

修士論文

表面形状がゴムの摩擦に及ぼす影響の 有限要素法解析

p.1~p.64 完

平成 24 年 2 月 10 日 提出

指導教員 泉 聡志 准教授

機械工学専攻 106182 緒方 公俊

目次

第 1 章	序論.....	6
1.1	研究背景	6
1.2	先行研究	7
1.3	研究の目的	9
1.4	本論文の構成.....	9
第 2 章	表面粗さパワースペクトル	10
2.1	パワースペクトルの定義及び計算手法	10
2.1.1	表面粗さパワースペクトルの定義	10
2.1.2	計算手法	10
2.2	セルフアフィンフラクタル表面	14
2.2.1	フラクタルとは	14
2.2.2	セルフアフィンフラクタル表面の性質	15
2.3	表面観察	19
2.3.1	観察装置及び表面サンプル	19
2.3.2	解析手法	21
2.3.3	解析結果	23
2.4	摩擦モデルの提案	25
第 3 章	有限要素法解析手法.....	27
3.1	有限要素法解析	27
3.2	解析条件	29
3.3	パラメータの無次元化	31
第 4 章	接触・摩擦解析	32
4.1	単一剛体球の接触解析	32
4.1.1	解析モデル	32
4.1.2	解析解の検討	32
4.1.3	結果と考察	34
4.2	2 体の剛体球の相互作用の影響評価	37
4.2.1	解析モデル	37
4.2.2	解析結果：垂直力 P^*	37
4.2.3	解析結果：摩擦係数の増加率 Φ	41

4.2.4	解析結果の考察	45
第 5 章	結論と展望.....	47
5.1	結論	47
5.2	展望	47
	謝辞.....	48
	付録 A.....	50
A.1	パワースペクトルから表面の作成	50
A.2	パワースペクトルの平均化	52
A.3	パワースペクトルにおけるノイズの影響評価	54
	付録 B.....	57
B.1	陽解法の解析精度の評価	57
B.2	ゴム平板の板厚の影響評価	60
	参考文献.....	62

图目次

FIG. 1-1 MULTI-SCALE SURFACE ROUGHNESS.....	7
FIG. 2-1 EXAMPLE OF A FRACTAL STRUCTURE: THE CRACK OF A CONCRETE[38].	14
FIG. 2-2 SURFACE ROUGHNESS POWER SPECTRUM.	16
FIG. 2-3 SELF AFFINE FRACTAL SURFACE, (A) $H=0.8$, (B) $H=0.2$	18
FIG. 2-4 EXTERNAL VIEW OF A LASER MICROSCOPE.	19
FIG. 2-5 PICTURES OF SURFACES, (A) SURFACE SAMPLE A, (B) SURFACE SAMPLE B.	20
FIG. 2-6 3D PROFILES OF THE SURFACE SAMPLE B, (A) 10 TIMES, (B) 100 TIMES.....	20
FIG. 2-7 FLOW CHART OF CALCULATION OF THE SURFACE ROUGHNESS POWER SPECTRUM.....	22
FIG. 2-8 THE SURFACE ROUGHNESS POWER SPECTRUM OF SURFACE SAMPLE A.	24
FIG. 2-9 COMPARISON OF THE SURFACE ROUGHNESS POWER SPECTRUM.	24
FIG. 2-10 MODEL CONCEPT OF μ_{OUT} AS A FUNCTION OF μ_{IN}	26
FIG. 3-1 FEM MODEL: (A) GENERAL VIEW, (B) SIDE VIEW.	30
FIG. 3-2 EXAMPLE OF FEM CALCULATION.	30
FIG. 4-1 COMPUTED REACTION FORCES WHICH ARE MEASURED AT THE RUBBER SIDE AND RIGID SPHERE SIDE.	33
FIG. 4-2 DIMENSIONLESS NORMAL FORCE P^* AS A FUNCTION OF DIMENSIONLESS DEPTH OF INDENTATION D^*	35
FIG. 4-3 FRICTION COEFFICIENT RATIO Φ AS A FUNCTION OF DIMENSIONLESS DEPTH OF INDENTATION D^*	35
FIG. 4-4 CROSS SECTION VIEWS OF FEM ANALYSIS: (A) SHEAR STRESS Σ_{ZX} , (B) DISPLACEMENT U_Z	36
FIG. 4-5 P^* VS. D^* CURVES FOR A CHANGE OF W^*	38
FIG. 4-6 DIMENSIONLESS NORMAL FORCE P^* AS A FUNCTION OF W^* AS $D^*=1/6$	38
FIG. 4-7 CROSS-SECTION VIEWS OF DISPLACEMENT U_Z : (A) $W^*=1/3$, (B) $W^*=1/2$, (C) $W^*=1$, (D) $W^*=2$	39
FIG. 4-8 CROSS-SECTION VIEWS OF VONMISES STRESS: (A) $W^*=1/3$, (B) $W^*=1/2$, (C) $W^*=1$, (D) $W^*=2$	40
FIG. 4-9 Φ VS. W^* CURVES FOR A CHANGE OF D^*	41
FIG. 4-10 COMPARISON OF MESH SIZE OF CONTACT REGION: (A) ROUGH MESH, (B) FINE MESH.	42
FIG. 4-11 COMPARISON OF MESH SHAPE AT DIFFERENT D_X^*	43
FIG. 4-12 MODIFIED PLOTS OF Φ AS A FUNCTION OF W^* AS $D^*=1/6$	44
FIG. 4-13 EXAMPLE OF ADVANCED ANALYSIS: (A) BOTTOM VIEW, (B) SIDE VIEW.	46
FIG. 4-14 RUBBER FRICTION MODEL ON THE ROUGH SURFACE.....	46
FIG. A-1 (A) SELF-AFFINE FRACTAL SURFACE, (B) SURFACE ROUGHNESS POWER SPECTRUM OF (A).	51

FIG. A-2 ORIGINAL DATA OF THE MEASURED SURFACE ROUGHNESS POWER SPECTRUM.	53
FIG. A-3 THE SURFACE ROUGHNESS POWER SPECTRUM AFTER AVERAGING PROCESS.....	53
FIG. A-4 (A) THE SURFACE ROUGHNESS PROFILES, (B) THE SURFACE ROUGHNESS POWER SPECTRUM OF (A).	55
FIG. A-5 THE SURFACE PROFILES OF FIG. A-1(A) WITH ARTIFICIAL NOISE.	56
FIG. A-6 DIFFERENCE IN THE SURFACE ROUGHNESS POWER SPECTRUM FROM BY NOISE PROCESS....	56
FIG. B-1 IMPLICIT FEM MODEL BY USING ANSYS.	58
FIG. B-2 DIMENSIONLESS NORMAL FORCE P^* AS A FUNCTION OF D^*	59
FIG. B-3 FRICTION COEFFICIENT RATIO Φ AS A FUNCTION OF D^*	59
FIG. B-4 DIMENSIONLESS NORMAL FORCE P^* AS A FUNCTION OF D^* ; COMPARISON OF RUBBER THICKNESS T	61

表目次

TABLE 2-1 OBSERVED CONDITIONS.	21
TABLE 3-1 ANALYTICAL CONDITIONS OF A FRICTION MODEL WITH FEM.....	29
TABLE 3-2 DIMENSIONLESS PARAMETERS FOR CALCULATIONS.	31

第1章 序論

1.1 研究背景

摩擦現象は、非常に身近な現象の一つである。例えば、工学分野における摩耗、漏洩、接着等の現象はすべて摩擦に起因するものであり、工業製品の性能を決定する上で極めて重要な因子である。磁気ディスクにおけるヘッドスライダの表面粗さと表面力による接触特性の研究[1]や、電力機器の絶縁体に用いられる樹脂モールド構造の接着強度評価[2]-[5]など工業製品における摩擦の研究は広い分野で行われている。

特にタイヤの設計開発において、摩擦特性は製品性能に直接的に影響を与える最も重要な設計変数であり、摩擦特性の一般的な指標となる摩擦係数は、ゴム-路面間において速度依存性や温度依存性を持つことが知られている[6]。陸らはゴムの摩擦係数の速度依存性について調べ、スティック・スリップによる自励振動の発生機構についての研究を行った[10]。他方、網野らは、ゴムの充填剤の違いによる摩擦への影響を凝着の項とヒステリシスの項について検討を行い、ゴムの充填剤によって凝着摩擦、ヒステリシス摩擦の速度依存性が異なる挙動を示すことを明らかにした[11]。また、有限要素法解析(FEM)などの数値解析手法を用いたゴム-路面間の接触解析によるタイヤの性能評価についての研究も行われている[12], [13]。

今日までに、ゴムの摩擦係数に関する研究は数多く行われており、ゴム-路面間の摩擦係数を用いた接触解析によるタイヤの性能評価も多くなされている。しかしながら、タイヤの設計開発において、摩擦係数の導出は実験に頼っているのが現状であり、コストの増大や開発期間の長期化といった問題が課題となっている。そのため、合理的に摩擦係数を導出できる数理モデルが必要とされる。

1.2 先行研究

ゴムの摩擦は、凝着、ヒステリシスロス、接触面の形状など様々なスケールの物理現象に起因する複雑な現象である。摩擦に関する研究は、長年にわたり研究が続けられている。分子動力学シミュレーションなどの数値解析手法を用いたミクロスケールの研究[14]-[19]から、実験を用いた研究[7]-[11]、理論解析や数値解析による摩擦評価の研究[20]-[31]など、摩擦に関する研究分野は多岐に及んでいる。

摩擦は固体間の相互作用により生じるため、接触状態を知ることは摩擦特性を知る上で非常に重要である。Fig. 1-1 はゴムと路面の接触を表した模式図である。一見、完全に接触しているように見える接触部でも、表面粗さを有するため、一部を拡大してみると非接触部があり、その中の接触部をさらに拡大するとさらに非接触部が存在する。そのため真実接触面積は見かけの接触面積に比べてはるかに小さいと言われている[21]。

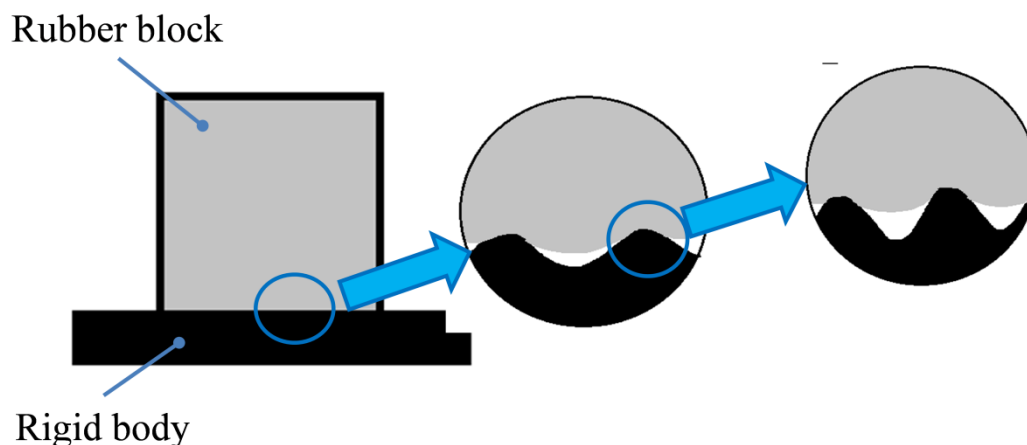


Fig. 1-1 Multi-scale surface roughness.

真実接触面積を直接観察することは困難であり、真実接触面積を計算する様々な理論モデルが発表された[32]-[36]。Greenwood と Williamson は表面の高さ分布に従って単一半径の球を配置する表面モデルを提案し、Hertz の接触理論から真実接触面積を算出し、垂直荷重と真実接触面積の関係が線形となることを明らかにした[32]。Bush らは Greenwood らの表面モデルを楕円球とすることで、より実表面に近い表面モデルを提案した[33]。これらの表面モデルは単一スケールの凹凸しか表現することができず、表面のマルチスケール性を考慮していないという問題がある。Persson らは、表面粗さパワースペクトルを表面特性を表現する指標として扱い、表面粗さのマルチスケール性を考慮した接触モデルを構築し

た[20]-[23]. さらに, Persson らは様々なスケールの表面粗さに追従して変形するゴムのヒステリシスロスエネルギーと前述の接触モデルから摩擦係数を予測する理論モデルを構築した. これにより, ミクロなスケールの表面粗さが摩擦係数に大きく影響を与えることを示し, マルチスケールな表面とゴム間の摩擦係数の評価が可能となった.

Persson の理論モデルが対象にしているスケールよりさらにマクロな表面粗さが摩擦係数に及ぼす影響について評価する研究も行われてきた[7],[28]-[31]. Busfield らは, FEM 解析を用いてゴム平板-剛体球の押し込み/すべりモデルについて接触解析を行った[7]. 解析結果からゴム平板に押し込まれた剛体球の力学的作用によりすべり時の接線力が増加することで, すべり時の接線力と垂直力の比で計算される摩擦係数が解析時に入力した摩擦係数に比べて増加することを明らかにし, マクロな表面粗さの幾何学的影響によって摩擦係数が変化することを示した. Eid らは 2 つの弾性体でモデル化した球を剛体平面に押し付けるモデルを作成し, FEM を用いて接触解析を行った[28]. 解析結果より, 押しつけ力が増加するとそれぞれ独立だった接触領域がやがて 1 つの領域となり, 2 つの球の相互作用によって垂直力が変化することを明らかにした. Busfield らと Eid らの結果から, ゴム-路面間の摩擦においても, 凹凸が多数存在することで固体間の相互作用により摩擦係数に影響を及ぼすことが予想されるが, これについては未だ理解が不十分である.

以上の研究背景と先行研究より, ゴム-路面間の摩擦係数予測モデルの構築のためには, 接触部の力学的作用が働くマクロなスケールの表面粗さをを用いた摩擦モデルと, さらに細かいマルチスケールな表面粗さを考慮した Persson の理論モデルを統合し, 全スケールの表面粗さの影響を取り入れた新たな摩擦モデルを提案することが必要である. そのためには, マクロな粗さにおける凹凸の相互作用による摩擦係数の変化について詳細に調査し, マクロなスケールの表面粗さと摩擦係数の力学的関係を明らかにする必要がある.

1.3 研究の目的

摩擦特性の一般的な指標である摩擦係数は、ゴム-路面間においては速度依存性や温度依存性を持ち、ゴムの摩擦はミクロスケールからマクロスケールまでの様々な物理現象に起因する複雑な現象である。このようなゴムの摩擦のマルチスケール性を考慮した合理的な摩擦係数の予測モデルを開発することは、タイヤ設計開発において実験コスト、開発期間の削減が期待できるほか、ゴムの摩擦問題を扱う様々な分野において非常に有効なツールとなり得る。

そこで、本研究では、ゴム-路面間の接触における摩擦係数の予測モデルを構築することを目的として、表面粗さを表現する凹凸モデルを提案し、有限要素法解析によってマクロな粗さの幾何学的形状と摩擦係数の力学的関係を明らかにする。

1.4 本論文の構成

本論文の構成を以下に示す。

第1章では、序論として研究背景と先行研究、研究目的について述べる。

第2章では、表面粗さパワースペクトルの計算手法について述べ、表面観察によって得られた高さデータから表面粗さパワースペクトルを計算する。また、表面粗さパワースペクトルを用いたゴム-路面間の摩擦係数予測モデルを提案する。

第3章では、接触・摩擦のFEM解析のための解析条件について述べ、解析モデルを作成する。

第4章では、第3章で述べた解析モデルに対しFEM解析を実行し、解析結果を用いて表面の幾何学形状が摩擦に及ぼす影響について考察する。

第5章では、本研究で得られた結果および知見について総括する。また、今後の展望についても述べる。

第2章 表面粗さパワースペクトル

2.1 パワースペクトルの定義及び計算手法

2.1.1 表面粗さパワースペクトルの定義

摩擦について議論する上で、接触面の凹凸形状は摩擦に影響を及ぼす非常に重要なパラメータの一つである。特に、目に見えるほどの比較的大きな凹凸だけでなく、その凹凸の中に存在する微小な凹凸も摩擦に大きく影響を及ぼすことが報告されている[20]。そのため広いスケールの表面粗さを表現することが重要となるが、表面粗さを表現する指標である算術平均粗さ (R_a) や二乗平均平方根粗さ (R_q) などではマクロな粗さからミクロな粗さまでを表現することは難しい。スペクトル解析は、表面粗さのマルチスケール性を表現する有効な手法の一つであり、表面粗さパワースペクトルは以下のように定義される[20]。

$$C(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2x \langle h(\mathbf{x} + \boldsymbol{\tau}) h(\boldsymbol{\tau}) \rangle e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}} \quad (2-1)$$

ここで、表面の高さデータを $h(\mathbf{x})$ とし、 $\langle \dots \rangle$ はアンサンブル平均である。 $C(\mathbf{q})$ は $h(\mathbf{x})$ の自己相関関数のフーリエ変換で定義される。 $\mathbf{q}$ は波数ベクトルであり、波長ベクトルを $\boldsymbol{\lambda}$ とすると、 $\mathbf{q} = 2\pi/\boldsymbol{\lambda}$ なる関係がある。

パワースペクトルを計算することで、標本内にどのような波長成分がどれほど強く含まれているのかを知ることができる[37]。したがって、表面粗さパワースペクトルを計算し、表面粗さをスペクトルで表現することで、マクロな粗さからミクロな粗さまでがどの程度含まれているのかを定量的に表現することができる。

2.1.2 計算手法

式(2-1)に基づいて表面粗さパワースペクトルを数値的に計算するためには、高さデータ $h(\mathbf{x})$ の自己相関関数を求めなければならない。ここでは、式(2-1)を式展開することで、自己相関関数を求めずに、表面粗さパワースペクトルを計算する方法について述べる[20]。

高さデータ $h(\mathbf{x})$ について、データ長を L としデータ範囲の面積を $A(=L^2)$ とすると、自己相関関数は次式で表される。

$$\langle h(\mathbf{x} + \boldsymbol{\tau}) h(\boldsymbol{\tau}) \rangle = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{1}{A} \int d^2 \boldsymbol{\tau} h(\mathbf{x} + \boldsymbol{\tau}) h(\boldsymbol{\tau}) \quad (2-2)$$

式(2-1)に代入して，

$$C(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{1}{A} \int d^2 x \int d^2 \boldsymbol{\tau} h(\mathbf{x} + \boldsymbol{\tau}) h(\boldsymbol{\tau}) e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}} \quad (2-3)$$

と表される．ここで， $h(\mathbf{x})$ のフーリエ変換を $h(\mathbf{q})$ と定義すると，

$$h(\mathbf{x}) = \int d^2 q h(\mathbf{q}) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}} \quad (2-4)$$

表わされるので，式(2-3)に式(2-4)を代入し整理すると，

$$C(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{1}{A} \int d^2 x \int d^2 \boldsymbol{\tau} \int d^2 q' \int d^2 q'' h(\mathbf{q}') h(\mathbf{q}'') e^{i(\mathbf{q}' + \mathbf{q}'') \cdot \boldsymbol{\tau}} e^{i(\mathbf{q}' - \mathbf{q}) \cdot \mathbf{x}} \quad (2-5)$$

となる．ここで，フーリエ変換とデルタ関数の公式，

$$\int d\mathbf{x}^2 e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}} = (2\pi)^2 \delta(\mathbf{q}) \quad (2-6)$$

$$\int d\mathbf{q}'^2 h(\mathbf{q}') \delta(\mathbf{q}' - \mathbf{q}) = h(\mathbf{q}) \quad (2-7)$$

を用いると式(2-5)は，

$$C(\mathbf{q}) = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{(2\pi)^2}{A} h(\mathbf{q}) h(-\mathbf{q}) \quad (2-8)$$

となる．また，

$$\begin{aligned} h(\mathbf{q}) &= \int d^2 x h(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}} \\ &= \int d^2 x h(\mathbf{x}) \cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}) - i \int d^2 x h(\mathbf{x}) \sin(\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}) \end{aligned} \quad (2-9)$$

$$h(-\mathbf{q}) = \int d^2x h(\mathbf{x}) \cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}) + i \int d^2x h(\mathbf{x}) \sin(\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}) \quad (2-10)$$

であるから、 $h(-\mathbf{q})$ は $h(\mathbf{q})$ の複素共役となる。したがって、式(2-8)は、

$$C(\mathbf{q}) = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{(2\pi)^2}{A} |h(\mathbf{q})|^2 \quad (2-11)$$

と表される。以上より、高さデータ $h(\mathbf{x})$ の自己相関関数を求めずに、 $h(\mathbf{x})$ のフーリエ変換 $h(\mathbf{q})$ を計算することで表面粗さパワースペクトル $C(\mathbf{q})$ を算出することができる。パワースペクトル計算プログラム中のフーリエ変換に関しては、文献[41]の高速フーリエ変換プログラム(Fast Fourier Transform :FFT)を用いた。逆に、式(2-11)よりパワースペクトルから表面データ $h(\mathbf{x})$ を作成することも可能である(付録 A.1 参照)。フーリエ変換の計算に関しては、Numerical Recipe の高速フーリエ変換プログラム(Fast Fourier Transform :FFT)を用いた[41]。

表面は等方的であると仮定すると、式(2-11)を用いて得られた表面粗さパワースペクトル $C(\mathbf{q})$ は等方性を有する。そこで、2次元データの $C(\mathbf{q})$ を波数ベクトル $\mathbf{q}$ のスカラー q と $C(q)$ の関係に変換し、1次元のデータとした。

パワースペクトルから二乗平均平方根粗さ R_q を数値的に計算することができる。式(2-1)より、フーリエ逆変換し、 $\mathbf{x}=\mathbf{0}$ とすると、

$$\langle h(\boldsymbol{\tau})^2 \rangle = \int d^2q C(\mathbf{q}) \quad (2-12)$$

式(2-12)の平方根をとれば、 R_q となる。つまり、

$$R_q = \langle h(\boldsymbol{\tau})^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \left\{ \int d^2q C(\mathbf{q}) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2-13)$$

と表される。したがって、表面粗さパワースペクトルを計算することで、マクロな凹凸を示す指標として扱われる R_q も得ることができる。ここで、 $C(\mathbf{q})$ に等方性を仮定すれば、波数ベクトル $\mathbf{q}$ の座標を極座標変換することで、式(2-13)は式(2-14)として表すことができる。

$$R_q = \left\{ \int_0^{2\pi} d\theta \int dq q C(q) \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$= \left\{ 2\pi \int dq q C(q) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2-14)$$

ここで, q は極座標系における半径方向成分 $|\mathbf{q}|$ である. 式(2-14)から, ある波数領域 $[q_{\min}, q_{\max}]$ における二乗平均平方根粗さを $R_q[q_{\min}, q_{\max}]$ とすると,

$$R_q[q_{\min}, q_{\max}] = \left\{ 2\pi \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} dq q C(q) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2-15)$$

となる. $q=2\pi/\lambda$ であるので, $q_{\min}$ は主に高さデータ $h(\mathbf{x})$ のデータ長 L によって決まり, $q_{\max}$ は $h(\mathbf{x})$ の分解能 dx によって定まる.

2.2 セルフアフィンフラクタル表面

2.2.1 フラクタルとは

あるスケールで見た形状の一部を拡大，縮小してみると同じような形状が観察される構造をフラクタルと呼ぶ．自然界にはいたるところにフラクタルな構造が存在しており，樹木や川，海岸線などの形状もフラクタルである[38]．Fig. 2-1 はコンクリートに入った亀裂の写真[38]であるが，これも自然界に存在するフラクタルな構造の一つである．

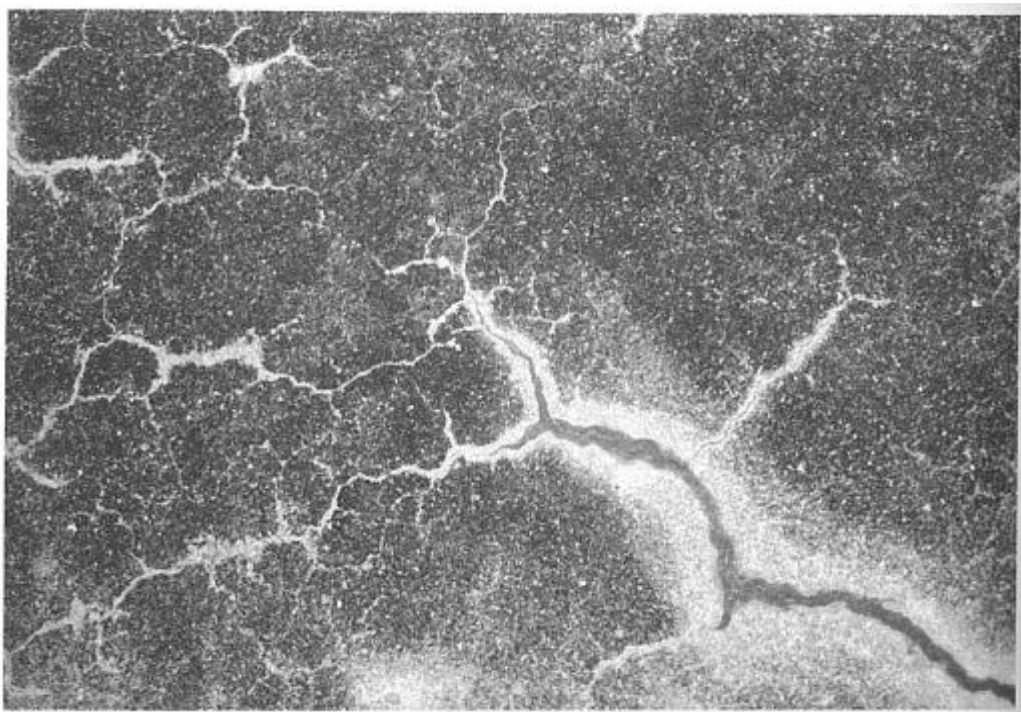


Fig. 2-1 Example of a fractal structure: the crack of a concrete[38].

等方的に縮尺を変化させたときに自己相似になるものを，自己相似フラクタル(self similar fractal)と呼び，異方的変化により相似になるものをセルフアフィンフラクタル(self affine fractal)と呼ぶ[39]．つまり，関数 $h(x,y)$ があるときに， $x \rightarrow \lambda x, y \rightarrow \lambda y$ という変換をしたとき，式(2-16)の関係が成り立つ場合をセルフアフィンフラクタルと以下で定義する． H はセルフアフィンフラクタルの指標であり，Hurst 数と呼ばれる．

$$h(x,y) = \lambda^{-H} h(\lambda x, \lambda y) \quad (2-16)$$

Hurst 数とフラクタル次元 D_f との間には、 $D_f=3-H$ なる関係がある．セルフアフィンフラクタルのとき Hurst 数は $0<H<1$ の範囲にあり、 $H=1$ のとき自己相似性を持つ．

2.2.2 セルフアフィンフラクタル表面の性質

自然界の表面にもセルフアフィンフラクタル性を有するものが多く存在する．ここでは、セルフアフィンフラクタル表面とその表面粗さパワースペクトルの関係について示し、セルフアフィンフラクタル表面の性質について説明する[1]．

表面粗さパワースペクトルは式(2-1)より、

$$C(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2x \langle h(\mathbf{x} + \boldsymbol{\tau}) h(\boldsymbol{\tau}) \rangle e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}} \quad (2-17)$$

で、定義されている．ここで、

$$\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x}'/\lambda \quad \boldsymbol{\tau} \rightarrow \boldsymbol{\tau}'/\lambda \quad (2-18)$$

と座標変換すると、式(2-17)は、

$$C(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2x' \lambda^{-2} \left\langle h\left(\frac{\mathbf{x}' + \boldsymbol{\tau}'}{\lambda}\right) h\left(\frac{\boldsymbol{\tau}'}{\lambda}\right) \right\rangle e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}'/\lambda} \quad (2-19)$$

となる．表面はセルフアフィンフラクタル表面であるとする、式(2-16)より、

$$\left\langle h\left(\frac{\mathbf{x}' + \boldsymbol{\tau}'}{\lambda}\right) h\left(\frac{\boldsymbol{\tau}'}{\lambda}\right) \right\rangle = \left\langle \lambda^{-H} h(\mathbf{x}' + \boldsymbol{\tau}') \lambda^{-H} h(\boldsymbol{\tau}') \right\rangle \quad (2-20)$$

と表される．式(2-20)を式(2-19)に代入すると式(2-21)となる．

$$C(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2x' \lambda^{-2-2H} \langle h(\mathbf{x}' + \boldsymbol{\tau}') h(\boldsymbol{\tau}') \rangle e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}'/\lambda} \quad (2-21)$$

ここで、

$$\lambda = |\mathbf{q}| = q \quad \hat{\mathbf{q}} = \mathbf{q}/q \quad (2-22)$$

とおくと、式(2-21)は、

$$C(\mathbf{q}) = q^{-2(H+1)} \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2x' \langle h(\mathbf{x}' + \boldsymbol{\tau}') h(\boldsymbol{\tau}') \rangle e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}'} \quad (2-23)$$

となる．式(2-23)より，セルフアフィンフラクタル表面のパワースペクトルは，波数ベクトルのスカラー $q=|\mathbf{q}|$ が増加すると $q^{-2(H+1)}$ に比例して減少することがわかる．つまり，波数とパワースペクトルの関係は両対数をとると Fig. 2-2 に示すように線形となり，その傾きは $-2(H+1)$ となる．

多くの表面粗さは Fig. 2-2 で示されるように， $C(q)$ が比較的平坦になる波数領域 $q_L < q < q_0$ とセルフアフィン性を示す波数領域 $q_0 < q < q_1$ の2つの領域に区分できることが知られている[40]．後述するが，この2つの領域は表面粗さの性質が大きく異なり，摩擦に及ぼす影響やメカニズムも異なるものとなる．

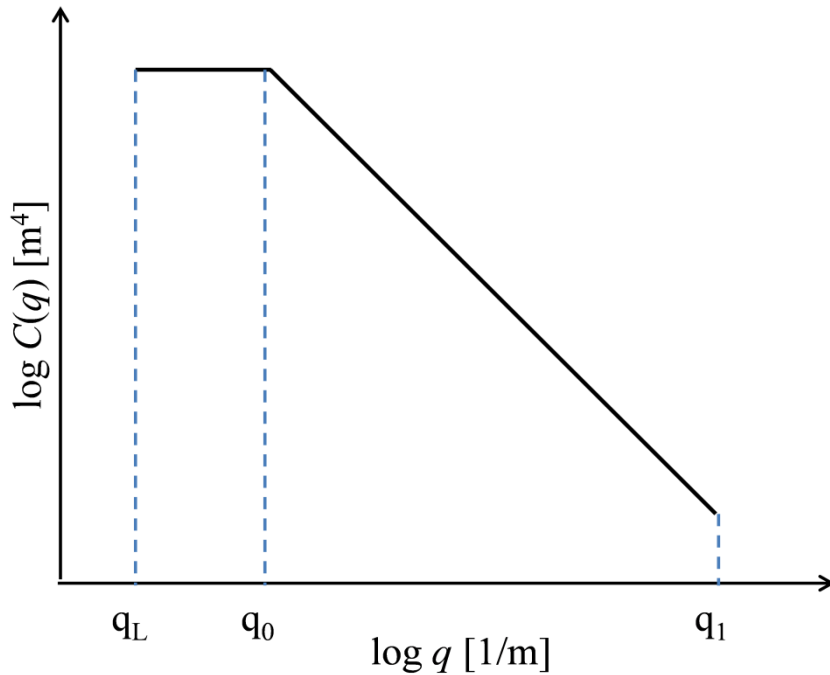


Fig. 2-2 Surface roughness power spectrum.

次に，セルフアフィンフラクタル表面の二乗平均平方根粗さ R_q について考える．式(2-23)の関係から，セルフアフィンフラクタル表面のパワースペクトル $C(q)$ は， C_0 を定数として以下のように表すことができる．

$$C(q) = C_0 q^{-2(H+1)} \quad (2-24)$$

式(2-24)をパワースペクトルと R_q の関係式(2-15)に代入して,

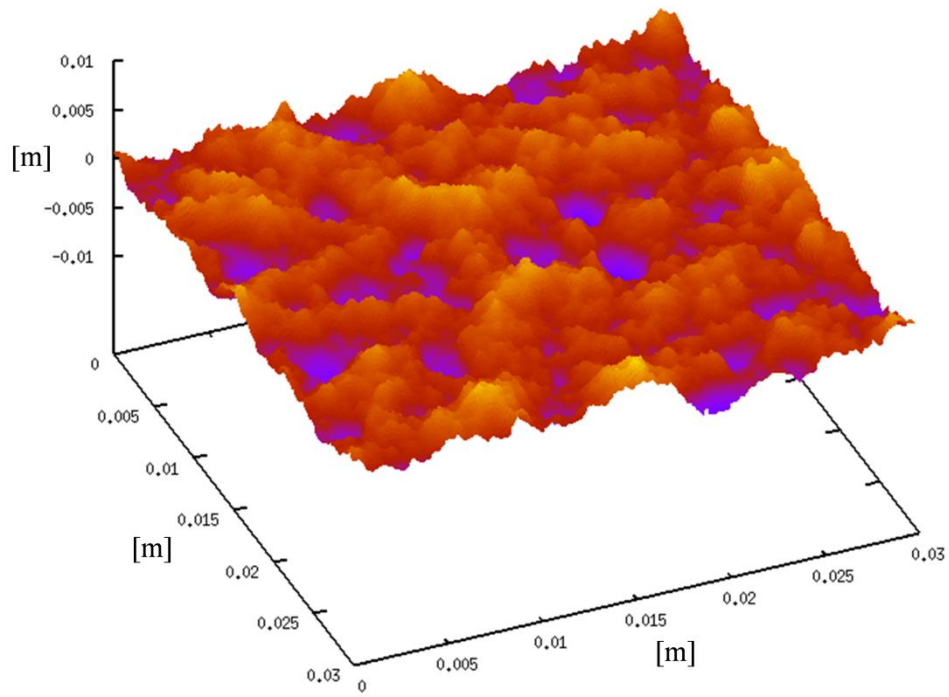
$$\begin{aligned} R_q[q_{\min}, q_{\max}] &= \left\{ 2\pi \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} dq C_0 q^{-2H-1} \right\}^{\frac{1}{2}} \\ &= \left\{ \frac{\pi C_0}{H} (q_{\min}^{-2H} - q_{\max}^{-2H}) \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2-25)$$

と表される．ここで、 $q_{\min} \ll q_{\max}$ であるとする、式(2-25)の $q_{\max}$ の項は無視することができ、式(2-26)のようになる．

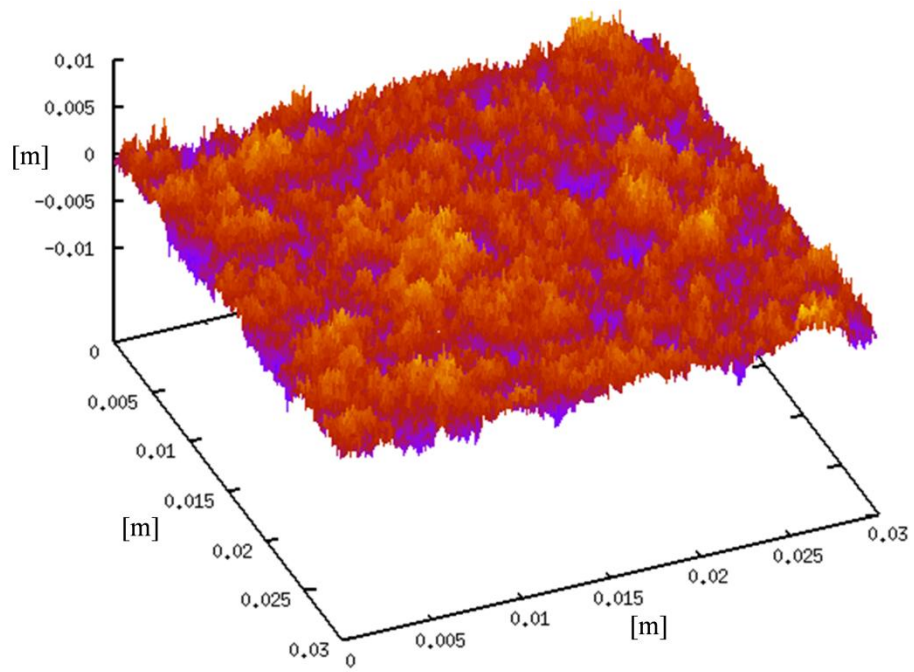
$$R_q[q_{\min}, q_{\max}] = q_{\min}^{-H} \sqrt{\frac{\pi C_0}{H}} \quad (2-26)$$

式(2-26)から、セルフアフィンフラクタル表面では、 R_q は低波数部 $q_{\min}$ や Hurst 数 H 、定数 C_0 によって決まることがわかる．つまり、 $q_{\min}$ はマクロな粗さを決めるパラメータの一つである．Fig. 2-2 のような波数領域 $[q_L, q_1]$ を持つ表面でも、セルフアフィン領域の端部 q_0 がマクロな粗さに大きく影響していると言える．

Fig. 2-3 は Fig. 2-2 に示したパワースペクトルを入力値として作成したセルフアフィンフラクタル表面である(付録 A.1 参照)．データ長 $L=0.03[m]$ 、 $q_0=1000[1/m]$ 、格子点間隔 $dx, dy=29.3[\mu m]$ とし、 $R_q=0.001[m]$ となるように C_0 を与え、Fig. 2-3(a)は Hurst 数 $H=0.8$ とし、Fig. 2-3(b)は $H=0.2$ とすることで、Hurst 数による表面形状の違いを示した．両者を比較すると、Hurst 数が小さいほうが表面が粗くなることがわかり、 R_q の値が同じにも関わらず表面形状が異なっていることもわかる．



(a)



(b)

Fig. 2-3 Self affine fractal surface: (a) $H=0.8$, (b) $H=0.2$.

2.3 表面観察

2.3.1 観察装置及び表面サンプル

実際に表面粗さパワースペクトルを計算するために表面観察を行い，高さデータ $h(\mathbf{x})$ を得た．観察装置としてキーエンス製のレーザー顕微鏡(KEYENCE VK-9500)を用いた．レーザー顕微鏡の外観を Fig. 2-4 に示す．観察画像の解析には，同社の画像解析ソフト VK-Analyzer を使用した．

Fig. 2-5 に観察に用いた表面サンプルを示す．表面 A と表面 B の 2 種類の表面について観察を行った．表面 A は，“3M 製 Safety-Walk すべり止めテープ typeB”，表面 B は“三共理化学製サンドペーパーP60”とし，ともに未使用のものを用いた．Fig. 2-6 に表面観察によって取得した表面 B の高さデータの 3 次元画像を示す．



Fig. 2-4 External view of a laser microscope.

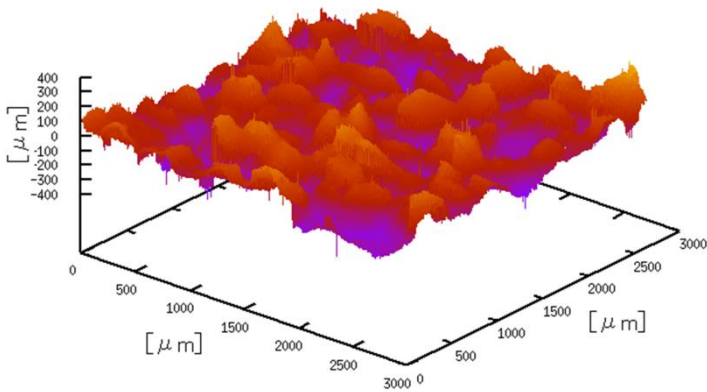


(a)

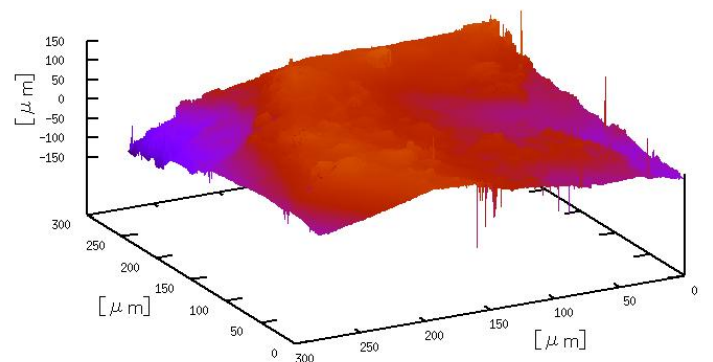


(b)

Fig. 2-5 Pictures of surfaces, (a) Surface sample A, (b) Surface sample B.



(a)



(b)

Fig. 2-6 3D profiles of the surface sample B, (a) 10 times, (b) 100 times.

2.3.2 解析手法

レーザー顕微鏡を用いて表面観察し、表面粗さパワースペクトルを導出するまでの解析手法について以下に述べる。Fig. 2-7 は表面観察からパワースペクトルの導出までの過程をフローチャートに表したものである。Fig. 2-7 のフローチャートに沿って、表面粗さパワースペクトルの計算方法について説明する。

まず(1)レーザー顕微鏡を用いて、各表面の表面データ $h(\mathbf{x})$ を取得する。パワースペクトルの計算に用いる高速フーリエ変換(FFT)を利用するためには、データ点は2のべき乗でなければならない。そこで、(2)表面データ $h(\mathbf{x})$ の端のデータを無作為に取り除き、データ点数を2のべき乗に揃えた。次に、(3)FFTを用いて、 $h(\mathbf{x})$ のパワースペクトル $C(\mathbf{q})$ を計算し、(4)等方性の過程から、2次元パワースペクトル $C(\mathbf{q})$ を1次元のパワースペクトル $C(q)$ に変換した。得られた1次元のパワースペクトル $C(q)$ は非常にばらつきが大きく、そのままでは統計的性質を得ることが難しいので、(5)ある q の間隔にある $C(q)$ の値の平均をとることで、 $C(q)$ のばらつきを低減させた(付録 A.2 参照)

Table 2-1 にレーザー顕微鏡による表面の観察条件を示す。2種類それぞれの表面に対し、低倍率で分解能が粗いが観察領域が広い観察①、高倍率で分解能が高く①に比べると観察範囲が狭い観察②の2つの条件で表面観察を行い、表面データを得た。1枚の画像データでは観察範囲が狭く、データ点数が少ないので、すべての表面観察において複数枚の画像データを取得し、画像連結することで各条件に合うデータ長、データ点数の表面データを得た。また、観察は複数箇所行い、それぞれの観察箇所での表面粗さパワースペクトルを計算し、それらのパワースペクトルの平均値を最終的な結果とした。

Table 2-1 Observed conditions.

Sample name	Observation rate		Data length	Number of data	Points of observation
Surface sample A,	①	10	12.8×12.8[mm]	1024×1024	4
Surface sample B	②	100	2.85×2.85[mm]	2048×2048	4

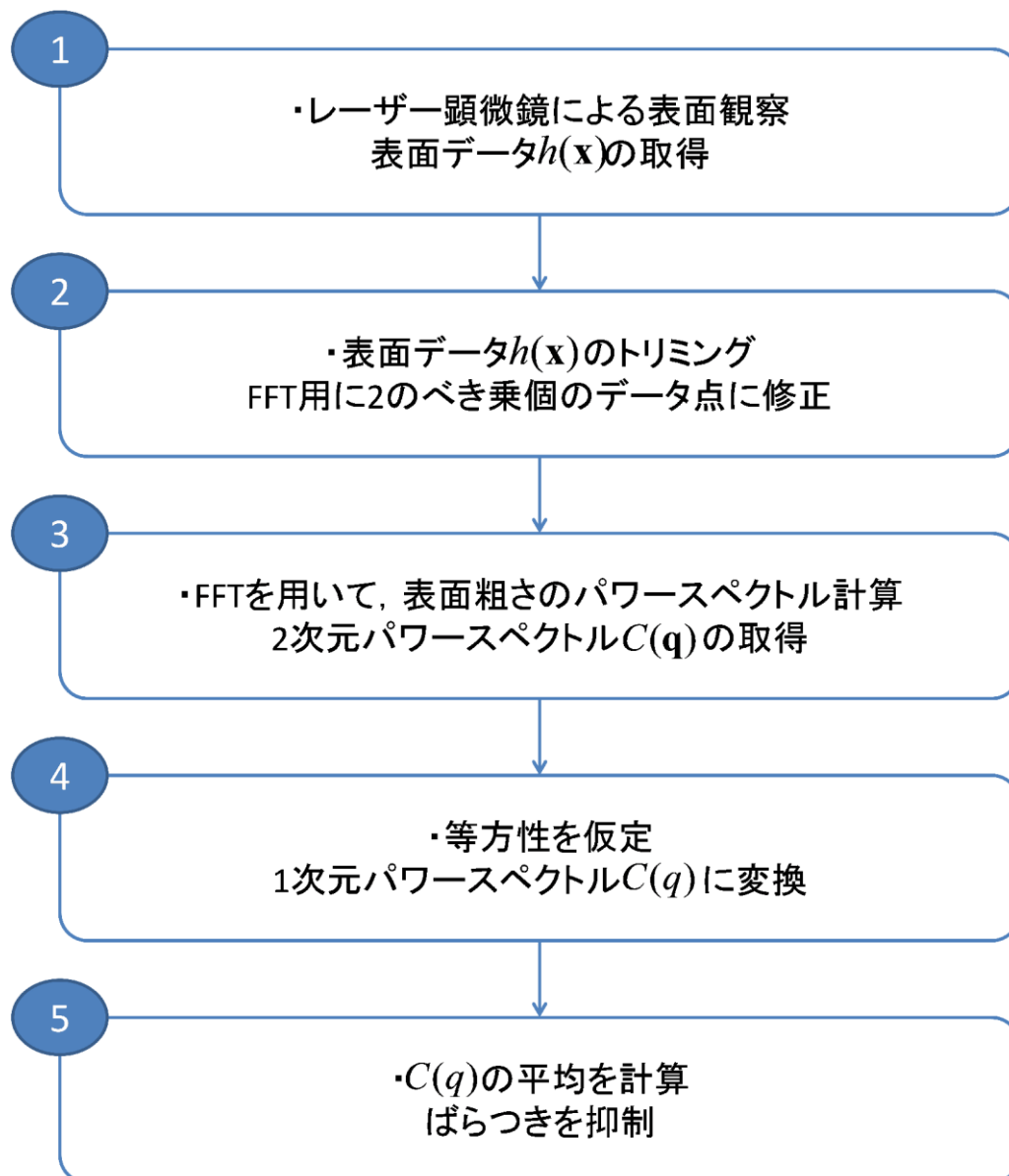


Fig. 2-7 Flow chart of calculation of the surface roughness power spectrum.

2.3.3 解析結果

Fig. 2-8 に表面 A の観察データから計算した表面粗さパワースペクトルを示す．赤色のラインが観察倍率 10 倍のパワースペクトル, 青色のラインが観察倍率 100 倍のパワースペクトルである．両者のパワースペクトルは図の破線に示すような直線で連続的につながると考えることができる．しかし, それぞれのパワースペクトルの高波数側では, 破線よりも大きい値をとっている．これは, 表面観察の際に生じたノイズによるものと考ええる．ノイズは高波数成分であり, パワースペクトル値が大きくなるほど対応する波長の振幅が大きくなることを意味するので, ノイズの発生によりパワースペクトルの高波数側が実際の表面粗さパワースペクトルの値より大きくなっていると考える．したがって, それぞれの観察倍率のパワースペクトルの高波数側は表面形状本来の性質を表現していないと考え, 表面特性について考察する際はこの領域を除去する必要がある．高波数側のノイズの影響については付録 A.3 で考察する．

Fig. 2-9 に表面 A と表面 B のそれぞれの表面データから計算した表面粗さパワースペクトルを示す．また, それぞれのパワースペクトルは前述のように, 10 倍, 100 倍それぞれのパワースペクトルの高波数側でノイズの影響を受けていると考え, 高波数部を除去した後, 2 つの観察倍率のパワースペクトルを連結して表示した． Fig. 2-9 から表面 A, 表面 B とともに波数領域 q_0 以下で線形に近い性質を持っていることがわかる．つまり, 両者は Fig. 2-2 に示すモデルと近似することができ, マクロな粗さ領域 $q_L < q < q_0$ とセルフアフィンプラクタル性を有するミクロな粗さ領域 $q_0 < q < q_1$ に区分することができる．

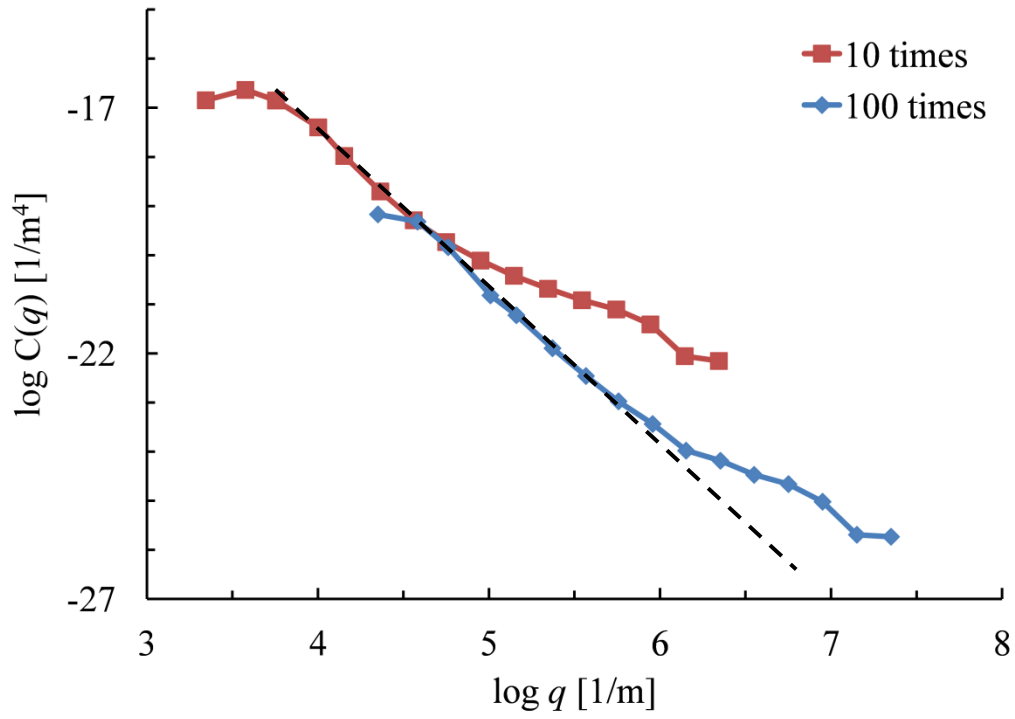


Fig. 2-8 The surface roughness power spectrum of surface sample A.

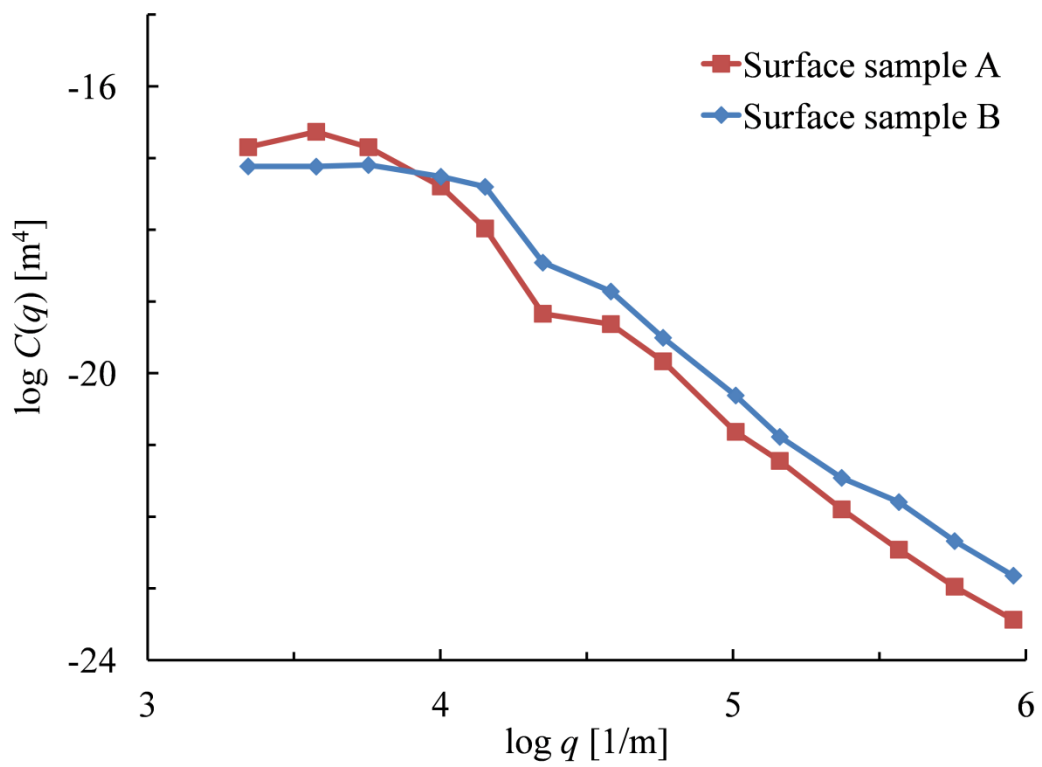


Fig. 2-9 Comparison of the surface roughness power spectrum.

2.4 摩擦モデルの提案

Persson らの研究[20]-[24]では, Fig. 2-9 に示す表面粗さパワースペクトルから, $q_0 < q < q_1$ のミクロな粗さ領域についてセルフアフィン性を仮定し, ゴム-路面間のヒステリシスロスの関係から摩擦係数を算出するモデルを構築した. Persson の摩擦理論モデルによって, ミクロスケールの粗さが摩擦係数に及ぼす影響が明らかになり, 摩擦係数算出のための重要な要因となることを示した. 他方, Busfield らは鉄球とゴム平板の押し込み/すべり実験と, 実験を模した剛体球-ゴム平板の FEM 解析によって, マクロスケールの表面粗さが摩擦係数に影響を与えることを明らかにした[7].

本研究では, 以下に説明するような実路面とゴム間の摩擦係数予測モデルを提案する. モデルの概要を Fig. 2-10 に示す. 表面粗さパワースペクトルをマクロスケールの波数領域 $q_L < q < q_0$ とミクロスケールの波数領域 $q_0 < q < q_1$ に区分する. マクロスケールの波数領域は, 算術平均粗さ R_a や二乗平均平方根粗さ R_q で特徴づけられる単一なスケールの粗さ領域であり, ミクロスケールの波数領域は, 広いスケールの高さ成分が重なり合ったマルチスケール性を有する複雑な粗さ領域である. Persson の摩擦理論モデルを用いてミクロスケールの波数領域 $q_0 < q < q_1$ の表面粗さによる摩擦係数を理論的に求めることができ, 導出された摩擦係数を μ_{in} とする. マクロスケールの波数領域 $q_L < q < q_0$ の表面粗さを表面モデルとし, μ_{in} を入力値とした FEM による摩擦解析を行う. 解析によって得られたすべり時の垂直力 P と接線力 F の関係($\mu_{out} = F(\mu_{in})/P$)よりマクロなスケールの表面粗さの影響を加えた摩擦係数 μ_{out} を導出する. 以上より, ゴム-路面間の全スケールの表面粗さを考慮した摩擦係数の予測が可能となると考える.

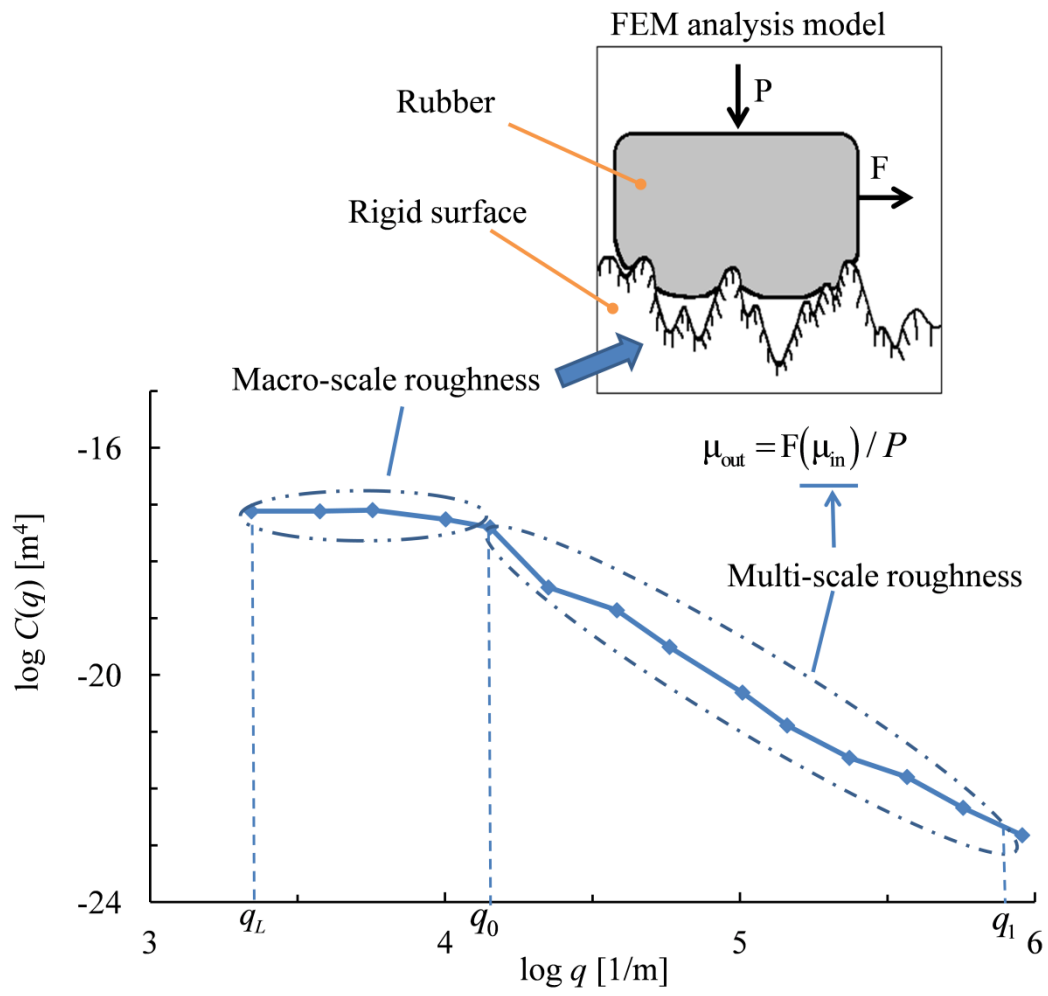


Fig. 2-10 Model concept of μ_{out} as a function of μ_{in} .

第3章 有限要素法解析手法

3.1 有限要素法解析

第2章で表面サンプルの表面粗さパワースペクトルを計算し、パワースペクトルの結果から表面がマクロスケールの粗さを有する波数領域とミクロスケールの粗さを有する波数領域に区分できることを示した。ミクロスケールの粗さ領域はセルフアフィン性を仮定することができ、Persson の理論モデルによりゴム-路面間の摩擦係数を導出することができる[20]。この手法より、ミクロスケールの粗さ領域から導出した摩擦係数を FEM 解析の入力値とすることができる。そして、マクロスケールの粗さを表面モデルに用いたゴム-路面間の FEM 解析を行い、その解析結果から摩擦係数を算出することで、全スケールを考慮した摩擦係数の予測を可能とする摩擦モデルを提案した。この章では、マクロスケールの粗さ領域の幾何学的形状が摩擦係数に及ぼす影響について評価するための FEM 解析の手法について述べる。

前述した摩擦係数予測モデルによって、全スケールの粗さを考慮した摩擦係数を予測するためには、マクロスケールの粗さを表面モデルとしたゴム-路面間の接触・摩擦解析を行う必要がある。しかし、マクロスケールの波数領域の粗さを有する表面モデルを作成し FEM 解析を行うためには、非常に細かい要素と多大な節点数が必要であり、膨大な計算時間が必要となる。また、複雑な形状の接触解析のために収束困難に陥りやすいことが問題となる。

Gabriel, Busfield らや Hassan Eid らは、マクロスケールの粗さを考慮した接触・摩擦解析を行った。Gabriel, Busfield らはゴム平板に剛体球を押し込み、滑らせることで、押し込み深さを変化させたときの摩擦係数の変化について FEM 解析を用いて計算した[7]。この計算によって、ゴム平板に鉄球が食い込むことにより、摩擦係数が増加することを解析結果と実験結果から示し、マクロスケールの粗さが摩擦係数に影響を与えることを明らかにした。また、Eid, Adams は平らな剛体面に2つの弾性、及び弾塑性の球体を押付けたとき、2つの球の間隔や大きさの違いによって垂直力が変化することを FEM 解析によって明らかにし、隣接する球の相互作用について議論した[28]。これにより、粗さを持つ表面とゴムの接触においても表面の接触面間で相互作用を及ぼし合い、摩擦係数に影響を与えるものと考えられる。

本研究では、マクロスケールの粗さを複数の剛体球を用いてモデル化する。剛体球間隔や押し込み量を変化させることによってゴム-路面間の摩擦係数がどのように変化するかについて FEM を用いて評価し、剛体球の接触面間の相互作用について明らかにする。

また、複雑な接触・摩擦解析における収束困難の問題を避けるために解析には陽解法を用いた。一般的に陽解法は陰解法に比べて解が収束しやすく、計算時間も短いという利点があるが、解析精度が低くなるという欠点がある。そこで、本章でははじめに陽解法による解析精度を保証するため、Busfield らの論文[7]で行われている実験と同じ条件のモデルを作成、解析し、文献中の結果と解析結果がよく一致することを確認する。また、同様の解析を陰解法を用いて計算し、解析結果が一致することについても確認する(付録 B.1 参照)。解析には Altair 社の FEM 解析ソフト Radioss11.0 を用いる。

3.2 解析条件

ゴム平板と剛体球の押し込み/すべりの FEM 解析の条件について述べる．解析モデルを Fig. 3-1 に示す．ゴム平板上面を剛体面とし，この剛体面の回転と y 方向変位を拘束し， z 方向に強制変位を与えることでゴム平板を剛体球に押し込み，その後 z 方向変位を拘束し， x 方向に強制変位を与えることですべり摩擦の解析を行った．ゴム平板には Neo-Hookean の超弾性体モデルを用いた．ゴム平板と剛体球間の接触アルゴリズムはペナルティ法を用い，摩擦係数 μ_{in} は 0.15 で一定とした．解析条件について Table 3-1 にまとめる．

Table 3-1 Analytical conditions of a friction model with FEM.

解析ソフト	Radioss 11.0 (陽解法)
単位系	[mm],[N],[s]
材料特性(ゴム平板)：横剛性率 G [MPa]	0.3333
材料特性(ゴム平板)：ポアソン比 ν	0.495
接触アルゴリズム	ペナルティ法
摩擦係数 μ_{in}	0.15(const.)
要素数	15360
節点数	17610

マクロな表面形状の摩擦への影響を評価するために，すべり摩擦時の摩擦係数 μ_{out} を計算した．Fig. 3-2 に解析結果の一例を示す．一定時間ゴム平板を押し込み，その後 x 方向へ強制変位を与えている．しばらく x 方向変位を与えると接線力が一定となることがわかる．この時，剛体球とゴム平板は完全に滑っていると考え，接触部における接線力と垂直力の比を μ_{out} とする．このようにして得たすべり時の摩擦係数 μ_{out} と解析時に入力した摩擦係数 μ_{in} から摩擦係数の増加率 $\Phi(=\mu_{out}/\mu_{in})$ を算出し，摩擦の影響を評価する．平面同士の摩擦では $\Phi=1.0$ であるので， $\Phi>1.0$ となることは，表面形状の影響により摩擦力が増加していることを意味する．

ゴム平板の寸法は，奥行 $b=60[\text{mm}]$ ，幅 $w=60[\text{mm}]$ ，厚さ $t=30[\text{mm}]$ とした． b ， w は接触領域に対して境界がほとんど影響を与えない十分大きい値を設定した． t に関しては，接触反力に対してゴム平板上面の剛体面がほとんど影響を与えない十分な大きさに設定した(付録 B.3 参照)．

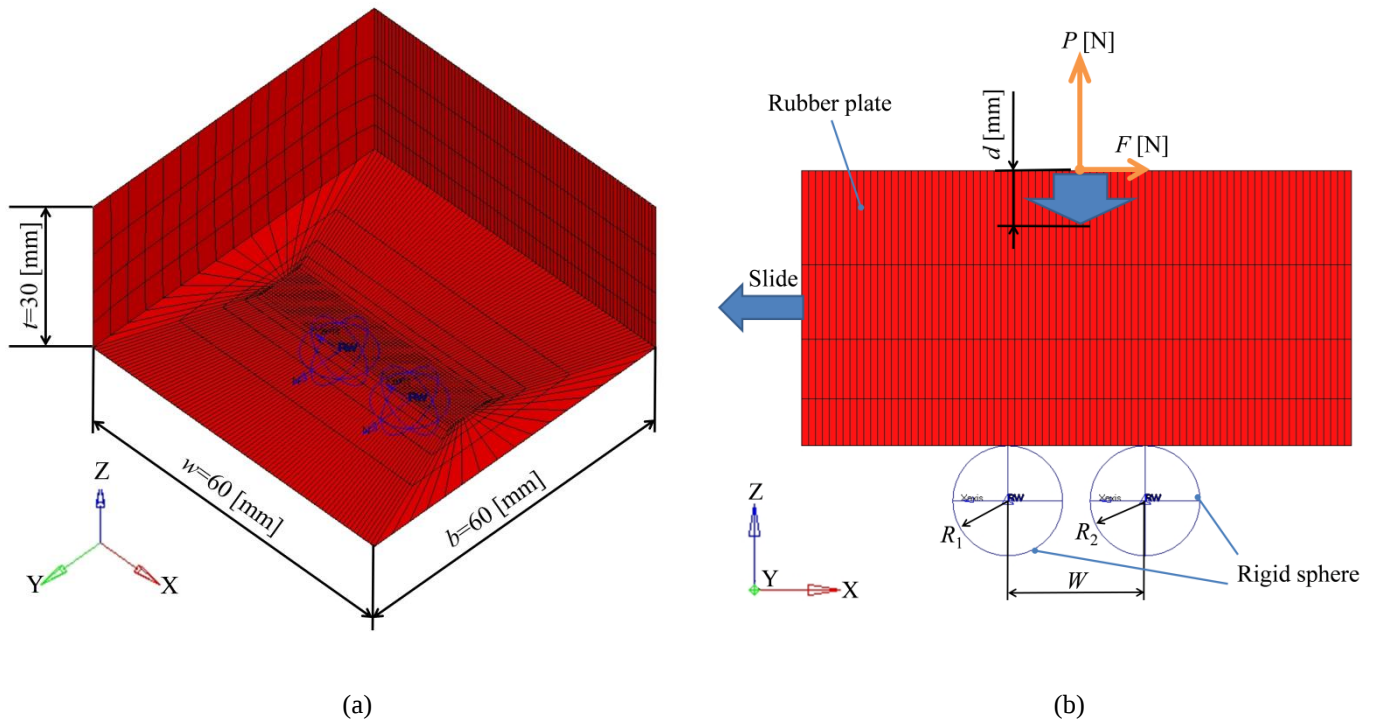


Fig. 3-1 FEM model: (a) general view, (b) side view.

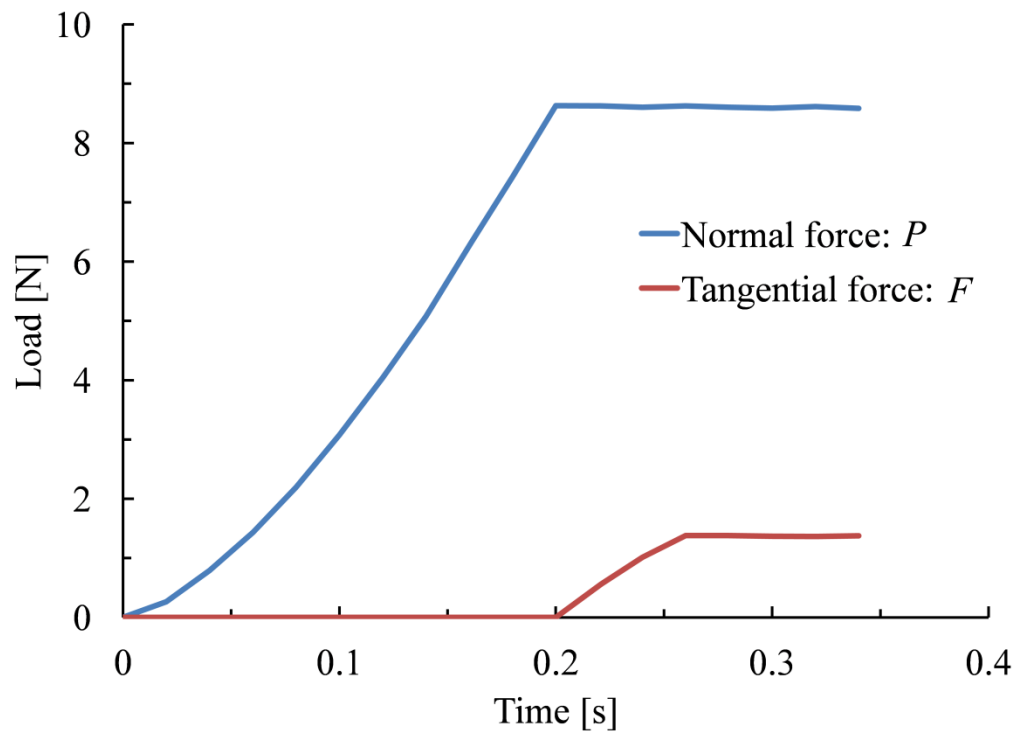


Fig. 3-2 Example of FEM calculation.

3.3 パラメータの無次元化

本研究では，Table 3-2 に示す無次元パラメータを用いる．ただし， E はゴムのヤング率であり， $E=1.0[\text{MPa}]$ とする．

Table 3-2 Dimensionless parameters for calculations.

2 つ目の剛体球の半径： R_2	$R^* = \frac{R_2}{R_1}$
剛体球同士の間隔： W	$W^* = \frac{W}{R_1}$
押し込み深さ： d	$d^* = \frac{d}{R_1}$
垂直力： P	$P^* = \frac{P}{ER_1^2}$
接線力： F	$F^* = \frac{F}{ER_1^2}$

第4章 接触・摩擦解析

4.1 単一剛体球の接触解析

4.1.1 解析モデル

Gabriel, Busfield らは単一剛体球とゴム平板の押し込み/すべり問題について FEM 解析を行い、押し込み深さと摩擦係数の増加率 ϕ の関係を示した[7]。ここでは、第3章で述べた解析モデルを用いて、半径 R_1 の剛体球とゴム平板の押し込み/すべりの接触・摩擦解析を行い、単一剛体球による数値解析の精度の確認を行う。剛体球の半径 R_1 を変化させて解析を行い、無次元化押し込み深さ d^* に対する無次元化垂直力 P^* と、摩擦係数の増加率 ϕ の関係を示す。剛体球は $R_1=3.0, 4.5, 6.0[\text{mm}]$ の3種類を用いて解析を行う。

4.1.2 解析解の検討

剛体球とゴム平板の押し込み/すべりの FEM 解析によって得られる解析結果を用いて摩擦係数を評価するためには、すべり時の垂直力 P と接線力 F が必要である。 P と F は、ゴム上面の剛体面の反力解、もしくは剛体球とゴム平板の接触部の反力解として得ることができる。そこで、両者の解析結果を比較し、どちらの解析解を用いて評価するかを検討を行う。解析条件は Fig. 3-1 に示す通りである。

Fig. 4-1 は、剛体球半径 $R_1=6.0[\text{mm}]$ 、無次元化押し込み深さ $d^*=1/6$ のときの FEM 解析の結果である。ゴム上面および接触部の垂直力 P と接線力 F の解析解を示す。ゴム上面の解析解については、 z 方向反力を P 、 x 方向反力を F とした。接触部の解析解については、接触部における各節点の x 、 y 、 z 方向反力について、 z 方向反力の総和を P 、 x 方向反力の総和を F とした。Fig. 4-1 から、ゴム上面の解析解は大きく振動しており、接触部の解析解は振動が小さいことがわかる。また、接触部の解析解はゴム上面の解析解の平均的な値をとっていることがわかり、両者の平均を比較すれば接触部とゴム上面で反力解は概ね一致すると考える。

以上の結果から、本研究では垂直力 P と接線力 F の解析解として、解の振動が小さい剛体球とゴム平板の接触部の反力解を採用し、以後議論を進める。

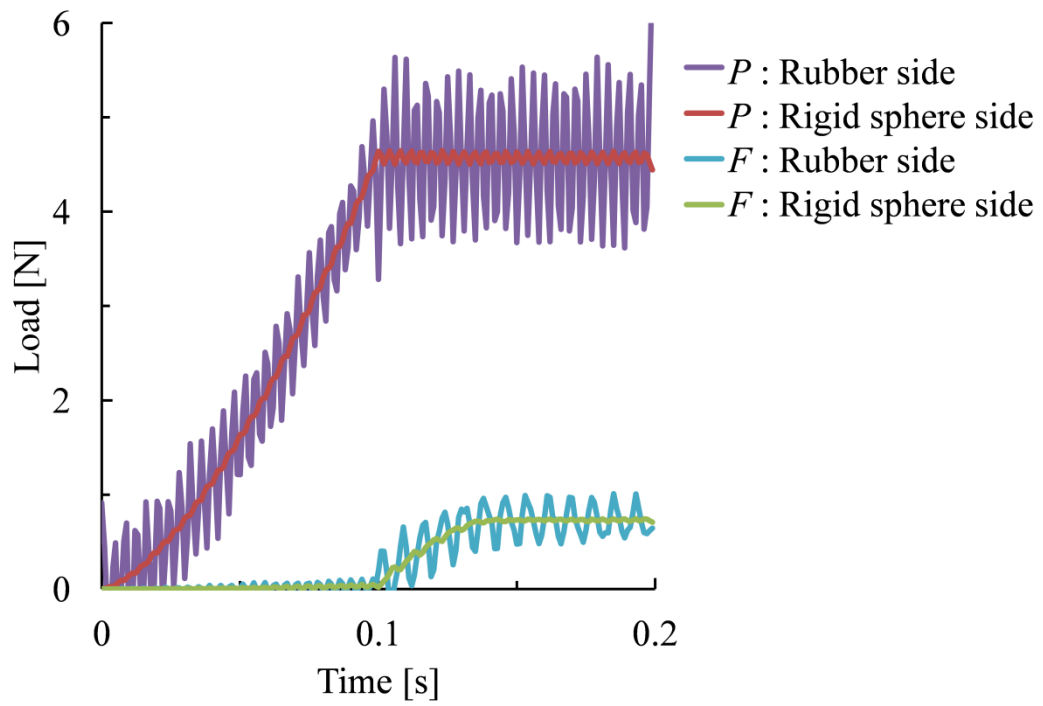


Fig. 4-1 Computed reaction forces which are measured at the rubber side and rigid sphere side.

4.1.3 結果と考察

FEM による押し込み/すべり解析の結果を以下に示す. Fig. 4-2 は無次元化垂直力 P^* と無次元化押し込み深さ d^* の関係を示したものである. 剛体球の半径を $R_1=3.0, 4.5, 6.0[\text{mm}]$ の3種類に対して解析を行う. また, 図中に比較として Hertz の理論解を重ねている. Hertz による押し込み深さと垂直力の関係式は, 2つの球の接触について述べた Hertz の接触理論より求めることができる. 十分な厚みを有する横剛性率 G の非圧縮体に剛体球を押し付けたときの押し込み深さと垂直力の関係は以下の式で表される[8].

$$d = \left(\frac{9}{256} \right)^{1/3} \frac{P^{2/3}}{R^{1/3} G^{2/3}} \quad (4-1)$$

式(4-1)を垂直力 P に関する式に変形し, ゴムは非圧縮として $E=3G$ なる関係を用いて無次元化すると式(4-2)として表すことができる.

$$P^* = \frac{16}{9} (d^*)^{3/2} \quad (4-2)$$

Fig. 4-2 より, R_1 に依らず押し込み深さに対する垂直力は同じ値をとり, Hertz の理論式とよく一致していることがわかる.

Fig. 4-3 は無次元化押し込み深さ d^* に対する摩擦係数の増加率 Φ の関係を示したものである. 剛体球の幾何学的形状の影響により, 摩擦係数 μ_{out} が入力値より大きくなり ($\Phi > 1.0$), $d^* < 0.35$ までは Φ がほぼ線形に増加する. また, $\Phi(d^*)$ の値が R_1 の値に依らず近い値をとることから, 接触領域におけるメッシュは十分精度よく分割できていることがわかる.

ゴム平板のサイズが解析結果に影響を与えないための十分な大きさを有していることを FEM の解析結果から示す. Fig. 4-4(a), (b) は, $R_1=6.0$, $d^*=1/6$ としたときのすべり時の FEM 解析の結果である. 解析はゴム平板を z 方向に押し込み, $-x$ 方向に滑らせており, 解析結果に接触部の断面図を示している. Fig. 4-4(a) に z 方向変位 u_z のコンター図, Fig. 4-4(b) にせん断応力 σ_{zx} のコンター図を示す. Fig. 4-4 から, 変位量, 応力値ともに接触部から離れた位置では一様となっており, 解析結果がゴム平板側面の影響を受けていないことがわかる. したがって, 本研究で用いるゴム平板モデルのサイズは, 解析結果に影響を与えないための十分な大きさを有していると考ええる.

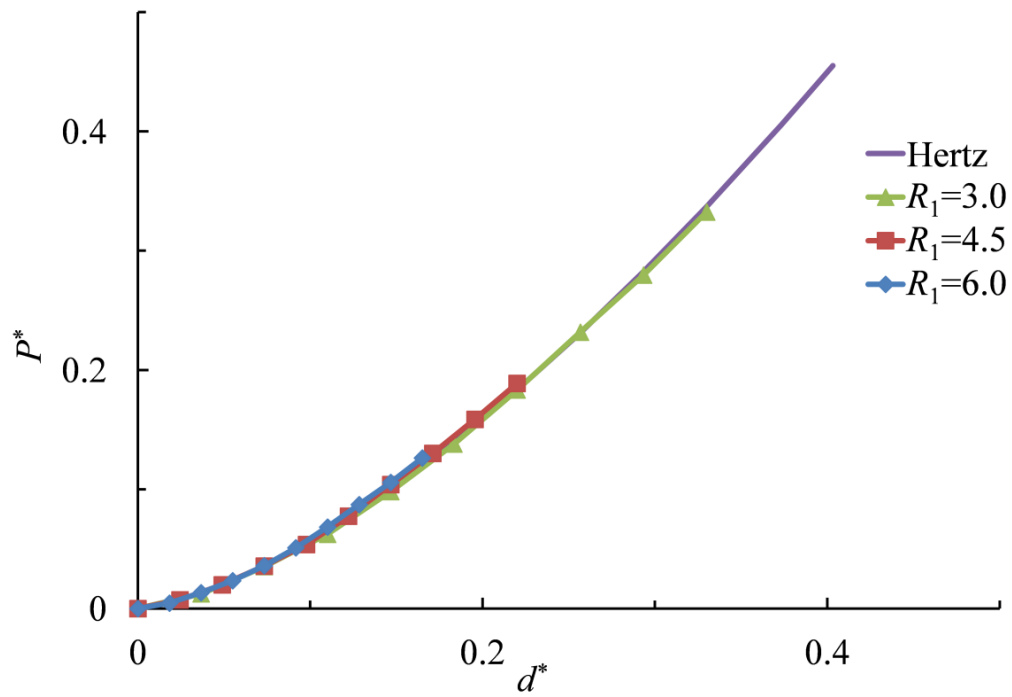


Fig. 4-2 Dimensionless normal force P^* as a function of dimensionless depth of indentation d^* .

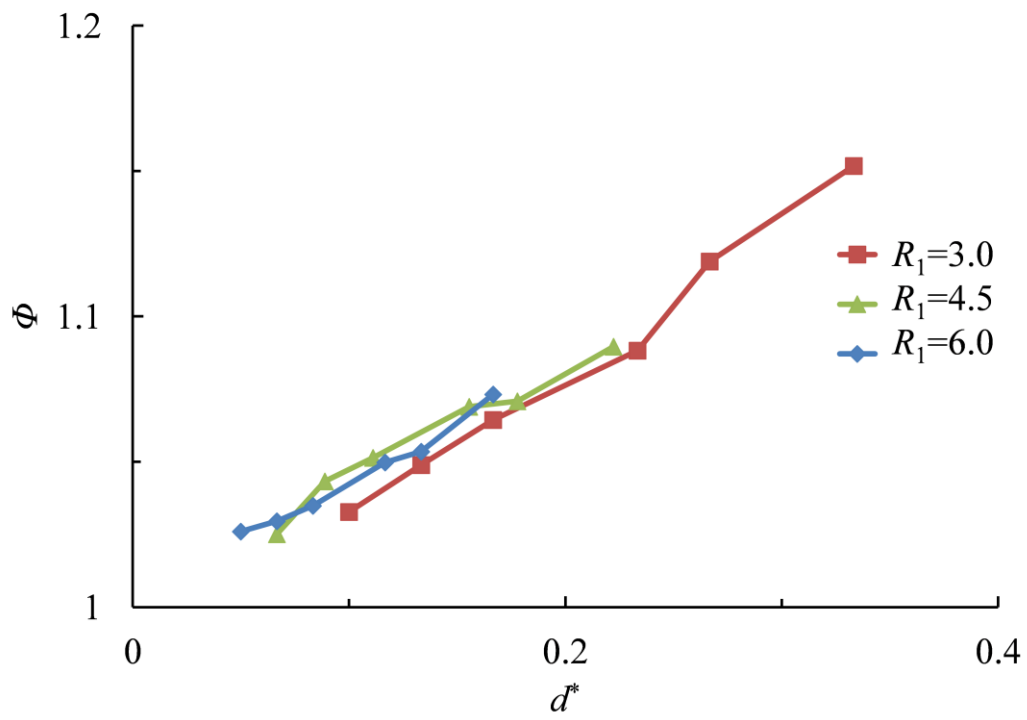
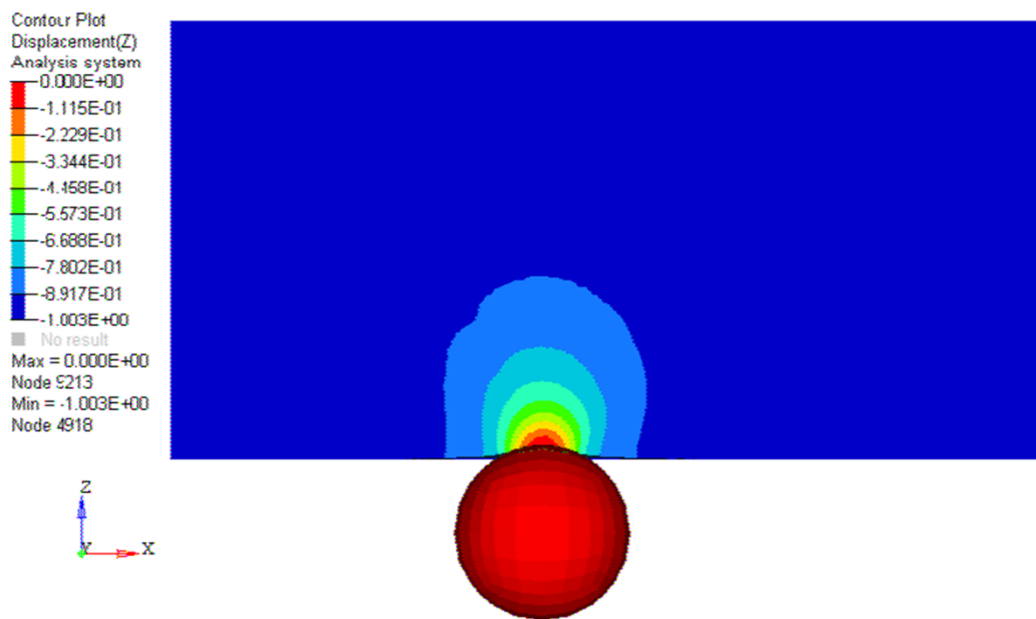
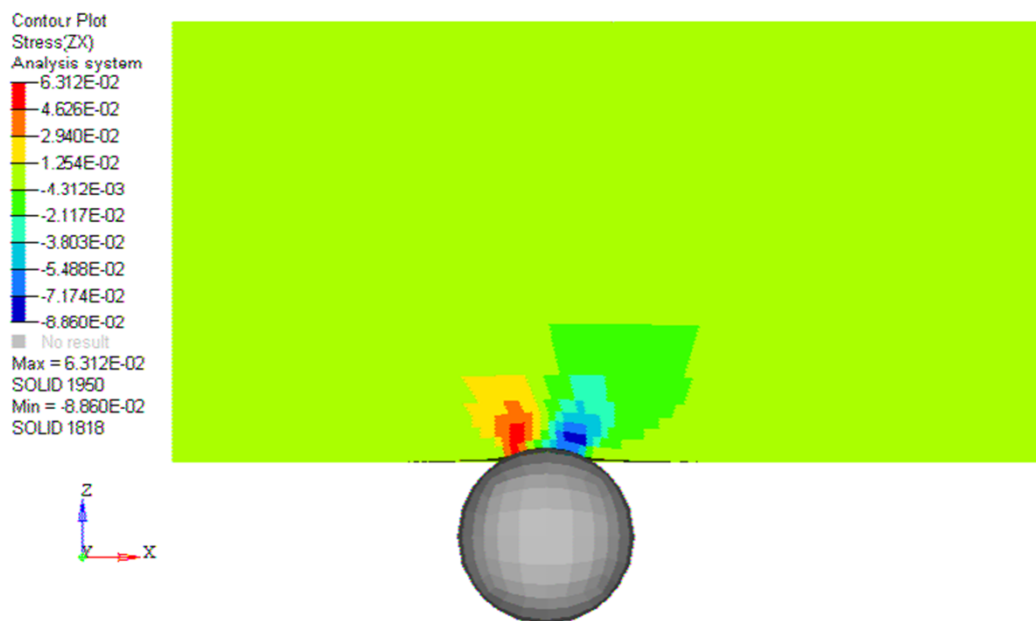


Fig. 4-3 Friction coefficient ratio Φ as a function of dimensionless depth of indentation d^* .



(a)



(b)

Fig. 4-4 Cross section views of FEM analysis: (a) shear stress σ_{zx} , (b) displacement u_z .

4.2 2体の剛体球の相互作用の影響評価

4.2.1 解析モデル

4.1 節では、単一剛体球とゴム平板の押し込み/すべり解析を行い、Busfield らの文献[7]同様、無次元化押し込み深さ d^* が増加すると摩擦係数の増加率 ϕ も大きくなることを確認した。ここでは、Fig. 3-1 に示す 2 個の剛体球を用いた表面モデルを作成し、ゴム平板への押し込み/すべりの FEM 解析を行う。 $R_1=6.0[\text{mm}]$ 、 $R^*=1.0$ とし剛体球の無次元化間隔 W^* を変化させたときの ϕ の変化を調べ、隣接する剛体球の相互作用による影響について明らかにする。

4.2.2 解析結果：垂直力 P^*

FEM 解析の結果について以下に示す。Fig. 4-5 は、無次元化押し込み深さ d^* と無次元化垂直力 P^* の関係について、剛体球の無次元化間隔 W^* を変化させたときの解析結果を示す。ここで、図中における P_{single}^* は $R_1=6.0[\text{mm}]$ のときの単一剛体球の押し込み/すべり解析の結果であり、 $P^*(W^*=0)$ と同値である。 $P_{\text{single}\times 2}^*$ は P_{single}^* を 2 倍したものであり、 W^* が十分大きく凹凸の相互作用が及ばないときの解とみなせる。Fig. 4-5 より、 W^* を小さくすると剛体球の凹凸の相互作用がはたらき、 P^* が変化することがわかる。Fig. 4-6 は $d^*=1/6$ のときの P^* と W^* の関係を示したものである。 $d^*=1/6$ のときの P_{single}^* を $P^*(W^*=0)$ としてプロットし、 $P_{\text{single}\times 2}^*$ の値を破線で示している。Fig. 4-6 から、 P^* は P_{single}^* と $P_{\text{single}\times 2}^*$ の間の値をとり、 W^* を小さくしていくと P_{single}^* に漸近し、大きくしていくと $P_{\text{single}\times 2}^*$ に漸近することがわかる。

Fig. 4-7 は W^* に対するゴム平板断面の z 方向変位 u_z のコンター図であり、Fig. 4-8 は W^* に対するミーゼス相当応力のコンター図である。Fig. 4-7、Fig. 4-8 より、 W^* が小さくなるにつれて、剛体球間の相互作用が大きくなっていることがわかる。Fig. 4-7(a)に示す $W^*=1/3$ のときでは、Fig. 4-4(a)に示す単一剛体球の u_z 分布に似た状態を示す。 W^* を大きくすると、剛体球間の相互作用が小さくなり 2 体の剛体球それぞれが単一剛体球の u_z 分布に似た状態を示していることがわかる。

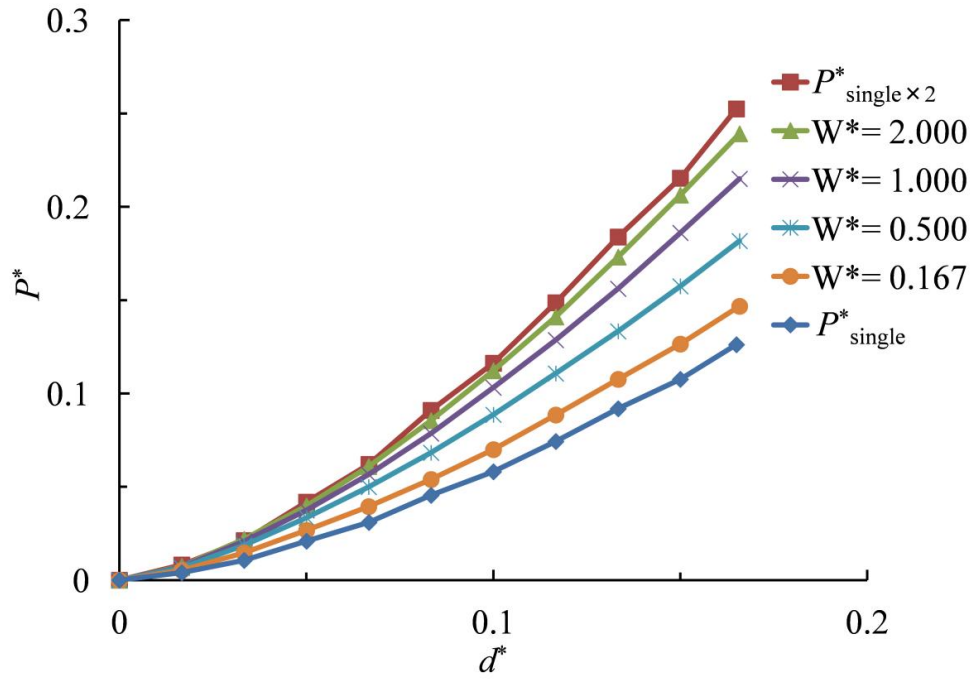


Fig. 4-5 P^* vs. d^* curves for a change of W^* .

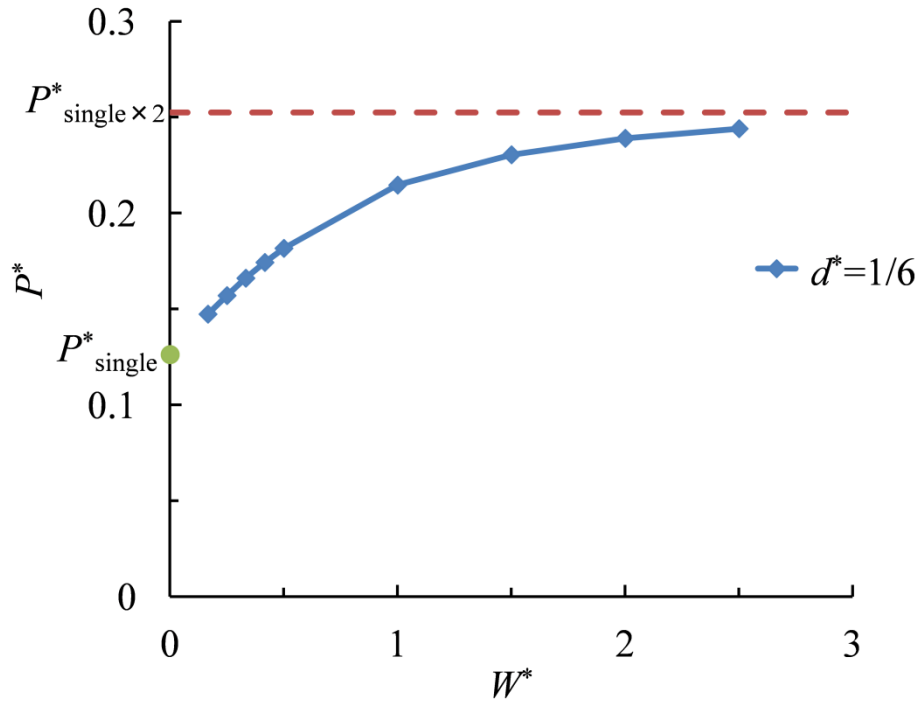
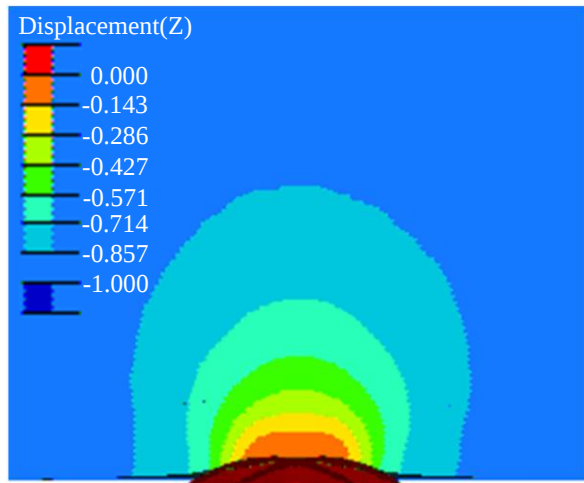
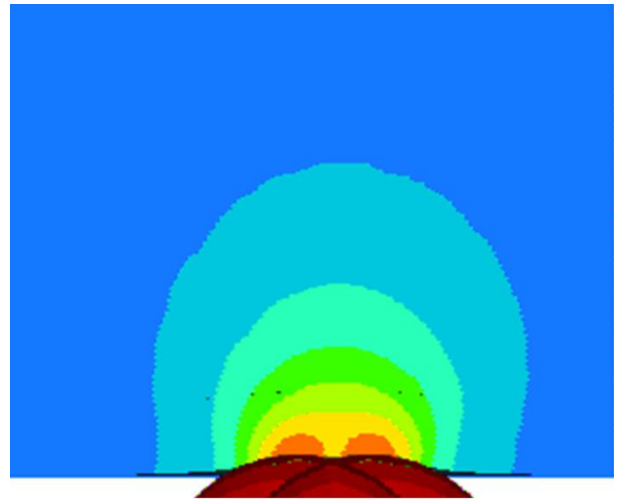


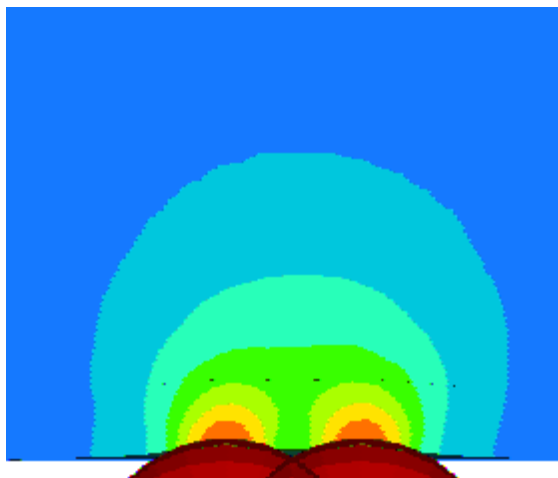
Fig. 4-6 Dimensionless normal force P^* as a function of W^* as $d^*=1/6$.



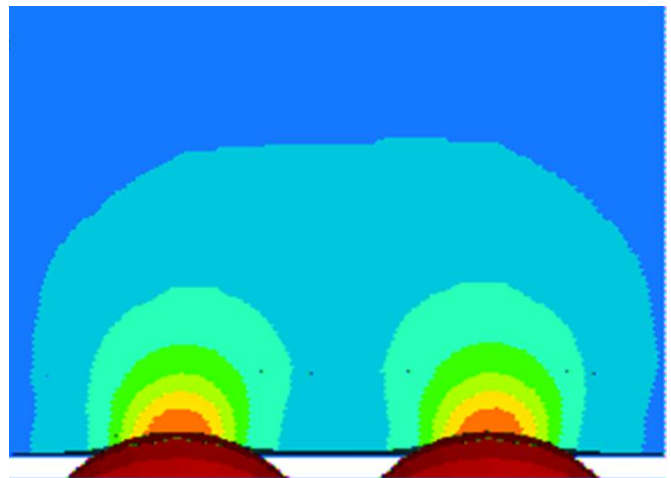
(a) $W^*=1/3$



(b) $W^*=1/2$



(c) $W^*=1$



(d) $W^*=2$

Fig. 4-7 Cross-section views of displacement u_z : (a) $W^*=1/3$, (b) $W^*=1/2$, (c) $W^*=1$, (d) $W^*=2$.

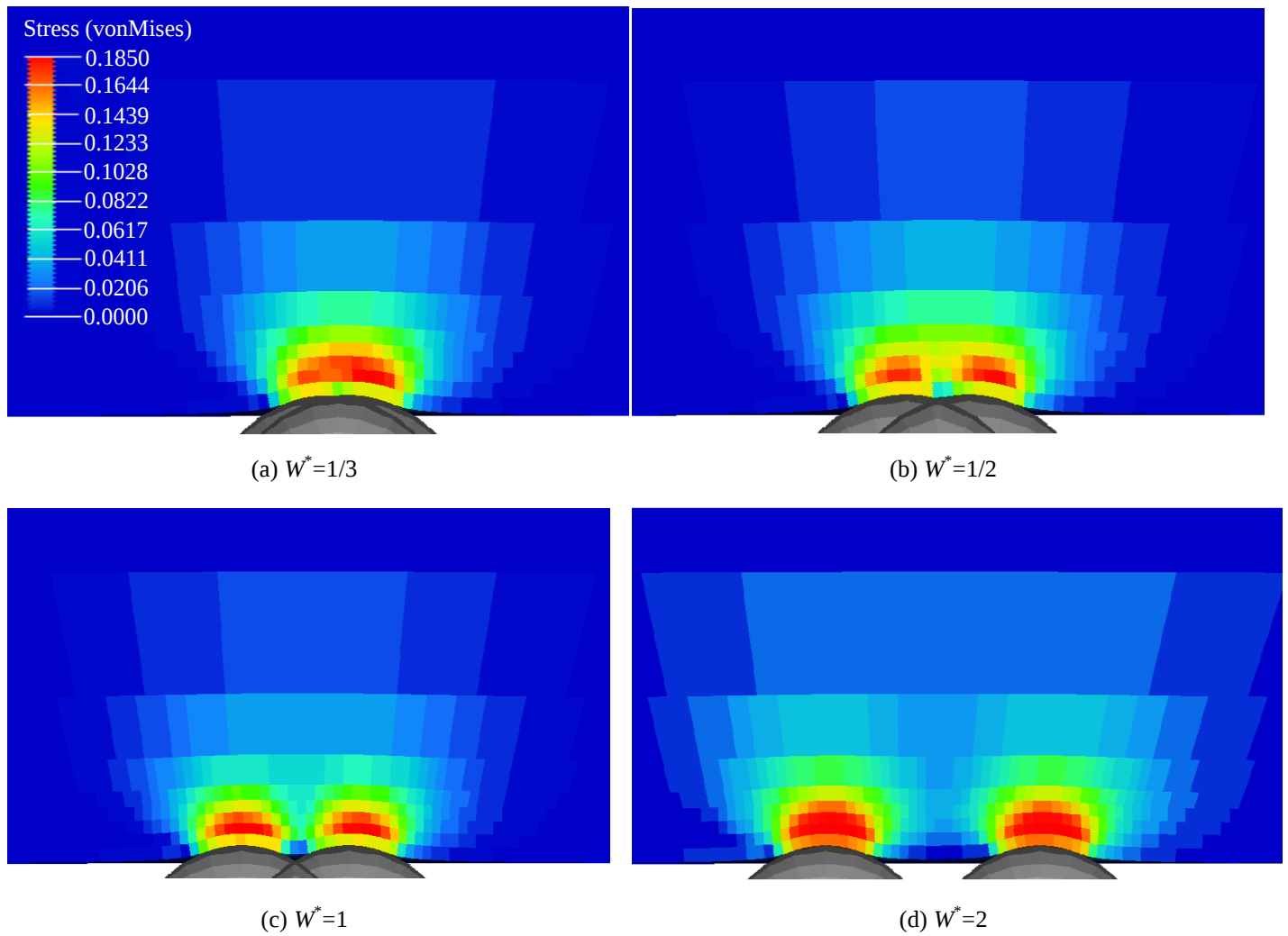


Fig. 4-8 Cross-section views of vonMises stress: (a) $W^*=1/3$, (b) $W^*=1/2$, (c) $W^*=1$, (d) $W^*=2$.

4.2.3 解析結果：摩擦係数の増加率 Φ

摩擦係数の増加率 Φ についての解析結果を以下に示す．Fig. 4-9 は， Φ と剛体球の無次元化間隔 W^* の関係について，無次元化押し込み深さ d^* を変化させて解析を行った結果である．計算結果は，タイムステップごとに出力される Φ の平均値を示しており，標準偏差をエラーバーに用いている．破線部の $\Phi_{\text{single}} (=1.074)$ は $d^*=1/6$ としたときの単一剛体球の解析結果であり， $\Phi(W^*=0)$ に相当する．それぞれの d^* に対する単一剛体球の解析結果も対応する結果と同色の破線として示す．Fig. 4-9 より， W^* の増加に伴い，単一剛体球の結果が Φ_{single} に漸近することがわかる．また， $W^*=0.3$ 付近で Φ が極小値をとることがわかり，凹凸の相互作用によるものとする．

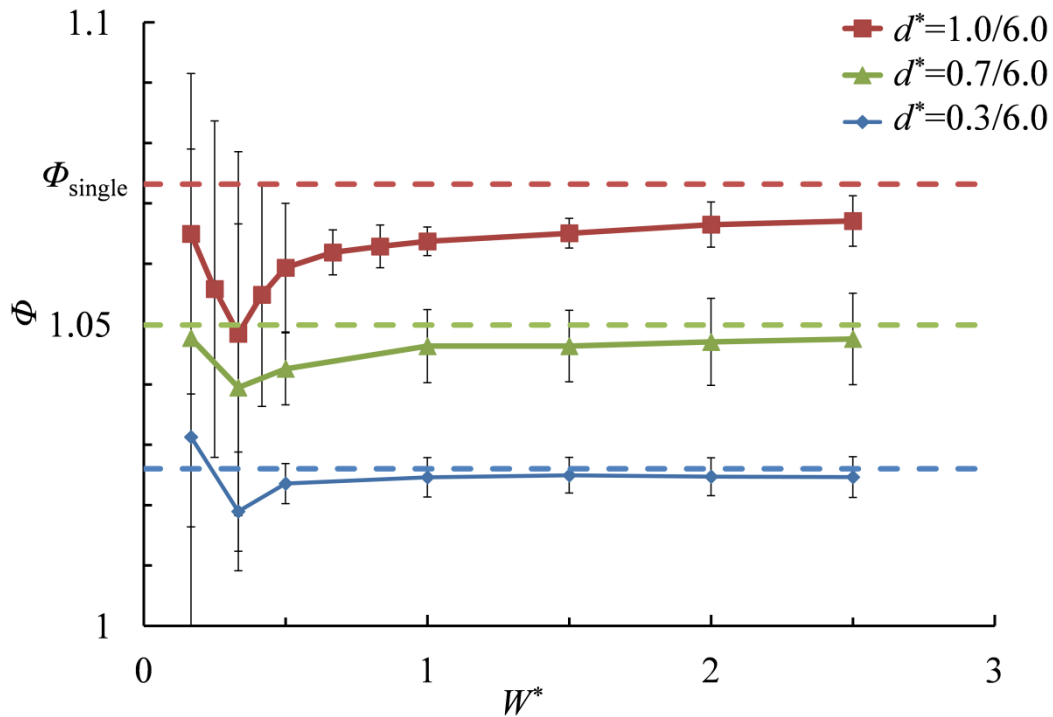


Fig. 4-9 Φ vs. W^* curves for a change of d^* .

$W^* < 0.5$ では，ばらつきが急に大きくなることからわかる．このばらつきの原因について考察を行う．Fig. 4-11 は，ゴム平板上面の x 方向滑り距離 d_x に対する摩擦係数の増加率 Φ の関係を示し，任意の d_x に対応する接触面の谷部の要素形状の断面図を表示したものである．Fig. 4-11 より， Φ の振動の周期に合わせて要素形状が変化していることがわかり， Φ のばらつきはメッシュサイズによるものとする．そこで，元のモデルよりさらにメッシュを細かく分割した詳細モデルを作成し，同様の解析を行った．Fig. 4-10 に元のモデルと詳細モデルの接触部のメッシュ形状を示す．詳細モデルの要素数は 81920 要素，節点数は 88317

節点で, Table 3-1 に示す元のモデルの節点, 要素数の 5 倍程度である. 解析結果を Fig. 4-11 に示している. 元のモデルの解析結果と比較すると要素サイズを小さくすることで Φ の振動が小さくなっていることがわかる. また, Fig. 4-11 中の元のモデルの要素形状を見ると要素が滑り方向である x 軸に対して平行になっている状態($d_x^*=0.167$)の解析解が詳細メッシュモデルの解析解に近いことがわかる. したがって, Φ のばらつきが多い $W^*<0.5$ においては, Φ の平均値ではなく, 剛体球の谷部に位置するの要素形状が x 軸方向に平行になったときの Φ の値を計算結果とするほうが適当であると考え. 上述の方法で計算した Φ と W^* の関係について Fig. 4-12 に示す. Φ のばらつきが多い $W^*<0.5$ において上述の評価方法を用い, 比較的ばらつきの小さい $W^*>0.5$ においては Fig. 4-9 同様平均値の結果を用いている. $W^*=0.5$ の詳細メッシュの解析結果を赤プロットで示す. Fig. 4-12 より, Fig. 4-9 同様 $W^*=0.3$ 付近で Φ が極小値をとり, Φ が単一球のときと比べて小さくなる領域が存在することがわかり, これは凹凸の相互作用の影響によるものと考え.

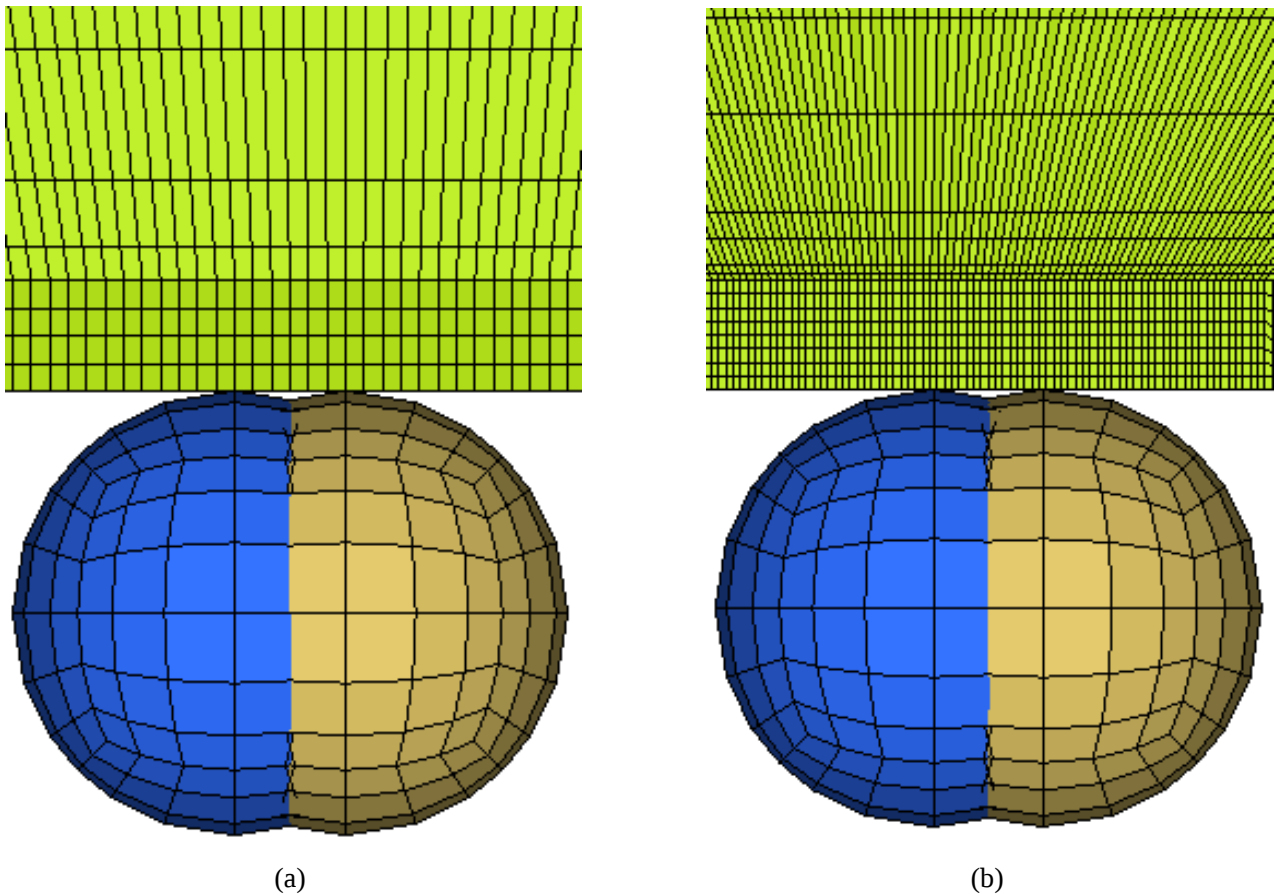


Fig. 4-10 Comparison of mesh size of contact region: (a) rough mesh, (b) fine mesh.

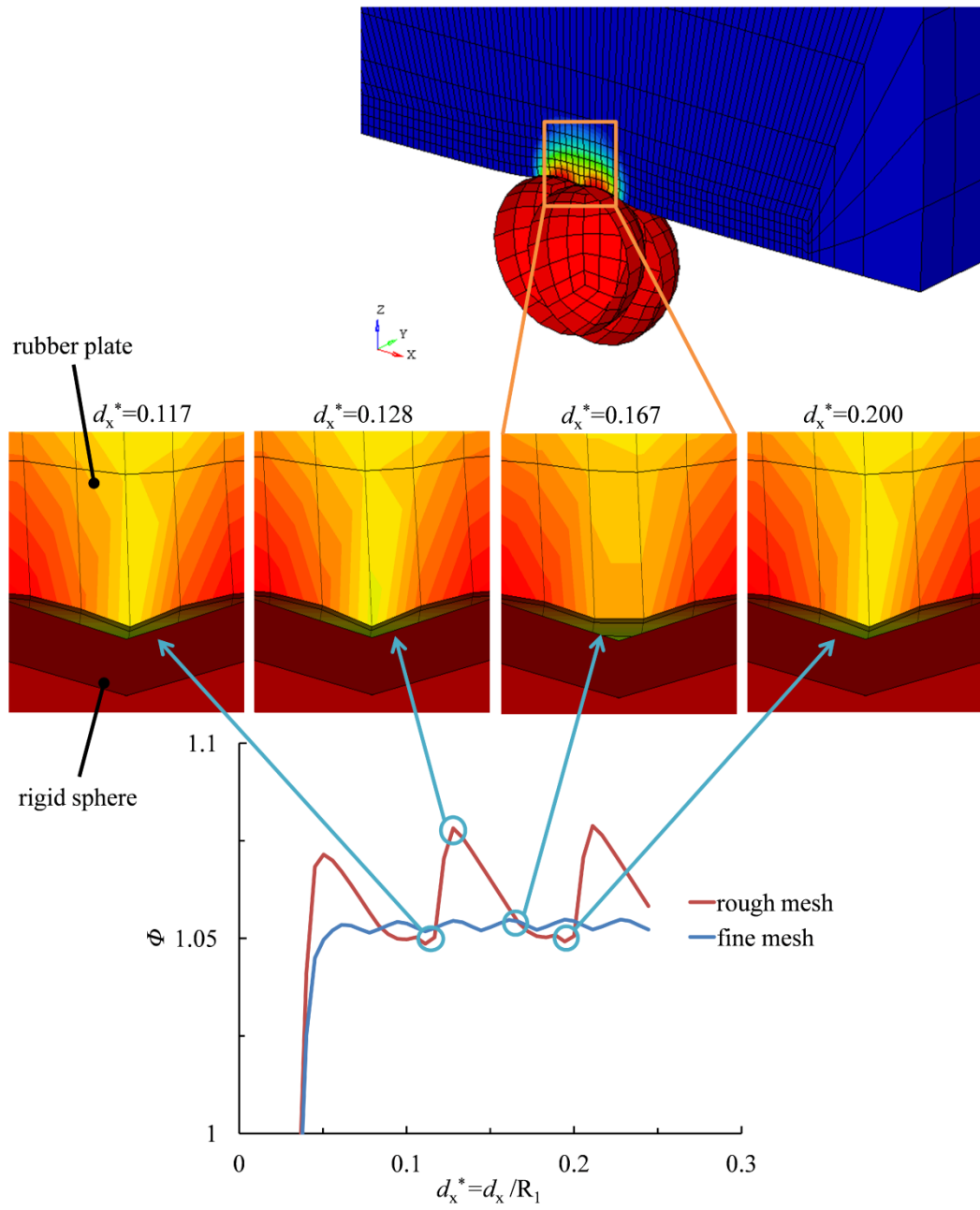


Fig. 4-11 Comparison of mesh shape at different d_x^* .

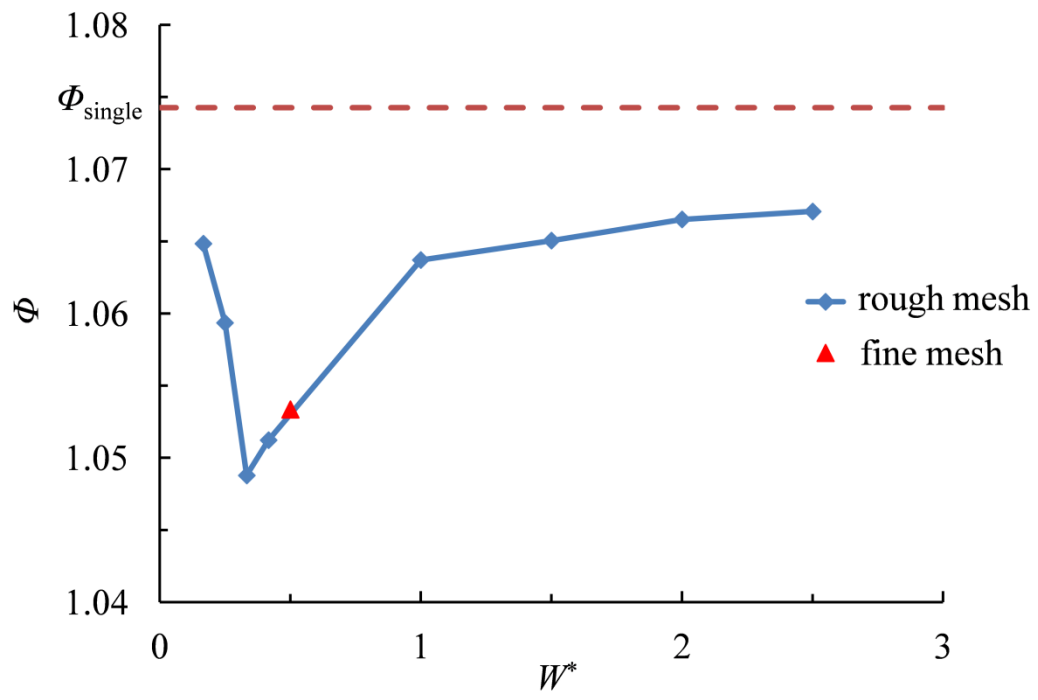


Fig. 4-12 Modified plots of Φ as a function of W^* as $d^*=1/6$.

4.2.4 解析結果の考察

2 体剛体球の押し込み/すべり解析を行い、摩擦係数の増加率 Φ は Fig. 4-12 に示すように剛体球の無次元化間隔 W^* によって変化し、単一の剛体球の解析時の Φ より小さくなることがわかった。つまり、 W^* に依らず凹凸の相互作用は常に Φ を小さくするように作用することがわかる。したがって、複数の剛体球を配した凹凸モデルによる押し込み/すべり解析では、それぞれの剛体球が受ける凹凸の相互作用は増加するため Φ はさらに小さくなると考える。また、Fig. 4-8, Fig. 4-12 の結果から、2 体間の相互作用を及ぼす W^* の範囲は広範囲に及ぶことがわかる。剛体球間の相互作用により Φ が小さくなることを明らかにしたが、 Φ がどれほど小さくなるのか($\Phi=1.0$ となるのか、 $\Phi>1.0$ で漸近するのか)については、理解が不十分である。さらに詳細な解析として Fig. 4-13(a) に示す N 体モデル($N>2$)を用い、3 次元方向に剛体球を配した表面モデルを作成し、すべり方向依存性や複数の剛体球による相互作用についても検証する必要がある。また、Fig. 4-13(b) のように中心高さの異なる剛体球を配したモデルによるすべり解析の検証も必要であると考ええる。

本研究では解析モデルに剛体球を用いたが、摩擦係数への相互作用の影響は凹凸形状に依らず同様の性質をもつと考える。Fig. 4-14 に示すように、マクロな粗さを有する表面への押し込み/すべりについて、接触部で最も大きい凹凸のみを用いた単一の粗さモデルを作成する。FEM 等の数値解析によって、この単一の粗さモデルの摩擦係数の増加率 Φ を導出することで、マクロな粗さの Φ の最大値として評価することができる。つまり、単一の粗さの押し込み/すべり解析を行うことで、マクロな粗さの表面モデルの摩擦係数を評価するための指標を得ることができると考える。

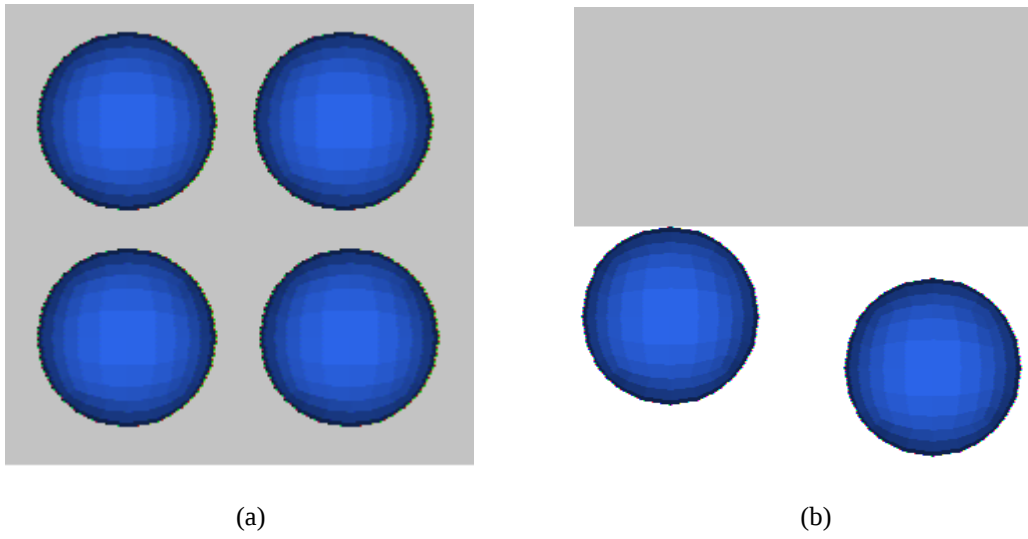


Fig. 4-13 Example of advanced analysis: (a) bottom view, (b) side view.

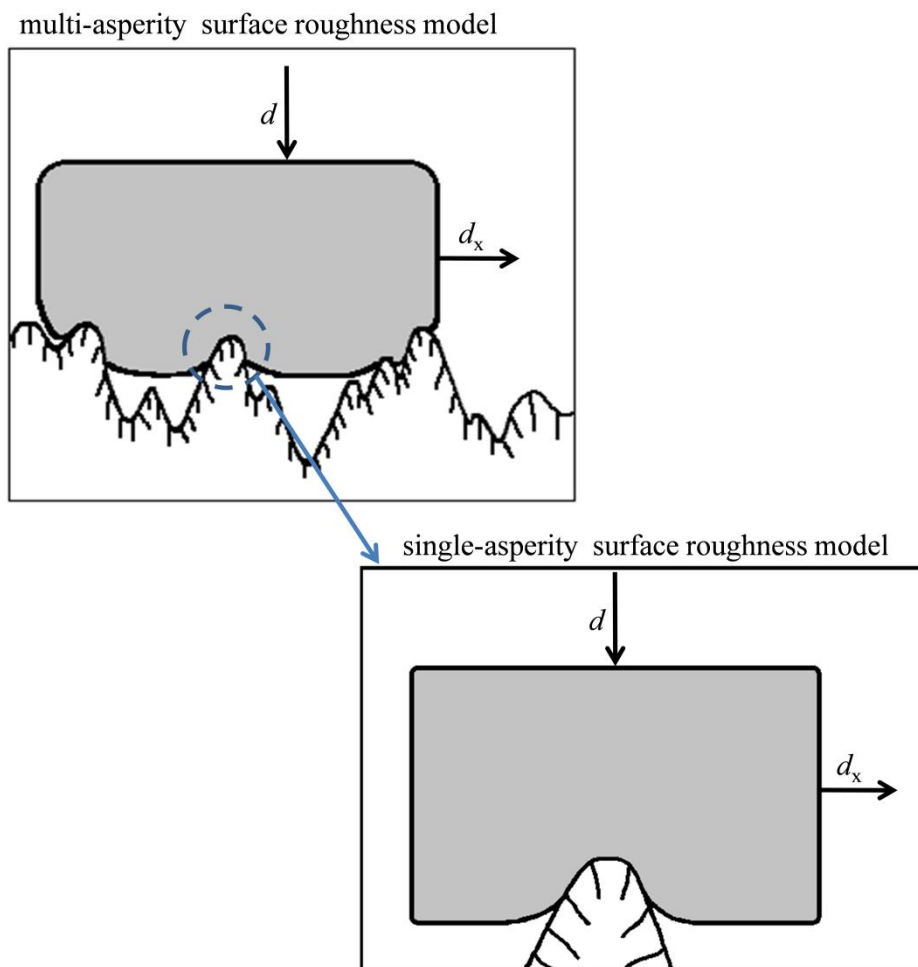


Fig. 4-14 Rubber friction model on the rough surface.

第5章 結論と展望

5.1 結論

本研究では、ゴム-路面間の接触における摩擦係数の予測モデルを構築することを目的とし、表面粗さを表現する凹凸モデルを提案し、有限要素法解析によってマクロな幾何学的形状と摩擦係数の力学的関係を明らかにした。本研究で得られた新たな知見について以下にまとめる。

2体の剛体球モデルのすべり時の摩擦係数の増加率 Φ は、 $W=0$ で単一剛体球モデルの Φ に近い値をとり、 W を大きくしていくと Φ は減少し、 $W=0.3$ 付近で極小値をとる。さらに W を大きくしていくと Φ は単調増加していき単一球モデルの Φ に漸近していくことがわかり、常に単一剛体球の Φ より小さい値をとる。

2体の剛体球モデルの解析結果より、複数の凹凸を有する表面においても、最も大きい凹凸を表面モデルとして押し込み/すべり解析を行い Φ を計算することで、対象表面の Φ の最大値として評価することができ、表面粗さによる摩擦の影響を表す指標として用いることができる。

5.2 展望

本研究でマクロな凹凸の幾何学的形状の相互作用が摩擦係数に影響を与えることを明らかにした。単一粗さの押し込み/すべり解析によって、複数の凹凸を有するマクロな粗さにおける摩擦係数の増加率 Φ の最大値として評価することができる。本研究で対象にした表面モデルは半径の同じ剛体球を用いたが、幾何学形状の異なる表面モデルを構築することで、より実表面に近い凹凸モデルに拡張できると考える。この凹凸モデルからマクロな粗さの相互作用を評価することで、マクロな粗さが摩擦係数に与える影響をより精度よく見積もることが可能になると期待できる。

さらに、マクロな粗さによる摩擦係数の影響評価モデルを構築し、ミクロスケールの摩擦係数を導出する Persson の理論モデルと組み合わせることにより、全スケールの表面粗さを考慮した摩擦係数予測モデルの構築が可能になると考える。

謝辞

本研究は、筆者が東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻修士課程在学中、泉聡志准教授のご指導のもと行ったものです。泉聡志准教授には研究に没頭することができる素晴らしい研究環境を提供していただき、研究に関するご指導はもとより、研究者としての在り方など様々なご意見を賜りました。深く感謝いたします。

東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻の酒井信介教授には、お忙しいにも関わらず研究に関する的確なご意見を賜りました。貴重な時間を割いていただき、ご指導賜りましたことに深く感謝いたします。

東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻の田中展助教には、度々研究の相談に応じていただき、貴重なご意見を賜りました。また、研究や講義でご多忙の中、定期的に輪講を行い、議論の場を設けていただきました。こうして修士論文を無事に執筆できるのも、田中展助教の熱心なご指導のおかげです。深く感謝いたします。

労働安全衛生総合研究所の山際謙太様には、レーザー顕微鏡などの観察装置を使用させていただき、表面特性についての議論をさせていただきました。また、研究所外での表面観察の機会を設けていただいた他、研究だけでなく様々な相談にも親身に応じていただき、大変お世話になりました。深く感謝いたします。

株式会社ブリヂストンの門脇弘様には、摩擦実験を担っていただき、表面サンプルなど貴重なデータを提供していただきました。打ち合わせの際には、FEM 解析について専門家としての非常に的確なご意見を賜りました。お忙しい中、惜しみない研究支援をしていたいただいたことに深く感謝いたします。

東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻の加藤孝久教授には、異なる研究室の学生である筆者に対し、トライボロジーに関する実験装置を見学させていただくことを快諾してくださり、貴重な体験をさせていただきました。本研究を進めるにあたり、とても参考になったことを記し、深く感謝いたします。

東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻の原祥太郎特任講師には、分子動力学の観点からのご意見を多数賜りました。また、数々の相談にも応じていただき、研究の励みになりました。研究活動を支援していただいたことに深く感謝いたします。

株式会社日立製作所の山崎美稀様には、お忙しいにも関わらず研究室にご来室していただき、企業で行われている最新の研究を紹介してくださり、本研究の主題である摩擦の観点から非常に有意義な議論をさせていただきました。また、就職活動においても多大なるご支援を賜りました。この場を借りて深く感謝いたします。

株式会社日立製作所の横山喬様には、FEM に関する貴重なご意見を賜りました。また、就職活動においても、厚くご支援いただき深く感謝いたします。

株式会社東京精密の塩野様，株式会社フィッシャー・インストルメンツの七理様には触診式の粗さ測定器による表面観察を行っていただき，貴重な観察データを提供していただきました．ご支援いただいたことを深く感謝いたします．

株式会社エリオニクスの久保川様には，電子顕微鏡による表面測定をしていただきました．ミクロな領域の貴重な測定データを提供していただき，表面特性に関する理解が深まりました．ご支援いただいたことを深く感謝いたします．

東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻酒井・泉研究室の小山恵子秘書には，数多くの事務手続きを担っていただき，とてもお世話になりました．多大なる支援により，快適な研究環境を支えていただいたことを深く感謝いたします．

東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻酒井・泉研究室の浅川技術官，社会人博士課程の柴田一郎様，社会人博士課程の高橋潤様，社会人博士課程の戒田拓洋様，博士課程の孫瑜様には，研究を問わず多数の貴重なご意見を賜りました．この場を借りて深く感謝いたします．

東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻酒井・泉研究室の修士課程 2 年の神谷翔太君には，有限要素法に関するご意見を多数賜りました．熊沢卓君には，本研究について議論していただき，非常に参考になるご意見を賜りました．田中雅浩君には，分子動力学的観点からのご意見を賜りました．前田惇貴君には，プログラミングについてご指導賜りました．松本俊作君には，表面粗さについての議論をさせていただき，表面特性に関する理解が深まりました．同じ修士課程 2 年生としてともに修論研究に携わることができたことを嬉しく思うとともに，お世話になったことを深く感謝いたします．

東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻酒井・泉研究室の修士課程 1 年，学部 4 年の皆様には，非常に充実した研究環境を整えていただきました．特に修士課程 1 年の高尾康太君には，多忙な中，表面観察を手伝ってもらうなど，本研究に惜しみない支援をしていただきました．本研究活動を支えていただいた東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻酒井・泉研究室の学生の皆様に深く感謝いたします．

最後に，筆者の研究活動に対し深い理解と支援を行っていただいた家族に深い感謝の意を捧げます．

付録 A

A.1 パワースペクトルから表面の作成

表面粗さパワースペクトル $C(\mathbf{q})$ から表面データ $h(\mathbf{x})$ を作成する手法について述べる。
データ範囲をデータ長 $L \times L$ の正方形領域とすると、式(2-11)より

$$|h(\mathbf{q})| = \frac{L}{2\pi} \sqrt{C(\mathbf{q})} \quad (\text{A-1})$$

と表される。したがって、 $h(\mathbf{q})$ はランダムな独立変数 $\phi(\mathbf{q})$ を用いて、

$$h(\mathbf{q}) = \frac{L}{2\pi} \sqrt{C(\mathbf{q})} e^{i\phi(\mathbf{q})} \quad (0 \leq \phi(\mathbf{q}) \leq 2\pi) \quad (\text{A-2})$$

となる。式(A-2)をフーリエ逆変換することで、

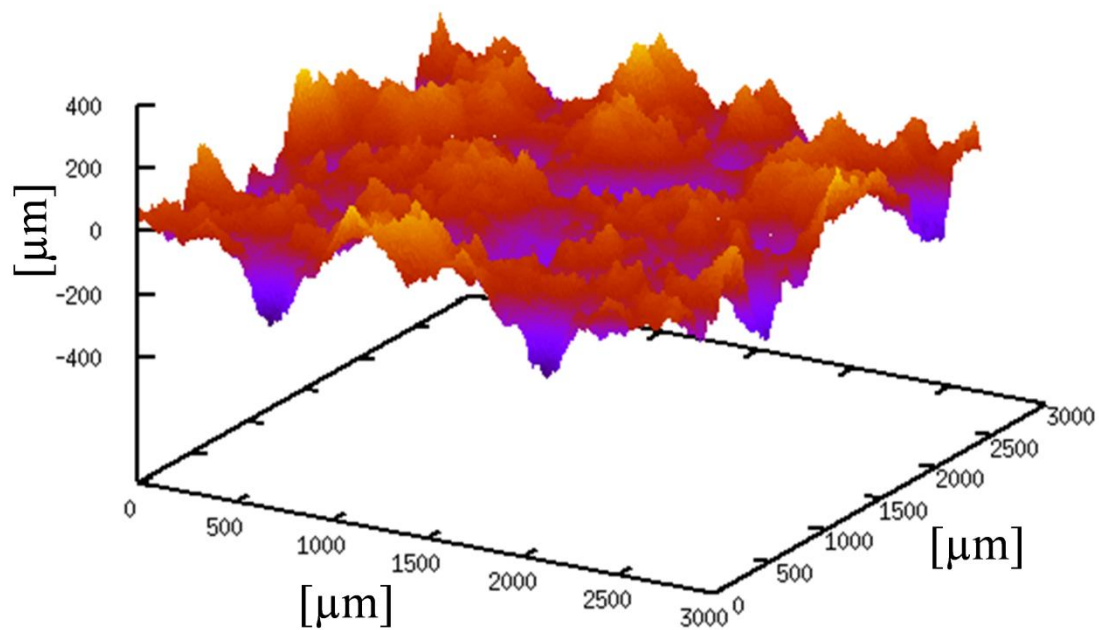
$$h(\mathbf{x}) = \int d^2q \frac{L}{2\pi} \sqrt{C(\mathbf{q})} e^{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{x} + \phi(\mathbf{q}))} \quad (\text{A-3})$$

となり、 $dq=2\pi/L$ として離散化すると、

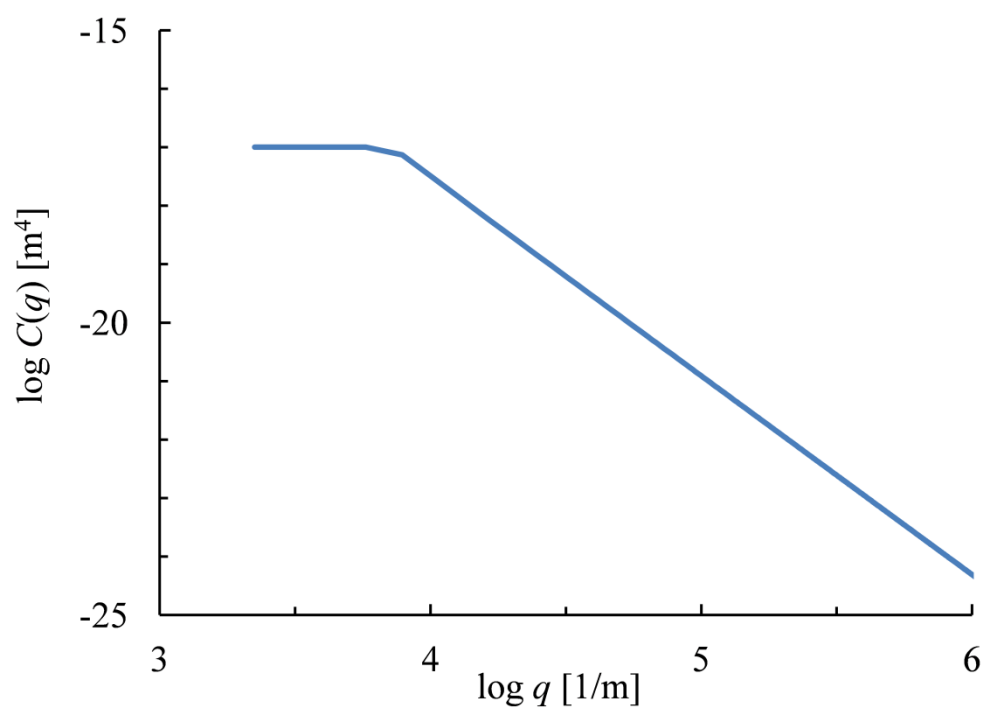
$$h(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{q}} B(\mathbf{q}) e^{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{x} + \phi(\mathbf{q}))} \quad (\text{A-4})$$

$$B(\mathbf{q}) = \frac{2\pi}{L} \sqrt{C(\mathbf{q})} \quad (\text{A-5})$$

と表される。式(A-4)は、表面データ $h(\mathbf{x})$ をフーリエ級数を用いて表現したものであり、式(A-5)より表面粗さパワースペクトルによってフーリエ級数の係数を決めることができる。このようにして、表面粗さパワースペクトルから表面データ $h(\mathbf{x})$ を数値的に作成することが可能となる。Fig. A-1(a)は、Fig. A-1(b)に示す表面粗さパワースペクトルから作成したセルフアフィンフラクタル表面である。



(a)



(b)

Fig. A-1 (a) Self-affine fractal surface, (b) surface roughness power spectrum of (a).

A.2 パワースペクトルの平均化

面内等方性を仮定して、表面粗さパワースペクトルを 1 次元化する際に生じるばらつきを抑制するために行った平均化処理について述べる。

Fig. A-2 は高さデータ $h(\mathbf{x})$ のパワースペクトル $C(\mathbf{q})$ について、1 次元のパワースペクトル $C(q)$ に変換したものである。Fig. A-2 より、パワースペクトルの値が大きくばらついていることがわかる。そこで Fig. A-2 の黄色で囲んだ部分のように、パワースペクトルの値をパワースペクトルの分解能 $dq(=2\pi/L)$ ごとの領域で分割し、各領域内の $\mathbf{q}$ と $C(\mathbf{q})$ の値について平均値処理を行った。Fig. A-3 は Fig. A-2 について平均値処理を施した後の表面粗さパワースペクトルである。平均値処理を行うことで、ある波数領域において線形性を仮定することができ、セルフアフィンフラクタル表面としてモデル化できることがわかる。

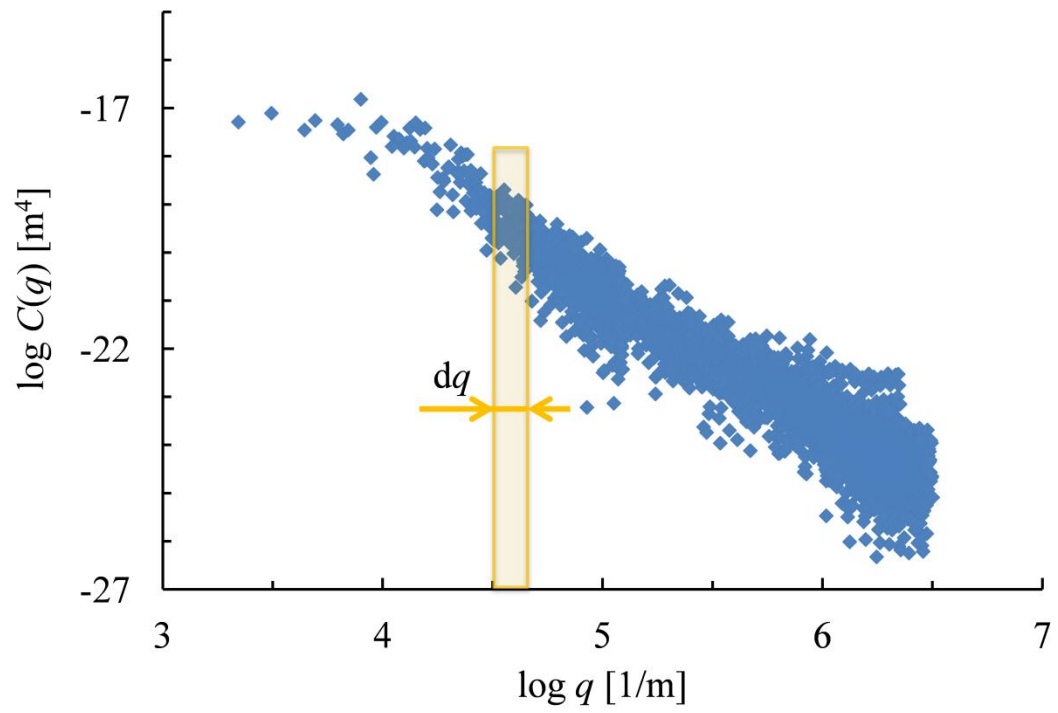


Fig. A-2 Original data of the measured surface roughness power spectrum.

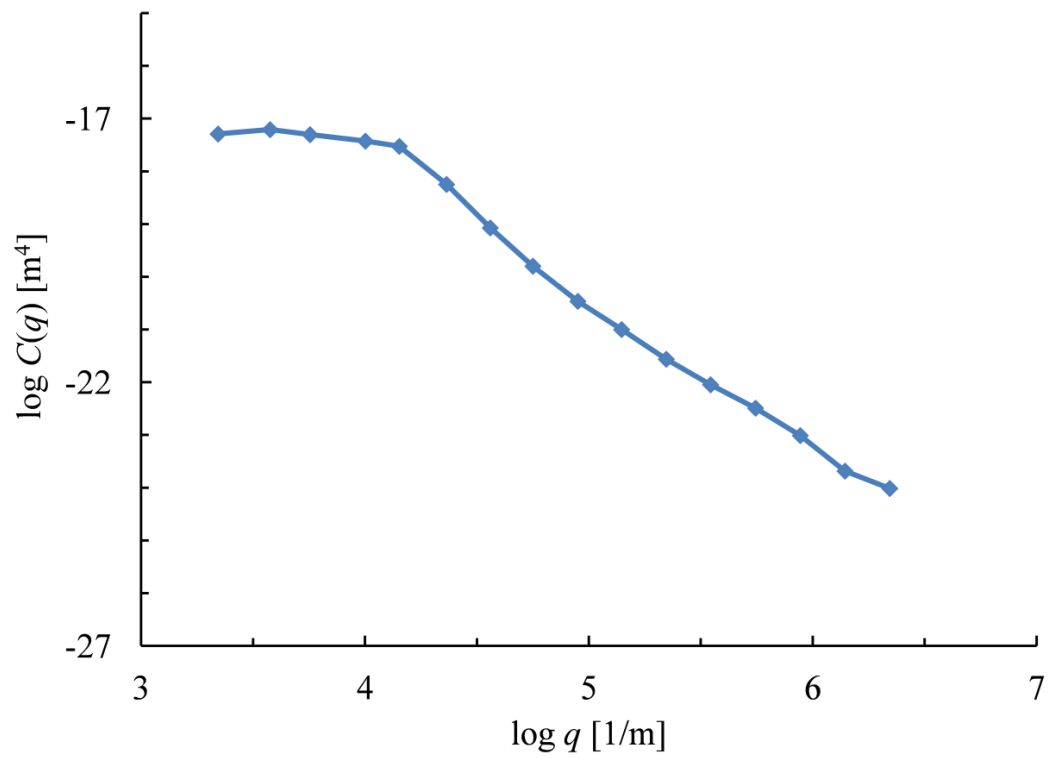
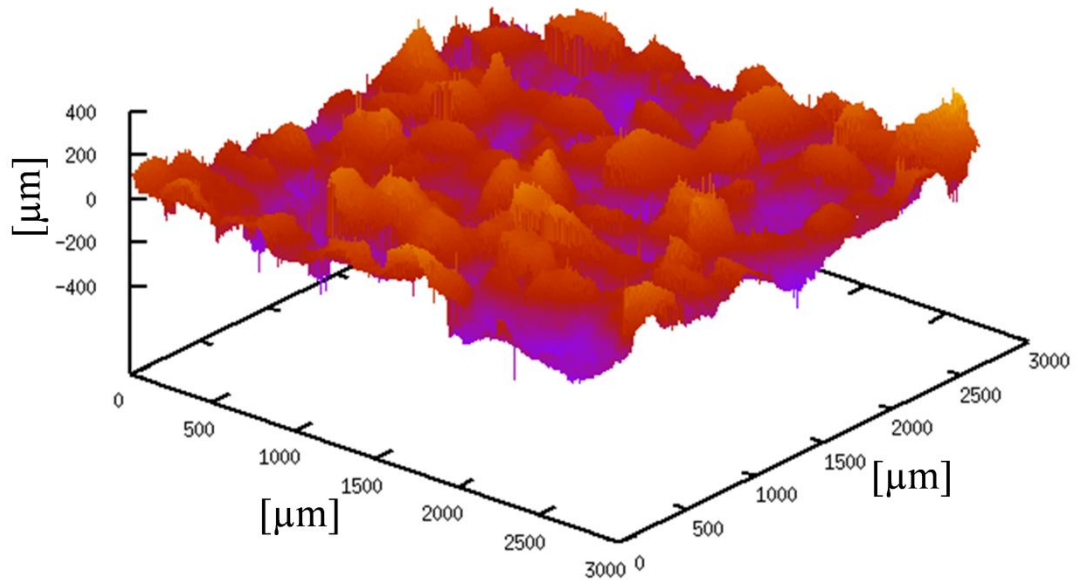


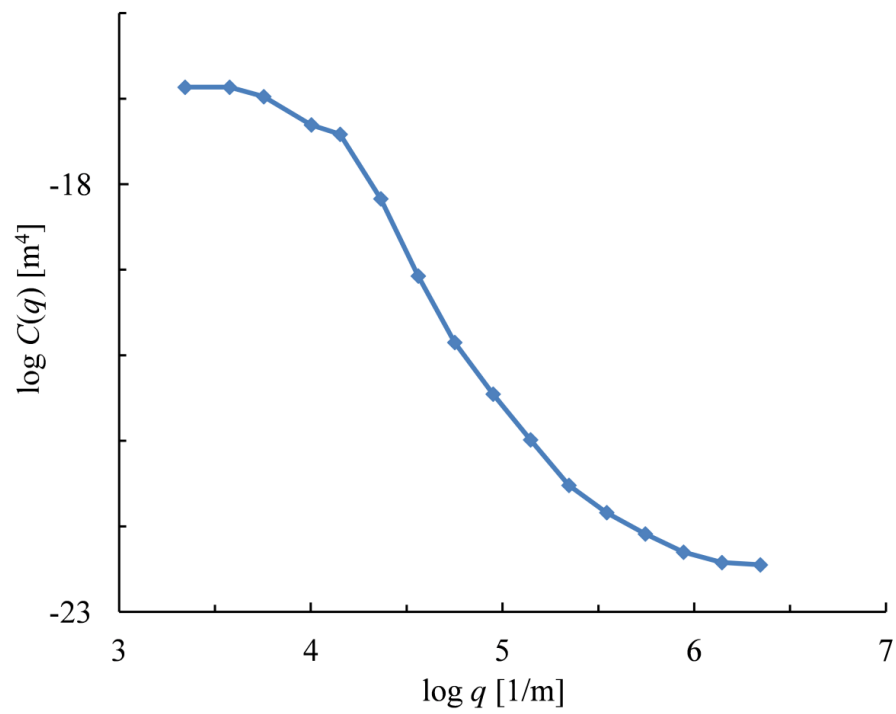
Fig. A-3 The surface roughness power spectrum after averaging process.

A.3 パワースペクトルにおけるノイズの影響評価

表面粗さパワースペクトルを計算するためにレーザー顕微鏡を用いて表面観察を行う際に、表面データにノイズが混じってしまうという問題がある。特に本研究で用いた表面サンプルは、Fig. 2-5 に示すように、黒色で光沢がありハレーションを起こしやすく、凹凸の凹部の底までレーザー光が届きにくい。そのため、表面データを正しく取得できていない箇所がノイズとして混じりやすく、Fig. A-4(a)のように跳び値のような形で表面データに現れてしまう。このようなノイズの除去法として、メディアンフィルタなどのフィルタ処理があるが、ノイズデータの除去と同時に表面そのもののデータまで損失してしまう恐れがある。したがって、表面粗さパワースペクトルを評価する際には、計算結果が表面特有のものなのか、ノイズによるものなのか十分注意しなければならない。また、Fig. A-4(a)に見られるノイズは高周波数成分であるので、パワースペクトルの高波数側に影響を与えやすいと考える。Fig. A-4(b)は Fig. A-4(a)の表面粗さパワースペクトルを計算したものである。図より $4.0 < \log q < 4.7$ の範囲で線形性を仮定でき、表面がセルフアフィン性を有していることがわかるが、 $\log q$ が 4.7 より大きくなると傾きが小さくなっていきセルフアフィン性が失われている。表面のセルフアフィン性は高波数領域でも保たれると考えるので、これはノイズの影響であると考えられる。このノイズの影響を調べるために、理想的なセルフアフィンフラクタル表面にノイズを与え、ノイズ処理前後の表面粗さパワースペクトルを比較した。表面モデルには Fig. A-1(a)のセルフアフィンフラクタル表面を用いた。ノイズを与える方法として、離散的な表面データ $h(\mathbf{x})$ のデータ点をランダムに選び、その点の高さデータ値を 2 倍にするという操作を行った。この方法でノイズを全体の 1% 発生させた。Fig. A-5 は Fig. A-1(a)の表面にノイズを発生させた後の表面である。Fig. A-4(a)と同様のノイズが生じていることがわかる。Fig. A-6 にノイズを発生させる前後の表面粗さパワースペクトルを比較したものを示す。Fig. A-6 より、ノイズ発生前でセルフアフィン性を示していた高波数領域のパワースペクトルがノイズによって、セルフアフィン性を失ってしまっており、Fig. A-4(b)と同様の挙動を示していることがわかる。したがって、Fig. A-4(b)の高波数のパワースペクトルの変化は表面観察時に発生したノイズの影響によるものと考えることができ、この領域は表面粗さパワースペクトルを用いて議論する上で除去すべき領域であることがわかる。



(a)



(b)

Fig. A-4 (a) The surface roughness profiles, (b) the surface roughness power spectrum of (a).

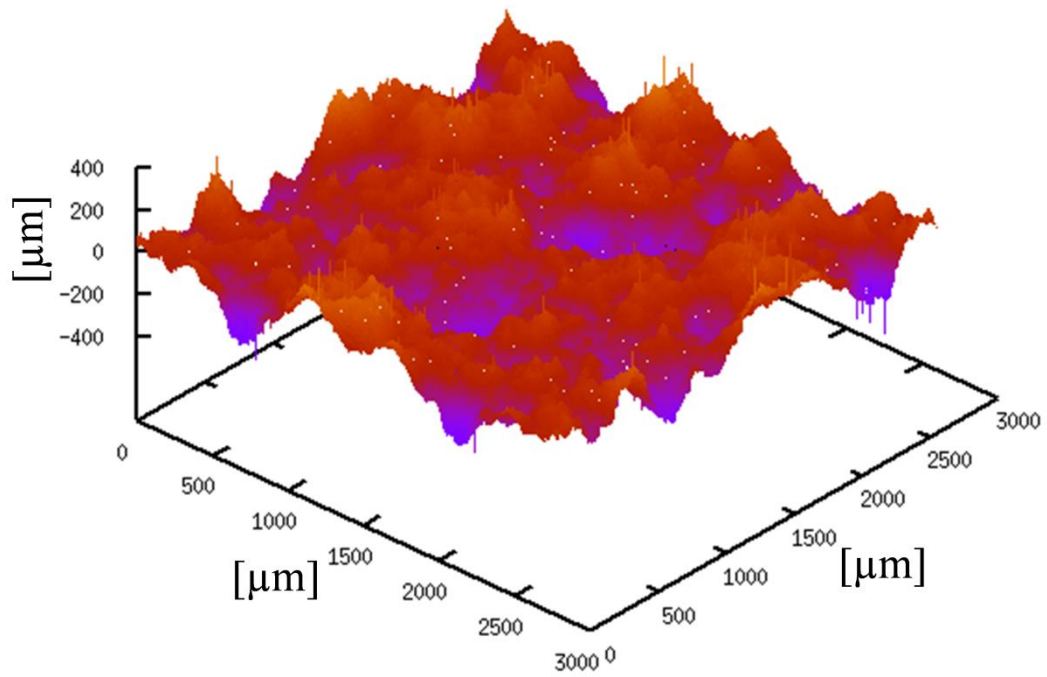


Fig. A-5 The surface profiles of Fig. A-1(a) with artificial noise.

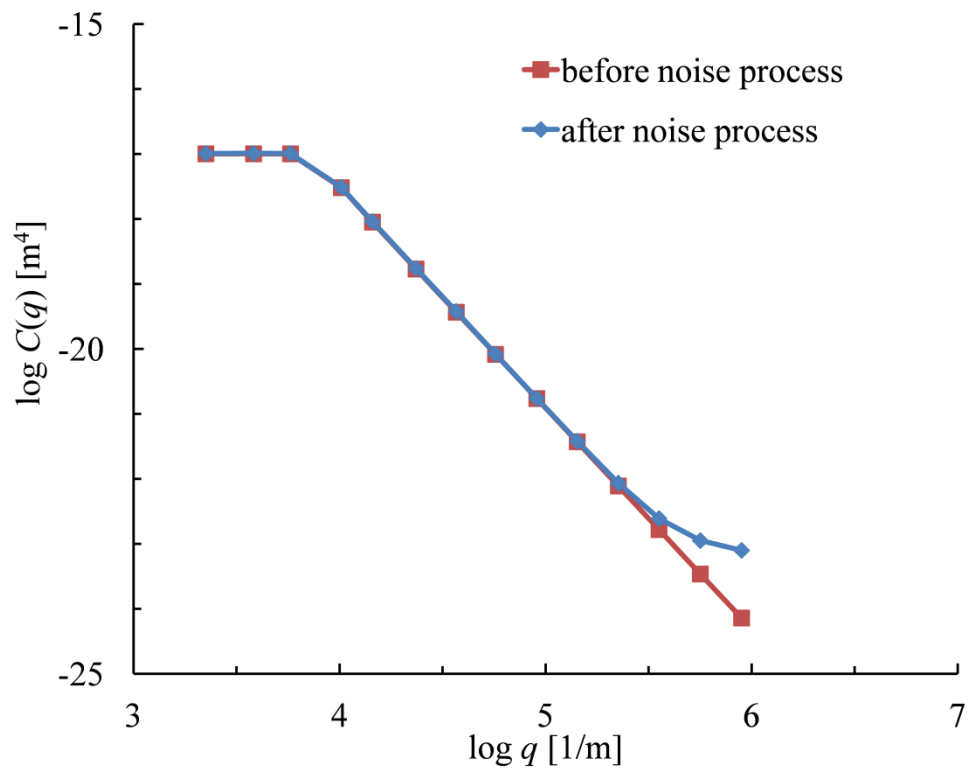


Fig. A-6 Difference in the surface roughness power spectrum from by noise process.

付録 B

B.1 陽解法の解析精度の評価

本研究で用いた陽解法による FEM 解析の解析精度について検証する．検証には Gabriel ,Busfield らが発表した文献[7]を用いた．この論文では直径 $D=12[\text{mm}]$ の鉄球を板厚 5.5mm のゴム平板に押し込み，滑らせる実験を行い，無次元押し込み深さ d^* と無次元垂直力 P^* の関係と摩擦係数の増加率 ϕ の関係を明らかにした．文献[7]の実験条件と同様のモデルを作成し，陽解法を用いて FEM 解析を行い，文献結果との比較を行った．モデルの条件は Table 3-1 に示す通りであり，ゴム平板モデルには Neo-Hookean の超弾性体モデルを用いた．ゴム平板は，奥行 $30[\text{mm}]$ ，幅 30mm ，板厚 $5.5[\text{mm}]$ としてモデルを作成した．また，陰解法による FEM 解析による結果との比較も行った．Fig. B-1 に陰解法に用いた FEM モデルを示す．解析ソフトには ANSYS,Inc.の FEM 解析ソフト ANSYS 11.0 を用いた．解析条件は陽解法と同様に文献[7]の実験条件に合わせモデルを作成した．

陰解法，陽解法それぞれの解析結果と実験結果を比較したものを Fig. B-2, Fig. B-3 に示す．Fig. B-2 は d^* に対する P^* の関係について示したものであり，Fig. B-3 は d^* に対する ϕ の関係を表したものである．Fig. B-2, Fig. B-3 とともに，陽解法による結果が実験結果および陰解法による解析結果とよい一致を示していることがわかる．これにより，本研究における接触・摩擦解析において陽解法を用いた FEM 解析が十分な精度を有していると考えることができる．

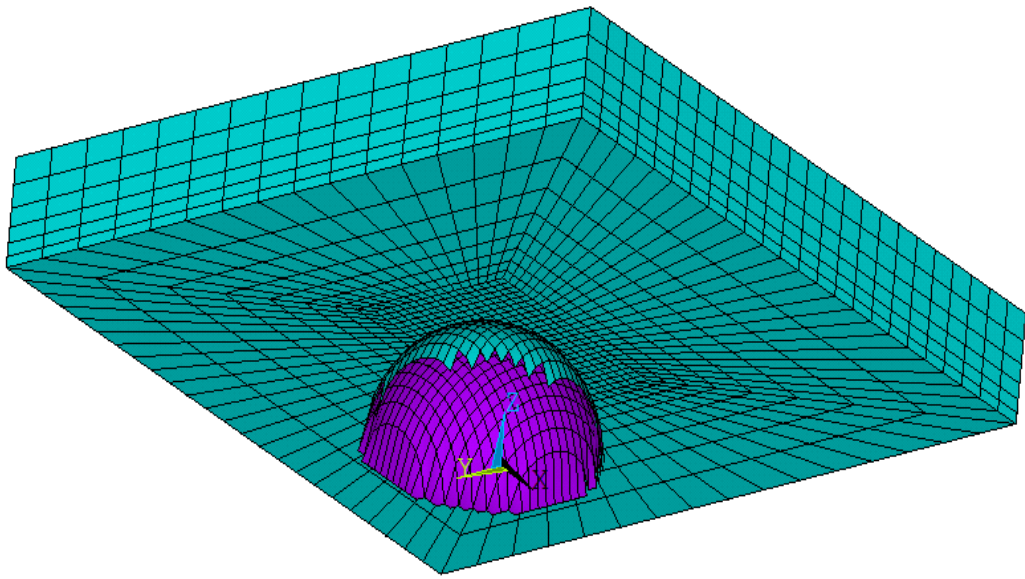


Fig. B-1 Implicit FEM model by using ANSYS.

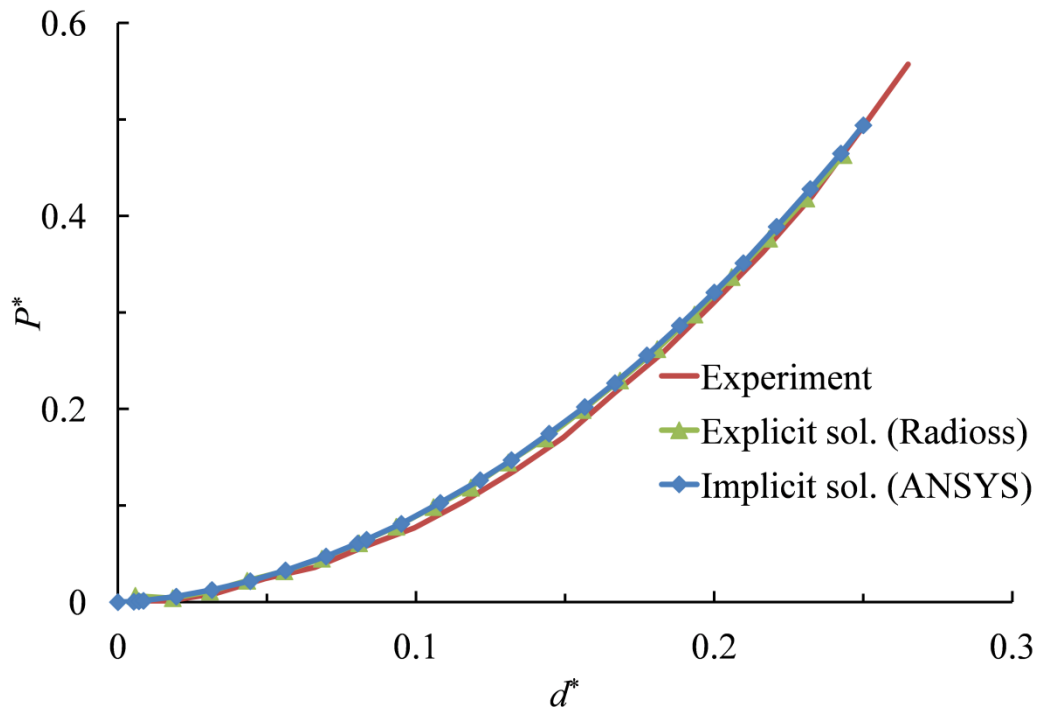


Fig. B-2 Dimensionless normal force P^* as a function of d^* .

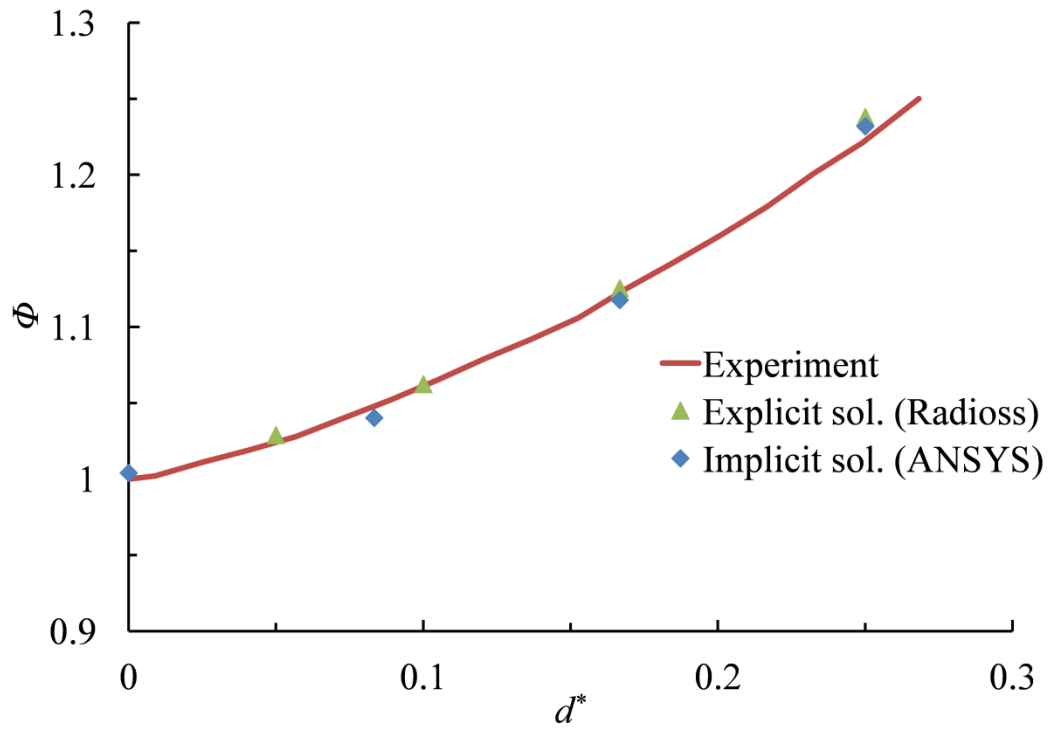


Fig. B-3 Friction coefficient ratio Φ as a function of d^* .

B.2 ゴム平板の板厚の影響評価

本研究で用いる解析モデルのように，ゴム平板を剛体球に押し込んだとき，板厚が小さいとゴム平板上面の剛体面の影響を受け，板厚によって垂直力が変化する．このような板厚の影響は実験結果からも指摘されている[8]．本研究では接触・摩擦モデルを作成する際に，板厚の影響を評価してからゴム平板の板厚の寸法を決定した．解析モデルには，本研究で用いたものと同様のゴム平板，剛体球モデルを用い，ゴム平板は奥行，幅それぞれ30[mm]とし，剛体球の半径を6[mm]とした．

Fig. B-4 に板厚 t [mm] を変化させたときの無次元押し込み深さ d^* と無次元垂直力 P^* との関係についての解析結果を示す． d^* は $0 \leq d^* \leq 1/6$ の範囲とした．Fig. B-4 より，板厚が小さいほどがゴム平板上部の剛体面の影響を受け，同じ押し込み深さでもより大きな垂直力を生じており，板厚が大きくなるにつれて，剛体面の作用が減少し垂直力が小さくなっていることがわかる．また， $t=30$ [mm] と $t=40$ [mm] のときの結果を比較すると両者はほとんど同じ値を示していることがわかる．これは，ゴム平板がある一定以上の板厚に達すると，剛体面の影響が作用しなくなるためである．したがって，ある一定以上板厚を大きくしても押し込み深さと垂直力の関係には変化がなくなると考える．

以上の結果から，本研究で扱う解析モデルにおいて，無次元化押し込み深さ d^* が $0 \leq d^* \leq 1/6$ の範囲であれば，ゴム平板の板厚を $t=30$ [mm] と設定することで，平板上部の剛体面の影響をほとんど受けないモデルを作成することができる．

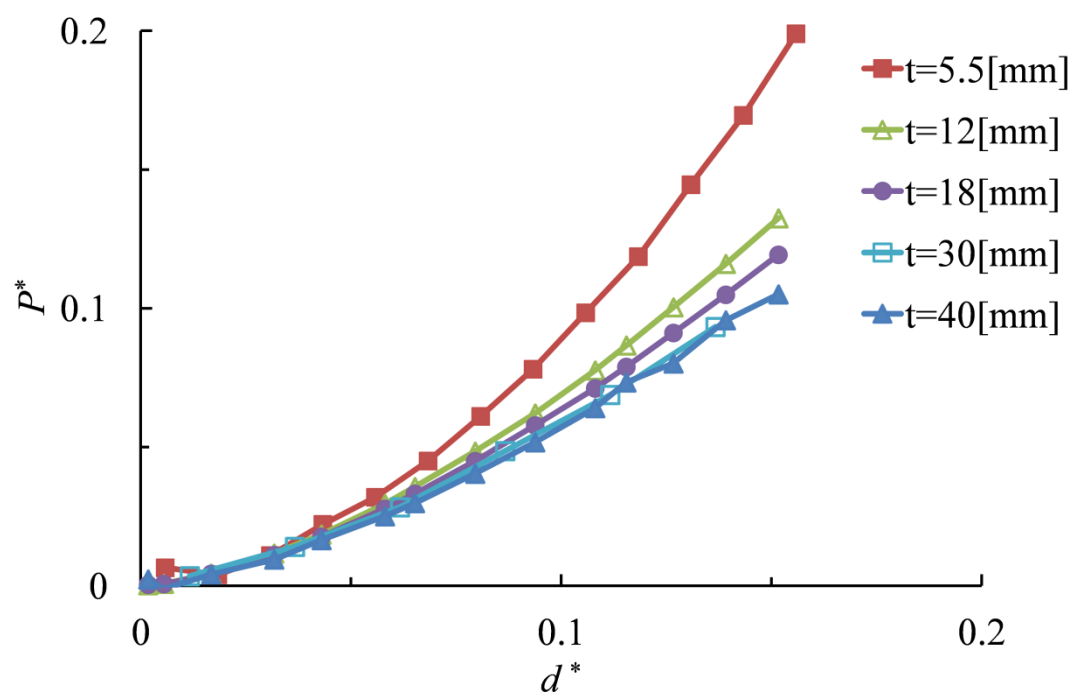


Fig. B-4 Dimensionless normal force P^* as a function of d^* : comparison of rubber thickness t .

参考文献

- [1] 小野京右, “サブナノメートルの粗さをもつ球面と平面の Lennard-Jones 表面力による接触特性の数値解析法”, 日本機械学会論文集(C編), Vol. 76, No. 764, (2010), pp.949-959
- [2] 山崎美稀, 成瀬友博, 小林将人, 岩崎富生, “樹脂モールド構造における金属の表面粗さによる内部界面の接着強度評価”, 日本機械学会 2011 年度年次大会講演論文集, (2011), J111013
- [3] 山崎美稀, 岩崎富生, “樹脂モールド構造におけるセラミックスと樹脂間の接着界面強度評価”, 日本機械学会論文集(A編), Vol. 77, No. 774, (2011), pp.345-351
- [4] 山崎美稀, 泉聡志, 酒井信介, “樹脂モールド構造のための接着・摩擦解析手法の開発と気中絶縁ロッドへの応用”, 日本機械学会論文集(A編), Vol. 75, No. 756, (2009), pp.974-980
- [5] 山崎美稀, 岩崎富生, 泉聡志, 酒井信介, “樹脂モールド構造内部における界面接着強度の予測への原子レベルモデリングの適用”, 日本機械学会論文集(A編), Vol.76, No.770, (2010), pp.1303-1309
- [6] 深堀美英, “設計のための高分子の力学”, 技報堂, (2000)
- [7] P. Gabriel, A. G. Thomas, J.J.C. Busfield, “Influence of interface geometry on rubber friction”, Wear, Vol268, (2010), pp.747-750
- [8] J.J.C.Busfield, A.G. Thomas, “Indentation tests on elastomer blocks”, Rubber Chem. Technol., Vol 72, (1999), pp.876-894
- [9] M. Mofidi, B. Prakash, B. N. J. Persson and O. Albohr, “Rubber friction on (apparently) smooth lubricated surfaces”, J. Phys.: Condens. Matter, Vol. 20, (2008), 085223
- [10] 陸子豪, 内山吉隆, 岩井智昭, “ゴムの μ - v 特性と摩擦振動に関する研究”, 日本ゴム協会誌, Vol. 75, No. 11, (2002), pp.494-498
- [11] 網野直也, 内山吉隆, 岩井智昭, “シリカ配合およびカーボン配合 SBR の摩擦機構に関する研究-乾燥面との摩擦”, 日本ゴム協会誌, Vol. 74, No. 3, (2001), pp.110-115
- [12] 松崎亮介, 平岡直樹, 轟章, 水谷義弘, “路面状態推定のためのタイヤの三次元変形計測”, M&M2011 カンファレンス講演論文, (2011), OS0304
- [13] B. N. J. Persson, “Rubber friction and tire dynamics”, J. Phys.: Condens. Matter, Vol. 23, (2011), 015003
- [14] C. Yang, U. Tartaglino and B. N. J. Persson, “A multiscale molecular dynamics approach to contact mechanics”, Eur. Phys. J. E, Vol. 19, (2006), pp.47-58
- [15] Yifei Mo, Kevin T. Turner and Izabela Szlufarska, “Friction laws at the nanoscale”, nature, Vol. 457, (2009), pp.1116-1119

- [16] 芥川恵造, “有限要素法によるゴムのナノスケール力学シミュレーション技術”, 日本ゴム協会誌, Vol. 82, No. 5, (2009), pp.227-232
- [17] 佐々木直哉, 岩崎富生, 千葉矩正, 阿部康夫, “薄膜を有する金属面における摩擦, 摩耗現象の分子動力学シミュレーション”, 日本機械学会論文集(A 編), Vol. 60, No. 575, (1994), pp.1682-1689
- [18] 佐々木直哉, 岩崎富生, 千葉矩正, 阿部康夫, “動摩擦現象の分子動力学シミュレーション”, 日本機械学会論文集(A 編), Vol.58, No.554, (1992), pp.66-72
- [19] 佐々木直哉, “摩擦・摩耗・潤滑における計算科学の役割”, 日本機械学会論文集(A 編), Vol.77, No.782, (2011), pp.1559-1570
- [20] B. N. J. Persson, O. Albohr, U. Tartaglino, A. I. Volokitin and E. Tosatti, “On the nature of surface roughness with application to contact mechanics, sealing, rubber friction and adhesion”, J. Phys.: Condens. Matter, Vol. 17, (2005), pp.1-62
- [21] B. N. J. Persson, “Theory of rubber friction and contact mechanics”, J. Chem. Phys., Vol. 115, (2001), pp.3840-3861
- [22] G. Carbone, B. Lorenz, B. N. J. Persson, and A. Wohlers, “Contact mechanics and rubber friction for randomly rough surfaces with anisotropic statistical properties”, Eur. Phys. J. E, Vol. 29, (2009), pp.275-284
- [23] B. Lorenz, B. N. J. Persson, S. Dieleuweit, and T. Tada, “Rubber friction: Comparison of theory with experiment”, Eur. Phys. J. E., Vol. 34, (2011)
- [24] B. N. J. Persson, “Contact mechanics for randomly rough surfaces”, Surf. Sci. Rep., Vol. 61, (2006), pp.201-227
- [25] K. Yamada, N. Takeda, J. Kagami and T. Naoi, “Mechanisms of elastic contact and friction between rough surfaces”, Wear, Vol.48, (1978), pp.15-34
- [26] 神宮利夫, 精密機械, “接触面摩擦が内部応力分布に及ぼす影響”, Vol. 40, No. 12, (1974), pp.1111-1117
- [27] 石塚鎮夫, 黄元司郎, “摩擦特性に及ぼす表面粗さの影響”, 日本機械学会 2000 年度年次大会講演論文集, (2000), pp.393-394
- [28] Hassan Eid and George G Adams, “An elastic-plastic finite element analysis of interacting asperities in contact with a rigid flat”, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 40, (2007), pp.7432-7439
- [29] S. Zhang, P. D. Hodgson, M. J. Cardew-Hall, S. Kalyanasundaram, “A finite element simulation of micro-mechanical frictional behaviour in metal forming”, J. Mater. Process. Technol., Vol. 134, (2003), pp.81-91
- [30] Prasanta Sahoo and Niloy Ghosh, “Finite element contact analysis of fractal surfaces”, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol.40, (2007), pp.4245-4252

- [31] J. M. Bielsa, M. Canales, F. J. Martinez, M. A. Jimenez, “Application of finite element simulations for data reduction of experimental friction tests on rubber-metal contacts”, *Tribol. Int.*, Vol.43, (2010), pp.785-795
- [32] J. A. Greenwood and J. B. P. Williamson, “Contact of nominally flat surfaces”, *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, Vol.295, (1966), pp.300-319
- [33] A. W. Bush and R. D. Gibson, “The elastic contact of a rough surface”, *Wear*, Vol. 35, (1975), pp.87-111
- [34] Afferrante L., Carbone G., Demelio G., “Interacting and coalescing Hertzian asperities: A new multiasperity contact model”, *Wear*, In Press, Corrected Proof, (2011)
- [35] Bharat Bhushan, “Contact mechanics of rough surfaces in tribology: multiple asperity contact”, *Tribol. Lett.*, Vol. 4, (1998), pp.1-35
- [36] G. Carbone, F. Bottiglione, “Contact mechanics of rough surfaces: a comparison between theories”, *Meccanica*, (2011), pp.557-565
- [37] 日野幹雄, “スペクトル解析”, 朝倉書店, (1980)
- [38] 高安秀樹, 高安美佐子, “フラクタルって何だろう”, ダイアモンド社, (1997)
- [39] 泉聡志, 橘鷹伴幸, 原祥太郎, 酒井信介, “局所自己アフィンフラクタルによる破壊遷移部の同定”, *日本機械学会論文集(A 編)*, Vol.686, No.67, (2002), pp.456-463
- [40] Rogger J. Pinnington, “A particle-envelope surface model for road-tyre interaction”, *Int. J. Solids Structures*, Vol.49, (2011), pp.546-555
- [41] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, Brian P. Flannery, “Numerical Recipes in C”, Cambridge University, (1992)

以上

P. 1 ～ P. 64

修士論文

平成 24 年 2 月 10 日 提出

指導教官 泉 聡志 准教授

機械工学専攻 106182 緒方 公俊