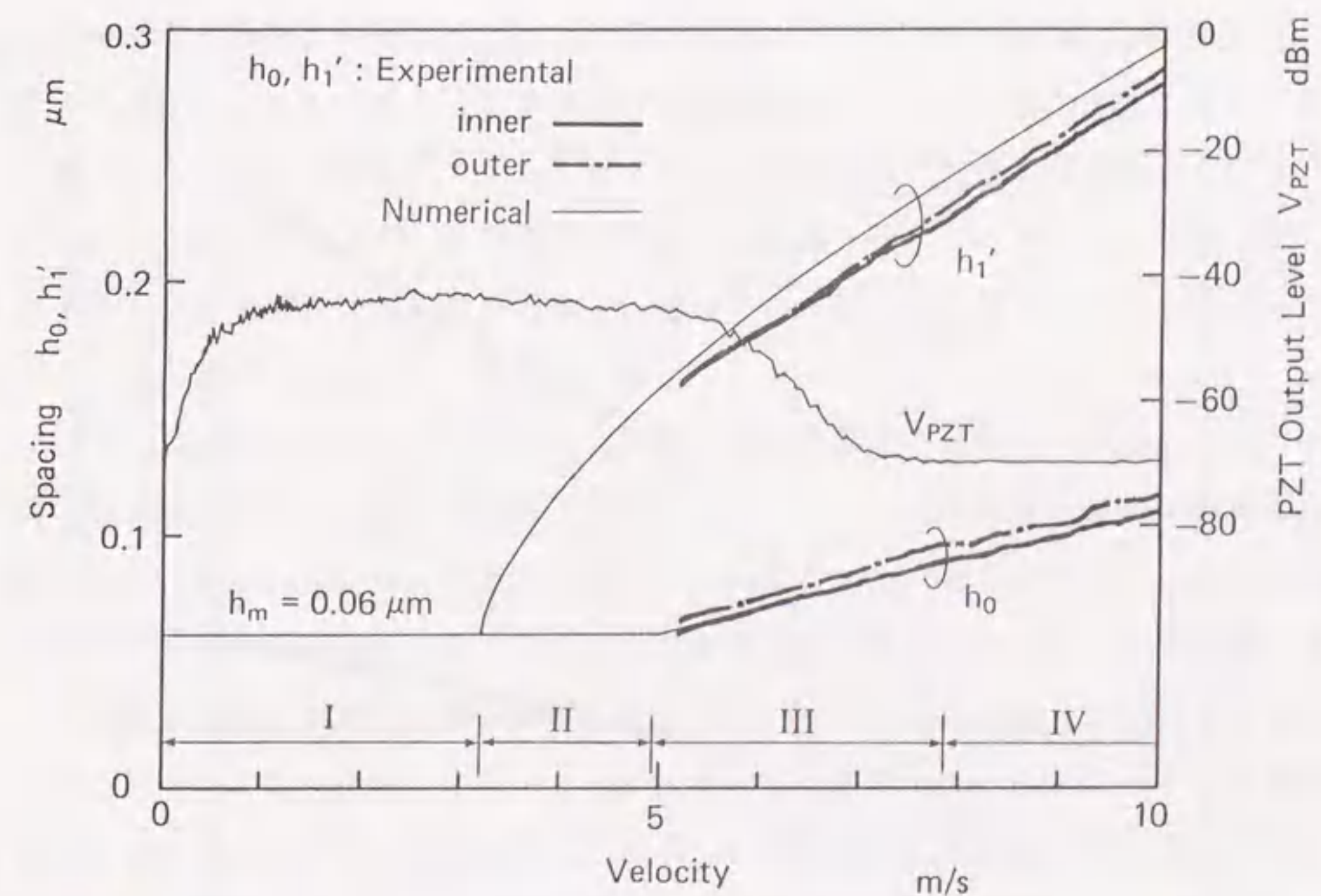


図7.4 スライダAの浮上特性と媒体A上での圧電素子の出力

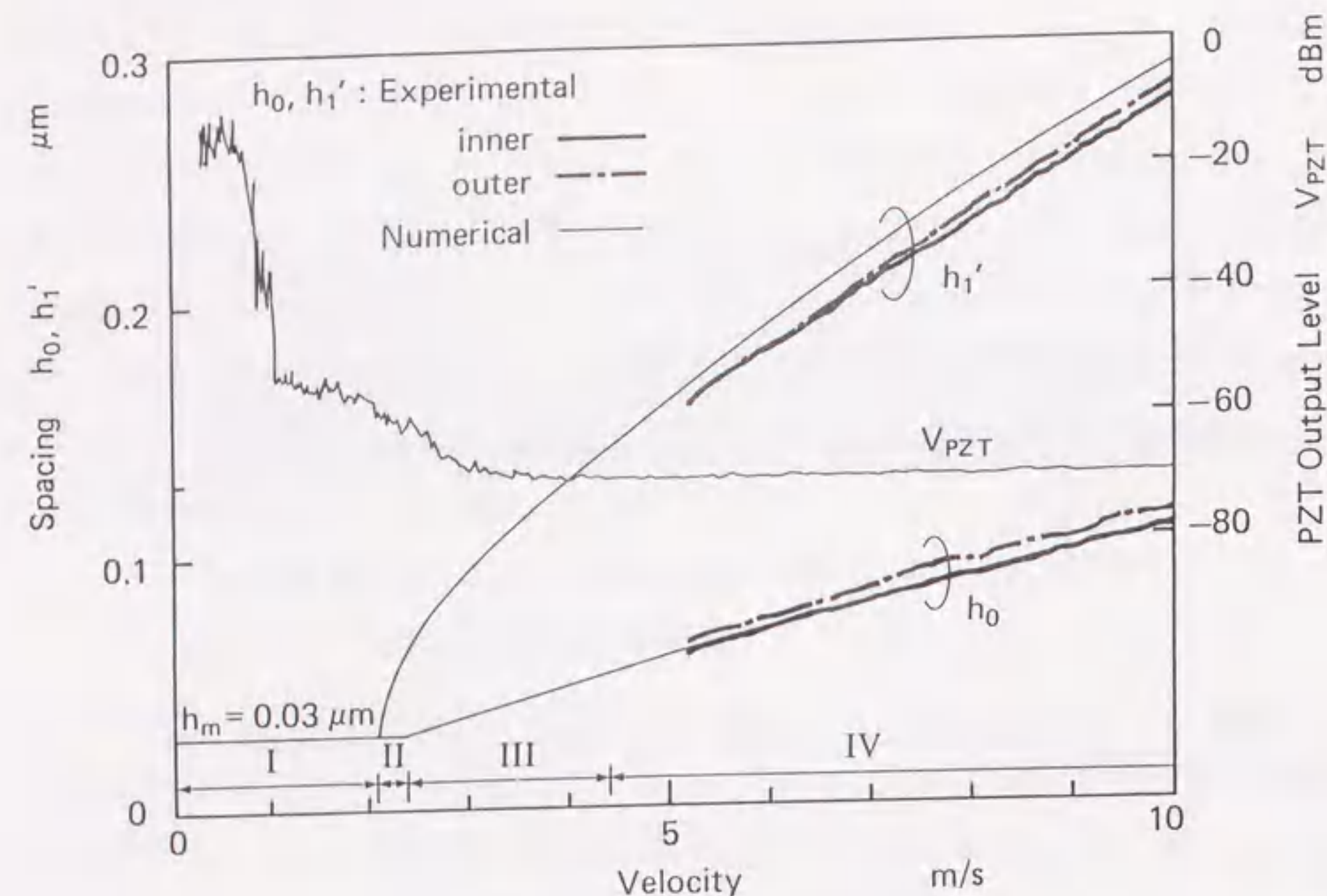


図7.5 スライダAの浮上特性と媒体B上での圧電素子の出力

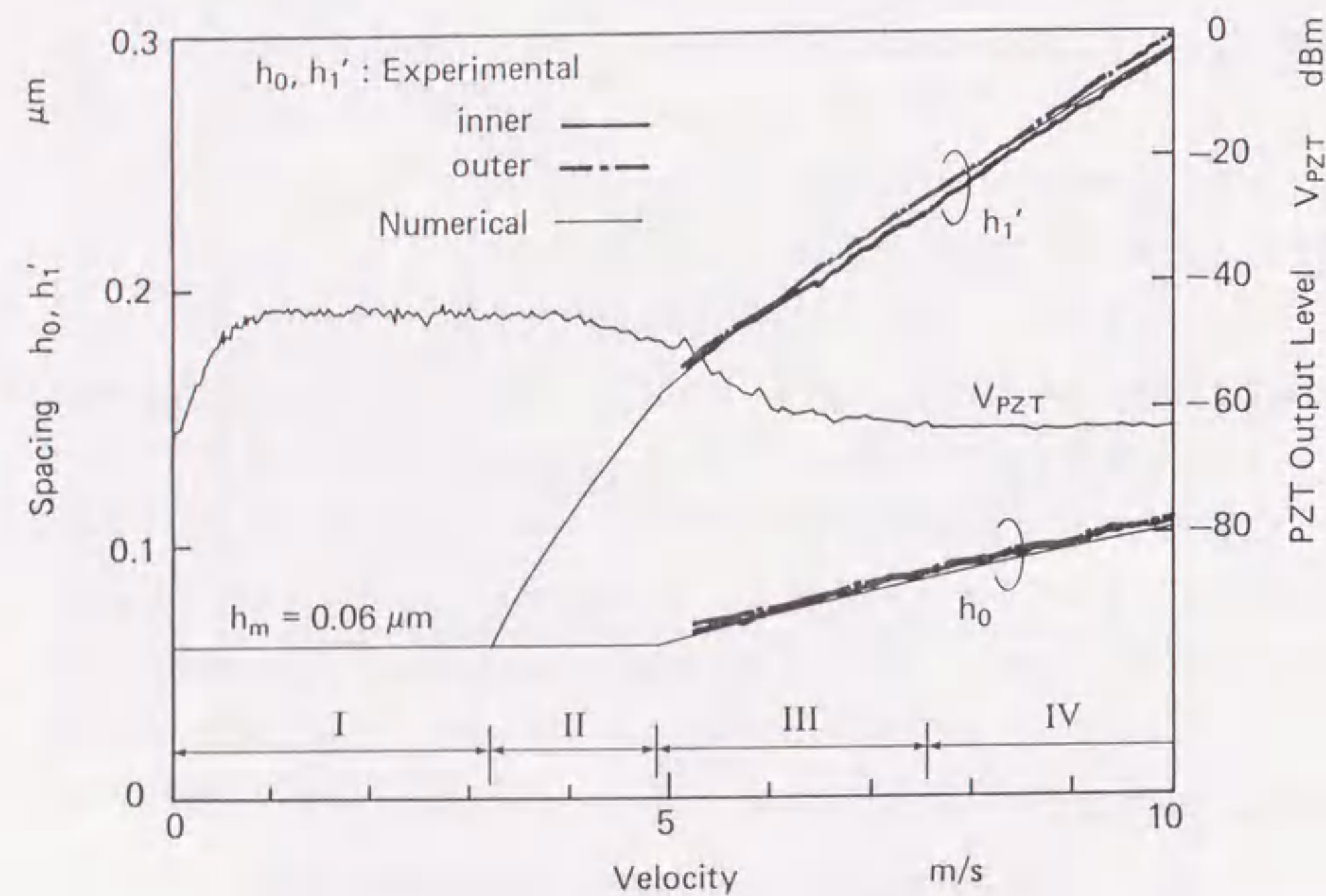


図7.6 スライダCの浮上特性と媒体A上での圧電素子の出力

は媒体Aより表面粗さの振幅が小さいために、接触が始まる走行面速度が小さい。また、摺動状態では走行面速度1 m/s 近傍で圧電素子の出力が急増する。これは、この速度でスライダと媒体間の吸着が起こり、スティック・スリップ運動が励起されるためにスライダに大きな衝撃力が働くことによると考えられる。図7.6にスライダCの媒体A上での圧電素子の出力を示すが、この場合にもスライダの浮上特性の計算結果と実験結果および圧電素子の出力は良い対応を示すことがわかる。

7.4 CSS方式における起動停止時の動的挙動

7.4.1 スライダの振動周波数成分の測定

圧電素子の信号出力スペクトルの100 kHz以下の成分の変化を走行面速度を25 m/sから連続的に静止状態まで変えて測定した。図7.7に、スライダAと媒体Aを用いた場合の測定結果を示す。図中の領域I～IVは、図7.3に示したスライダの各浮上状態に対応する。非接触浮上状態では、空気膜とスライダの系による共振が15 kHz～40 kHzに励起される。走行面速度が低下するに従ってスライダの浮上すきまが减小し、空気膜の剛性が増加するため共振周波数は増加する。6 m/s以下の走行面速度で10 kHz以下の帯域に支持機構の固有振動が励起される。これは、スライダと媒体表面が間欠的に接触し、インパルス的な加振力がスライダと支持機構に加わるためである。またこの状態では40 kHz以上の共振ピークの幅が広がるとともに、高域側へ著しくシフトする。

図7.8に数値計算により求めた空気膜・スライダ系の共振周波数および支持機構の固有振動数と走行面速度の関係を示す。ここでは、摺動状態および混合潤滑状態のスライダの姿勢は前述の混合潤滑モデルにより求め、摂動法に基づく線形解析法⁽¹³⁾を適用して空気膜・スライダ系の共振周波数を計算した。また支持機構の固有振動数の計算には有限要素法を用いた。 P_1 , P_2 , P_3 はそれぞれスライダの並進、ピッチングおよびローリングモードの共振を、また S_1 , S_2 , S_3 はそれぞれ支持機構の1次～3次モードの共振を示す。図7.7の実験結果と比較すると非接触浮上状態と間欠接触状態では、計算結果は実験とほぼ良い一致を示していることがわかる。

図7.8において摺動状態（領域I）の空気膜の共振周波数が走行面速度の低下

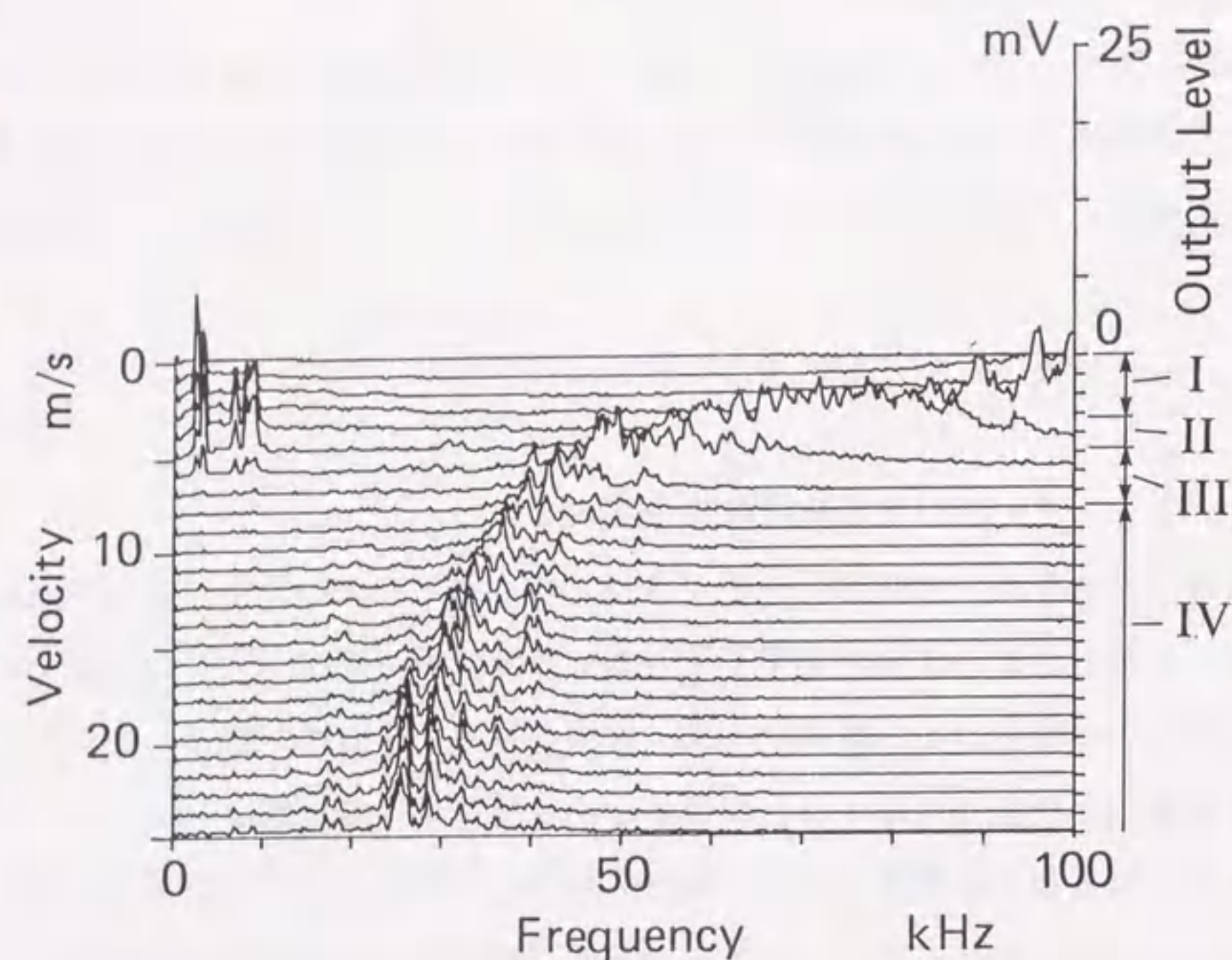


図7.7 走行面速度と出力スペクトルの変化（スライダA&媒体A）

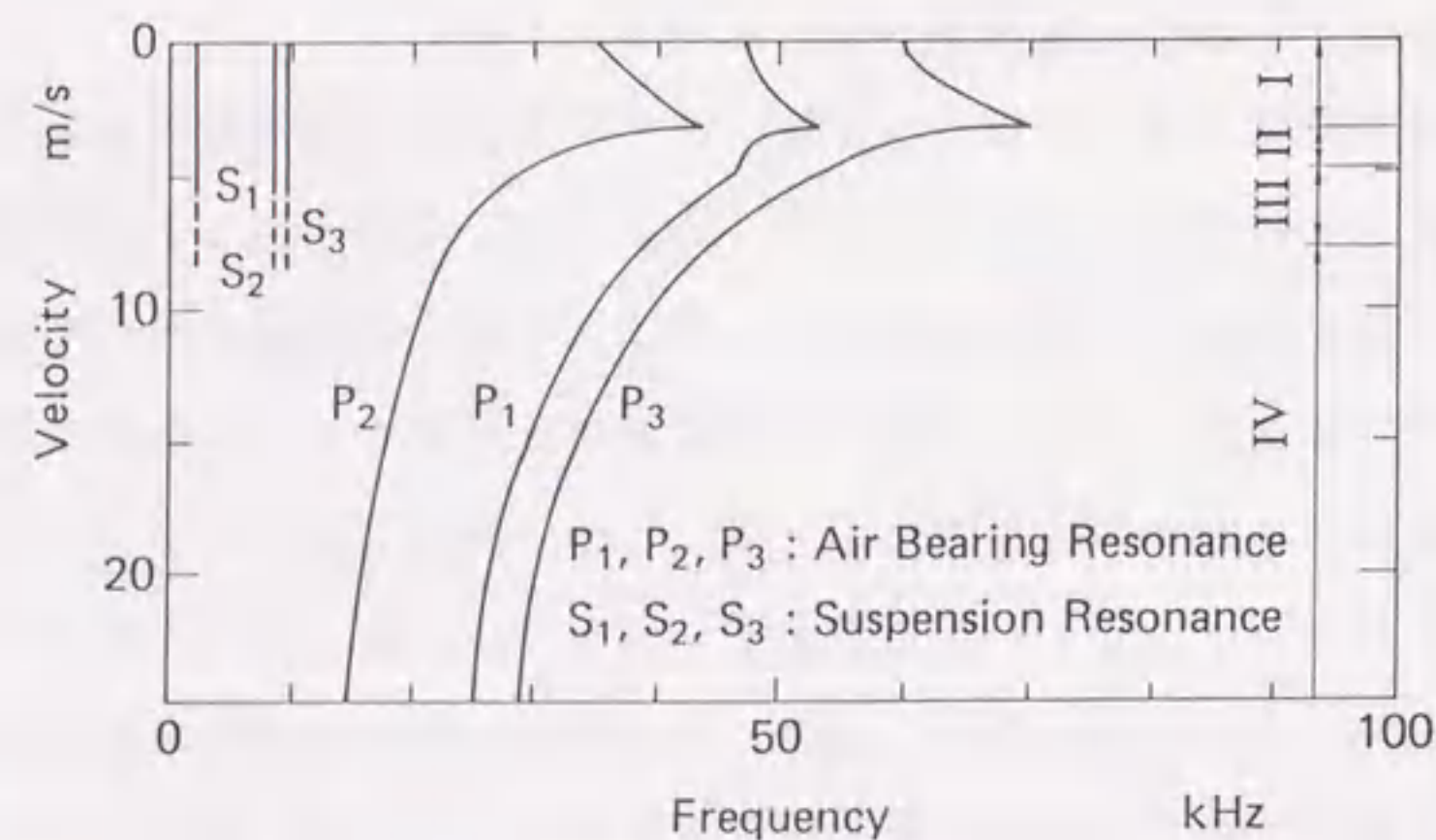


図7.8 空気膜および支持機構の共振周波数の計算結果

に伴って減少するのは、混合潤滑モデルでは仮想潤滑膜 h_m によってスライダの姿勢が拘束され、走行面速度の低下に伴って空気膜剛性が減少するためである。しかし、実際にはこの領域では、スライダの運動はスライダ・媒体表面間の接触摺動に起因するものが支配的になると考えられる。ここで用いた計算モデルでは、接触による加振の影響を考慮していないため、この領域では実験結果は計算結果と異なる。なお、参考として摺動状態におけるスライダの振動の解析に関する検討結果を本章末に示す。

圧電素子を用いた本測定により、静止状態から浮上状態に至るまでの確度の高いスライダの動特性の評価が可能であることがわかる。

7.4.2 媒体表面粗さとスライダの形状の影響

図7.9に媒体Bに対する同様の測定結果を示す。媒体Bは媒体Aより表面粗さが小さいため、浮上状態での空気膜・スライダ系の共振出力レベルが低下する。すなわち、表面粗さは稼働中のスライダを励振することがわかる。媒体Bでは、走行速度 1 m/s で 10 kHz 以下の領域で支持機構の共振のレベルが急増するとともに、 90 kHz 付近にレベルの高い共振ピークが観測された。図7.5にも示したように、この領域ではスライダと媒体の間の吸着によるスティックスリップ運動が起こり、強い衝撃力が作用していると考えられる。

図7.10にテクスチャリングを施した媒体CとスライダAの組合せによる結果を示す。この場合には、図7.7と比較するとCSS時の支持機構の共振による振動振幅が増大し、また図7.9と比較すると非接触浮上状態における空気膜・スライダ系の共振による振動振幅が増大していることがわかる。この結果から、媒体表面にテクスチャリングを施すと、CSS時と浮上状態の両方でスライダが励振されるため、安定浮上が阻害される可能性があることがわかる。

図7.11に媒体Aと大形のスライダCの組合せによる結果を、また図7.12に同じく媒体Aと小形のスライダDによる結果を示す。スライダCはスライダAおよびスライダDに比べて慣性が大きく励振され難いため、圧電素子の出力レベルは低い。逆に、スライダDは外乱によって励振され易いため、各浮上状態で圧電素子の出力レベルが高いことがわかる。特に全面摺動状態では、走行面速度 1 m/s で 90 kHz 付近にレベルの高いピークが現れており、小形・軽量スライダでは、

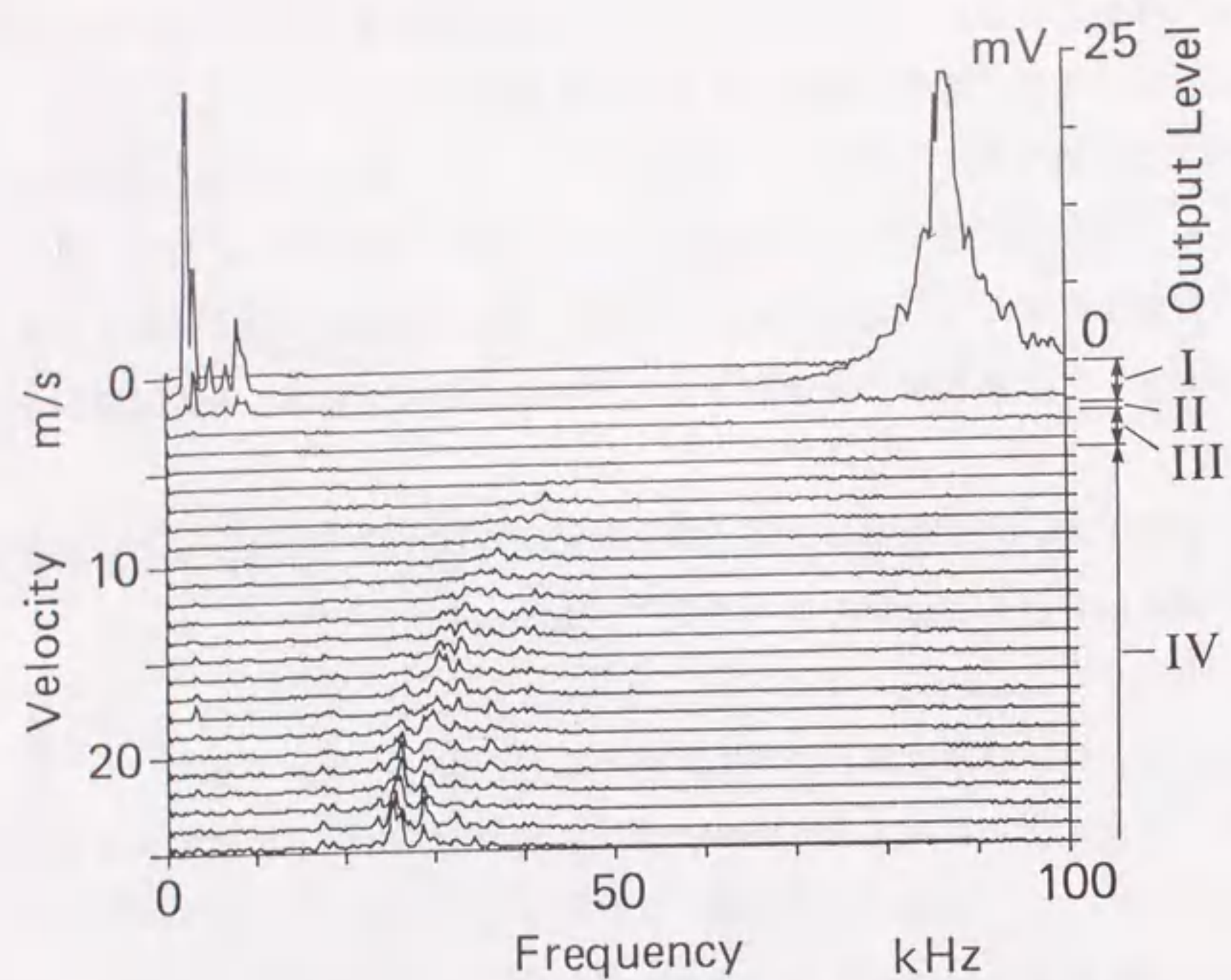


図7.9 走行面速度と出力スペクトルの変化 (スライダA&媒体B)

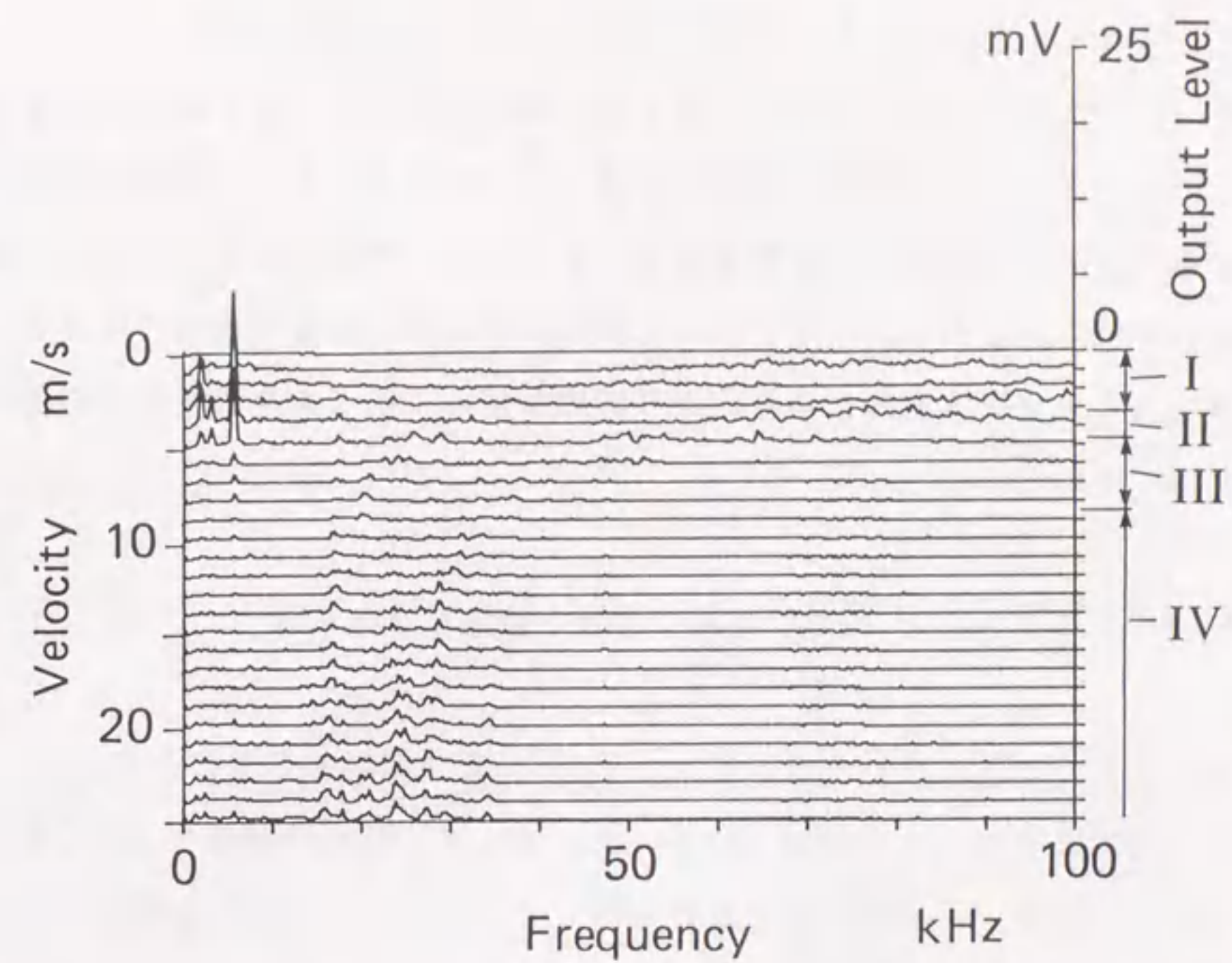


図7.11 走行面速度と出力スペクトルの変化 (スライダC&媒体A)

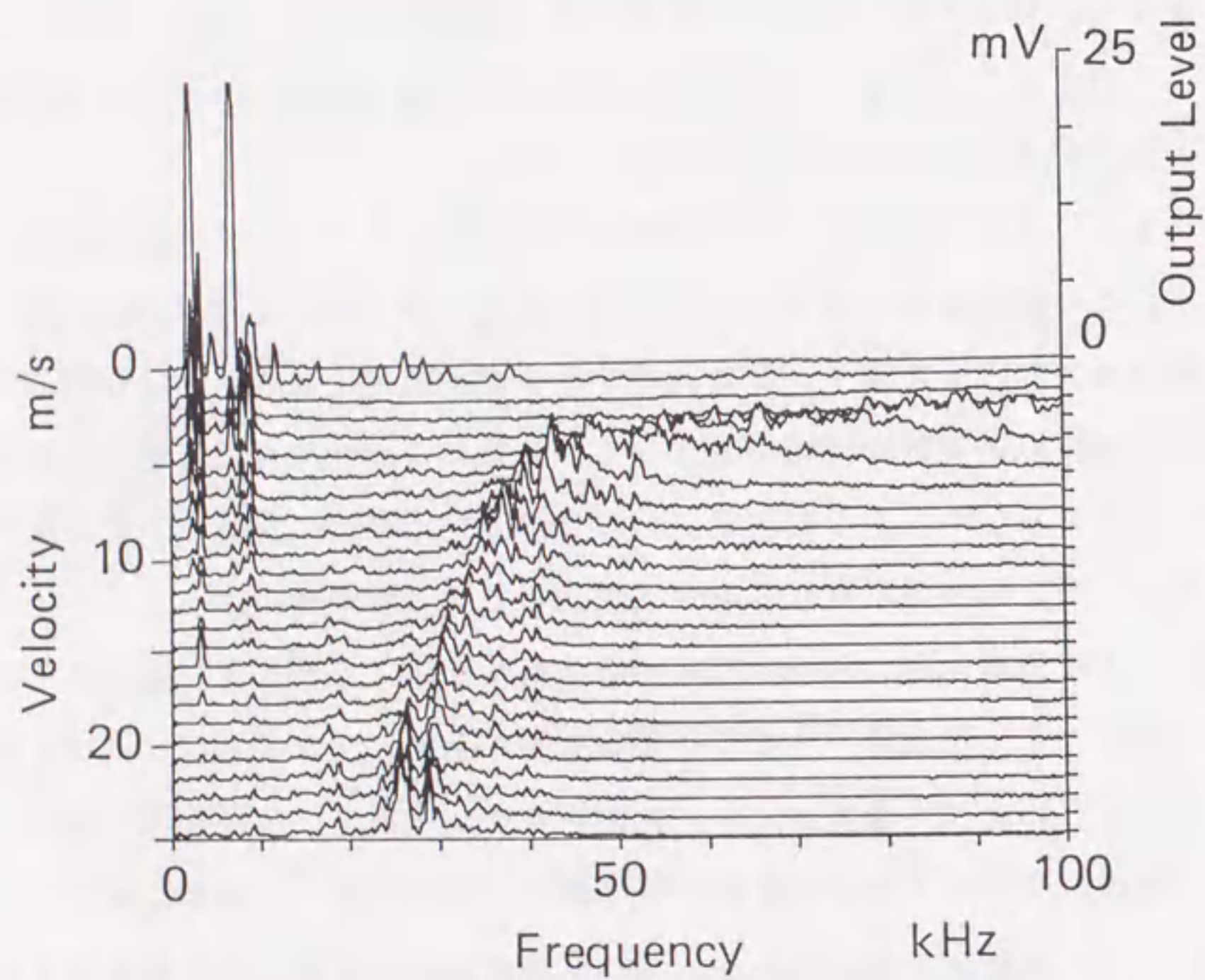


図7.10 走行面速度と出力スペクトルの変化 (スライダA&媒体C)

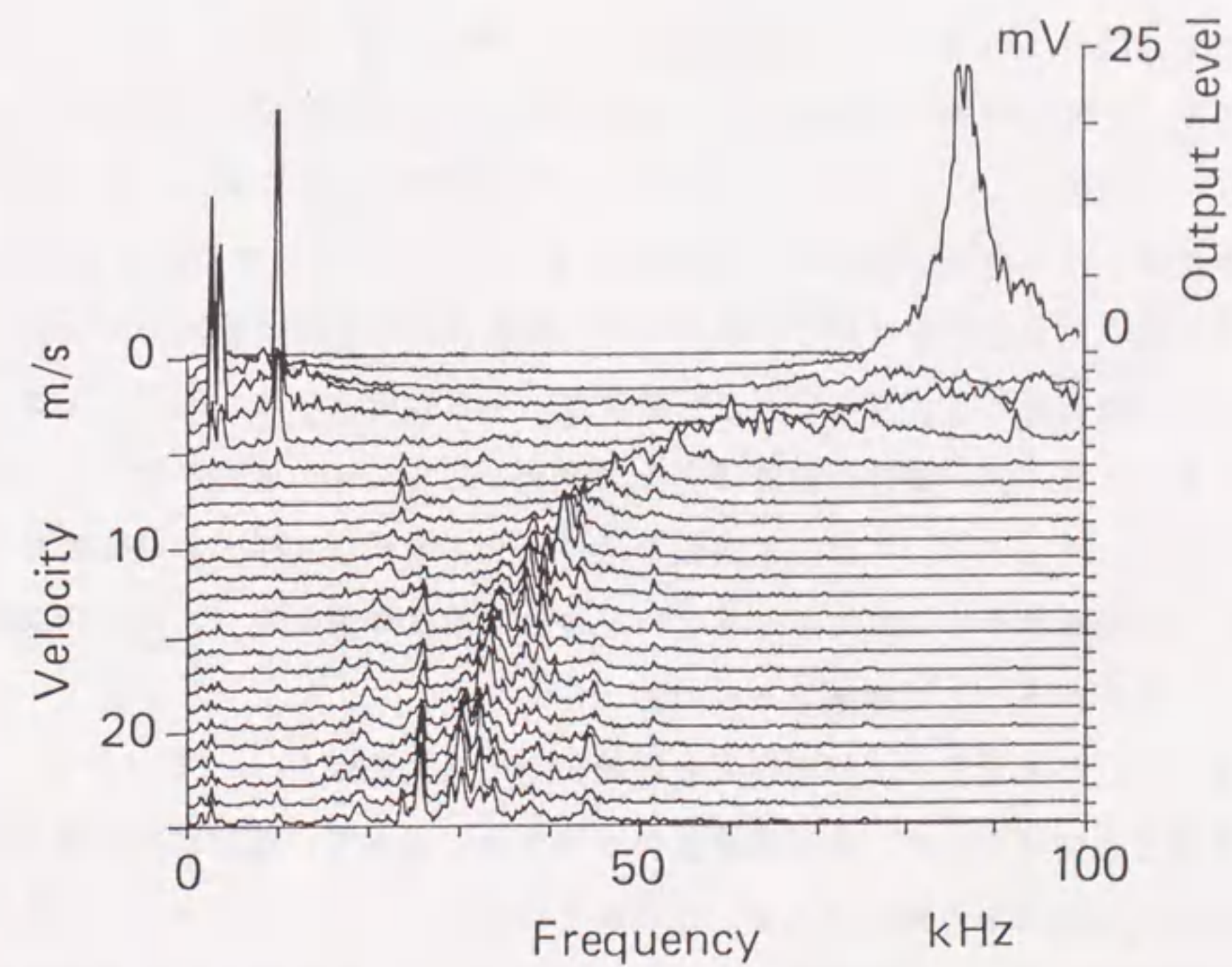


図7.12 走行面速度と出力スペクトルの変化 (スライダD&媒体A)

吸着によるスティック・スリップ運動が誘起され易いことがわかる。

最近、ディスクの小径化に伴ってディスク表面のうねりに対する追従性を向上させるために、スライダの小形・軽量化が進められている。また、装置の起動停止時におけるスライダ・媒体間の吸着を防止するために、意図的に表面を粗した媒体が用いられている。しかし、本節で示した実験の結果は、両者の組合せはスライダの安定浮上を劣化させる方向にあり、より詳細な解析に基づく最適設計が必要であることを示している。

7.5 ランディングオン・オフ方式における接触による衝撃力

図7.13に実験に用いたランディングオン・オフ機構を示す。ステップモータ駆動の上下機構により、一定速度（約1.1 mm/s）で支持機構を上下させることにより、ランディングオン・オフ動作を行った。供試スライダと媒体は、スライダCと媒体Aを用いた。実験では、ランディング時のディスク走行面速度をパラメータとして圧電素子の出力を観察した。

図7.14にランディングオン時の走行面速度を変えた場合の圧電素子の出力波形を示す。図の(a)に示した走行面速度が大きい場合には、図7.15(a)のように、スライダが一度媒体表面と接触してから浮上するために初期出力（Initial output）があり、その後出力はノイズレベルとなる。また図7.14の(b)と(c)に示した走行面速度が小さい場合には図7.15(b)のようにスライダは完全に浮上せず、CSS方式と同様の混合潤滑状態となるために初期出力に続いて連続出力（Continual output）が観測される。さらに、走行面速度が小さい場合には、図7.14の(d)に示すようにスライダ・媒体の吸着によるスティックスリップ運動が起こり、信号出力が突発的に増大する。なお、本実験で用いたスライダは、浮上力の発生が少ないために、支持機構の設定角度やzステージの上下速度を変えても、完全非接触でランディングを行うことは困難であった。

図7.16に圧電素子の初期出力と連続出力の最大振幅 V_{p-p} とランディング時の走行面速度の関係を示す。走行面速度が増大するに従って、連続出力は減少する一方初期出力は増加する傾向がある。圧電素子の出力レベルとスライダ・媒体間の衝撃力の関係はほぼ正の相関をもつと考えられる⁽⁵³⁾。すなわち、走行面速度が大きい

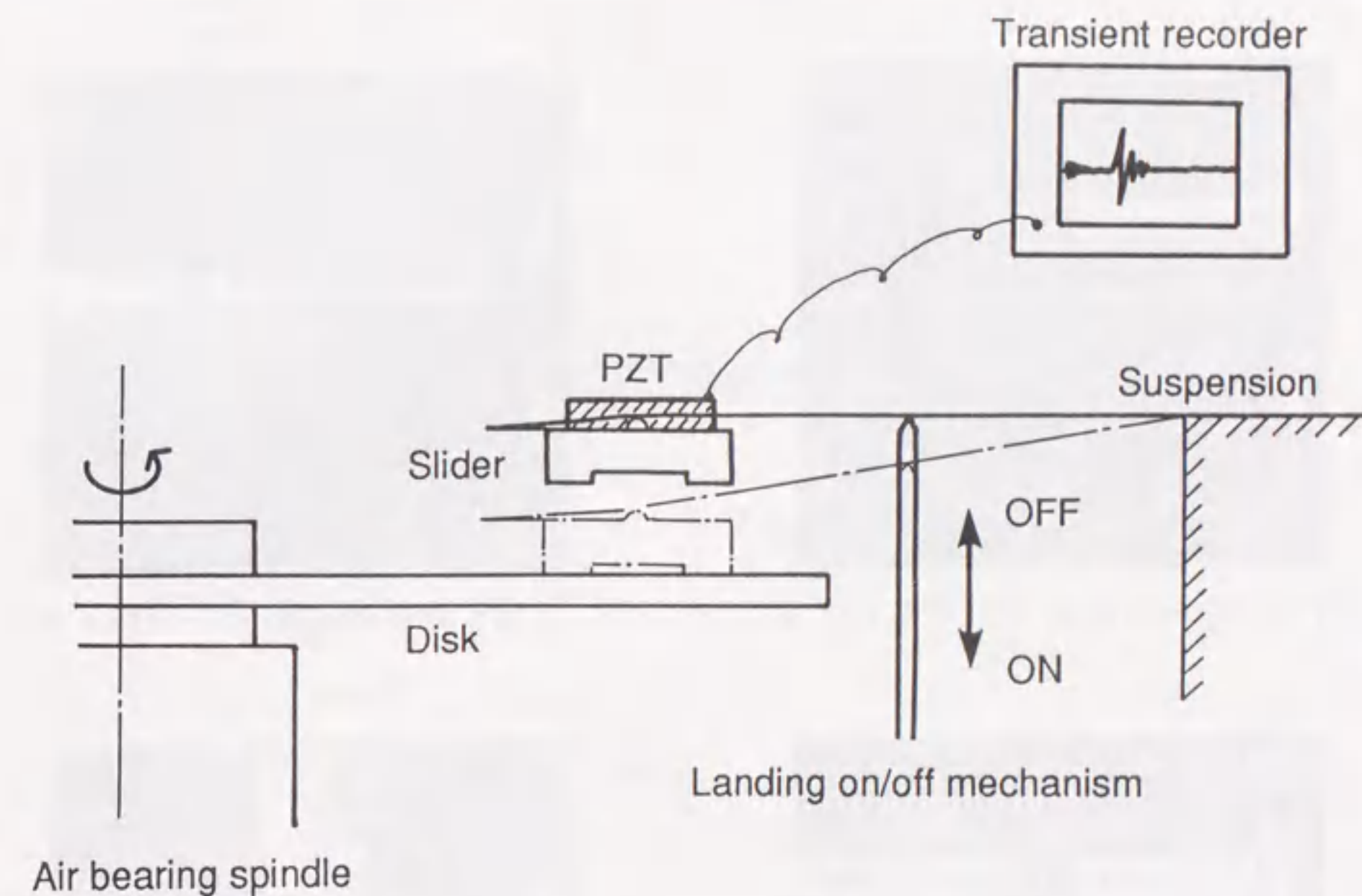
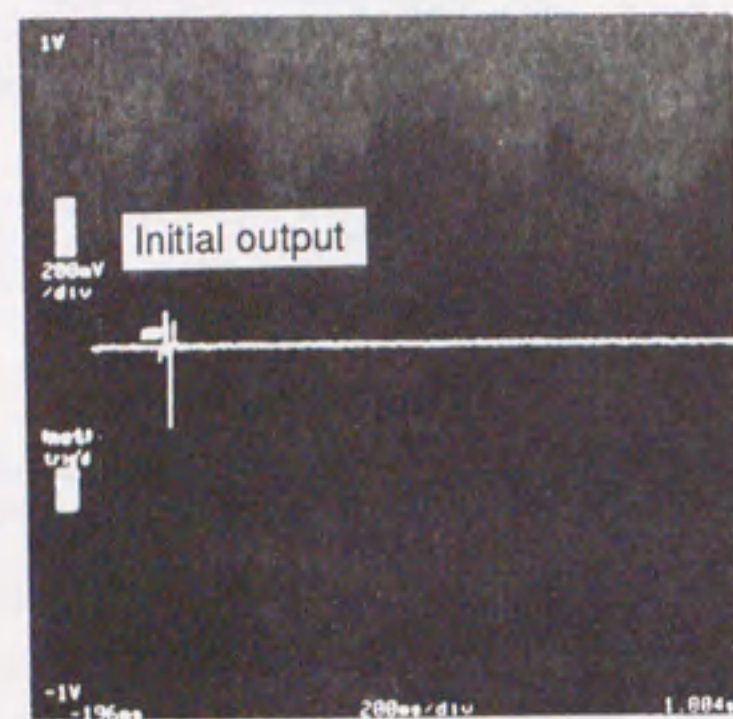
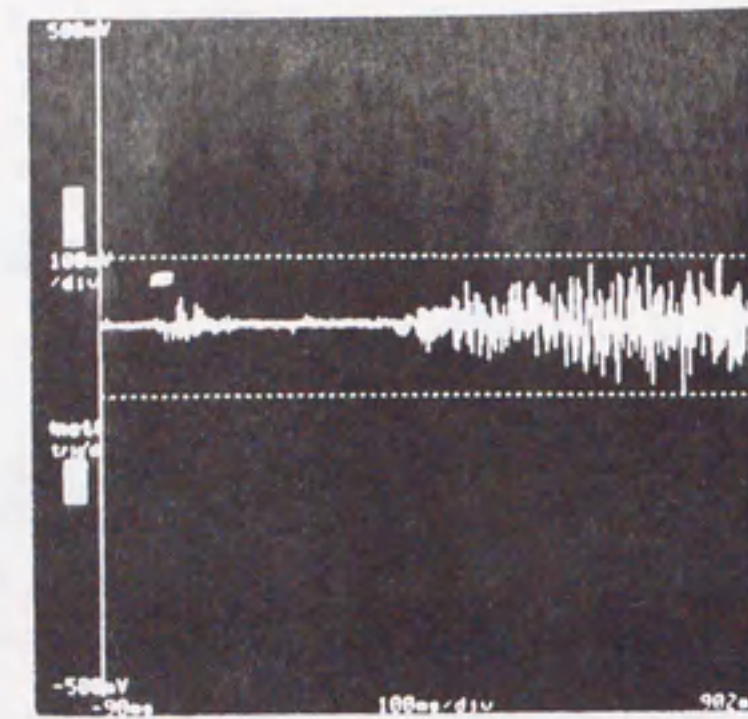


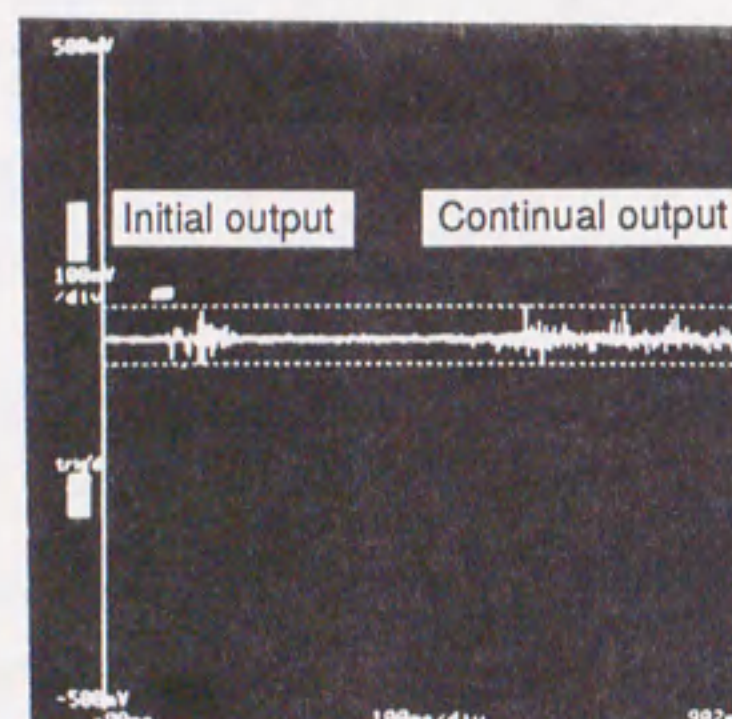
図7.13 ランディングオン・オフ機構



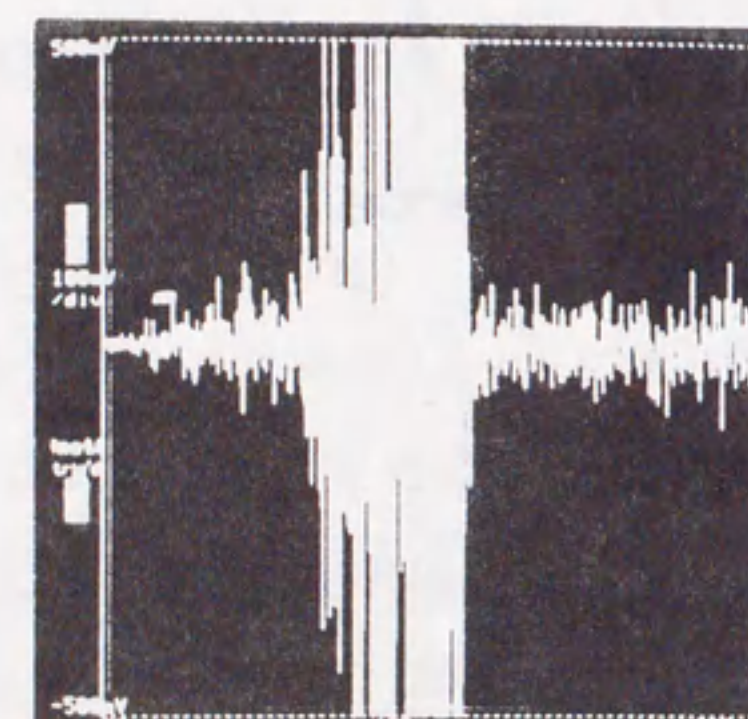
(a) 走行面速度 $U = 20 \text{ m/s}$



(c) 走行面速度 $U = 5 \text{ m/s}$

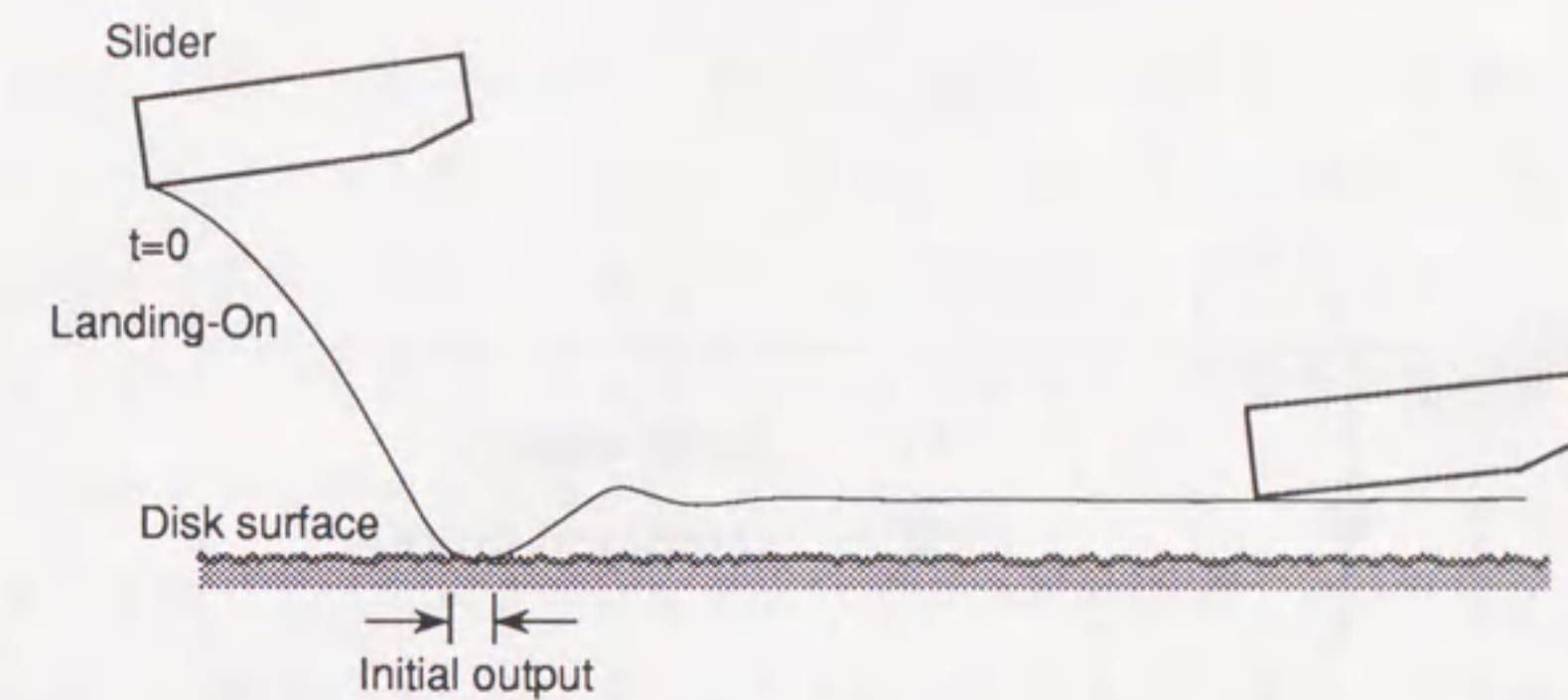


(b) 走行面速度 $U = 6 \text{ m/s}$

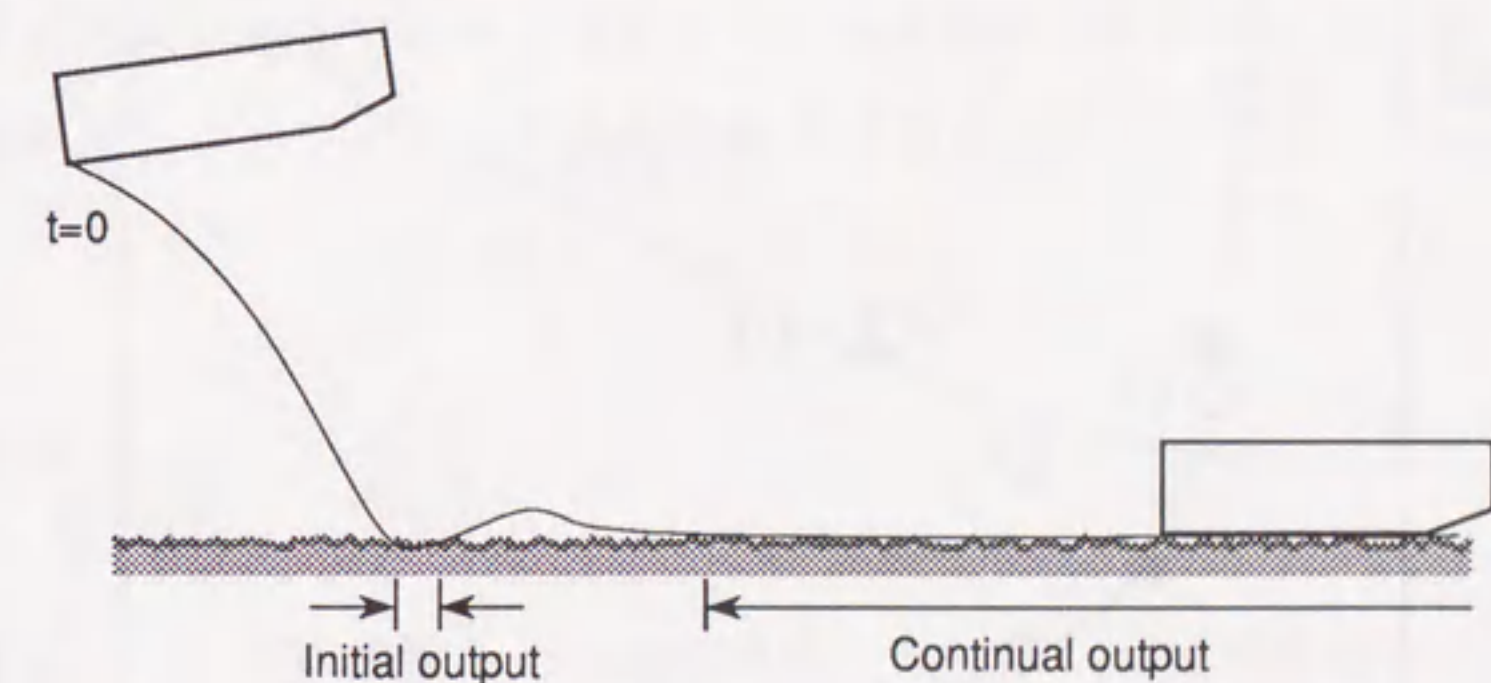


(d) 走行面速度 $U = 1 \text{ m/s}$

図 7.14 ランディングオン時における圧電素子出力



(a) 走行面速度が大きい場合



(b) 走行面速度が小さい場合

図 7.15 スライダの動的挙動と圧電素子出力の対応

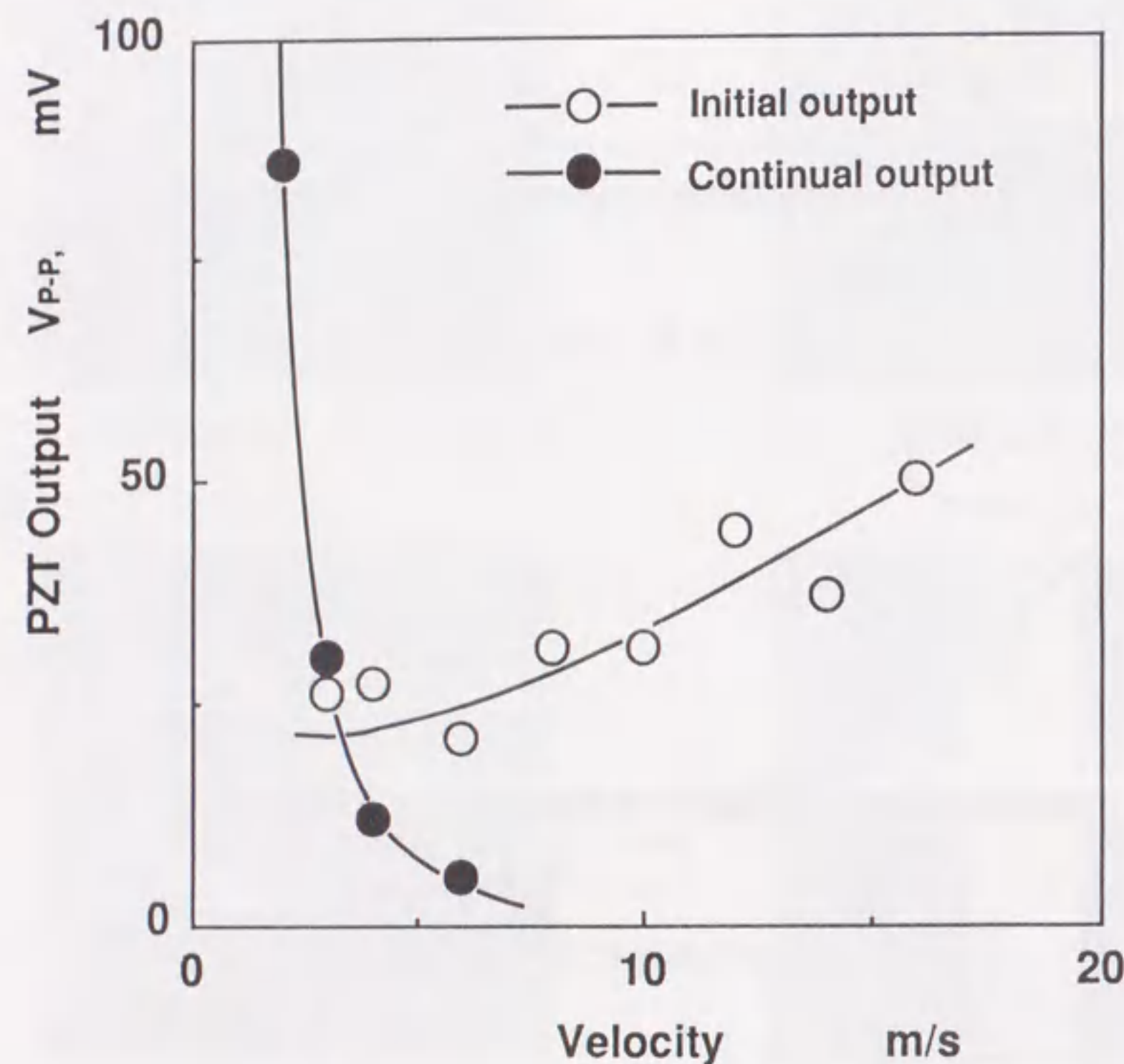


図7.16 走行面速度と圧電素子出力の最大振幅の関係

い場合には、スライダと媒体の接触による衝撃力が大きいために初期出力が増大する。また、走行面速度が小さい時点では、媒体とスライダ表面での吸着によりスライダがスティックスリップを起こすためにスライダに衝撃力が働き、連続出力のレベルが増大する。

通常、スライダのランディングオン・オフはディスクが定常回転に達した後に行われる場合がほとんどであったが、スライダと媒体が接触を起こした場合には両者が受けるダメージが大きくなる。図7.16に示したように、吸着による衝撃力と接触による衝撃力の双方が小さくなるディスク走行面速度が存在し、この条件でスライダのランディングを行うことにより、ヘッドクラッシュに対する信頼性を向上させることが出来ると考えられる。

7.4.2節で述べたように、CSS方式で媒体表面にテクスチャリングを施した場合には、粗さによってスライダが励振されるため、スライダの安定浮上が阻害される可能性がある。超平滑な表面をもつ媒体を導入するためには、ランディングオン・オフ方式が有効であり、本節で示した評価によりスライダの諸元、媒体表面の潤滑条件およびランディング条件の最適パラメータを決定することが可能である。

7.6 結論

本章では、スライダに接着した小形圧電素子を用い、起動停止時およびランディング時のスライダの動特性と衝撃力の評価を行った。本章で得られた結果を要約すると以下の通りである。

- (1) 圧電素子の信号出力スペクトルの低周波数成分の連続測定により、静止状態から非接触浮上状態に至るまでの確度の高いスライダの動特性の評価が可能であることを示した。
- (2) 表面粗さにより浮上状態のスライダが励振されること、CSS時の混合潤滑状態では支持機構の共振が励起されること、平滑な表面の媒体では低速度の摺動状態でスライダ・媒体間の吸着により両者の間に衝撃力が働くことを明らかにした。

(3) 小形・軽量のスライダは、非接触浮上状態では表面粗さによって励振され易いこと、また摺動状態では吸着によるスティックスリップ運動を起こし易いことを明らかにした。

(4) ランディングオン・オフ時の接触による衝撃力を評価した結果、走行面速度が大きい場合にはスライダと媒体が受ける衝撃が増大すること、また走行面速度が小さい場合には、スティック・スリップ運動による衝撃力が大きくなること明らかにした。

(5) ランディングオン・オフによる衝撃力が最小となるディスク走行面速度が存在し、この条件でスライダのランディングを行うことにより、ヘッドクラッシュに対する信頼性が向上することを示した。

(参考) C S S 時におけるスライダの動的挙動の数値解析

ここでは、突起との接触による反発力を考慮したスライダの振動解析を行い、本章の圧電素子による測定結果との対応付けを試みる。

接触時のスライダの応答解析としては、衝撃力を反発係数で置き換えて運動方程式を解析する方法⁽⁵⁶⁾と弾性方程式と潤滑方程式および運動方程式を連立させて解く方法⁽⁵⁷⁾が提案されている。前者は、解析が容易であるが反発係数の決定が困難である。また後者は複雑で大規模な解析を必要とするため実用的ではない。ここでは、通常のすべり軸受に対して用いられる、粗さをHertzばねで近似する方法⁽⁷¹⁾、⁽⁷²⁾をC S S 時スライダの運動解析に適用する。

図7. 17に解析モデルを示す。スライダは媒体面の平均粗さ h_m の上を摺動し、そのときに走行する表面粗さと有限個のポイントで接触するとする。スライダの運動方程式は次のようになる。

$$m \ddot{z} = -kz + \iint \Delta p dx dy + \sum_1 f_1 \quad (7.1)$$

$$I_\theta \ddot{\theta} = -k_\theta \theta + \iint \Delta p (x_G - x) dx dy + \sum_1 f_1 (x_G - x) + \sum_1 \mu_m f_1 l_3 \quad (7.2)$$

$$I_\beta \ddot{\beta} = -k_\beta \beta + \iint \Delta p y dx dy + \sum_1 f_1 y \quad (7.3)$$

各式の右辺第1項は支持機構の反力を、第2項は空気潤滑膜の復元力を、第3項は接触点での反力を、また式(7.2)の右辺第4項は接触点における摩擦力を示す。

接触点の反力は、弾性接触を仮定してGreenwoodとWilliamsonの接触モデル⁽⁷³⁾に基づいて求める。図7. 18に示すように媒体表面の粗さを曲率 R の球面とみなし、スライダ面を平面とした場合のHertzの接触応力を求めると次のようになる。

$$f_1 = \frac{4}{3} E' R^{1/2} w^{3/2}$$

ここに、 w は接触点の垂直方向の変位、 E' は次式で与えられる等価弾性定数である。

$$\frac{1}{E'} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}$$

E_1 と ν_1 および E_2 と ν_2 は、スライダと媒体のヤング率とポアソン比である。ここでは、スライダの弾性定数は、 $Al_2O_3 \cdot TiC$ の値($E_1 = 408$ [GPa], $\nu_1 = 0.35$)を用いた。また媒体については、磁性層が極めて薄い連続薄膜媒体ではディスク基盤の弾性的な性質が反映されるため、弾性定数として基盤材料のアルミニウム合金の値($E_2 = 140$ [GPa], $\nu_2 = 0.33$)を用いた。

空気潤滑膜による復元力は、摂動法によって求めた空気膜剛性を用いた。また、スライダと媒体の材料の内部減衰は無視した。突起頂点の曲率半径 R は、 $10 \mu m$ とした。突起の高さは正規分布などの確率分布に従うとされているが、ここでは一様分布とした。また、スライダの並進とピッチング変位の2自由度の場合について解析を行い、突起の走行方向のピッチは一様($0.1 mm$)とした。

数値計算においては、運動方程式(7.1)と(7.2)をRunge-Kutta法によって解き、スライダの振動スペクトルを求めた。計算結果の1例を図7. 19に示す。摺動状態のスライダの振動スペクトルは半値幅が広く、 $60 \sim 120 kHz$ の帯域に分布す

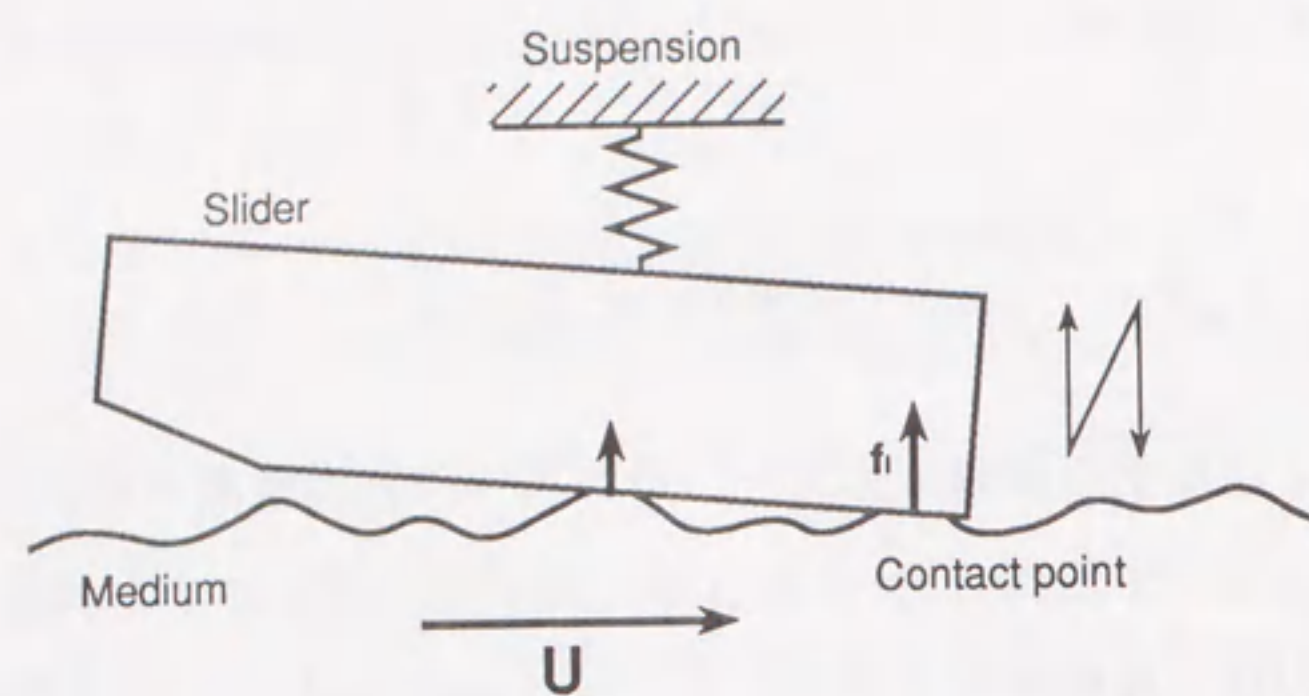


図 7.17 接触振動の解析モデル

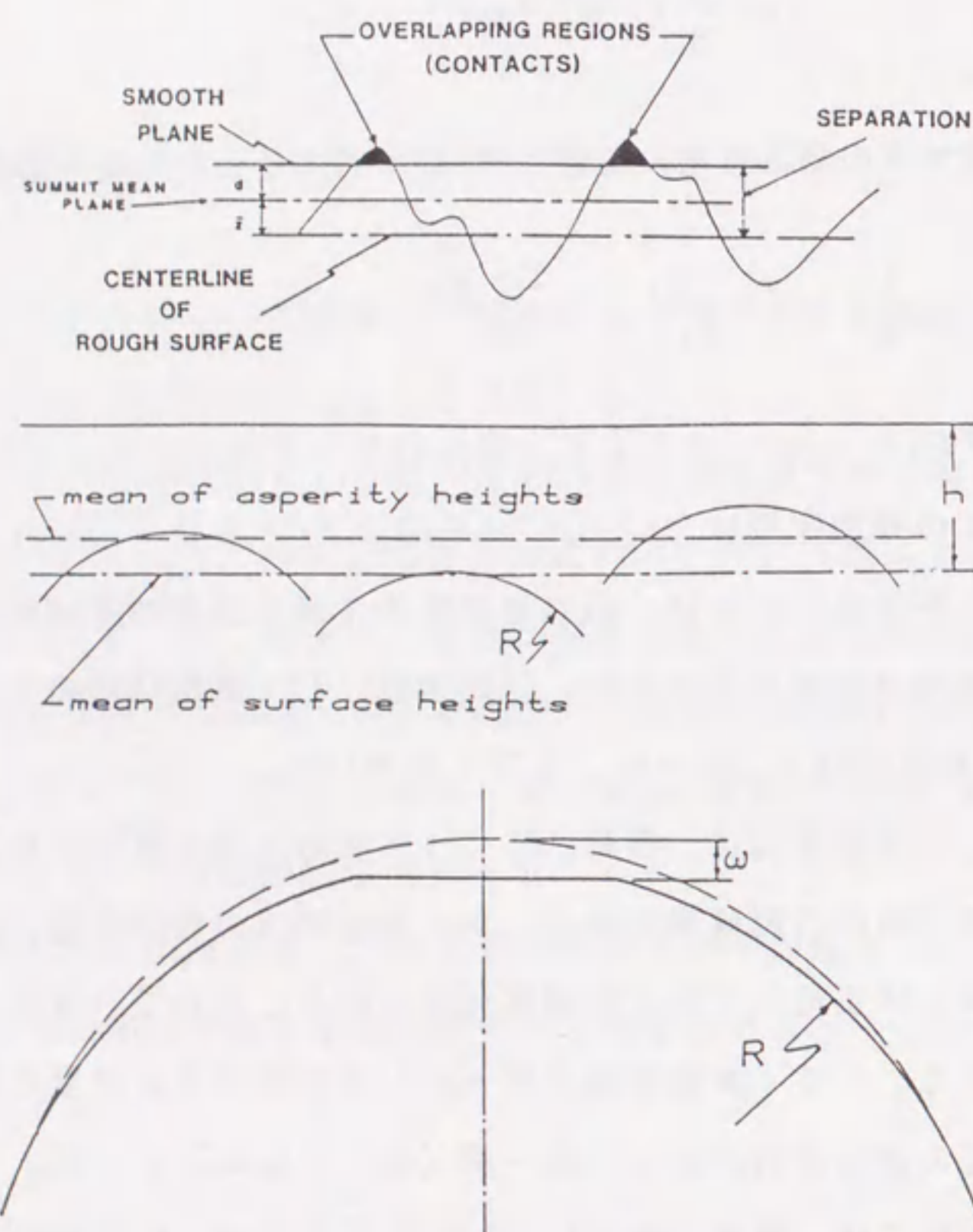
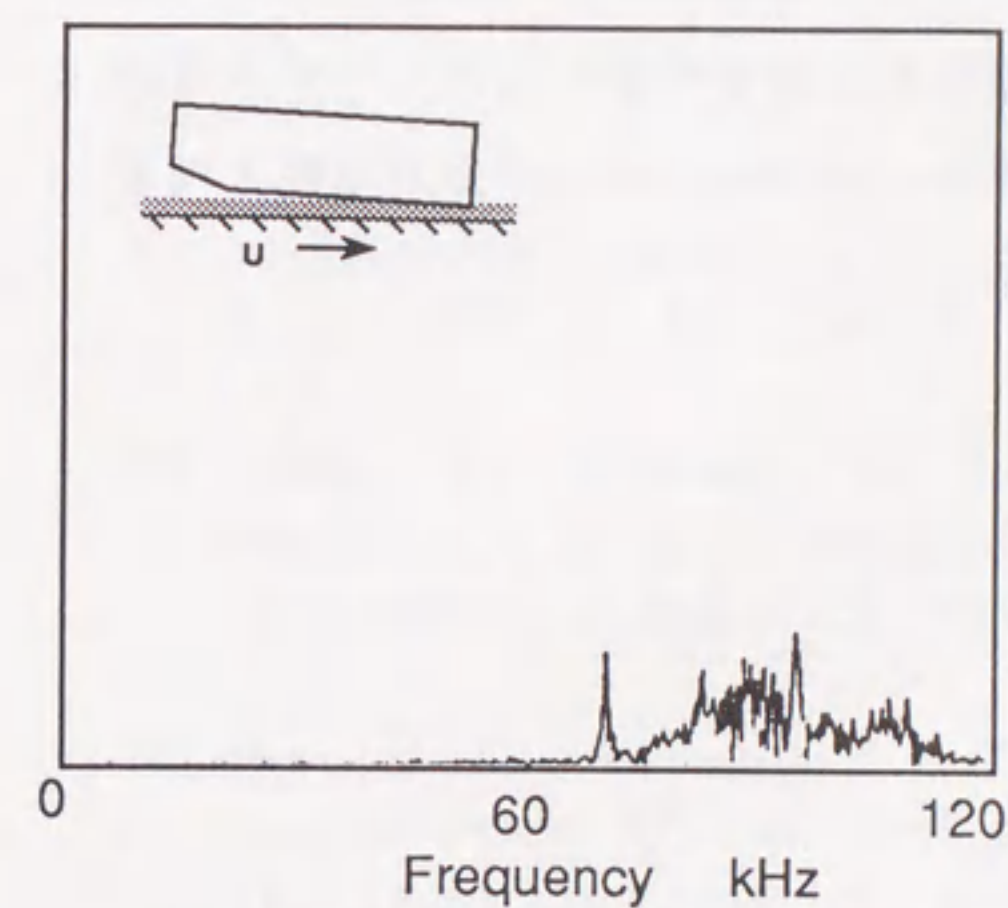
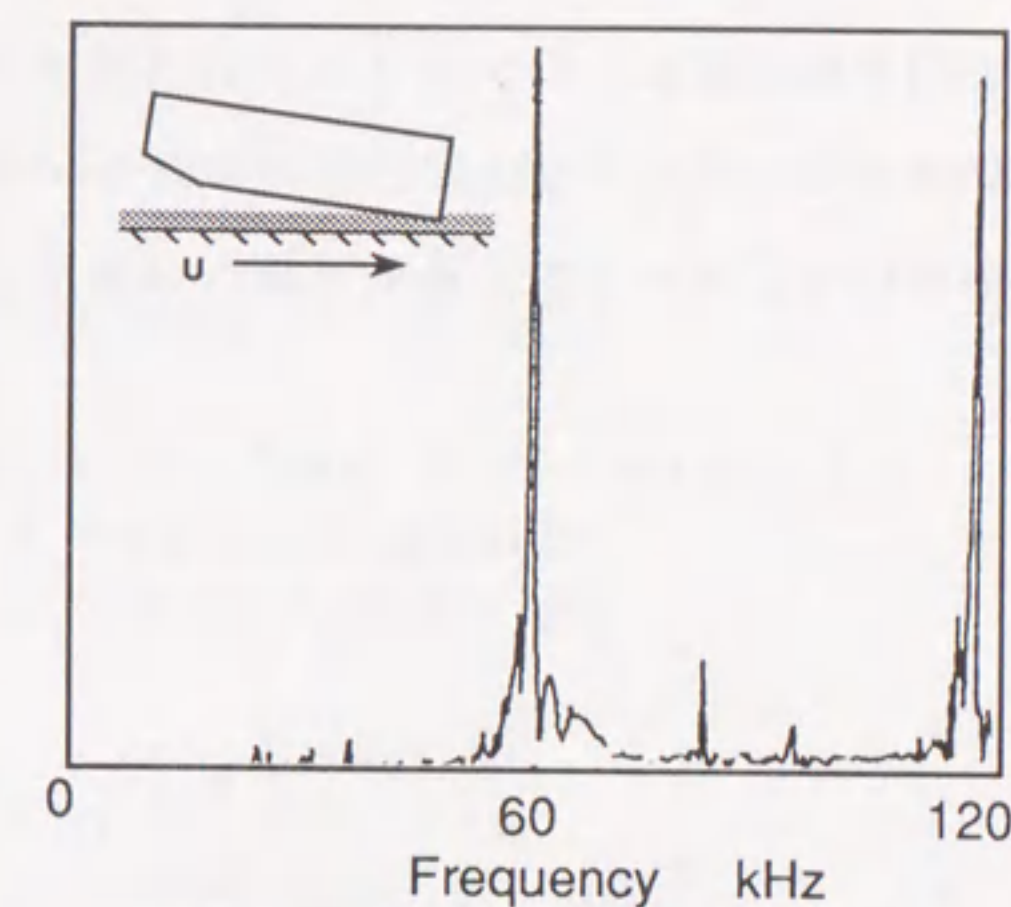


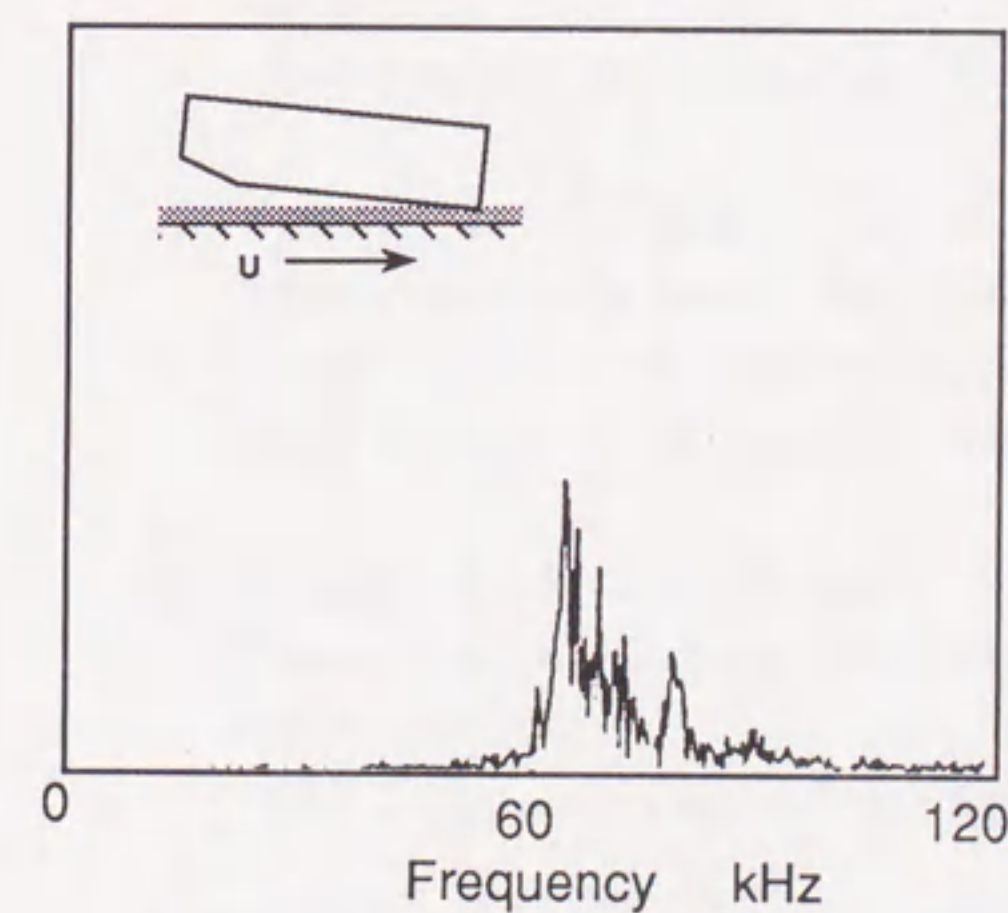
図 7.18 媒体面の突起のモデル



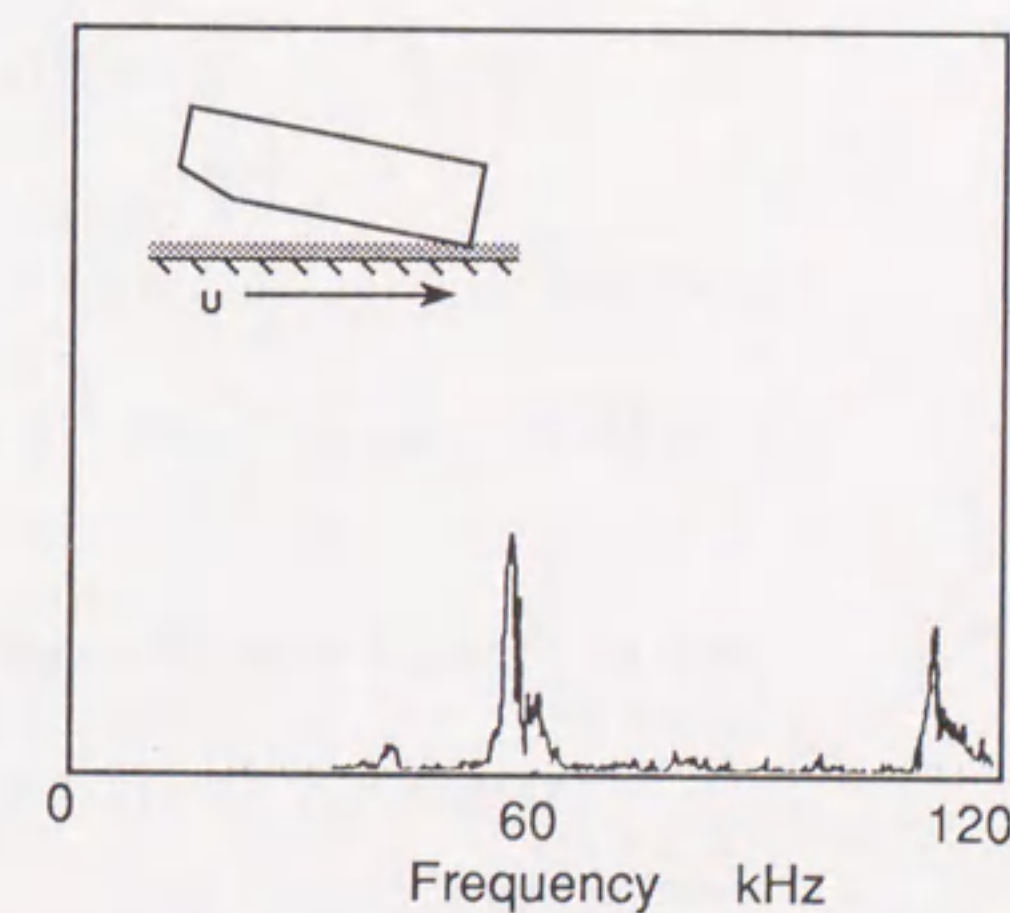
(a) 走行面速度 $U = 7.7$ m/s



(c) 走行面速度 $U = 9.7$ m/s



(b) 走行面速度 $U = 8.7$ m/s



(d) 走行面速度 $U = 10.7$ m/s

図 7.19 計算結果の 1 例

(CSS 時のスライダ流出端の振動スペクトル)

る。走行面速度の増加に伴ってスペクトルが低周波数側にシフトするとともに先鋭化する。これらの変化は、圧電素子による測定結果（図7.7など）と定性的に一致している。

今後、1)突起の高さと二次元平面での分布、2)材料の内部減衰や塑性変形の影響、3)支持機構の振動特性、4)スライダのローリングおよび面内方向の運動、5)突起の面内方向の変形、6)スライダの表面形状の影響などの点を考慮に入れてモデルを精緻化することにより、CSS時のスライダ・媒体インタフェースの動的挙動と両者の受けるダメージの定量的予測への適用が期待される。

参考文献

- (1) Mitsuya, Y. and Takanami, S.,
Technology for High Recording Density in Large-Capacity Fast-Access
Magnetic Disk Storage,
IEEE Trans. on Magnetics, MAG 23-5 (1987-9), pp.2674-2679.
- (2) Nigam, A.,
A Visible Laser Interferometer for Air Bearing Separation Measurement
to Submicron Accuracy,
Trans. ASME, J. Lub. Technol., 104-1 (1982-1), pp.60-65.
- (3) Tanaka, K., Takeuchi, Y., Terashima, S., Odaka T. and Saitoh, Y.,
Measurement of Transient Motion of Magnetic Disk Slider,
IEEE Trans. on Magnetics, MAG 20-5 (1984-9), pp.924-926.
- (4) Best, G. L., Horne, D. E., Chiou, A. and Sussner, H.,
Precise Optical Measurement of Slider Dynamics,
IEEE Trans. on Magnetics, MAG 22-5 (1986-9), pp.1017-1019.
- (5) Bouchard, G., Miu, D. K., Bogy, D. B. and Talke, F. E.,
On the Dynamics of Winchester and 3370-Type Sliders Used in Magnetic
Recording Disk Files,
ASLE Special Publication, SP-21 (1984-10), pp.85-89.
- (6) Riener, T. A., Goding, A. C. and Talke, F. E.,
Measurement of Head/Disk Spacing Modulation using a two Channel
Fiber Optic Laser Doppler Vibrometer,
IEEE Trans. on Magnetics, MAG 24-6 (1988-11), pp.2745-2747.
- (7) Briggs, G. R. and Herkart, P. G.,
Technique for Determining Disk Memory Ceramic Slider Flying
Characteristics,
IEEE Trans. on Magnetics, MAG 7-3 (1971-9), pp.418-421.
- (8) 松本真明, 平野義行, 奥脇東洋治, 三宅芳彦,
磁気ディスク装置実働状態でのヘッド浮上量変動測定,
電子情報通信学会総合全国大会講演論文集, I (昭61-3), p.173.
- (9) Hoyt, R. F., Millman, S. E. and Horne, D. E.,
Motion Pictures of Air Bearing Dynamics under Stressed Conditions,
IEEE Trans. on Magnetics, MAG 23-5 (1987-9), pp.3459-3461.

- (10) Zhu, L-Y., Hallamasek, K. F. and Bogy, D. B.,
Measurment of Head/Disk Spacing with a Laser Interferometer,
IEEE Trans. on Magnetics, MAG 24-6 (1988-11), pp.2739-2741.
- (11) Ohkubo, T. and Kishigami, J.,
Accurate measurement of Gas-Lubricated Slider Bearing Separation
Using Visible Laser Interferometry,
Trans. ASME, J. Tribol., 110-1 (1988-1), pp.148-155.
- (12) Ono, K.,
Dynamic Characteristics of Air-Lubricated Slider Bearing for
Noncontact Magnetic Recording,
Trans. ASME, Ser. F, 97-2 (1975-4), pp.250-260.
- (13) Tang, T.,
Dynamics of Air-Lubricated Slider Bearings for Noncontact Magnetic
Recording,
Trans. ASME, Ser. F, 93-2 (1971-4), pp.272-278.
- (14) Castelli, V. and Stevenson, C. H.,
Semi-Implicit Numerical Methods for Treating the Time Transient Gas-
Lubrication Equation,
Trans. ASME, Ser. F, 90-1 (1968-1), pp.153-156.
- (15) White, J. W., and Nigam, A.,
A Factored Implicit Scheme for the Numerical Solution of the Reynolds
Equation at Very Low Spacing,
Trans. ASME, J. Lub. Technol., 102-1 (1980-1), pp.80-85.
- (16) White, J. W.,
Flying Characteristics of the Zero-Load Slider Bearing,
Trans. ASME, J Lub. Technol., 105-3 (1983-7), pp.484-490.
- (17) Ponnaganti, V., Noteboom, R. and Eshel, A.,
On Non-Linear Response of Head-Disk Interface to Wavy Excitation,
IEEE Trans. Magnetics, MAG 22-5 (1986-9), pp.1008-1010.
- (18) Miu, D. K., and Bogy, D. B.,
Dynamics of Gas-Lubricated Slider Bearings in Magnetic Recording
Disk Files, Part 1: Experimental Observation,
Trans. ASME, J. Tribol., 108-4 (1986-10), pp.584-588.

- (19) Miu, D. K., and Bogy, D. B.,
Dynamics of Gas-Lubricated Slider Bearings in Magnetic Recording
Disk Files, Part 2: Numerical Simulation,
Trans. ASME, J. Tribol., 108-4 (1986-10), pp.589-593.
- (20) 小野京右, 木暮賢司, 三矢保永,
サブミクロン領域における浮動ヘッドスライダの追従特性,
日本機械学会論文集, C編, 45-391 (昭54-3), pp.355-362.
Bull. of the JSME, 22-173 (1979-11), pp.1672-1677.
- (21) Kogure, K., Fukui, S., Mitsuya, Y. and Kaneko, R.,
Design of Negative Pressure Slider for Magnetic Recording Disks,
Trans. ASME, J. Lub. Technol., 105-3 (1983-7), pp.496-502.
- (22) 福井茂寿, 木暮賢司, 三矢保永,
走行面のうねりに対する浮動ヘッドスライダの追従特性,
日本機械学会論文集, C編, 51-469 (昭60-9), pp.2291-2299.
- (23) Tagawa, N. and Hashimoto, M.,
Submicron Spacing Dynamics for Flying Head Slider Mechanizms Using
Building Block Approach,
IEEE Trans. on Magnetics, MAG 21-5 (1985-9), pp.1506-1508.
- (24) Mizoshita, Y., Aruga, K. and Yamada, T.,
Dynamic Characteristics of a Magnetic Head Slider,
IEEE Trans. on Magnetics, MAG 21-5 (1985-9), pp.1509-1511.
- (25) Michell, A. G. M.,
Lubrication - An Approximate Treatment of the Effects of the
Rugosities of the Surface of Sliding Bearings,
Blakie and Son, London and Glasgow (1950), pp.281-291.
- (26) Christensen, H. and Tonder, K.,
The Hydrodynamic Lubrication of Rough Bearing Surfaces of Finite
Width,
Trans. ASME, Ser. F, 93-3 (1971-7), pp.324-330.
- (27) Elrod, H. G.,
Thin-Film Lubrication Theory for Newtonian Fluids with Surfaces
Possessing Striated Roughness or Grooving,
Trans. ASME, Ser. F, 95-4 (1973-10), pp.484-489.

- (28) 三矢保永,
二次元に分布したあらさをもつ面の流体潤滑特性 (第1報, 混合平均すきまを用いる解析法),
日本機械学会論文集, C編, 50-449 (昭59-1), pp.168-178.
Bull. of the JSME, 27-231 (1984), pp.2036-2044.
- (29) Mituya, Y., Ohkubo, T. and Ota, H.,
Averaged Reynolds Equation Extended to Gas Lubrication Possessing Surface Roughness in the Slip Flow Regime : Approximate Method and Confirmation Experiments,
Trans. ASME, J. Tribol., 111-3 (1989-7), pp.495-503.
- (30) 三矢保永, 林 武文,
面粗さをもつ圧縮性潤滑膜におけるすきまの平均化法
日本機械学会論文集, C編, 55-519 (平1-11), pp.2864-2872.
- (31) 尾高聡子, 田中勝之, 竹内芳徳, 斉藤翼生,
浮動ヘッドスライダの追従特性 (有限要素法による解法),
日本機械学会論文集, C編, 53-487 (昭62-3), pp.815-828.
- (32) Bhushan, B. and Tonder, K. E.,
Roughness-Induced Share and Squeeze-Film Effects in Magnetic Recording Part I : Analysis,
Trans. ASME, J. Tribol., 111-3 (1989-7), pp.220-227.
- (33) Burgdorfer, A.,
The Influence of the molecular Mean Free Path on the Performance of Hydrodynamic Gas-Lubricated Bearings,
Trans. ASME, Ser. D., 81-1 (1959-3), pp.94-100.
- (34) Tseng, R. C.,
Rarefaction Effects of Gas-Lubricated Bearings in a Magnetic Recording Disk File,
Trans. ASME, Ser. F, 97-1 (1975-10), pp.624-629.
- (35) 三矢保永, 金子礼三,
スライダ気体軸受における分子平均自由行程の影響 (第2報 実験的検討),
日本機械学会論文集, C編, 46-405 (昭55-5), pp.542-549.
Bull. of the JSME, 24-187 (1981-1), pp.236-242.
- (36) 大久保俊文, 三矢保永,
高クヌッセン数条件下で気体潤滑されたスライダ軸受の実験的検討,
日本機械学会論文集, C編, 51-462 (昭60-2), pp.304-313.

- (37) Hsia, Y., and Domoto, G. A.,
An Experimental Investigation of Molecular Rarefaction Effects in Gas Lubricated Bearings at Ultra-Low Clearances,
Trans. ASME, J. Lub. Technol., 105-1 (1983-1), pp.120-130.
- (38) Tanaka, K., Takeuchi, Y., Odaka, T., Daitoh, H., and Miyake, Y.,
Analytical Stability Criteria for Gas-Lubricated Sliders for Magnetic Disk Drive,
Trans. STLE, 32-4 (1989), pp.447.
- (39) Gans, R. F.,
Lubrication Theory at Arbitrary Knudsen Number,
Trans. ASME, J. Tribol., 107-3 (1985-7), pp.431-433.
- (40) Kubo, M., Ohtsubo, Y., Kawashima, N. and Marumo, H.,
Finite Element Solution for the Rarefied Gas Lubrication Problem,
Trans. ASME, J. Tribol., 110-2 (1988-4), pp.335-341.
- (41) Fukui, S. and Kaneko, R.,
Analysis of Ultra-Thin Gas Film Lubrication Based on The Linearized Boltzmann Equation : First Report-Derivation of a Generalized Lubrication Equation Including Thermal Creep Flow,
Trans. ASME, J. Tribol., 110-2 (1988-4), pp.253-262.
- (42) Fukui, S. and Kaneko, R.,
Analysis of Ultra-Thin Gas Film Lubrication Based on The Linearized Boltzmann Equation (Influence of Accommodation coefficient),
JSME Int. J., 30-276 (1987), pp.1660-1666.
- (43) Fukui, S. and Kaneko, R.,
Analysis of Flying Characteristics of Magnetic Heads with Ultra-Thin Spacing Based on The Boltzmann Equation,
IEEE Trans. on Magnetics, MAG 24-6 (1988-11), pp.2751-2753.
- (44) Ruiz, O. J., and Bogy, D. B.,
A Comparison of Slider Bearing Simulations Using Different Models,
IEEE Trans. on Magnetics, MAG 24-6 (1988-11), pp.2754-2756.
- (45) Tseng, R. C. and Talke, F. E.,
Transition from Boundary Lubrication to Hydrodynamic Lubrication of Slider Bearings,
IBM J. Res. Develop., 18-6 (1974-11), pp.534-540.

- (46) Kishigami, J., Ohkubo, T. and Koshimoto, Y.,
An Experimental Investigation of Contact Characteristics between
a Slider and Medium using the Electrical Resistance Method,
IEEE Trans. on Magnetism, MAG 26-5 (1990-9), pp.2205-2207.
- (47) Hannon, D.,
Thermal Transducer for Asperity Detection on Disks,
Proc. of IEEE Intermag '88 (1988), p.GF-01.
- (48) Suzuki, S. and Kennedy, F. E.,
Measurement of Flash Temperature and Contact Between Slider and
Magnetic Recording Disk,
IEEE Trans. on Magnetism, MAG 25-5 (1989-9), pp.3728-3730.
- (49) Kita, T., Kogure, K., Mitsuya, Y., and Nakanishi, T.,
New Method of Detecting Contact Between Floating-Head and Disk,
IEEE Trans. on Magnetism, MAG 16-5 (1980-9), pp.873-875.
- (50) Yeack-Scranton, C. E.,
Novel Piezoelectric Transducer to Monitor Head-Disk Interactions,
IEEE Trans. on Magnetism, MAG 22-5 (1986-9), pp.1011-1016.
- (51) Kawakubo, Y., Ishihara, H., and Seo, Y.,
Head Crash Process of Coated Disk During Contact Start/Stop
Operations,
IEEE Trans. on Magnetism, MAG 20-5 (1984-9), pp.993-935.
- (52) Benson, R. C., Sundaram, R. and Talke, F. E.,
A Study of Acoustic Emission from the Head/Disk Interface in a
5 1/4 " Hard Disk Drive,
STLE Special Publication, SP-25 (1988-10), pp.87-93.
- (53) Mochizuki, K., Sato, I. and Hayashi, T.,
Impulse Force Detection of Head Disk Media Contact Using a Small
Piezoelectric Transducer,
Trans. of the IEICE, E71-4 (1988-4), pp.360-362.
- (54) Suk, M. and Bogy, D. B.,
Dynamics and Wear of head-Disk Interface during Constant
Speed Sliding,
Tech. Rept. of The Center for Magnetic Recording Research,
UC San Diego, No.18, UCB ENG5730 (1988-5).

- (55) 北 寿郎, 木暮賢司, 三矢保永,
磁気ディスク用浮動ヘッドスライダの摩耗,
潤滑, 29-3 (1984-3), pp.195-200.
- (56) Benson, R. C., Chiang, C. and Talke, F. E.,
The Dynamics of Slider Bearings During Contacts between Slider
and Disk,
IBM J. Res. Develop., 33-1 (1989-1), pp.2-14.
- (57) Ponnaganti, V., Kane, T. R., and White, J. W.,
Dynamics of Head Disk Contact/Impact in Magnetic Recording,
IEEE Trans. on Magnetism, MAG 23-5 (1987-9), 3435-3437.
- (58) Yamada, T. and Bogy, D. B.,
Load-Unload Slider Dynamics in Magnetic Disk Drive,
IEEE Trans. on Magnetism, MAG 24-6 (1988-11), pp.2742-2744.
- (59) 加納久詞, 富崎幹雄,
負圧型スライダのノン・コンタクトスタートストップ,
電子通信学会半導体・材料部門全国大会講演論文集 (昭62-11), p.1-279.
- (60) Tagawa, N. and Hashimoto, N.,
Self-Loading Slider Dynamics for Noncontact Start Stop Operation
with Negative Pressure Air-Lubricated Slider Bearing in Magnetic
Disk Storage,
Trans. ASME, J. Tribol., 111-4 (1989-10), pp.698-702.
- (61) Kennard, E. H.,
Kinetic Theory of Gases,
McGraw-Hill (1938), p.299.
- (62) Ohkubo, T., Hayashi, T. and Mitsuya, Y.,
Accurate Measurement and Evaluation of Dynamic Characteristics
of Flying Head Slider for Large-Capacity Fast-Access Magnetic
Disk Storage,
IEEE Trans. on Magnetism, MAG 23-5 (1987-9), 3456-3458.
- (63) Rhow, S. K. and Elrod, H. G.,
The Effects on Bearing Load-Carrying Capacity of Two Sided
Striated Roughness,
Trans. ASME, Ser. F, 95-4 (1974-10), pp.554-560.

- (64) Tonder, K.,
Effects of Skew Unidirectional Striated Roughness on Hydrodynamic Lubrication, Part 2: Moving Roughness,
Trans. ASME, J. Tribol., 109-4 (1987-10), pp.671-678.
- (65) 三矢保永,
スライダ気体軸受における分子平均自由行程の影響 (有限要素法による解法),
日本機械学会論文集, 44-386 (昭53-10), pp.3593-3602.
Bull. of the JSME, 22-168 (1979-6), pp.863-870.
- (66) Fukui, S. and Kaneko, R.,
A Database for Interpolation of Poiseuille Flow Rates for High Knudsen Number Lubrication Problems,
Trans. ASME, J. Tribol., 112-1 (1990-1), pp.78-83.
- (67) Fukui, S. and Kaneko, R.,
Dynamic Analysis of Flying Head Sliders with Ultra-Thin Spacing based on The Boltzmann Equation (Comparison with Two Limiting Approximations),
JSME Int. J., 33-1 (1990), pp.76-82.
- (68) 山本敏男, 太田 博,
機械力学 (増補改訂版)
朝倉書店 (1986), pp.175-180.
- (69) 妹尾弁史, 西村 融, 平野元久,
円柱体共振法による多結晶材料の弾性定数の測定
日本機械学会論文集, A編, 50-451 (昭59-3), pp.440-447.
JSME Int. J., 27-233 (1984), pp.2339-2346.
- (70) Ohno, I.,
Free Vibration of a Rectangular Parallelepiped Crystal and Its Application to Determination of Elastic Constants of Orthorhombic Crystal,
J. Phys. Earth, 24 (1976), pp.355-374.
- (71) Aronov, V., D'Souza, A. F., Kalpakjian, S. and Shareef, I.,
Interactions Among Friction, Wear, and System Stiffness - Part 2 : Vibration Induced by Dry Friction,
Trans. ASME, J. Tribol., 106-1 (1984-1), pp.59-64.

- (72) Soom, A. and Chen, J.,
Simulation of Random Surface Roughness-Induced Contact Vibrations at Hertian Contacts During Steady Sliding
Trans. ASME, J. Tribol., 108-1 (1986-1), pp.123-127.
- (73) Greenwood, J. A. and Williamson, J. B. P.,
Contact of Nominally Flat Surface,
Proc. R. Soc. London, Ser. A, 295 (1966), pp.300-319.
- (74) 林 武文, 大久保俊文,
微小浮上すきまにおける浮動ヘッドスライダの大変位過渡応答,
日本機械学会論文集, C編, 55-511 (平1-3), pp.743-749.
- (75) Hayashi, T. and Ohkubo, T.,
Comparison of the Direct Numerical Solution and the Perturbation Solution in the Dynamic Analysis of a Flying Head Slider for Magnetic Disk Storage Operating at Very Low Spacing,
ASME Advances in Information Storage Systems, Vol.2 (1991-7) pp.113-125.
- (76) Mitsuya, Y. and Hayashi, T.,
Transient Response of Head Slider When Flying Over Textured Magnetic Disk Media,
Proc. of Japan International Tribology Conference, Vol.3 (1990) pp.1941-1946.
- (77) Hayashi, T., Fukui, S., Ohkubo, T. and Kaneko, R.,
Dynamic Characteristics of Gas-Lubricated Slider Bearings Under High Knudsen Number Conditions,
Trans. ASME, J. Tribol., 112-1 (1990-1) pp.111-118.
- (78) 林 武文, 大久保俊文, 望月研二, 佐藤勇武
小形圧電素子による浮動ヘッドスライダの接触検出および動特性の評価
機械学会論文集, C編, 56-530 (平2-10) pp.2831-2836.
- (79) Hayashi, T., Ohkubo, T., Mochizuki, K. and Sato, I.,
Contact Detection and Evaluation of the Dynamic Characteristics of a Flying Head Slider for Magnetic Disk Storage using a Piezoelectric Transducer,
JSME Int. J., 34, 4 (1991-12) pp.496-502.

謝 辞

本論文を結ぶにあたり、終始懇意なる御指導と御教示を賜りました名古屋大学工学部 電子機械工学科 三矢保永教授に謹んで感謝の意を表します。

本研究をまとめるにあたり、有益なる御教示、御助言を賜りました名古屋大学工学部 機械工学科 太田 博教授、ならびに、電子機械工学科 安田仁彦教授に深く感謝の意を表します。

本論文は、著者が日本電信電話株式会社 N T T 電気通信研究所において行った研究をまとめたものであり、研究全般の遂行に際し、多くの御配慮と御指導をいただきました N T T 境界領域研究所 金子特別研究室 金子礼三室長、オプトメカトロニクス研究部 板生 清部長、佐藤勇武主幹研究員に深く感謝の意を表します。

本研究をまとめるに際し、多くの御配慮と御支援をいただきました N T T ヒューマンインタフェース研究所 知能ロボット研究部 高野陸男部長、木暮賢司主幹研究員（現 N T T 境界領域研究所 オプトメカトロニクス研究部長）、北 寿郎主幹研究員（現 N T T コミュニケーション科学研究所）に心から感謝いたします。

本研究を遂行するに際し、N T T 電気通信研究所に入所以来、研究の各段階において懇意なる御指導と御援助をいただいた、N T T 境界領域研究所 大久保俊文主任研究員に心から感謝の意を表します。

本研究を遂行するに際し、気体潤滑理論と数値解析に関して懇意なる御指導と御啓発を賜りました N T T 境界領域研究所 福井茂寿主幹研究員ならびに、接触検出の実験に関する御支援と有意義な御討論を賜りました N T T ヒューマンインタフェース研究所 望月研二主任研究員（現 A T R 通信システム研究所）に謹んで感謝の意を表します。また、実験・数値計算など多岐にわたり多大なる御支援と有意義な御討論をいただきました岸上順一主任研究員（現 N T T 通信網総合研究所）

はじめN T T電気通信研究所 旧電子装置研究部 磁気記録研究室, ファイル記憶研究室の関係者の皆様に深く感謝の意を表します。

最後に、著者が株式会社国際電気通信基礎技術研究所 (A T R) へ出向中に本論文をまとめることに御理解と御配慮をいただきましたA T R視聴覚機構研究所 淀川英司 代表取締役社長ならびに同研究所認知機構研究室 中根一成室長 (現N T Tヒューマンインタフェース研究所) に心から感謝いたします。

本論文に関係のある論文提出者の発表論文

1. 微小浮上すきまにおける浮動ヘッドスライダの大変位過渡応答,
機械学会論文集, 55巻, 511号, C編(平成元年3月) pp.743-749.,
共著者: 大久保俊文
2. "Dynamic Characteristics of Gas-Lubricated Slider Bearings Under High Knudsen Number Conditions",
Trans. ASME, J. Tribology, Vol.112, No.1 (1990-1) pp.111-118.,
共著者: Fukui, S., Ohkubo, T. and Kaneko, R.
3. 小形圧電素子による浮動ヘッドスライダの接触検出および動特性の評価,
機械学会論文集, 56巻, 530号, C編 (平成2年10月) pp.2831-2836.,
共著者: 大久保俊文, 望月研二, 佐藤勇武
4. "Transient Response of Head Slider When Flying Over Textured Magnetic Disk Media",
Proc. of Japan International Tribology Conference, Vol.3 (1990-10) pp.1941-1946.,
共著者: Mitsuya, Y.
5. "Comparison of the Direct Numerical Solution and the Perturbation Solution in the Dynamic Analysis of a Flying Head Slider for Magnetic Disk Storage Operating at Very Low Spacing",
ASME Advances in Information Storage Systems, Vol.2 (1991-7) pp.113-125.,
共著者: Ohkubo, T.
6. "Contact Detection and Evaluation of the Dynamic Characteristics of a Flying Head Slider for Magnetic Disk Storage using a Piezoelectric Transducer,"
JSME International Journal Vol.34, No.4 (1991-12) pp.496-502.,
共著者: Ohkubo, T., Mochizuki, K. and Sato, I.

本論文に直接関係のない論文提出者の発表論文等

1. "Accurate Measurement and Evaluation of Dynamic Characteristics of Flying Head Slider for Large-Capacity Fast-Access Magnetic Disk Storage",
IEEE Trans. on Magnetism, Vol. MAG-23, No. 5 (1987-9), pp. 3456-3458.,
共著者: Ohkubo, T. and Mitsuya, Y.
2. 高圧力溶体化処理Al-Cu合金の弾性定数とその時効による変化,
機械学会論文集, 53巻, 493号, A編 (昭和62年9月) pp. 1762-1767.,
共著者: 妹尾允史
3. "Detection of an Impulse Force in Head-Disk Media Contact using Small Piezoelectric Transducer",
J. of Acoustic Emission, 8-3 (1989-3), pp. 35-39.
共著者: Mochizuki, K. and Sato, I.
4. "Impulse Force Detection of Head-Disk Media Contact using Small Piezoelectric Transducer",
Trans. of the IEICE, E71-4 (1989-4), pp. 360-362.
共著者: Mochizuki, K. and Sato, I.
5. 面粗さをもつ圧縮性潤滑膜におけるすきまの平均化法
機械学会論文集, 55巻, 519号, C編 (平成元年11月), pp. 2864-2872.,
共著者: 三矢保永
6. "Projection Evaluation Method of Perpendicular Magnetic Disk Media Using Small Piezoelectric Transducer",
J. of The Magnetic Society of Japan, Vol. 13 Supplement, No. S1,
(1989-8) pp. 198-202.,
共著者: Mochizuki, K. and Sato, I.
7. "Numerical Study of Film Thickness Averaging in Compressible Lubricating Films Incurring Stationary Surface Roughness",
Trans. ASME, J. of Tribology, 112-2 (1990-4) pp. 230-237.,
共著者: Mitsuya, Y.
8. 浮動ヘッドスライダのダイナミクス評価の現状 (解説),
トライボロジスト, 35-8 (1990-8), pp. 529-534.
9. "Modeling the Cognitive Map Formation Process based on Psychological Experiment using a Computer Graphics System",
Proc. of IEEE SMC Conference, (1990-11), pp. 826-828.,
共著者: Fujii, H. and Inui, T.
10. "Evaluation of Dynamic Characteristics of Flying Head Slider for Magnetic Disk Storage",
Japanese Journal of Tribology, Vol. 35-8, (1991-8) pp. 849-857.
11. "Study of Memory Effect on Spatial Distance Estimation using a Computer Graphics System",
Proc. of Int. Conf on Applied Psychology
(To be published by Lawrence Erlbaum Ass. Ltd. in early 1992.),
共著者: Fujii, H. and Inui, T.
12. 空間認知過程における移動経路と空間距離の記憶特性,
電子情報通信学会論文誌D-II (投稿中),
共著者: 乾 敏郎

