

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	固体間凝着力制御による把持と脱離
Title(English)	
著者(和文)	関口悠
Author(English)	Yu Sekiguchi
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第9118号, 授与年月日:2013年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:高橋 邦夫
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第9118号, Conferred date:2013/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

2012 年度博士後期課程学位論文

固体間凝着力制御による把持と脱離

東京工業大学大学院理工学研究科国際開発工学専攻

関口 悠

指導教員 : 高橋 邦夫 准教授

目次

1	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.2	関連研究	2
1.3	凝着モデルのエネルギー	3
1.4	凝着による可逆接合の現状	4
1.5	生物の構造にヒントを得た凝着モデルの課題と重要性	5
1.5.1	平面弾性体凝着モデル	6
1.5.2	梁側面凝着モデル	8
1.6	本論文の目的及び構成	8
2	平面弾性体凝着モデル	10
2.1	表面粗さ及び周期欠陥が存在する剛体表面への平面弾性体凝着モデル	10
2.2	条件による最大引張応力の違い	12
2.2.1	脱離プロセスにおける Ψ と $\tilde{a}^*$ の条件による分類	13
2.2.2	脱離プロセスにおける凝着幅の変化	18
2.2.3	最大引張応力	18
2.3	結言	19
3	平面弾性体凝着モデルを利用した把持と脱離	26
3.1	平面弾性体凝着モデルにおける凝着力制御手法	26
3.2	欠陥がない剛体に凝着する平面弾性体凝着力の実験的検討	26
3.2.1	実験手順	26
3.2.2	実験結果及び考察	27
3.3	表面粗さ及び周期欠陥が存在する剛体に凝着する平面弾性体凝着力の理論的検討	27
3.3.1	弾性率と最大引張応力の関係	27
3.3.2	$\tilde{h}_0$ 及び $\tilde{a}^*$ が最大引張応力に及ぼす影響	29
3.3.3	最大引張応力の分類	30
3.3.4	把持過程において弾性率が最大引張応力に及ぼす影響の考察	31
3.3.5	現実的なパラメータを用いた考察	32

3.4	平面弾性体凝着モデルにおける最大引張応力制御の可能性	35
3.5	結言	35
4	梁側面凝着モデル	36
4.1	梁側面凝着モデルによる解析	36
4.2	力と変位の関係	42
4.3	最大引張力	43
4.4	結言	45
5	梁側面凝着モデルを利用した把持と脱離	46
5.1	梁側面凝着モデルにおける凝着力制御手法	46
5.2	梁側面凝着力の実験的検討	46
5.2.1	実験手順	46
5.2.2	実験結果	48
5.2.3	凝着ヒステリシスの影響の考察	48
5.2.4	脱離現象の考察	58
5.2.5	最大引張力の考察	59
5.3	梁の角度が梁側面凝着モデルに及ぼす影響の理論的検討	63
5.3.1	凝着力と梁の角度の関係	63
5.3.2	現実的なパラメータを用いた考察	63
5.4	梁側面凝着モデルにおける最大引張力制御の可能性	64
5.5	結言	66
6	結論	67
	Appendix	68
	参考文献	104
	謝辞	109
	研究業績	110

1 序論

1.1 研究の背景

接合・接着技術は近年の産業において欠かせない技術である。環境問題が大きな関心事となっている今、資源の有効活用の観点から可逆接合技術への期待が高まっている。可逆接合の応用は同じ素材を繰り返し使うことによるゴミの減少や、資源の有効活用のみならず、製造作業行程の簡略化による環境への負荷低減へもつながる。

凝着現象は多くの場合、摩擦・摩耗の原因として認知されている。けれども生物には、同じ凝着現象を使い、壁や天井に張り付き、さまざまな場所へ自由自在に移動するものもいる。つまり生物の固体間凝着現象による着脱メカニズムの理解は凝着現象による把持脱離デバイスへの開発へとつながる可能性を秘めている。

生物による凝着現象の利用として、ヤモリや甲虫が注目されている。ヤモリや甲虫は、進化の過程で獲得した構造によって自身の体を支えるのに十分な凝着力を獲得することで凝着による着脱を可能にした [1,2]。生物の可逆的な凝着は何も突起のない平面においても把持と脱離ができる特徴があり、平面把持の新手法として期待されるため、工業的観点においても凝着現象による把持と脱離は非常に興味深い。

現在、工業的に利用されている把持脱離手法としては指関節を持つロボットハンドやマグネットチャック、静電チャック、真空チャックなどがある。特に平板など突起のない物体の把持には上記のチャックなどが多く用いられるが、マグネットチャックは磁性材料にのみ用いることができる点、静電チャックは表面粗さにより把持力が低下する点や高電圧を利用する点、真空チャックは真空中で利用不可な点などの条件が存在し、把持可能な条件が限定される。静電チャックにおいては、壁登りロボットへ応用するための柔軟性を持たせて表面粗さに対応する静電チャックの研究 [3-5] など存在するが、任意の表面粗さに対応した把持・脱離には課題が残る。それに対し、弾性体による凝着現象を把持脱離に利用する際には、弾性体の変形による表面粗さへの対応が可能である上に、凝着現象が分子間力に起因するため、真空中でも把持可能であり、様々な材料にも対応できることから、既存技術の欠点を補う新手法として期待できる一方、表面の汚れによる把持力低下などもあり得ることから宇宙空間やクリーンルームでの把持脱離への応用が望まれる。

1.2 関連研究

世の中には物体間の接触面が無数に存在する。この接触面における応力分布に関する問題はヘルツの接触応力や Westergaard の応力関数 [6] などにより議論された。これらの問題では接触面における凝着は考えていない。しかしながら、物体の表面同士が近接することで接触部に分子間相互作用（ファン・デル・ワールス・ロンドン相互作用など）による引力が生じると、分離するためには外部からの仕事（凝着エネルギー）が必要となる。引き剥すのに必要な最低限のエネルギー W_{adhesion} は 2 物体の表面自由エネルギー γ_1, γ_2 と界面自由エネルギー γ_{12} の差として

$$W_{\text{adhesion}} = \Delta\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_{12} \quad (1.1)$$

と定義され [デュプレ (Dupré) の式]、 $\Delta\gamma$ は凝着 (接着, 付着) エネルギーや凝着 (接着, 付着) 仕事などの名称で呼ばれる [7, p.183, 188]。分子間相互作用により互いに引く付け合っている表面を分離する行為は、亀裂の進展による分子間結合の破断と同じである。Griffith は破壊力学のエネルギー平衡の観点より破壊応力を求めた [8]。同様に二物体間の凝着問題においても、エネルギー平衡状態を考慮することで脱離に必要な力を求めることができる。この手法を用いた理論として、点接触凝着問題を扱う Johnson-Kendall-Roberts 理論 (JKR 理論) [9]、Takahashi-Mizuno-Onzawa 理論 (TMO 理論) [10] や表面粗さを持つ場合の面接触凝着問題を扱う高橋らの理論 [11]、Obreimoff による雲母の表面エネルギー測定実験 [12]、Kendall のテープ引き剥がし理論 [13] など多数存在する。これらの理論では弾性エネルギーの項、表面エネルギーの項などからなる系全体のエネルギーが平衡になる条件から凝着力を導出している。

Griffith に始まる破壊力学、凝着現象にまつわるエネルギー平衡に関する議論では、ポテンシャルエネルギーの保存を前提としている。この前提が成り立つときで、かつ 1 次元の自由度のみが凝着面積に関する長さを与えられているとき、系全体のエネルギーを凝着面積に関する長さで偏微分し、極小値をゼロと与えることは力のつり合い条件と同値である。従って、弾性体の構成式としてフックの法則を考えると、力のつり合い式と境界条件から解析解を求めるのと同様に、エネルギーの平衡状態と境界条件から解析解を求めることができる。この様なエネルギー平衡を用いた弾性かい界面破壊の解析手法は Griffith のクライテリオンなどと呼ばれる。

1.3 凝着モデルのエネルギー

構造の異なる凝着モデルがエネルギー平衡という同じ概念を用いて説明できることが凝着現象の興味深い一面である。界面に働く分子間力は一般にファンデルワールス力と呼ばれる分子間に働く比較的弱い物理結合力や、共有結合などの化学反応による化学結合力などである。多くの凝着問題を扱うモデルでは、凝着による影響を界面形成による表面・界面自由エネルギーと、固体の変形による弾性エネルギーが、熱力学的に保存し (エネルギー保存の法則)、エネルギー平衡状態において安定となるとされた。しかしながら、凝着問題で広く扱われるエネルギーの保存にはいくつかの仮定が存在するため、どのような状況下でエネルギー平衡の議論が成り立つかを知ることがある。

まず、分子間力は固体表面上にのみ作用し、固体内部の変形への影響はないとする仮定について考える。つまり、分子間力による影響は表面エネルギーの変化と、固体表面の境界条件の変化のみであるとされた。ファンデルワールス結合で $4 \text{ \AA}$ 程度、化学結合では $2 \sim 3 \text{ \AA}$ 程度の距離において分子間に引力が働くことを考えると、分子間力が固体表面の一分子層にのみ働き、内部の変形への影響はない、つまり固体には表面力のみが働くという近似はそれなりの妥当性を持つと考えられる。

次に、分子間力は接触部のみに働き、非接触部には作用しないとする仮定を考える。つまり、接触部では分子間力が働き界面を形成し、非接触部では表面を形成するとされた。Lennard-Jones ポテンシャルを考えると、分子間力は表面間の距離に依存するものであり、無限遠方にまで作用する。しかしながら、分子間力が十分な大きさをもって作用する範囲は 2 表面が数 $\text{\AA}$ 程度に近接しているときのみである。作用範囲の広い分子間力である van der Waals 力では $1[\text{nm}]$ 引き離すまでに分子間力による仕事全体の約 99% が必要とされる [14]。よって分子間力は働く範囲は界面近傍のみと考えられる。つまり、分子間力の働く距離に比べ十分に長い凝着幅を考える上では、接触部のみに分子間結合力が働き、弾性体内部への分子間力の影響はないとする仮定はよい近似になっていると考える。

また、凝着や接触による固体の変形は弾性変形であるとする仮定も導入されている。しかしながら実際の現象においては、固体が弾性体と見なせないこともある。つまり、固体の変形によるエネルギーの散逸や時間依存性などが考えられる。比較的硬い素材においては塑性変形や弾塑性変形が起こる。比較的柔らかいゴムなどの素材は粘弾性や粘性の影響がある。これらによるエネルギー散逸はポテンシャルエネルギーとして蓄積されることはない。固体変形の時間依存性により、界面の形成速度や剥離速度に応じ、表面近傍には運動エネルギーも存在するであろう。もし、十分に早い引張速度で剥離が行われれば、粘弾

性による変形の時間遅れの影響のみならず固体の運動エネルギーの影響もあると考えられる。さらに、表面間の接触により摩擦も働き、熱エネルギーに変換されるであろう。こうした変化によってポテンシャルエネルギーは減少していくが、外へのエネルギー移動がない系における系全体のエネルギーは常に保存される。従って、すべてのエネルギーを考慮した上でエネルギー平衡を考えれば厳密な議論ができる。けれども、これらの散逸項は解析的に求めることが難しく、エネルギー変化を考える上での影響は未知数である。

もし仮に散逸によるエネルギー変化や速度依存によるエネルギー変化がポテンシャルエネルギーの変化に比べ十分に小さいと仮定すると、エネルギー変化は表面の自由エネルギー変化と弾性変形によるエネルギー変化というポテンシャルエネルギー項のみとなる。従って、ポテンシャルエネルギーにおけるエネルギー平衡を考えることで凝着現象を解析的に議論することができる。固体の変形が弾性域で起こり、摩擦による熱の発生などのエネルギー散逸項が十分に小さいと考えると、上述の2つのエネルギー変化以外を無視する仮定は良い近似になっていると考えられる。また、固体への外部圧力の変化が十分に緩やかであれば、固体の運動エネルギーの変化も十分に小さいと考えて問題ないであろう。多くの凝着モデルはこれらの仮定の下で議論なされており、検証実験においてもモデルを裏付ける結果が多く求まっていることから考えると、これらの仮定が十分に良い近似として成り立つ範囲においては表面の自由エネルギー変化と弾性変形によるエネルギー変化における熱力学的エネルギー保存により凝着現象を解析的に議論することができると言える。

1.4 凝着による可逆接合の現状

凝着現象は理論的な検討のみならず、実用面での応用も進みつつある。近年、高粘着高分子材料を用いた家具転倒防止用粘着シートや画面保護用のフィルム状シリコンゴムなど分子間力による自己粘着性を持つ素材の特徴を生かした商品が販売されている。3M社のポストイットに代表される貼ってはがせるノートなども広く使われている。現在、これらの繰り返し貼って剥がせる（可逆接着性のある）商品は剥がすときに素材が塑性変形しない程度の凝着力しか発揮できないように設計されているが、もし凝着力を容易に制御できるならば、より強力な凝着力とより簡単な脱離を実現できるであろう。

凝着理論 [9–11] など多くの凝着問題を扱う理論においても、可逆的な凝着を前提としているが、凝着力や凝着エネルギーの評価が主な目的であり、凝着力の制御に関する研究は乏しい。微小球操作把持に凝着力を利用する研究においては、把持された物体の配置（脱離）時に凝着力の制御はせず、静電力による引き剥がし [15] や回転による機械的な引き剥がし [16] など凝着力を上回る力を用いることで脱離を成功させている。

凝着力の制御により強力な凝着とより容易な脱離を同時に実現できれば、様々な状況において凝着による把持・脱離手法が応用されるようになるであろう。従って、凝着力制御手法の確立が望まれる。

1.5 生物の構造にヒントを得た凝着モデルの課題と重要性

生物に注目すると、様々な着脱現象を見ることができる。生物には突起のない平面にも体をくっつけて移動することができる特徴を持つ種が複数存在する。カタツムリは腹の面を対象物に沿わせるように変形しくつつく [17]。ヤモリやカナブンなどは手足にある微細な毛を使ってくつつく [1, 2]。ヒトデなどの棘皮動物も微小な突起を用いることで水中にもかかわらず体を岩などの表面にくつつくことができる [18]。このように生物は体の構造を上手く利用した着脱手法を進化の過程で見出した。凝着を用いた把持・脱離手法においても、生物の特徴にヒントを得た弾性体構造を上手く利用することで凝着力制御ができる可能性がある。

本論文では2種類の生物、カタツムリとヤモリによる着脱構造に注目した。カタツムリは物体表面に体を密着させるために腹足の筋肉と粘液を上手く利用する。表面粗さを腹足の変形と粘液によって吸収し密着度を高めている。前進する際には腹足を波打たせることによって進むが [19]、体を引っ張られると粘液による粘着力と吸盤のように体を変形させることによる吸着力を巧みに使って引張方向の力を稼ぐと考えられている [17]。また、体を外部から引っ張られた際には、筋肉を固くさせ剥がされるのを防ごうとする。

ヤモリは図1に示すように、マイクロサイズの seta という微細毛とその先端にあるナノサイズの spatulae という微細毛を持つ。本物の seta 1本に働く力は Autumn らにより MEMS(Micro Electro Mechanical Systems) センサーにより測定され、数十 μN の力が

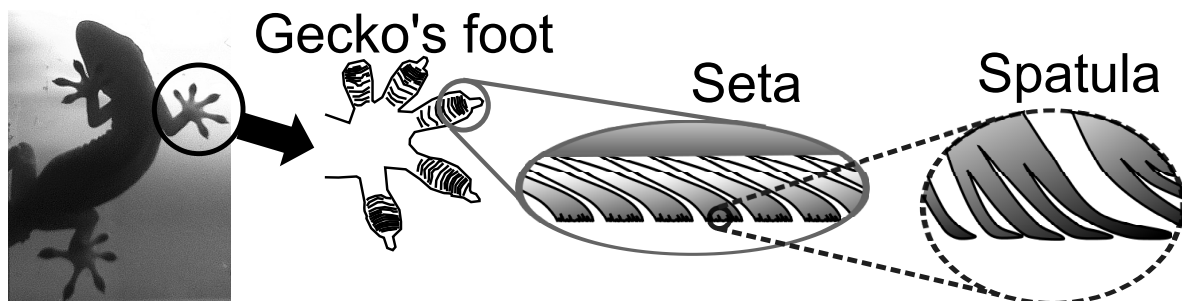


図1 Image of Gecko's foot hair. Gecko has spatulae (nano size hair) on the tip of seta (micro size hair) to adhere to the walls, the ceiling, or anywhere else.

発生することが分かった [2]。また、その力はファンデルワールス相互作用によるものとされている [20]。ヤモリの足にはこの seta が無数に生えているために、表面粗さのある面への凝着においても、毛がばねのような働きにより表面粗さを吸収し [21]、自身の体を支えるのに十分な凝着力を得る。凝着力を増す目的でヤモリを模倣した弾性素材も複数作成され、ヤモリの手足の微細毛構造が凝着力の増加に優れていることが示された [22–27]。これは微細化により表面粗さを吸収し、接触面積を増やしているためである。また、ヤモリの毛の形状は引張角度によって接触面への垂直引張力が変化するために容易な脱離ができる [28]。しかしながら既存の模倣デバイス [22–27] では強力な凝着はできるものの脱離のための凝着力制御メカニズムが不十分なものが多い。そこで、形状記憶素材を用い、脱離時に形状変化させることで脱離する手法も考案されているが [29, 30]、ヤモリのような面への把持脱離に適した形状とはなっていないのが現実である。

実際の生物による着脱構造は複合的な構造による複雑なメカニズムとなっている。そして全体として着脱に優れた特徴を発揮できるようになっている。しかしながら、個々の構造にもそれぞれ優れた特徴があることから、ある一部分に注目をするだけでも生物から学ぶことは多い。それぞれの特徴の解析は、着脱メカニズムを利用する上で重要になると考える。そこで本論文では、カタツムリからヒントを得た平面弾性体凝着モデルとヤモリからヒントを得た梁側面凝着モデルにおける、凝着メカニズムを解析的に議論し、把持と脱離の可能性について考える。

1.5.1 平面弾性体凝着モデル

カタツムリの腹足は様々な形状の上でも密着できるようにするために形を自在に変化させる。凝着現象において接触面積は凝着力に大きく影響を及ぼすため、表面粗さに沿った弾性体の変形による接触面積の変化は重要になる。また、カタツムリは表面粗さが大きくなるほど垂直方向の接着力が落ちることから [17]、凝着力を考える上でも表面粗さによる影響を考える必要がある。さらに、カタツムリは外力により引っ張られる際に筋肉を硬直させる。界面の破壊において弾性率が破壊応力に密接に関係していることが古くから知られており [8]、カタツムリの筋肉の硬直は吸盤効果以外にも接着力に関係がある可能性がある。そこで、物体の面と面が接触する凝着問題において表面粗さや弾性率の影響の議論は凝着力制御において重要である。

剛体・弾性体間の面接触による表面粗さを考慮した凝着モデルとして、平面弾性体凝着モデルがある。Johnson により図 2 に示す半無限弾性体の平面が正弦波状の表面粗さが存在する剛体へ凝着するモデルにおいて外力と凝着幅の関係は Westergaard の応力関数 [6] と周期き裂のモード I 応力拡大係数及びエネルギー解放率の関係により求まる応力

関数 [31] から解析的に求められ [32]、雷らにより実験的に検討された [33]。このモデルを平面弾性体凝着モデルとする。高橋らは平面弾性体凝着モデルの凝着力が弾性率に依存することを示した [11]。よって、平面弾性体凝着モデルにおいて弾性体の弾性率を変化させることができれば、凝着による把持・脱離ができる可能性が高い。しかしながら、表面粗さのみを考慮した平面弾性体凝着モデルでは図 2(d) のように完全に接触してしまう条件において脱離できない [11]。このような条件においては把持・脱離を行えない。それに対し、欠陥が表面上に存在する場合には常に脱離が起きることが、表面粗さに対して十分に小さな欠陥を仮定することで示された [32]。従って、表面粗さに加え欠陥も取り入れた凝着モデルを用いた凝着力の議論が求められる。表面粗さがなく、ある平板内に周期的にき裂のみが存在する場合の破壊応力も弾性率に依存することが古くから知られている [31]。よって表面上に表面粗さと欠陥が同時に存在する場合においても、凝着力が弾性率によって変化する可能性がある。表面粗さ、欠陥、及び弾性率が凝着力に及ぼす影響を考えることは、凝着力による把持・脱離を議論する上で重要である。

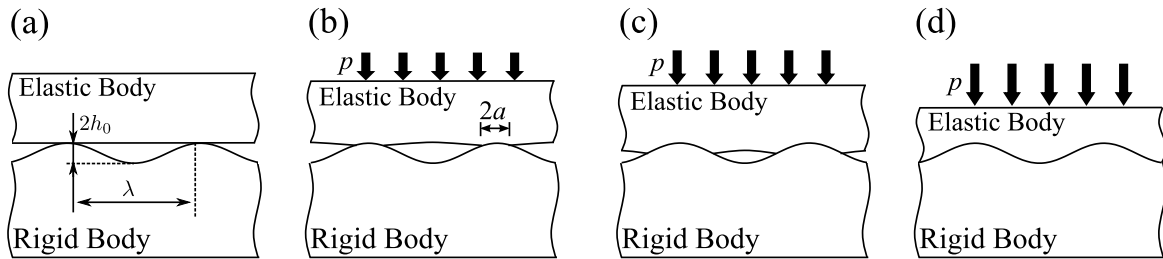


図 2 Schematic image of adhesion between the flat elastic body and the rigid body.

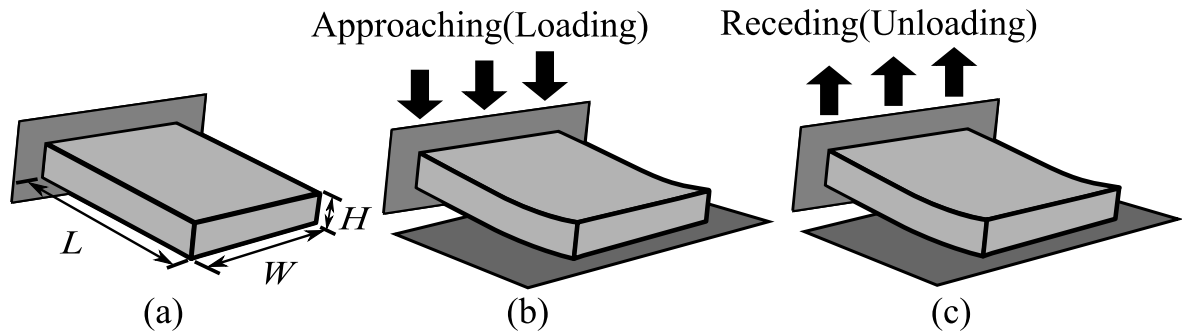


図 3 Schematic image of the elastic beam, whose side surface adhered to the substrate.

1.5.2 梁側面凝着モデル

ヤモリの spatulae は薄膜のような薄い毛であり、凝着した spatulae の剥離の説明には Kendall の薄膜剥離モデル [13] が多く用いられている。Kendall の剥離モデルは表面エネルギー、機械的ポテンシャルエネルギー、伸びによる弾性エネルギーを考慮しており、任意の引張角度における剥離力を評価できる特徴がある。また Kendall の剥離モデルを応用し、凝集効果 [34] や peel-zone 効果 [35–37]、大変形の効果 [36] を考慮した spatulae 近似モデルも存在する。しかしながら、spatulae の凝着には毛の曲げの影響が大きいことが示唆されている [38]。Kendall の剥離モデルを基にしたこれらのモデルでは、剥離条件を議論する際の弾性エネルギーとして伸びによるエネルギーのみを考慮し、曲げによるエネルギーは考えていない。Spatulae は Kendall の剥離モデル以外に弾性梁による剥離にも近似されており、長さや厚さの関係が議論されている [39]。弾性梁を用いた剥離モデルは古くから凝着仕事 (Work of Adhesion) の測定に用いられている [12]。よって梁理論を凝着による着脱の問題に応用することで、曲げによる影響を考慮できる可能性がある。そこで本論文では、弾性梁の側面が平面基板に凝着する梁側面凝着モデル (図 3) を用い、梁構造物による凝着力の制御の可能性を議論する。弾性梁に近似することにより把持・脱離メカニズムにおける梁の曲げの影響を考慮できることから、梁側面凝着モデルの構築及び凝着力制御の検討は弾性梁を用いた把持脱離を考える上で重要である。

1.6 本論文の目的及び構成

平面弾性体が対象物に凝着するモデルと梁構造弾性体が対象物に凝着するモデルの 2 種類の凝着モデルを考え、それぞれのモデルにおける最大引張力を理論的に解析し、把持・脱離手法を検討することを目的とする。

本論文は 6 章より構成される。全体の流れを図 4 に示す。

第 1 章は序論である。

第 2 章・第 3 章では半無限平面弾性体が正弦波状表面粗さと周期欠陥を有する剛体へ凝着するモデル (平面弾性体凝着モデル) を取り扱う。第 2 章では、平面弾性体凝着モデルにおける最大引張応力の理論導出を行う。第 3 章では、平面弾性体凝着モデルにおける最大引張応力と弾性率の関係を議論することにより、把持・脱離の可能性を検討する。

第 4 章・第 5 章では梁構造弾性体の側面が基板平面に凝着するモデル (梁側面凝着モデル) を取り扱う。第 4 章では、梁側面凝着モデルにおける梁に働く力の理論導出を行う。第 5 章では、梁側面凝着モデルの実験による検証を行い、凝着ヒステリシスに関して議論す

る。また、梁の角度が最大引張力に及ぼす影響を議論することにより、把持・脱離の可能性を検討する。

第6章は結論である。

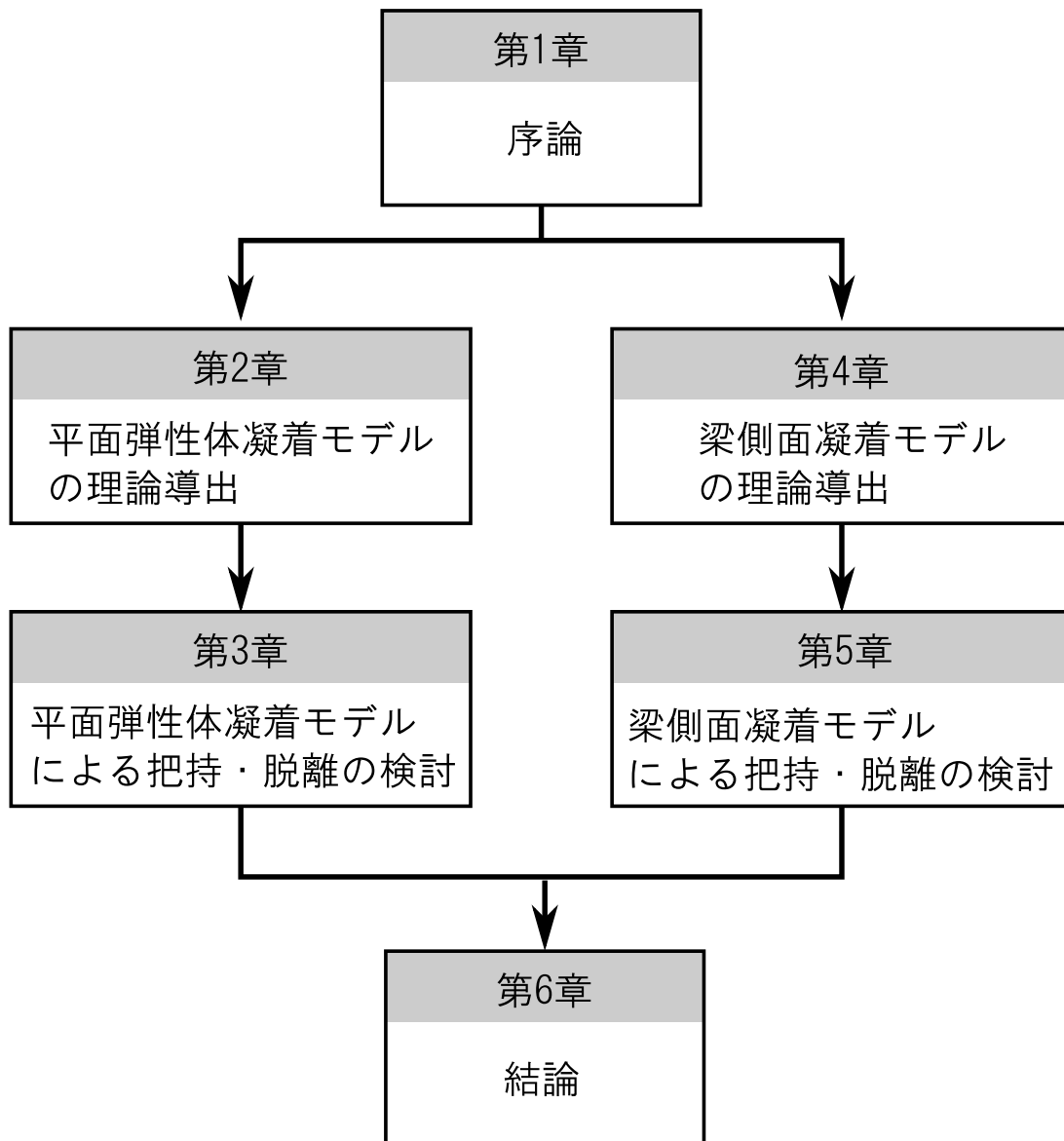


図4 Flow chart of the chapters in this thesis.

2 平面弾性体凝着モデル

2.1 表面粗さ及び周期欠陥が存在する剛体表面への平面弾性体凝着モデル

正弦波状表面粗さのある剛体へ半無限弾性体が凝着する平面弾性体凝着モデルは Johnson により解析解が導出された [32]。しかしながら、表面には表面粗さ以外に欠陥も存在することから、欠陥の影響も考える必要がある。そこで本章では、半無限平面弾性体が剛体に凝着する際に剛体表面上の正弦波状表面粗さと周期欠陥が凝着力に与える影響について、系全体エネルギーの平衡状態を考慮し議論することを目的とする。

正弦波状表面粗さ

剛体に存在する表面粗さとして正弦波状の粗さを考える (図 5(a))。表面粗さの振幅を h_0 、波長を λ とすると、剛体表面の粗さは

$$y = h_0 \left(\cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \right) - 1 \right) \quad (2.1)$$

と表せる。このような表面粗さを持つ剛体に半無限平面弾性体が凝着するとき、圧力を p 、凝着幅を $2a$ とすると、圧力と凝着幅の関係式は

$$\frac{\tilde{p}}{\tilde{h}_0} = \sin^2(\pi \tilde{a}) - \sqrt{\Psi \tan(\pi \tilde{a})} \quad (2.2)$$

となる [11]。ただし、弾性率 E^* は弾性体のヤング率 E とポアソン比 ν により $E^* = E/(1 - \nu^2)$ と表せられ、各パラメータは

$$\tilde{p} = p/\pi E^*, \tilde{h}_0 = h_0/\lambda, \tilde{a} = a/\lambda$$

と無次元化された。このとき、パラメータ Ψ を

$$\Psi = \frac{2\lambda\Delta\gamma}{\pi^2 h_0^2 E^*} \quad (2.3)$$

と定義する。 Ψ は圧力と凝着幅の関係を定める重要なパラメータである。このパラメータが変化すると圧力と接触幅の関係が変化する (図 6)。 $\Psi < 3^{1.5}/2^4$ では極大点の圧力が正となり、 $\Psi > 3^{1.5}5^{2.5}/2^8$ では極値が存在しないことが分かる。

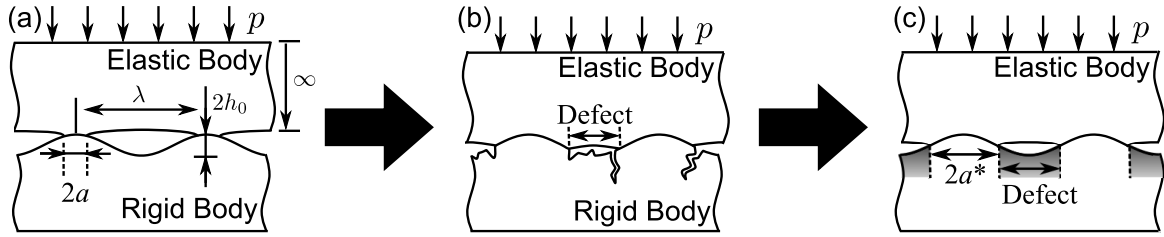


図 5 Schematic image of adhesion between the flat elastic body and the rigid body (a)with surface roughness and without defect (b)with surface roughness and real defects (c)with surface roughness and periodic defects.

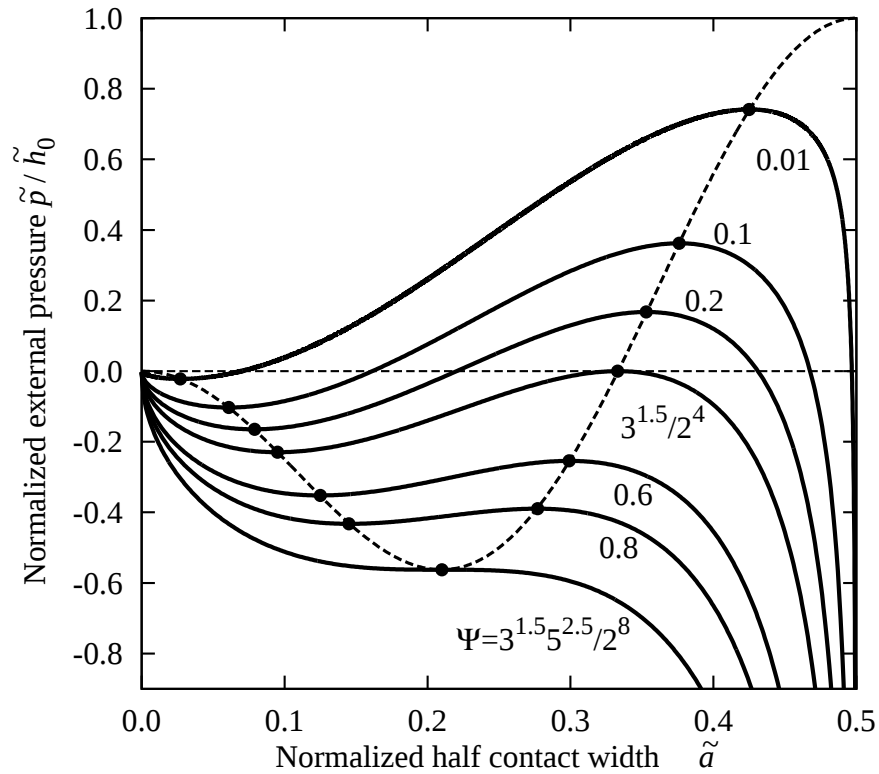


図 6 Relation between the normalized external pressure and the normalized half contact width for adhesion between the flat elastic body and the rigid body with surface roughness and without defect.

周期欠陥

欠陥は表面上の様々な場所に存在する。欠陥はき裂や凹み等の形状によるものや油膜・ホコリ等の表面への付着によるものなど様々である (図 5(b))。これらの欠陥は弾性体が剛体へ凝着することを阻害する。本論文では表面形状変化への影響はないが凝着が起きない範囲を欠陥として仮定した (図 5(c))。つまり、欠陥部分の凝着仕事を $\Delta\gamma = 0$ 、欠陥でない部分の凝着仕事を $\Delta\gamma > 0$ とした。これは、欠陥部分に弾性体が接触しても、凝着が起きない条件であり、表面上に部分的に凝着できない箇所が発生する現象を示す。凝着しにくい表面物性の変化の例としてはフッ素コーティングや撥水コーティングなどによる表面処理、または油膜などによる汚れなどが考えられる。

欠陥は正弦波状表面粗さの任意の位置に存在する可能性があるが、欠陥の位置が正弦波状表面粗さの谷部分にある際の破壊応力が一番小さくなる [32]。従って、欠陥は谷部分に周期的にあるものとする。欠陥のサイズは $\lambda - 2a^*$ 、欠陥の中心から隣の欠陥の中心までの距離は λ 、欠陥の中心は Eq.(2.1) の $x = (2n + 0.5)\pi$ に位置するとする (ただし、 n は整数)。よって凝着することのできる最大凝着幅は $2a^*$ となる (図 5(c))。この最大凝着幅は欠陥のサイズによって決まる表面物性のパラメータであり、脱離プロセス中に変化する凝着幅 $2a$ とは異なり、プロセス中に変化する点には注意しなければならない。

エネルギー

系全体のエネルギーは、弾性エネルギーの項、機械的ポテンシャルエネルギーの項、凝着仕事の項の和として

$$U_{\text{total}} = U_{\text{elastic}} + U_{\text{m.p.}} + U_{\text{surface}} \quad (2.4)$$

と表せられる (Appendix 1 参照)。弾性エネルギーと機械的ポテンシャルエネルギーの項は弾性体の変形によるエネルギーに関係する項である。 $\tilde{a} \geq \tilde{a}^*$ の範囲では凝着仕事の項が $U_{\text{surface}} = 0$ となるため、この範囲では系全体のエネルギーは単調増加関数となる。従って凝着幅が $\tilde{a} > \tilde{a}^*$ となることはない。

2.2 条件による最大引張応力の違い

第 2 章では図 7 に示すように、三段階に分けて脱離プロセスを議論する。まず第一段階では、エネルギー曲線の特徴により 6 種類の条件に分け、応力と凝着幅の関係を求める。エネルギー曲線は Ψ と $\tilde{a}^*$ の値によって変化するため、この 2 つのパラメータの変位に

よって分類できる。第二段階では脱離プロセス中の凝着幅の変化によって 6 種類あった条件が 3 種類にまとめられる。更に脱離直前での凝着幅変化を考えることで第三段階として 3 種類の条件が 2 種類にまとめられる。最終的に 2 種類の脱離時の応力変化を考えることで最大引張応力がそれぞれ求まる。まず 6 種類への分類から議論を始める。

2.2.1 脱離プロセスにおける Ψ と $\tilde{a}^*$ の条件による分類

脱離時の最大引張応力を評価する上で脱離プロセスの議論が重要となる。脱離プロセス途中の凝着幅変化に注目し、変化の仕方により脱離プロセスを分類し、各条件について議論する。脱離プロセスは弾性体が最大凝着幅まで凝着している状態から開始することとする。

図 8 には異なる Ψ における Eq.(2.2) と Type A から Type F までの関係を図示した。 $0 < \Psi < 3^{1.5}/2^4$ のとき、極小点 A_0 が負であり、極大点 A_2 が正であるため、 A_0A_2 の間に圧力がゼロとなる A_1 が存在する (図 8 下)。また、 A_0 と同じ圧力となる A_2 よりも右側の点を A_3 とする。このように $A_0 \sim A_3$ を考えるとき、最大凝着幅 $\tilde{a}^*$ とこれらの点との対応関係により Type A から Type E まで 5 種類に分類される。 $3^{1.5}/2^4 < \Psi < 3^{1.5}5^{2.5}/2^8$ のとき、極小点 A_0 、極大点 A_2 が共に負であるため A_1 が存在しない (図 8 中)。よって、この条件では Type A, B, D, E の 4 種類に分類される。 $\Psi > 3^{1.5}5^{2.5}/2^8$ では極値が存在しないため、他の分類とは異なるプロセスが 1 種類のみ存在する (図 8 上)。これを Type F とする。以上より計 6 種類 (Type A ~ Type F) に分類された。これらの各分類における $\tilde{a}^*$ と Ψ の関係を表 1 に示す。

Type A から F の 6 種類の分類の条件は表 1 に示されたように Ψ と $\tilde{a}^*$ の関係によって決まる。この関係を図示したのが図 9 である。Type A と B の境界の条件は $\tilde{a}^* = \tilde{a}_0$ 、B と D、C と D の境界の条件は $\tilde{a}^* = \tilde{a}_2$ である。つまり、Eq.(2.2) の極値の凝着幅が $\tilde{a}^*$ に一致する条件であるため

$$\Psi = 16 \sin^3(\pi \tilde{a}^*) \cos^5(\pi \tilde{a}^*) \quad (2.5)$$

となる。Type B と C の境界の条件は $\tilde{a}^* = \tilde{a}_1$ であり、D と E の境界の条件は $\tilde{a}^* = \tilde{a}_3$ である。これらの条件における Ψ と $\tilde{a}^*$ の関係は数値的に計算された。Type F と A、及び F と E の境界は $\Psi = 3^{1.5}5^{2.5}/2^8$ である。Type A F における系全体のエネルギーと凝着幅の関係及び圧力と凝着幅の関係を図 10-15 に示す。

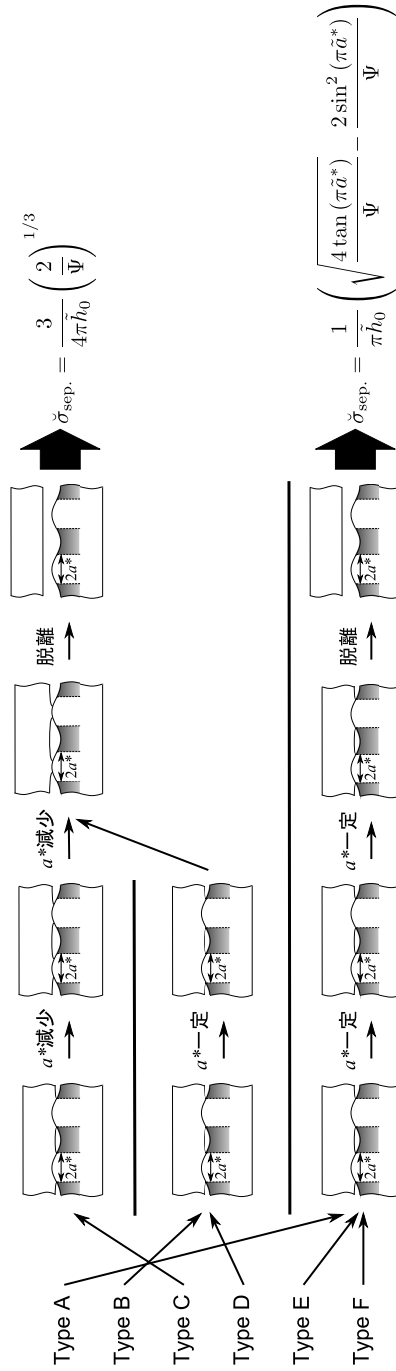


図 7 Flow chart of the classification in the separation process of adhesion model of flat elastic body. First part is divided into 6 types considering the condition of Ψ and $\tilde{a}^*$. Second part is divided into 3 types considering the change of the contact width. Last part is divided into 2 types considering the separation stress.

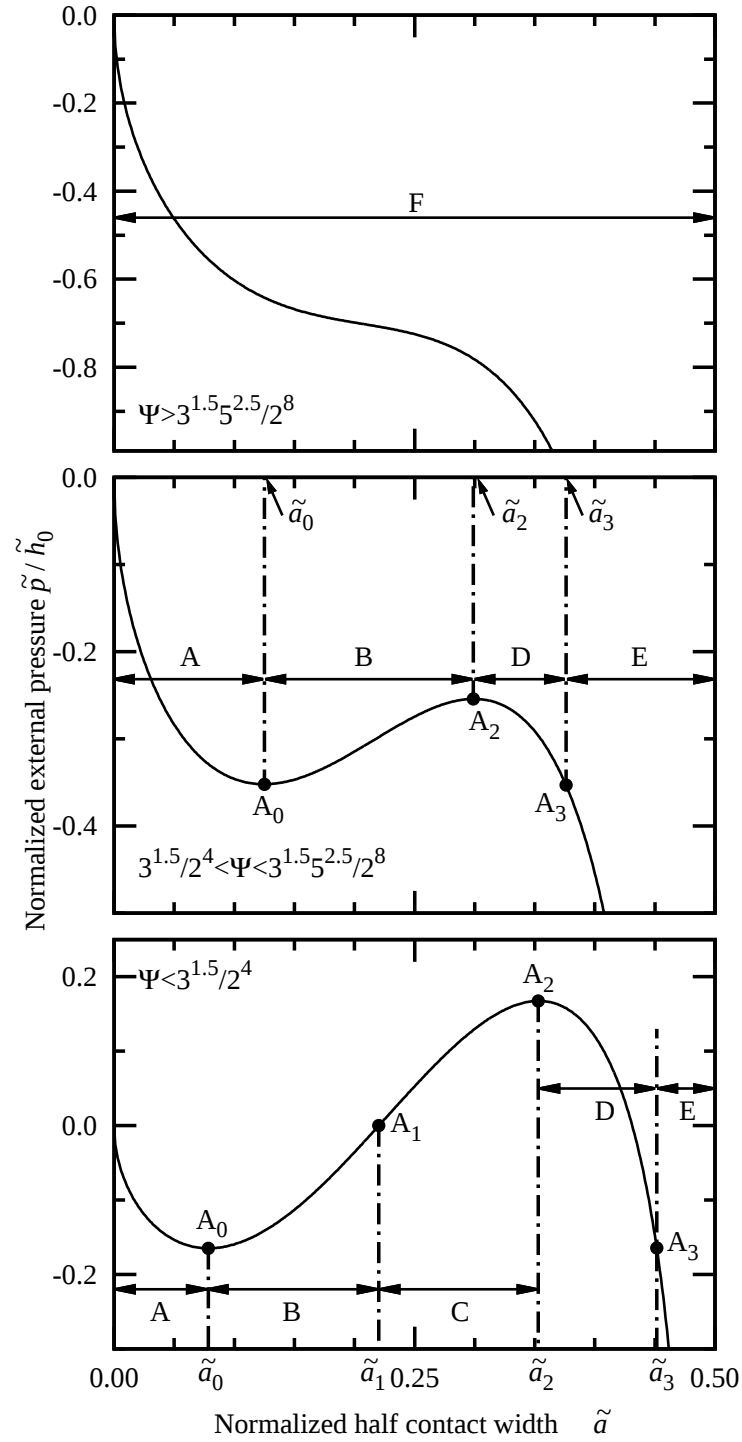
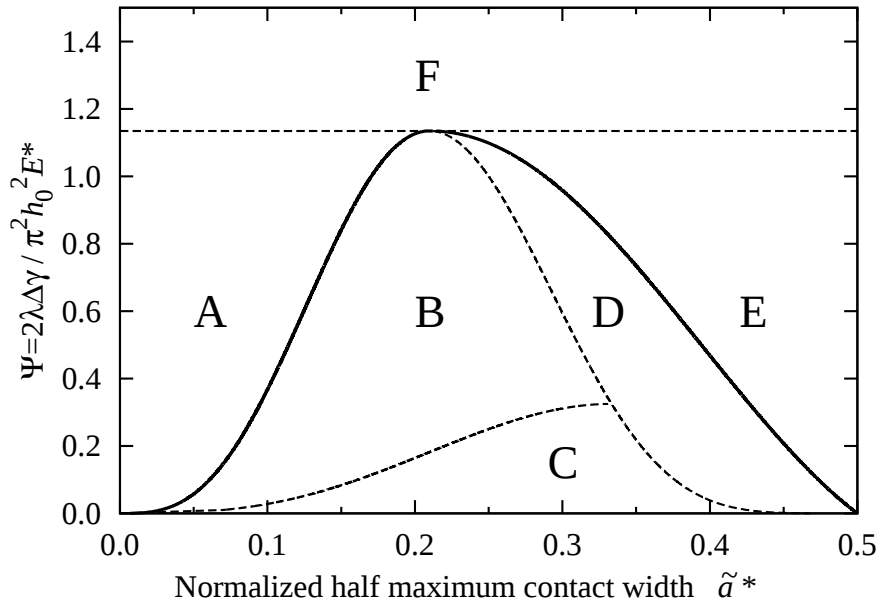


図 8 Relation between the normalized external pressure and the normalized half contact width with different Ψ .

表 1 Conditions of Ψ and $\tilde{a}^*$ for each type.

Type	Ψ	$\tilde{a}^*$	Separation stress $\check{\sigma}_{\text{sep.}}$
A	$0 < \Psi < 3^{1.5}5^{2.5}/2^8$	$0 < \tilde{a}^* < \tilde{a}_0$	Eq. (2.7)
B	$0 < \Psi < 3^{1.5}/2^4$	$\tilde{a}_0 < \tilde{a}^* < \tilde{a}_1$	Eq. (2.9)
	$3^{1.5}/2^4 < \Psi < 3^{1.5}5^{2.5}/2^8$	$\tilde{a}_0 < \tilde{a}^* < \tilde{a}_2$	
C	$0 < \Psi < 3^{1.5}/2^4$	$\tilde{a}_1 < \tilde{a}^* < \tilde{a}_2$	Eq. (2.7)
D	$0 < \Psi < 3^{1.5}5^{2.5}/2^8$	$\tilde{a}_2 < \tilde{a}^* < \tilde{a}_3$	
E	$0 < \Psi < 3^{1.5}5^{2.5}/2^8$	$\tilde{a}_3 < \tilde{a}^* < 0.5$	Eq. (2.7)
F	$3^{1.5}5^{2.5}/2^8 < \Psi$	$0 < \tilde{a}^* < 0.5$	

図 9 Condition of Ψ and the normalized half maximum contact width for types A to F.

Type A

Type A における系全体のエネルギー・圧力と凝着幅の関係を図 10 に示す。Eq.(2.2) における極小点 A_0 での無次元化された凝着幅を $\tilde{a}_0$ とする。 $0 < \tilde{a}^* < \tilde{a}_0$ の条件において、圧力 0 の状態では凝着幅 $\tilde{a} = \tilde{a}^*$ でエネルギーが極小となる (U_1)。脱離過程初期において減圧 (引張応力を増加) させてもエネルギー極小点は $\tilde{a} = \tilde{a}^*$ にあるので凝着幅は変化しない。引張応力が増加し U_2 に達すると U_2 の左側のエネルギー曲線の傾きが 0 となり不安定平衡となるため凝着幅が減少する。 U_2 より左側の範囲においてエネルギー曲線の極小値が存在しないため脱離が起こる。従って、 U_2 での引張応力が最大引張応力となる。

Type B

Type B における系全体のエネルギー・圧力と凝着幅の関係を図 11 に示す。Eq.(2.2) における圧力 0 の点 A_1 での無次元化された凝着幅を $\tilde{a}_1$ とする。 $\tilde{a}_0 < \tilde{a}^* < \tilde{a}_1$ の条件において、圧力 0 の状態では凝着幅 $\tilde{a} = \tilde{a}^*$ でエネルギーが極小となる (U_1)。Type A と同じように脱離過程初期においてエネルギーの極小点は $\tilde{a} = \tilde{a}^*$ にとどまるので凝着幅は変化しない。引張応力を増加し、 U_2 に達すると U_2A_0 に沿って凝着幅が変化する。これは U_2A_0 間ではエネルギー曲線に極小点が存在するためである。図 11 上の実線 U_2A_0 は極小点に沿った線である。 U_2A_0 間では Eq.(2.2) に沿って凝着幅が減少する。 A_0 に達するとエネルギー曲線の極小点が消滅し、脱離が起こる。

Type C

Type C における系全体のエネルギー・圧力と凝着幅の関係を図 12 に示す。Eq.(2.2) における極大点 A_2 での無次元化された凝着幅を $\tilde{a}_2$ とする。点 U_1 では Eq.(2.2) が成り立つ。 U_1 から減圧 (引張応力を増加) させると凝着幅はエネルギー曲線の極小点に沿いながら減少する。つまり U_1A_0 に沿う。点 A_0 に達すると脱離する。

Type D

Type D における系全体のエネルギー・圧力と凝着幅の関係を図 13 に示す。Eq.(2.2) における極小点 A_0 と同じ圧力であるもう一つの点を A_3 とし、この点の無次元化された凝着幅を $\tilde{a}_3$ とする。減圧 (引張応力の増加) により U_1 から U_2 に達すると、不安定平衡となるため凝着幅が減少する。しかしながら、 U_2 の左側のエネルギー曲線には極小点 U_3 が存在する。そのため、凝着幅はこの点にシフトする。その後さらなる減圧 (引張応力の増加) と共に凝着幅はエネルギー極小点に沿いながら減少する。つまり実線 U_3A_0 に沿

う。 A_0 に達すると脱離する。

Type E

Type E における系全体のエネルギー・圧力と凝着幅の関係を図 14 に示す。減圧 (引張応力の増加) により U_1 から U_2 に達すると不安定平衡となり凝着幅が減少する。 U_2 より左側の範囲においてエネルギー曲線の極小値が存在しないため、この点で脱離が起こる。

Type F

Type F における系全体のエネルギー・圧力と凝着幅の関係を図 15 に示す。減圧 (引張応力の増加) によって U_1 から U_2 に達すると不安定平衡となるため凝着幅が減少する。 U_2 より左側の範囲においてエネルギー曲線の極小値が存在しないため、この点で脱離が起こる。

2.2.2 脱離プロセスにおける凝着幅の変化

Ψ と $\tilde{a}^*$ の条件により 6 種類に分類することでそれぞれの場合における脱離プロセスが求まった。これらのプロセス中の凝着幅の変化に注目すると 3 種類に分かれる。一つ目は図 7 上段に示されるように引張応力の増加により凝着幅が減少を続け、最終的に脱離する場合である。これは Type C にあたる。二つ目は図 7 中段に示されるように、初めは引張応力が増加しても凝着幅が変化せず、ある応力に達した時点から凝着幅が徐々に変化を始め、脱離する場合である。これは Type B と D にあたる。三つ目は図 7 下段に示されるように、引張応力が増加しても凝着幅は変化せず、ある圧力に達すると脱離が起こる場合である。これは Type A, E と F にあたる。圧力と凝着幅の関係 Eq.(2.2) は引張応力の増加とともに凝着幅が変化する場合のみ成り立つ。

2.2.3 最大引張応力

脱離直前の凝着幅変化を考えたとき、引張応力の増加とともに凝着幅が変化する場合と、変化しない場合に分類できる。凝着幅が変化しながら脱離する場合、Eq.(2.2) に沿って引張力が増加しているため、 A_0 での引張応力が最大引張応力となる。これは欠陥のない剛体に凝着するモデルにおける脱離プロセスと同じである。脱離時の最大引張応力を $\sigma_{\text{sep.}}$ とし、 $\check{\sigma}_{\text{sep.}} = \sigma_{\text{sep.}}/(\Delta\gamma/\lambda)$ 及び $\check{E}^* = E^*/(\Delta\gamma/\lambda)$ と無次元化すると、 A_0 で脱離

する場合の最大引張応力は $\tilde{a} \rightarrow 0$ で厳密に

$$\check{\sigma}_{\text{sep.}} = \frac{3}{4\pi\tilde{h}_0} \left(\frac{2}{\Psi} \right)^{1/3} \quad (2.6)$$

$$= \frac{3}{4} \left(\frac{\check{E}^*}{\pi\tilde{h}_0} \right)^{1/3} \quad (2.7)$$

となるが、広い範囲においてよい近似となる [11](Appendix 1 参照)。この範囲は図 9 の実線より下の条件に相当する。

それに対して、最大引張応力に達するまで凝着幅が減少しない場合、Eq.(2.2) との交点である U_2 に達した時点で脱離が起きる。よってこの点で引張応力は最大となり、

$$\check{\sigma}_{\text{sep.}} = \frac{1}{\pi\tilde{h}_0} \left(\sqrt{\frac{4 \tan(\pi\tilde{a}^*)}{\Psi}} - \frac{2 \sin^2(\pi\tilde{a}^*)}{\Psi} \right) \quad (2.8)$$

$$= \sqrt{2 \tan(\pi\tilde{a}^*)} \times \check{E}^{*1/2} - \pi\tilde{h}_0 \sin^2(\pi\tilde{a}^*) \times \check{E}^* \quad (2.9)$$

と表せる。この範囲は図 9 の実線より上の条件に相当する。

2.3 結言

第 2 章では、半無限平面弾性体が正弦波状表面粗さと周期欠陥を有する剛体に最大限凝着している状態から脱離する現象を凝着パラメータ Ψ と最大凝着幅 $2a^*$ の条件により分類し、各条件における脱離メカニズムを系全体のエネルギーの平衡状態を考えることで導出した。脱離メカニズムは凝着パラメータと最大凝着幅により 6 種類に分類されたが、脱離プロセスにおける凝着幅の変化は 3 種類、さらに最終的な d 釣りの種類は 2 種類へとまとめられた。よって、最大引張応力は条件により 2 種類の式で表すことができ、各々の式が成り立つ Ψ と $\tilde{a}^*$ の条件が示された。

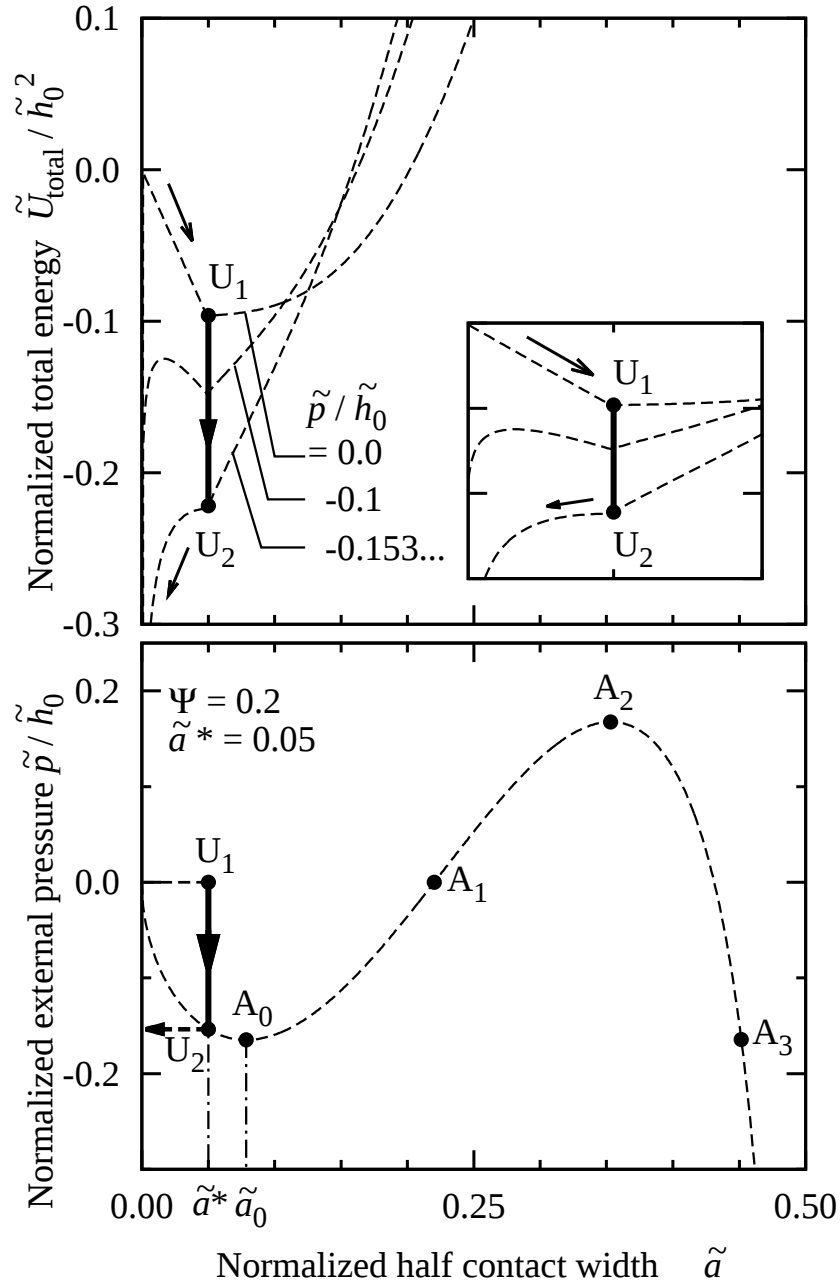


図 10 Relation between the normalized total energy and the normalized half contact width (upper) and relation between the normalized external pressure and the normalized half contact width (below) for type A in case for $\Psi = 0.2$ and $\tilde{a}^* = 0.05$.

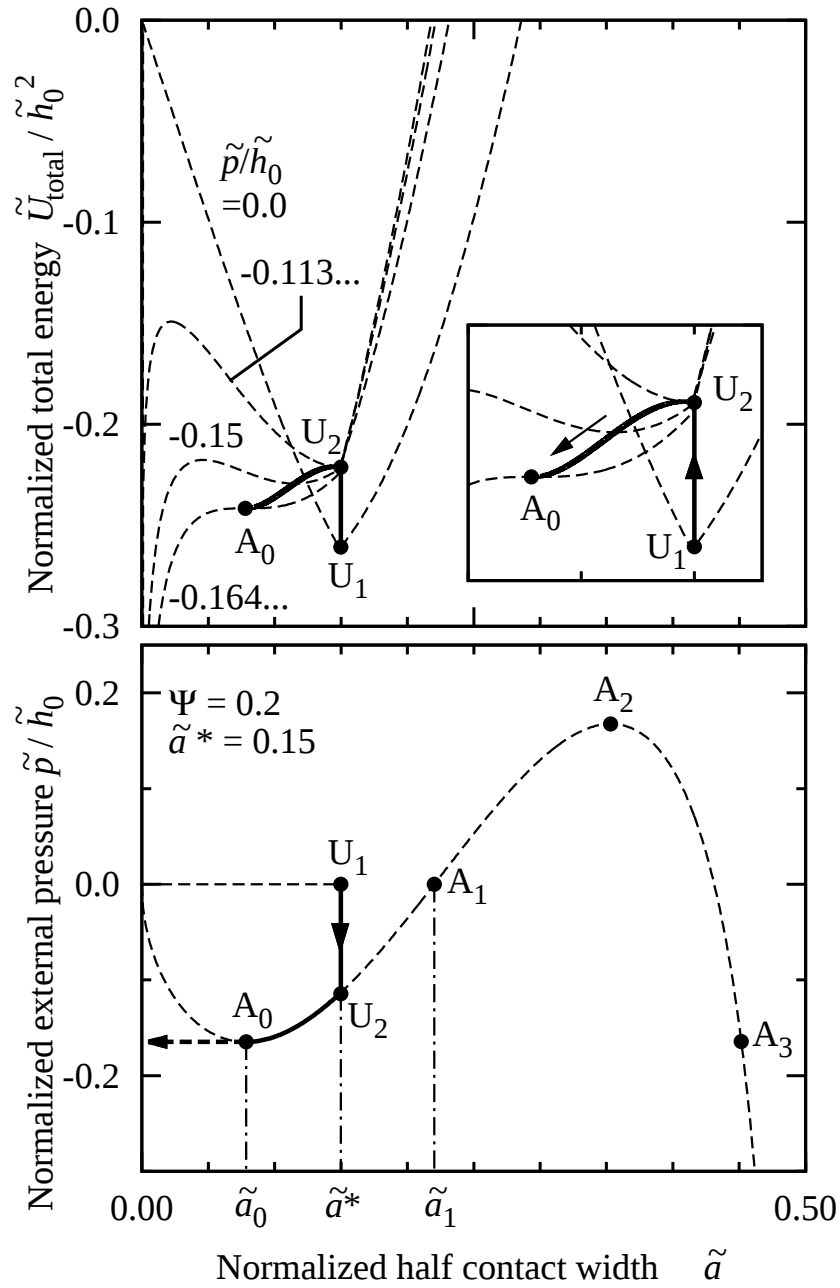


図 11 Relation between the normalized total energy and the normalized half contact width (upper) and relation between the normalized external pressure and the normalized half contact width (below) for type B in case for $\Psi = 0.2$ and $\tilde{a}^* = 0.15$.

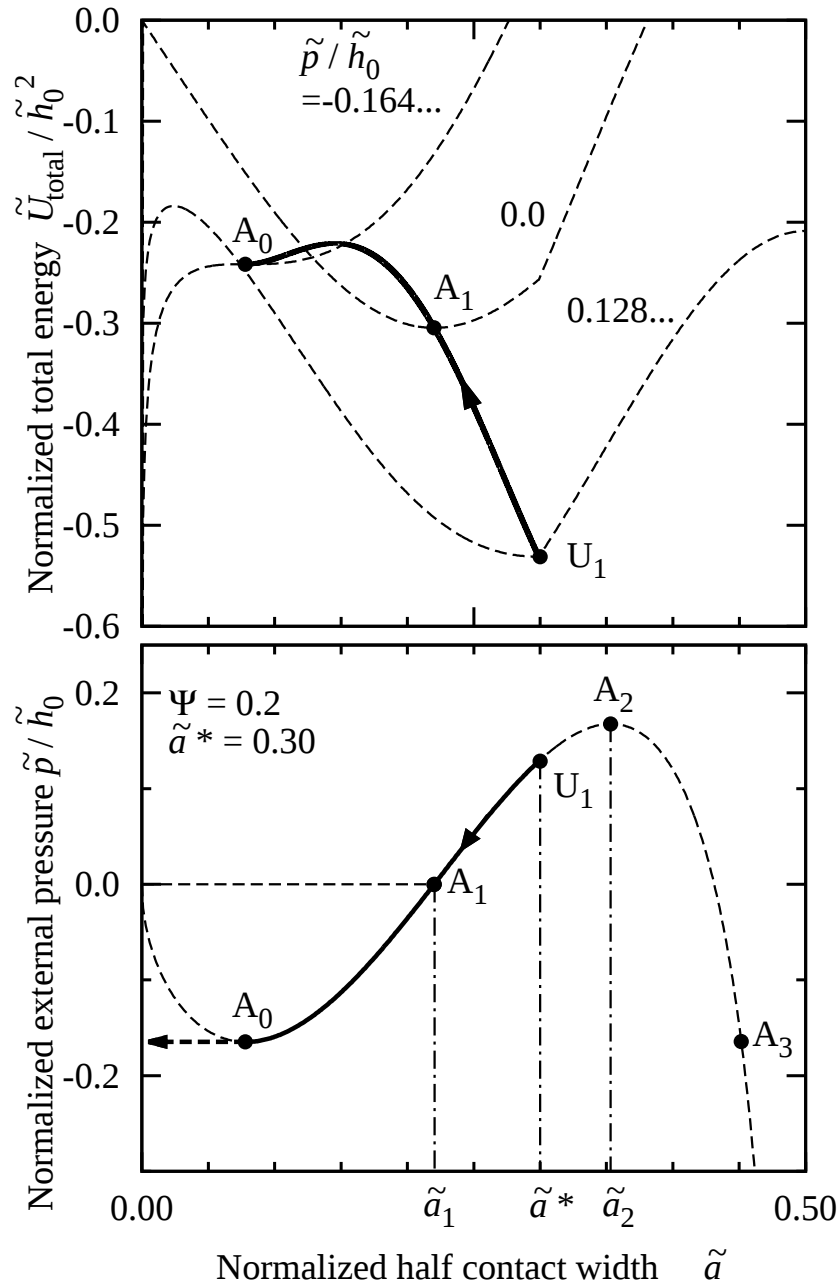


図 12 Relation between the normalized total energy and the normalized half contact width (upper) and relation between the normalized external pressure and the normalized half contact width (below) for type C in case for $\Psi = 0.2$ and $\tilde{a}^* = 0.30$.

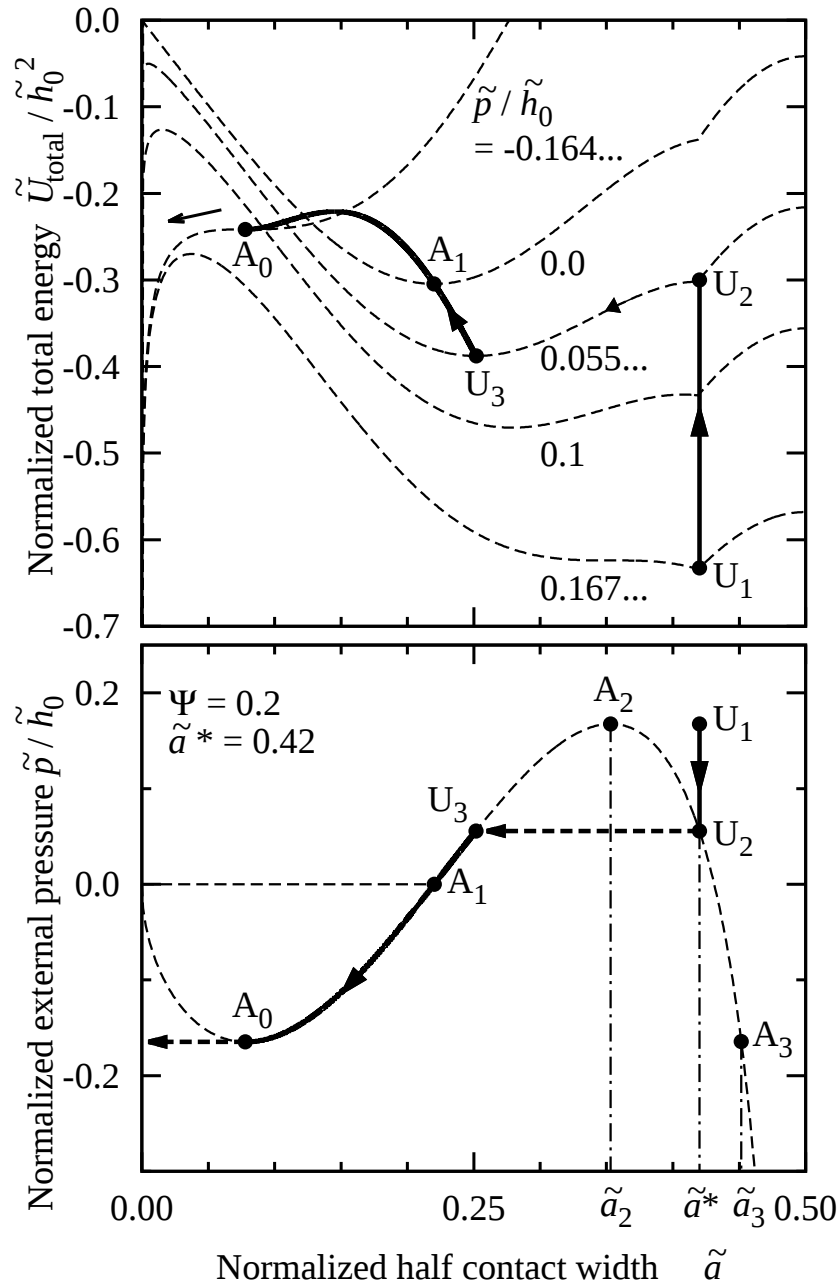


図 13 Relation between the normalized total energy and the normalized half contact width (upper) and relation between the normalized external pressure and the normalized half contact width (below) for type D in case for $\Psi = 0.2$ and $\tilde{a}^* = 0.42$.

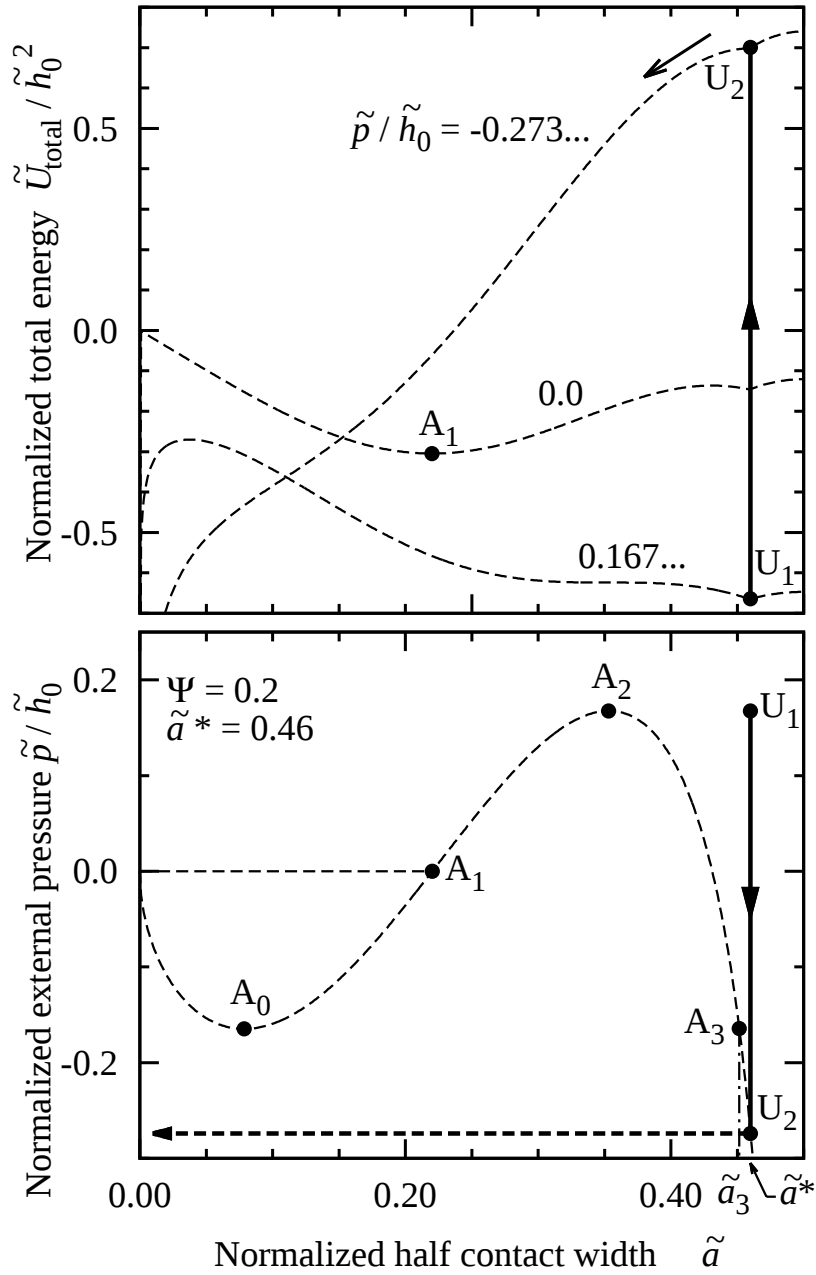


図 14 Relation between the normalized total energy and the normalized half contact width (upper) and relation between the normalized external pressure and the normalized half contact width (below) for type E in case for $\Psi = 0.2$ and $\tilde{a}^* = 0.46$.

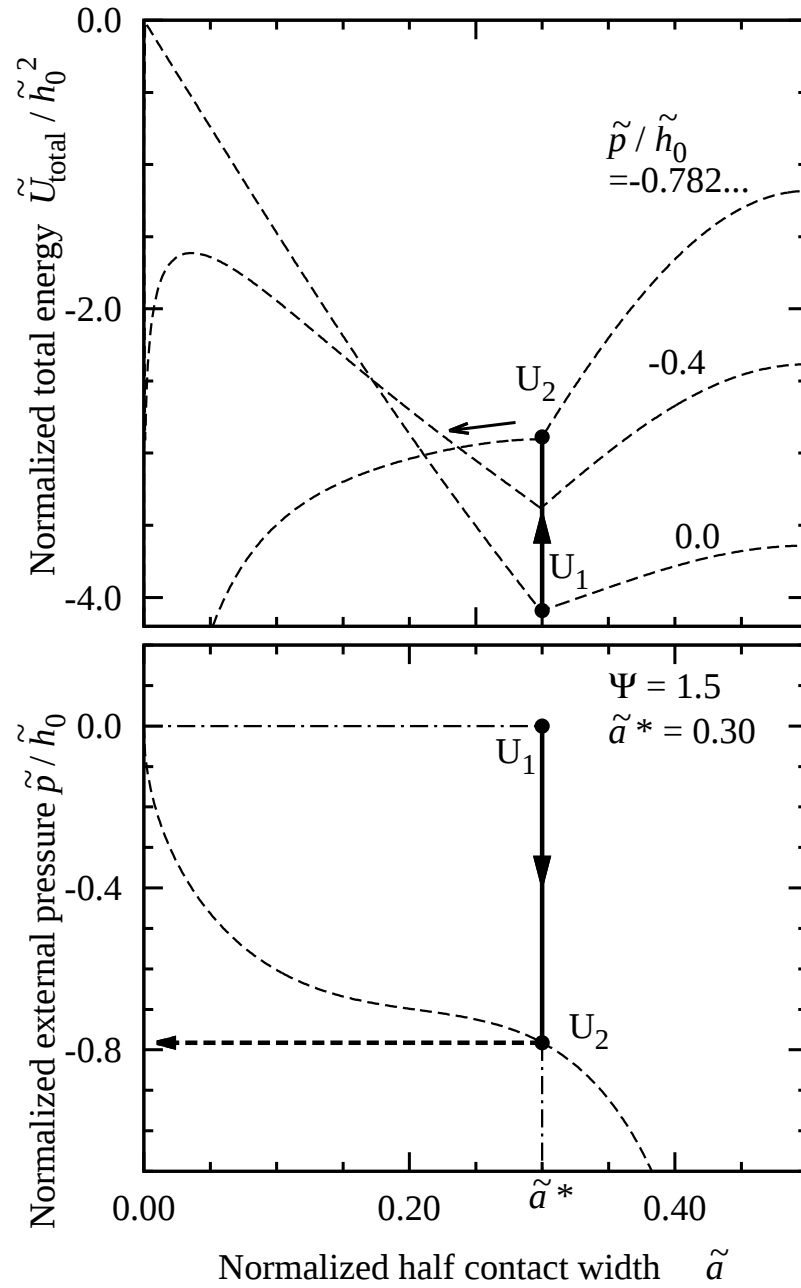


図 15 Relation between the normalized total energy and the normalized half contact width (upper) and relation between the normalized external pressure and the normalized half contact width (below) for type F in case for $\Psi = 1.5$ and $\tilde{a}^* = 0.30$.

3 平面弾性体凝着モデルを利用した把持と脱離

3.1 平面弾性体凝着モデルにおける凝着力制御手法

き裂を持つ金属の破壊応力 [8] や接着剤のせん断強度 [40, p.84] は弾性率が高いほど強くなる。同じように平面弾性体凝着モデルにおいても、最大引張応力は弾性率により変化することが第2章で示された。従って、把持・脱離プロセス中に弾性率を変化させることが可能となれば、弾性率による最大引張応力の制御も可能となるであろう。凝着力の制御を自在に行う手法が確立されれば、接触するだけで着脱を繰り返しできる凝着型ロボットハンドも作成できるであろう。しかしながら、最大引張応力は欠陥の有無や欠陥の大きさ、表面粗さの大きさによって大きく変化することが考えられる。よって、弾性率による凝着力制御のためには、剛体表面の粗さ・欠陥と最大引張応力との関係を明確にする必要がある。

近年、100°C 付近で弾性率が大きく変化する形状記憶高分子が登場している [41, 42]。また磁界により弾性率が変化するゲルも提案されている [43]。将来的にはより多くの可変弾性率弾性体が登場することが期待される。そのような材料を用い、剛体・弾性体界面の破壊のクライテリアを考慮した可逆凝着デバイスを設計できれば強い把持力と容易な脱離を備え持つ把持・脱離プロセスも可能になる。

第3章では、正弦波状表面粗さと周期欠陥を持つ剛体に凝着した半無限平面弾性体が脱離する際の最大引張応力が、弾性率及び欠陥のサイズによる受ける影響を議論し、平面弾性体凝着モデルを利用した把持と脱離の可能性を理論的に検討することを目的とする。

3.2 欠陥がない剛体に凝着する平面弾性体凝着力の実験的検討

3.2.1 実験手順

弾性率を変化させた際の引張応力を測定した。剛体にはアルミ合金を用い、ワイヤーカットによる正弦波状表面粗さの作成後、研磨剤による鏡面研磨を施した。弾性体には2種類の弾性率の異なる形状記憶素材を用いた。1つ目の素材 [41] の弾性率は 50°C 以上で 2.2×10^5 [Pa]、30°C で 1.7×10^7 [Pa]、もう一方の素材 [42] は 120°C 付近で 1×10^7 [Pa]、30°C 付近で 1×10^9 [Pa] とされているものを使用した。剛体の表面粗さは、前者の素材に対しては $\lambda = 0.005$ m, $\tilde{h}_0 = 0.04$ 、後者の素材に対しては $\lambda = 0.010$ m, $\tilde{h}_0 = 0.01$ とした。引張応力は引張試験機 (EZ-S, SHIMADZU) を用いて測定した。引張試験機はロードセル式で分解能が 1 mN である。それに対し、実験における引張応力はおおよそ数 N から数

十 N であった。

弾性体をヒーターで加熱し弾性率が低い状態において剛体と接触させ、温度が一定となるまで待った。次に、ヒーターの設定温度を目的の温度に設定した後、自然放熱により設定温度になるまで待った。最後に、弾性体・剛体接触部の温度が目標温度であることを確認後、 $1\mu\text{m/s}$ で剛体を引き剥がし、力を測定した。

3.2.2 実験結果及び考察

実験結果を図 16 に示す。弾性率の高い条件のほうがより大きな力が引き剥がしに必要であることが確認された。最小二乗法により求めた凝着仕事は、一つ目の素材では $\Delta\gamma = 5.82[\text{J/m}^2]$ 、もう一方の素材では $\Delta\gamma = 5.50 \times 10^{-2}[\text{J/m}^2]$ であった。これをもとに引かれた Eq.(2.7) も破線で併記した。結果から弾性率の増加に伴い、最大引張応力も増加していることが分かる。

平面弾性体凝着モデルにおいて、弾性率を含む様々なパラメータの関数で表される。今回の実験では温度により弾性率の変化する素材を用いたが、温度変化により他のパラメータが変化しないとは限らない。表面自由エネルギーには温度依存性があり、高温になるほど減少する [40, p.44]。よって表面自由エネルギーと界面自由エネルギーの和差より求める凝着仕事も変化すると考えられる。しかしながら、弾性率が 2 桁ほど変化するのに対し凝着仕事の変化は十分に小さいと考えられる。実験結果が示すように弾性率の増加に伴って最大引張力が増加している結果は、他のパラメータの変化よりも弾性率の変化が最大引張力へ及ぼす影響が大きいことを示していると言える。

3.3 表面粗さ及び周期欠陥が存在する剛体に凝着する平面弾性体凝着力の理論的検討

3.3.1 弾性率と最大引張応力の関係

剛体表面上に欠陥がある場合の平面弾性体凝着モデルでは、最大引張応力は条件により 2 種類に分類された。引張応力の増加によって凝着幅が変化し、最終的に脱離が起きる場合の最大引張応力は Eq.(2.7) であった。それに対し、引張応力が増加しても凝着幅が変化せず、脆性破壊と同じようにある引張応力に達した時点で破断が起きる場合の最大引張応力は Eq.(2.9) であった。どちらの場合においても最大引張応力は弾性率の関数として求まった。

図 17 に弾性率に対する最大引張応力の変化を示す。弾性率変化を考えると、弾性率以外の物性値・パラメータは変動しないと仮定する。弾性率が増加することで最大引

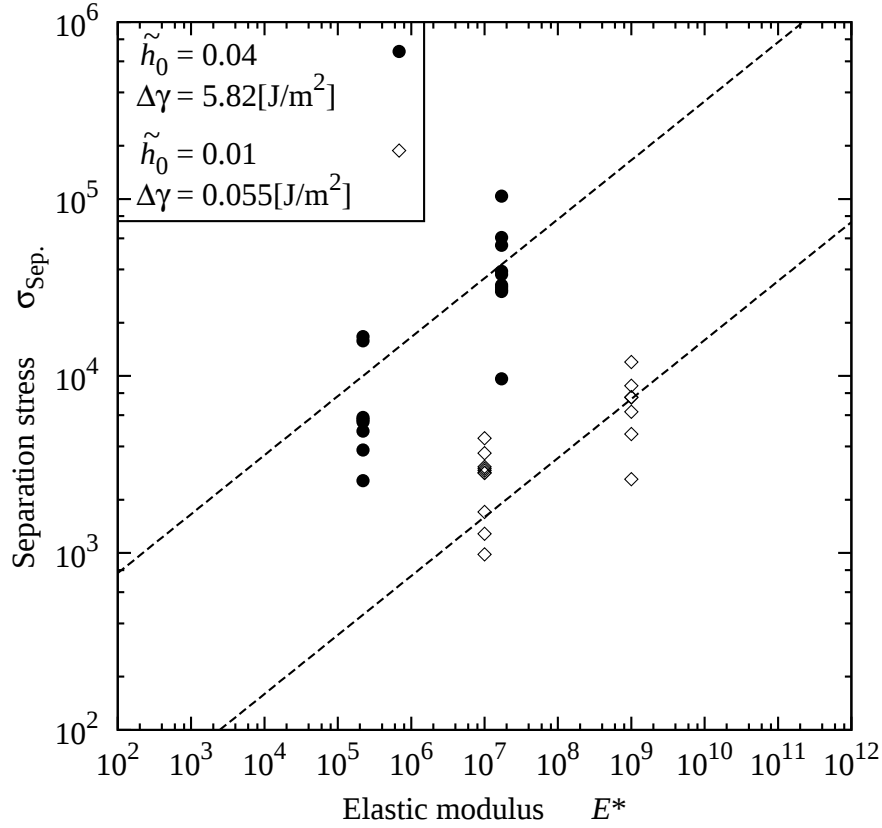


図 16 Experimental results of the relation between separation stress and the elastic modulus for the adhesion between the flat elastic body and the rigid body with surface roughness and without defect.

張応力は Eq.(2.9) から Eq.(2.7) へと変化する。この変化点を●で示す。つまり、変化点 (●) の右側では Eq.(2.7)、左側では Eq.(2.9) がそれぞれ成り立つ。変化点 (●) より右側の条件では欠陥がない剛体に凝着するモデルにおける最大引張応力と一致する。つまり、変化点 (●) より右側では弾性率の約 $1/3$ 乗で増加する。変化点 (●) より左側で、表面粗さが平らな場合 ($\tilde{h}_0 \rightarrow 0$)、Eq.(2.9) は平面ひずみ状態における周期き裂の脆性破壊理論式 Eq.(6.16) に厳密に一致する (Appendix 2 参照)。周期き裂における破壊応力 (Eq.(6.16)) を図 17 にそれぞれの $\tilde{a}^*$ において一点鎖線で示す。表面粗さが無視できない場合、Eq.(2.9) 右辺第 2 項の影響により、周期き裂の解より減少する。弾性率が大きくなるほど周期き裂の解からのズレは大きくなり、弾性率が変化点 (●) で脱離メカニズムが変わる。よって、弾性率が変化点から十分に左側の範囲では弾性率の約 $1/2$ 乗で増加する。

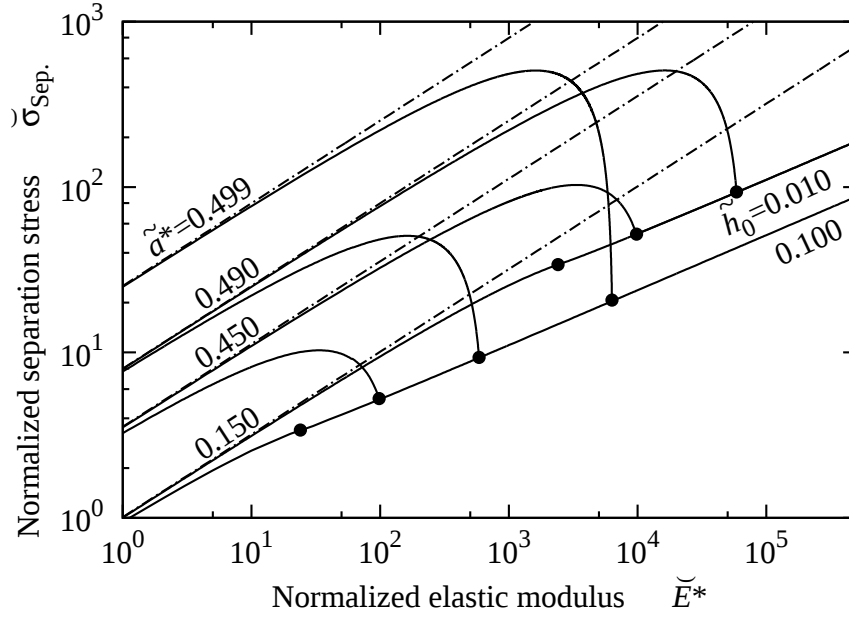


図 17 Relation between the normalized separation stress and the normalized elastic modulus for the adhesion between the flat elastic body and the rigid body with surface roughness and periodic defects in case for $\tilde{\alpha}^*=0.150, 0.450, 0.490$, and 0.499 and $\tilde{h}_0=0.010$, and 0.100 .

3.3.2 $\tilde{h}_0$ 及び $\tilde{\alpha}^*$ が最大引張応力に及ぼす影響

図 17 には複数の $\tilde{h}_0$ と $\tilde{\alpha}^*$ における最大引張応力と弾性率の関係 (Eqs.(2.7) & (2.9)) が図示されている。 $\tilde{h}_0$ に関しては 0.01 と 0.10 の 2 種類が図示されているが、 $\tilde{h}_0$ が小さいほど最大凝着応力が増加することがわかる。つまり剛体が平らなほど脱離するためには大きな応力が必要になる。逆に、より大きな把持力を得ることができるとも言える。また $\tilde{h}_0$ が小さいほど Eq.(2.9) の成り立つ弾性率の範囲が拡大することがわかる。

$\tilde{\alpha}^*$ に関しては Eq.(2.9) の範囲のみ影響があり、Eq.(2.7) が成り立つ条件においては影響はないことがわかる。 $\tilde{\alpha}^*$ が大きくなるほど、Eq.(2.9) が成り立つ $\tilde{E}^*$ の範囲が拡大する。また、 $\tilde{\alpha}^*$ は 0.5 に近づくほど Eq.(2.9) が成り立つ範囲における最大引張応力が大きくなる。Eq.(2.9) における極大点の条件は

$$\Psi = \frac{2}{\tilde{E}^*(\pi\tilde{h}_0)^2} = 4 \sin^3(\pi\tilde{\alpha}^*) \cos(\pi\tilde{\alpha}^*) \quad (3.1)$$

と与えられる。ただし、極大点は $\tilde{\alpha}^* > 0.262\dots$ でのみ存在する。 $\tilde{\alpha}^* < 0.262\dots$ の範囲で

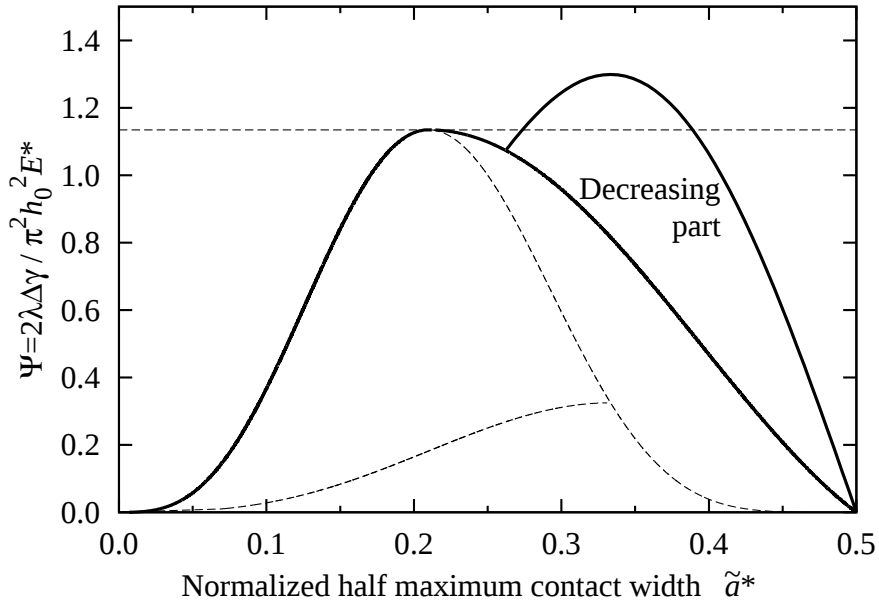


図 18 Condition of Ψ and the normalized half maximum contact width in terms of the relation between the separation stress and the elastic modulus.

は傾きは常に正であり、最大引張応力は弾性率に対して単調増加関数である。それに対し、 $\tilde{a}^* > 0.262\dots$ では Eq.(3.1) より $\check{E}^* < 1/2(\pi\tilde{h}_0)^2 \sin^3(\pi\tilde{a}^*) \cos(\pi\tilde{a}^*)$ が Eq.(2.9) において最大引張応力が弾性体に対して増加する条件である。弾性率が極大点と変化点 (●) の間にある場合、傾きが負になるため、最大引張応力は弾性率の増加に伴って減少する。傾きが負になる範囲の Ψ と $\tilde{a}^*$ の条件を示したのが図 18 である。実線で囲まれた範囲が傾きが負になる範囲である。この範囲の上側の曲線は Eq.(3.1) の条件であり、下側の曲線は変化点 (●) の条件である。

3.3.3 最大引張応力の分類

最大引張応力の弾性率に対する変化は主に 3 つのパートに分けることができる。1 つ目は $\check{E}^* \ll 1/2(\pi\tilde{h}_0)^2 \sin^3(\pi\tilde{a}^*) \cos(\pi\tilde{a}^*)$ 、つまり Eq.(2.9) において極大点よりも弾性率が十分に小さい範囲であり、このとき最大引張応力は弾性率の約 1/2 乗に比例する。2 つ目は Eq.(2.9) の極大点から変化点 (●) までの範囲であり、このとき最大引張応力は弾性率の増加とともに減少する。3 つ目は Eq.(2.7) の範囲であり、このとき最大引張応力は弾性率の約 1/3 乗に比例する。図 18 には、この 3 つのパートにおける Ψ と $\tilde{a}^*$ の条件が示されている。実線により条件が 3 つに分けられている。上側が 1 つ目の条件、右半分の囲わ

れた範囲が 2 つ目の条件、下側が 3 つ目の条件に値する。ただし、条件の境界部分は変化点であるため、1 つ目と 3 つ目のパートは境界線から十分に離れた条件においてそれぞれ厳密に $1/2$ 乗、 $1/3$ 乗となる。

最大凝着幅 ($2\tilde{a}^*$) が小さい (欠陥が大きい) とき、最大引張応力は単調増加である。そのために弾性率による最大引張応力の変化を考える場合、どの弾性率の範囲においても弾性率を大きくすることで凝着力を増加、小さくすることで減少することができる。それに対し、最大凝着幅が大きい (欠陥が小さい) ときは単調な変化ではなくなるために弾性率の可変範囲と最大引張応力の増減の関係を注意深く考えなければならない。特に極大点、つまり Eq.(3.1) の条件では傾きがゼロになる。この点近傍では弾性率に対する最大引張応力の変化は他に比べ、非常に小さいと考えられる。よって、弾性率変化による把持・脱離を考える際、Eq.(3.1) は避けられるべき条件である。逆に、常時強力な接着力を得たい場合など、弾性率の凝着力への影響を最小限にしたい場合にはこの条件は重要な指針となりうるであろう。

3.3.4 把持過程において弾性率が最大引張応力に及ぼす影響の考察

ゴムのように柔らかい素材は粘着性を持つが、プラスチック程度の弾性率の素材は一般に粘着性を持たない。しかしながら、平面弾性体凝着モデルでは弾性率が高いほど凝着力が大きいことが理論的に求まった。これは、硬い素材ほど粘着性があるという結果を意味するのであろうか。

ここで注意しなければならないことは、図 17 に示される最大引張応力を示すのは、最大凝着幅まで最大限に凝着している状態からの脱離時の力であるということである。進展はがきは圧着することで 2 枚の紙が接着しているが、一度剥がしてしまうと同じような接着性は示さない。第 3 章で議論する凝着モデルにおいても、最大凝着幅まで凝着するための十分な圧力が加えられた後でなければ図 17 に示す力を出すことができないわけである。欠陥が小さくなり、弾性率が高くなるほどこの圧力が大きくなる傾向にある。

それでは、圧着をしない場合にはどのような凝着力を示すかという、この場合には部分的に接触する状態からの脱離であるので常に Eq.(2.7) となる。図 19 には $\tilde{a}^* = 0.499$, $\tilde{h}_0 = 0.100$ の場合における、最大凝着幅から脱離する場合と部分接触状態から脱離する場合の最大引張応力を示す。このとき、変化点 (●) よりも左の範囲において大きな力の差が生じている。また、硬い表面同士の接触においては波長のより大きな表面粗さによる影響を受けやすい。無次元化されていない Eq.(2.7) の最大引張応力は λ の $-1/3$ 乗に比例しており、波長が長くなるほど力は小さくなる。従って、弾性率が高い状態において平面弾性体を剛体に接触させるだけでは十分な凝着力が得られない。

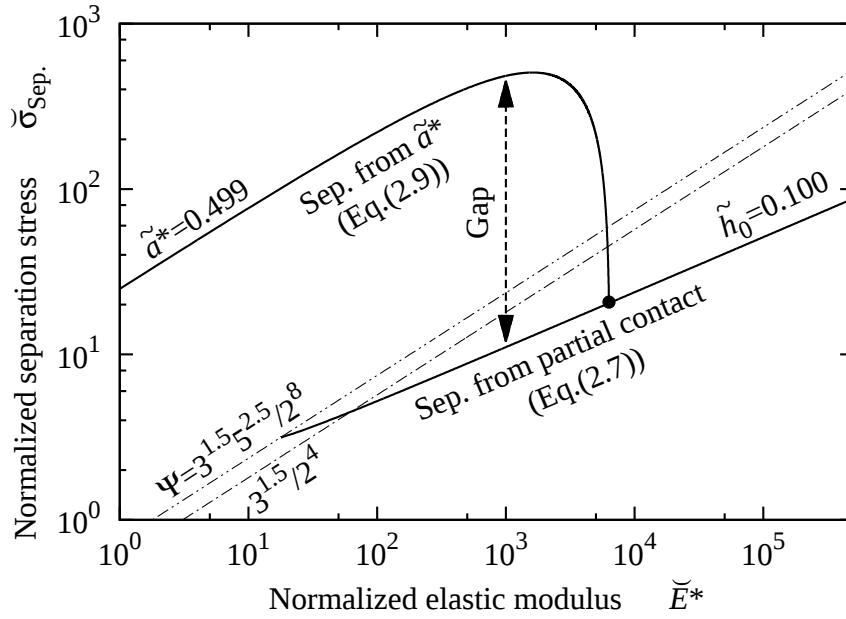


図 19 Relation between the normalized separation stress and the normalized elastic modulus for adhesion between the flat elastic body and the rigid body with surface roughness and periodic defect and for adhesion between the flat elastic body and the rigid body with surface roughness and without the defect in case for $\tilde{h}_0 = 0.100$ and $\tilde{\alpha}^* = 0.499$.

しかしながら、弾性率が高いほど最大引張応力が大きくなる傾向にあることは図 16 の実験により示されている。弾性率が高い状態において凝着幅を増加させるためには圧着もしくはその他の工夫が必須である。ここで把持力が十分に得られない原因は弾性率が高い状態で最大凝着幅まで凝着することが困難である点であった。従って、弾性率を低くして剛体との密着性を高めたうえで弾性率を高くし把持を行うという過程を追加することでこの問題は解決できると考えられる。実際に図 16 に示す実験では同じプロセスを行うことで弾性率が高い条件において弾性率が低い状態よりも強い引張応力を得ることができた。実際の把持脱離を行う際にはこの点を考慮した把持・脱離プロセスを考えなければいけないことに注意しなければならない。

3.3.5 現実的なパラメータを用いた考察

ここでは実際に各パラメータがどのような値を取りうるか考えてみる。無次元化された弾性率 $\tilde{E}^*$ は弾性率 E^* 、凝着仕事 $\Delta\gamma$ 、及び表面粗さの波長 λ を含む。一般的に凝着仕事は 0.01 から $1.0[\text{J}/\text{m}^2]$ である。それに対し、波長は様々な値を取りうる。ミクロな表

面粗さを考える場合はマイクロ・ナノサイズの粗さも考えられる。逆にマクロな粗さを考える場合はミリオーダーの表面粗さも十分に考えられる。ゴムのような弾性体で、ヤング率がおおよそ 10^7 [Pa] 程度である場合、波長が $\lambda = 1\mu\text{m}$ とすると $\check{E}^* \approx 10 \sim 10^3$ であり、 $\lambda = 1\text{mm}$ とすると $\check{E}^* \approx 10^4 \sim 10^6$ となる。プラスチック素材などはヤング率が 2 桁ほど大きくなるので $\check{E}^*$ も約 2 桁ほど大きくなるであろう。つまり、図 17 に示される弾性率の範囲は柔らかい素材に相当するものであることが分かる。

マイクロサイズの波長の粗さで $\check{E}^* \approx 10 \sim 10^3$ の場合で表面粗さが $\tilde{h}_0 = 0.10$ の時、欠陥のサイズによっては最大引張応力が減少する範囲が現実的な値の範囲に存在する。つまり 100nm 程度の振幅のときに数十～数百ナノの欠陥が存在すると力は減少する。より表面が平らで $\tilde{h}_0 = 0.01$ のときは約 1/2 乗に比例して力は増加し、どのような欠陥のサイズに対しても減少することはない。

ミリオーダーの粗さで $\check{E}^* \approx 10^4 \sim 10^6$ の場合、先ほどとは逆に $\tilde{h}_0 = 0.01$ と平らな粗さの時に最大引張応力は減少する。つまり $10\mu\text{m}$ とおおよそ髪の毛の太さ程度の振幅の表面粗さで数十マイクロ程度の欠陥があるときに力は減少する。表面粗さが $\tilde{h}_0 = 0.10$ と粗いときは約 1/3 乗に比例して増加するが、欠陥が $\tilde{a}^* \approx 0.499$ ほどに小さい場合には急激に減少する条件となる場合もありうる。この時の欠陥のサイズはおおよそ数マイクロである。

より硬い素材においては、弾性率が増加することから約 1/3 乗に比例する範囲が多くなる。このような場合、より小さな欠陥が存在する場合のみ、最大引張応力の減少や約 1/2 乗に比例する現象が見られることとなる。

一般に表面粗さや欠陥のサイズは未知であり、一概に凝着力がどのように変化するかを述べることは困難である。しかしながら、凝着モデルを用いて最大引張応力を議論することで、どのような状況下において、どのような変化が考えられるかを議論することは十分にできる。従って、把持脱離デバイスを設計する場合には表面粗さや欠陥の状況を知っておく必要があるものの、これらの情報がわかっている場合には、適切な弾性率・凝着仕事を持つ弾性体を選別することにより、最大引張応力を適切に増減させることができる可能性があることが示された。

次に、筋肉に近い素材による把持と脱離でどれほどの凝着力が働くかを考える。平面弾性体凝着モデルはカタツムリからヒントを得たが、カタツムリの体の弾性率に関する論文が乏しいため、参考程度に人間の筋肉の弾性率 (約 $10^7 \sim 10^9$ [Pa]) を用いて議論する。凝着仕事は一般的な物性値の下限 (0.01 [J/m²])、波長は $100\mu\text{m}$ 、振幅は $10\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$ の 2 種類、欠陥サイズは 2% ($\tilde{a}^* = 0.490$) と 0.2% ($\tilde{a}^* = 0.499$) の 2 種類を想定した。この時の凝着力と弾性率の関係を図 20 に示す。図 20 の各軸の値は無次元化しておらず、

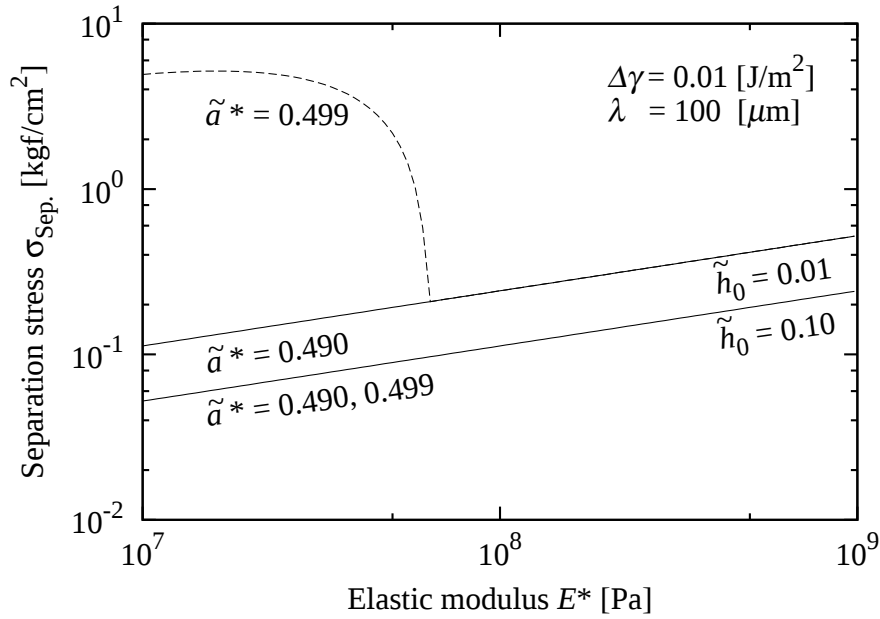


図 20 Relation between the separation stress [kgf/cm²] and the elastic modulus [Pa] for adhesion between the flat elastic body and the rigid body with surface roughness and periodic defect and for adhesion between the flat elastic body and the rigid body with surface roughness and without the defect in case for $\Delta\gamma = 0.01$ [J/m²], $\lambda = 100$ [μm], $\tilde{h}_0 = 0.10$ and 0.01 , and $\tilde{a}^* = 0.490$ and 0.499 .

縦軸は [kgf/cm²], 横軸は [Pa] であることに注意しなければならない。ここで与えた条件では凝着力 (応力) は 0.5×10^{-1} kgf/cm² から 5 [kgf/cm²] 程度であることが見て取れる。実際のカタツムリの凝着力 (基板垂直方向の最大引張力) がおよそ 10^{-2} [kgf/cm²] から 10^{-1} [kgf/cm²] である [17] ことに比べるとかなり大きな値であることが分かる。実際の測定においては、表面粗さが正弦波状ではなく、さらに筋肉の弾性率の変化だけではなく粘液や形状変化など様々な変化が同時に起こることで理想的な弾性体の凝着現象よりも力が働きにくい環境であることが推測される。ここで興味深い点として、今回想定した 4 種類の表面粗さ、欠陥のサイズにおいて弾性率に対する凝着力の減少があるとされたのは欠陥が小さく表面粗さが小さい条件 1 つのみであることである。つまりほぼ平らに近く、欠陥も小さくより多くの面が凝着できる条件では、弾性率が低く弾性体が柔らかい状態で、その他の条件の 10 倍以上も強く凝着できるわけである。これは粘着剤がある弾性率以下でないと接着しないというダルキスト (Dahlquist) のクライテリオンと同じ傾向を示しており、興味深い結果である。

3.4 平面弾性体凝着モデルにおける最大引張応力制御の可能性

弾性率の増加に対する最大引張応力の変化は、約 $1/2$ 乗に比例する場合、減少する場合、約 $1/3$ 乗に比例する場合の 3 種類に分かれることが分かった。それぞれの条件の範囲内では弾性率の増減による最大引張応力の制御の可能性はある。しかしながら、表面粗さや欠陥の大きさにより最大引張応力の変化の仕方がわかることが現実的なパラメータでも起こりうることを示された。つまり、最大引張応力は被着体表面の状況に大きく依存する。そのため、より正確な制御をするためには被着体表面のプロファイルを固定する必要がある。ある特定の固体の把持と脱離に応用する場合は、弾性体に合わせた表面粗さと欠陥のサイズを被着体側に与えておくことも一つの方法である。また、さまざまな表面への把持・脱離を考える場合、弾性率の増減に対する最大引張応力の変化が変わるため、被着体の表面に合わせた弾性率の制御をその都度行う必要が出てくる。把持の際には弾性率が低い状態において被着体に密着させるプロセスも必要とされるため、実際の弾性率変化を用いた把持・脱離デバイス設計の際には弾性率の変化範囲が非常に重要となるであろう。

3.5 結言

第 3 章では、半無限平面弾性体が正弦波状粗さを持つ剛体から脱離する際の弾性率と最大引張応力の関係が求められ、弾性率によって最大引張応力が変化することが示された。まず始めに、欠陥を有しない剛体において最大引張応力が弾性率の増加に伴って増加するところが実験により確かめられた。さらに、欠陥を有する剛体の場合、最大引張応力が弾性率の約 $1/3$ 乗に比例して増加する場合、約 $1/2$ 乗に比例する場合と弾性率の増加に伴って減少する場合と 3 パターンに分類されることが解析的に示され、その条件が凝着パラメータ Ψ 及び最大凝着幅 $2a^*$ の関係として求められた。弾性率の変化によって最大引張応力を任意に増減させるためには、剛体表面の粗さと欠陥のサイズの把握と適切な弾性体の選別が重要であることが示された。

4 梁側面凝着モデル

4.1 梁側面凝着モデルによる解析

長さ L 、幅 W 、厚さ H の片持ち梁が θ 傾いた状態で、基板に凝着することを考える。梁の変形は 2 次元モデルを用い議論する (図 21)。このとき梁の凝着していない部分の長さを l とする。梁が基板に近づいていく過程を Approaching(押し込み) 過程、遠ざかる過程を Receding(引き上げ) 過程とする。両過程における梁変形の概念図を図 22 に示す。梁が基板に近づくと、まず梁先端が基板に接触する。さらに押し込むと梁側面が接触し、凝着面を形成する。この状態から引き上げると脱離が起こるまで側面は凝着し続ける。ただし、Approaching, Receding 過程中、梁根元の角度 θ は変わらないものとする。

梁と基板が接触している間、梁には基板垂直方向に力 F が働く。梁・基板間の摩擦は無視できるほど小さく、基板水平方向の力は働かないものと仮定する。つまり、梁には水平方向のせん断力が働かないとする。

梁の変形を考えると、せん断変形はなく梁の断面は平面が保持される、梁の厚さ方向のひずみは生じず断面形が不変である、せん断応力及び厚さ方向の応力はゼロであり長さ方向の応力のみが存在する一軸応力状態である、 $\theta \ll 1[\text{rad}]$ 、及び $H/L \ll 1$ であると仮定する。これらの仮定の下では初等の梁理論を用いることができ、梁に働くモーメントを M 、ヤング率を E 、断面二次モーメント $I = WH^3/12$ とすると、梁のたわみ曲線は、

$$\frac{d^2y}{dx^2} = -\frac{M}{EI} \quad (4.1)$$

より求めることができる。

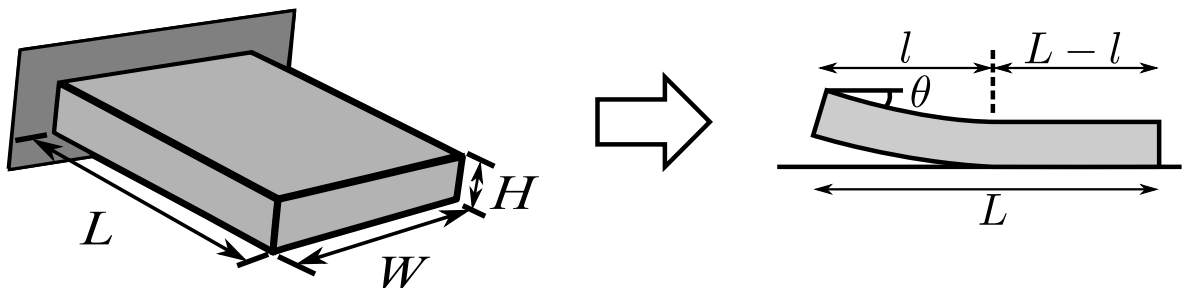


図 21 Image of the deformation of the elastic beam in two dimensional model, which adheres to the substrate, during approaching and receding processes.

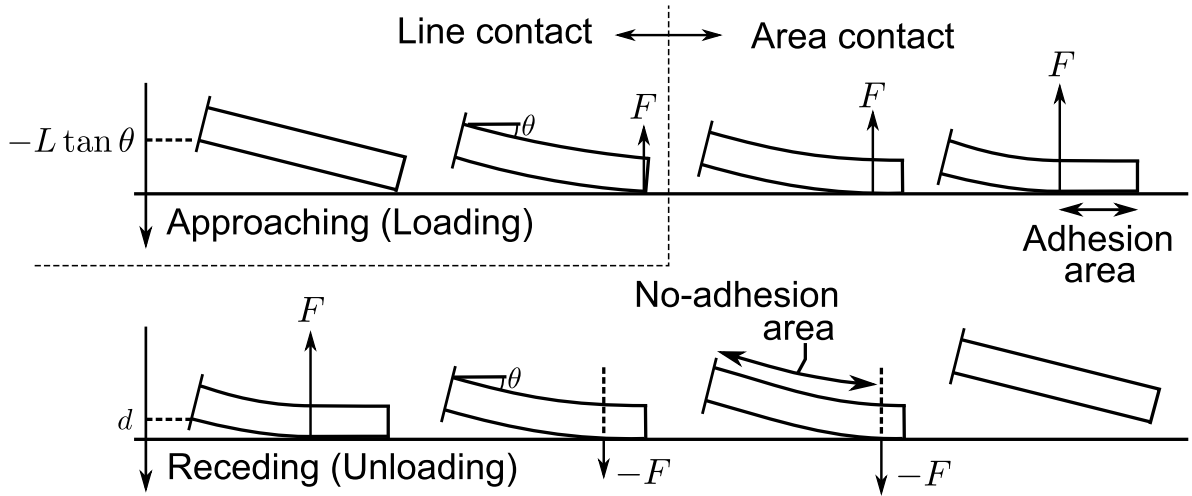


図 22 Image of the deformation of the elastic beam, which adheres to the substrate, during approaching and receding processes.

梁の凝着している部分は基板平面に固定されているため曲率がゼロである。図 23(a), (b) のように、梁の非凝着部を梁 A、凝着部を梁 B と分けて考えると、梁 B にはせん断力が働かず、曲率もゼロであることから梁 B は変形しないことが分かる。つまり、梁の非凝着部 (梁 A) と凝着部 (梁 B) の断面は平面が保持され、かつ基板に垂直な状態を保つので、非凝着部の端は固定端と考えることができる。梁 A と梁 B の断面の、梁 A 側では梁が変形し、梁 B 側では変形しないとき、梁に働く基板垂直方向のせん断力とモーメントは断面において非連続的になる (図 23(c), (d))。

現実問題としては、梁 A の変形によってせん断ひずみが生じ、初等梁理論における平面保持と一軸応力の仮定が崩れ、梁 A と梁 B の断面もゆがむため梁 B も変形し、せん断力やモーメントも連続的に変化するであろう。しかしながら、初等の梁理論がよい近似となるような梁 A の長さが厚さに対して十分に短い条件で、かつ梁 B の長さが十分に長く凝着部の変形がほとんど無視できるような条件においては、梁 A と梁 B の断面は基板に垂直な平面と考えてよい。従って、梁 B は変形せず、梁 A の変形には両固定端の初等の梁理論を用いることができ、梁 A と梁 B の断面においてせん断力とモーメントが非連続的であるとするモデルは、これらの仮定を満たす条件において現状を議論するにあたり、よい近似となっていると言えるであろう。

Approaching 過程では、まず始めに梁の先端部分のみが接触し、凝着は発生しない状態が続く。これを線接触状態とする。さらに押し込むと梁側面が基板に接触し、凝着が発生する。この状態を面接触状態とする。Receding 過程では、面接触状態が続き、凝着面積

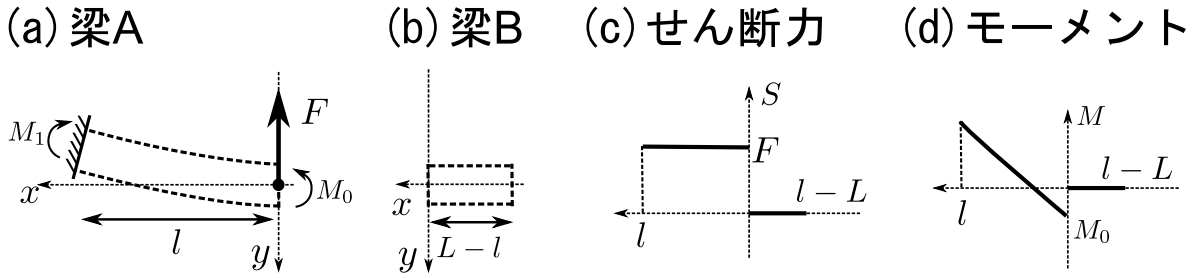


図 23 (a) Beam A (b) Beam B (c) Shear force of beam (d) Moment of beam

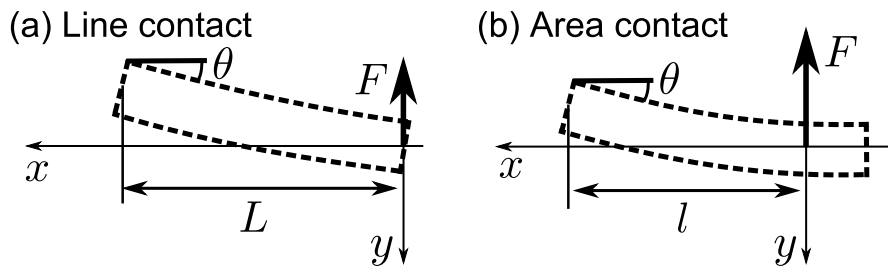


図 24 x and y axis of the elastic beam for (a) line contact and (b) area contact.

がゼロとなる地点で脱離する。

梁に働く力と変位の関係は、凝着していない線接触状態と、凝着がある面接触状態に分けてそれぞれ求めることができる。線接触、面接触それぞれの状態において梁の変形を考えるときの $x - y$ 軸を図 24 に示す。 x 座標の原点は梁の軸中心に、 y 座標の原点は、線接触の場合は梁先端に、面接触の場合は梁 A と梁 B の断面に置いた。よって、 $x = 0$ において力 F が梁に働く。梁が基板に凝着しているとき、凝着界面には分布荷重が存在するであろうが、梁 B が変形しないとしたとき、これらの合力が梁 A と梁 B の断面において集中荷重として梁 A に働くと考えた。

力は基板上向きを正とする。従って梁に引張力が働く場合 F は負となる。梁根元の x 座標は線接触の場合 $x = L$ 、面接触の場合 $x = l$ となる。線接触の場合 $x = 0$ は自由端、 $x = L$ は固定端であり、面接触の場合は $x = 0, x = l$ の両端とも固定端である。梁の根元から基板表面までの変位 d は基板を原点とし、下向きを正とする。

本章では、梁側面凝着モデルの Approaching, Receding 過程において梁に働く力の解析的な導出を目的とする。

線接触状態における計算

梁先端が基板と接触するときの梁に働く力と変位の関係を求める。線接触状態 (図 24(a)) では $x = 0$ に力 F が働くので、モーメントは

$$M = Fx \quad (4.2)$$

である。Eq.(4.1) と Eq.(4.2)、および境界条件 $(x, y)=(0, 0)$, $(x, dy/dx)=(L, -\tan \theta)$ より

$$y = \frac{Fx}{6EI} (3L^2 - x^2) - \tan \theta \cdot x \quad (4.3)$$

となるため、梁根元 ($x = L$) での力 F と変位 d の関係は

$$\frac{\tilde{F}}{\tan \theta} = \frac{1}{4} \left(\frac{\tilde{d}}{\tan \theta} + 1 \right) \quad (4.4)$$

となる。ただし、力と変位はそれぞれ $\tilde{F} = F/(12EI/L^2)$, $\tilde{d} = d/L$ と無次元化された。

梁が遠方から基板に対して角度 θ で傾いた状態で近づくと、 $\tilde{d}/\tan \theta = -1$ で基板への接触を開始する。その後、押し込みにより梁が基板に近づくと梁側面が基板に接触する。この条件は

$$\left. \frac{dy}{dx} \right|_{x=0} = 0 \quad (4.5)$$

であり、この条件に達すると面接触へ移行する。従って、変位が

$$\frac{\tilde{d}}{\tan \theta} = -\frac{1}{3} \quad (4.6)$$

において線接触から面接触へと変わる。

面接触状態における計算

梁側面が基板に接触すると凝着が発生する。このとき非凝着部の長さを l とする (図 24(b)) と、凝着面積は $(L - l) \times W$ となる。

梁 A における梁の変形を考える。 $x = 0$ における集中荷重 F とモーメント M_0 により、モーメントは

$$M = Fx + M_0 \quad (4.7)$$

と与えられる。Eq.(4.1) 及び境界条件 $(x, y)=(0, 0)$, $(x, dy/dx)=(0, 0)$, $(l, -\tan \theta)$ より

$$M = F \left(x - \frac{l}{2} \right) + \frac{EI}{l} \tan \theta \quad (4.8)$$

及び

$$y = \frac{Fx^2}{12EI} (3l - 2x) - \frac{x^2}{2l} \tan \theta \quad (4.9)$$

と求まるため、 $x = l$ での変位 d は

$$\tilde{d} = \tilde{F} \tilde{l}^3 - \frac{\tilde{l}}{2} \tan \theta \quad (4.10)$$

と与えられる。ただし $\tilde{l} = l/L$ と無次元化された。JKR 理論 [9] など多くの凝着モデルと同じように梁側面凝着モデルにおいても、エネルギーが極小となる条件から平衡状態の凝着面積を求める。凝着面積の変化によって変化するエネルギーは梁の変形による弾性エネルギーと凝着面積の変化による表面エネルギーなので、系全体のエネルギーは弾性エネルギーと凝着仕事によるエネルギーの和とする。

梁の曲げモーメントによる弾性エネルギー U_{bend} は Eq.(4.8) より

$$\begin{aligned} U_{\text{bend}} &= \int_0^l \frac{M^2}{2EI} dx \\ &= \frac{F^2 l^3}{24EI} + \frac{EI}{2l} \tan^2 \theta \end{aligned} \quad (4.11)$$

であり、Eq.(4.10) と Eq.(4.11) から

$$\tilde{U}_{\text{bend}} = \frac{\tilde{d}^2}{\tilde{l}^3} + \frac{\tilde{d} \tan \theta}{\tilde{l}^2} + \frac{\tan^2 \theta}{3\tilde{l}} \quad (4.12)$$

と求まる。ただし $\tilde{U}_{\text{bend}} = U_{\text{bend}}/(6EI/L)$ と無次元化された。凝着仕事によるエネルギーは

$$\tilde{U}_{\text{surface}} = -\Delta\tilde{\gamma}(1 - \tilde{l}) \quad (4.13)$$

である。ただしパラメータはそれぞれ $\tilde{U}_{\text{surface}} = U_{\text{surface}}/(6EI/L)$, $\Delta\tilde{\gamma} = \Delta\gamma WL^2/6EI$ と無次元化された。系全体のエネルギーは l の関数として

$$\begin{aligned} \tilde{U}_{\text{total}} &= \tilde{U}_{\text{bend}} + \tilde{U}_{\text{surface}} \\ &= \tan^2 \theta \left(\left(\frac{\tilde{d}}{\tan \theta} \right)^2 \frac{1}{\tilde{l}^3} + \left(\frac{\tilde{d}}{\tan \theta} \right) \frac{1}{\tilde{l}^2} + \frac{1}{3\tilde{l}} - \left(\frac{\Gamma}{\tan \theta} \right)^2 \frac{(1 - \tilde{l})}{3} \right) \end{aligned} \quad (4.14)$$

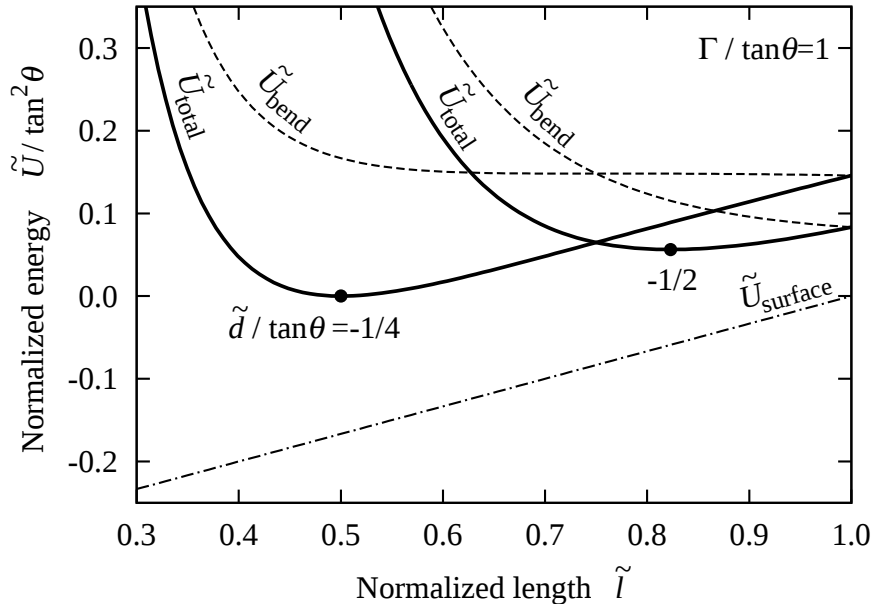


図 25 Relation between the normalized energy and the normalized length for the adhesion between the elastic beam and the substrate in case for $\Gamma / \tan \theta = 1$, and $\tilde{d} / \tan \theta = -1/4$, and $-1/2$.

と求まる。ただし凝着仕事に関するパラメータ Γ を $\Gamma = \sqrt{3\Delta\tilde{\gamma}}$ と与える。系全体のエネルギーと非凝着部長さの関係を図 25 に示す。変位が変化することで、系全体エネルギーの極小点 (●) の非凝着部長さが変わることがわかる。このエネルギー極小点の条件は

$$\frac{\partial \tilde{U}_{\text{total}}}{\partial \tilde{l}} = 0 \quad (4.15)$$

と与えられる。この条件より安定平衡となる非凝着部長さ l は $\Gamma / \tan \theta > 0$ で

$$\tilde{l} = \frac{\sqrt{1 - 12 \frac{\tilde{d}}{\tan \theta} \frac{\Gamma}{\tan \theta}} - 1}{2 \frac{\Gamma}{\tan \theta}} \quad (4.16)$$

$\Gamma / \tan \theta = 0$ で

$$\tilde{l} = -\frac{3\tilde{d}}{\tan \theta} \quad (4.17)$$

と求まる。面接触における力 F と変位 d の関係は $\Gamma/\tan\theta > 0$ では Eq.(4.10) と Eq.(4.16) より

$$\frac{\tilde{F}}{\tan\theta} = \frac{8\left(\frac{\Gamma}{\tan\theta}\right)^3 \frac{\tilde{d}}{\tan\theta}}{\left(\sqrt{1 - 12\frac{\tilde{d}}{\tan\theta}\frac{\Gamma}{\tan\theta}} - 1\right)^3} + \frac{2\left(\frac{\Gamma}{\tan\theta}\right)^2}{\left(\sqrt{1 - 12\frac{\tilde{d}}{\tan\theta}\frac{\Gamma}{\tan\theta}} - 1\right)^2} \quad (4.18)$$

と、 $\Gamma/\tan\theta = 0$ では Eq.(4.10) と Eq.(4.17) より

$$\frac{\tilde{F}}{\tan\theta} = \frac{1}{54\left(\frac{\tilde{d}}{\tan\theta}\right)^2} \quad (4.19)$$

と求まる。面接触から脱離への移行条件は $\tilde{l}e1$ で常に極小点が存在するため、凝着面積がゼロとなること、つまり $\tilde{l} = 1$ が条件となる。よって脱離時の力と変位の関係は Eq.(4.10) より

$$\frac{\tilde{F}}{\tan\theta} = \frac{\tilde{d}}{\tan\theta} + \frac{1}{2} \quad (4.20)$$

と求まる。

4.2 力と変位の関係

Approaching, Receding 過程における梁に働く力の変化 ($\Gamma/\tan\theta = 3.00$ の場合) を図 26 に示す。まず、梁が基板に接近し、 $\tilde{d}/\tan\theta = -1$ (点 P_1) に達すると梁先端が基板に接触を開始する。さらに押し込むと、梁先端のみが基板に接触する線接触状態を保ちながら力が P_1P_2 (Eq.(4.4)) に沿って増加する。 $\tilde{d}/\tan\theta = -1/3$ (点 P_2) に達すると梁側面が剛体表面に接触し、凝着が生じる。つまり面接触状態へ移行する。 $\tilde{d}/\tan\theta = -1/3$ では凝着面積がゼロの状態からエネルギー極小な凝着面積を持つ状態へ変化するため、力が P_2 から A_3 へ減少する。面接触へ移行したのちは、Eq.(4.18) に沿って変化する。引き上げとともに凝着面積は徐々に減少し、Eq.(4.18) と Eq.(4.20) の交点 (点 A_5) で凝着面積がゼロとなり脱離が起こる。

と求まる。ただし、 $\tilde{F}_{\text{Max.Tens.}} = F_{\text{Max.Tens.}}/(12EI/L^2)$ と無次元化された。 $\Gamma/\tan\theta > 1.0$ では Eq.(4.18) の極小値で引張力は最大となる。極小値の条件は

$$\frac{\tilde{d}}{\tan\theta} = -\frac{2}{3\frac{\Gamma}{\tan\theta}} \quad (4.23)$$

とあたえられる。ゆえに最大引張力 $F_{\text{Max.Tens.}}$ は

$$\frac{\tilde{F}_{\text{Max.Tens.}}}{\tan\theta} = \frac{\left(\frac{\Gamma}{\tan\theta}\right)^2}{6} \quad (4.24)$$

と求まる。最大引張力 $\tilde{F}_{\text{Max.Tens.}}/\tan\theta$ と凝着仕事に関するパラメータ $\Gamma/\tan\theta$ の関係を図 27 に示す。 $\Gamma/\tan\theta < 0.5$ では最大引張力が負となる。つまり、圧力を加えることで凝着は生じるものの除荷によって圧縮から引張に力が変わる前に脱離する。よって、この条件では物体を把持することができない。また、 $\Gamma/\tan\theta = 1$ において、Eq.(4.22) から Eq.(4.24) へと最大引張応力 $\tilde{F}_{\text{Max.Tens.}}/\tan\theta$ と凝着仕事に関するパラメータ $\Gamma/\tan\theta$

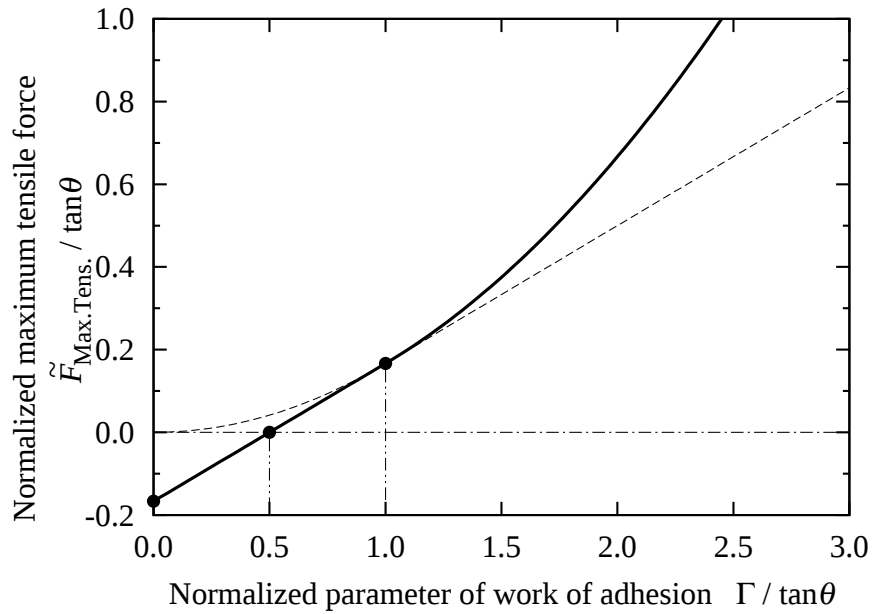


図 27 Relation between the normalized maximum tensile force and the normalized parameter of work of adhesion for the adhesion between the elastic beam and the substrate.

の関係式が切り替わる。以上より、より大きな凝着仕事を持つ弾性梁ほど最大引張力が大きいことがわかる。

4.4 結言

第4章では梁側面がある角度を持って基板に近づき、凝着したのち脱離するまでの一連のプロセスにおいて梁に働く力を解析的に求めた。非凝着部の梁の変形の導出には初等の梁理論を用い、系全体のエネルギー平衡状態を考えることで、凝着した梁に働く力を変位の関数として求めた。また、最大引張力が凝着仕事の関数として求められた。

5 梁側面凝着モデルを利用した把持と脱離

5.1 梁側面凝着モデルにおける凝着力制御手法

ヤモリは手足の微細毛を上手く利用して素早く、確実に把持脱離を繰り返すことができる。Gao らは FEM 解析によりヤモリの seta に働く基板垂直方向の最大引張力が引張力の方向に依存していることを示した [28]。seta の先端についている spatulae に関しても、テープの引き剥がし理論を応用したモデルにおいて同様に引張力の方向の影響を議論されている [34, 36, 37]。これらのモデルでは引張方向の変化により毛の傾きが変化し、力が変化している。梁側面凝着モデルにおいても梁の角度の影響により凝着力が変化する可能性がある。最大引張力の変化を解析的に求めることは把持・脱離プロセスを考える上で重要である。

そこで、本章では実験による梁側面凝着モデルの検証と梁の角度を利用した把持・脱離の可能性の理論的検討を目的とする。

5.2 梁側面凝着力の実験的検討

5.2.1 実験手順

高分子材料からなる片持ち梁の側面がガラスに凝着する際に梁に働く力を測定した。実験装置を図 28(a) に示す。梁の上下移動は直動ステッピングモータ (SURUGA SEIKI K101-20MS) を用いた。力の測定にはロードセル式電子天秤 (SARTORIUS TE153s) を用いた。実験において梁に働いた力は数 gf から数十 gf (約 0.01N から 0.1N) であったのに対し、電子天秤の分解能は 0.01gf (約 0.1mN) である。高分子材料としては、TANAC Co., Ltd 製衝撃吸収ゲル CRG-T1502 (図 28(b)) と Kyowa Industries 製シリコンゴム SI-10 (図 28(c)) を用いた。弾性率は引張試験機 (SHIMADZU EZ-S) を用いた引張試験を行い、100%~110% の範囲において最小二乗法により算出した。ゲル素材の弾性率は 1.3×10^5 [Pa]、シリコン素材の弾性率は 2.9×10^5 [Pa] であった。平面基板にはガラスが用いられた。第 4 章で導出した理論では基板水平方向への力は発生しないと仮定した。しかしながら、実験においては摩擦が無視できない。そこで水平方向への力を最小限に減少させるために基板下に直径 5mm のスチールボール (図 28(d)) を敷くことにより基板が動き、基板水平方向へ働く力を低減するシステムを導入した。

まず、梁先端が基板に接触する位置 (P_1) に梁をセットした。次にステージを一定速度で下へ動かした。ある位置で停止したのち、計測される力が安定となるまで数分から 10

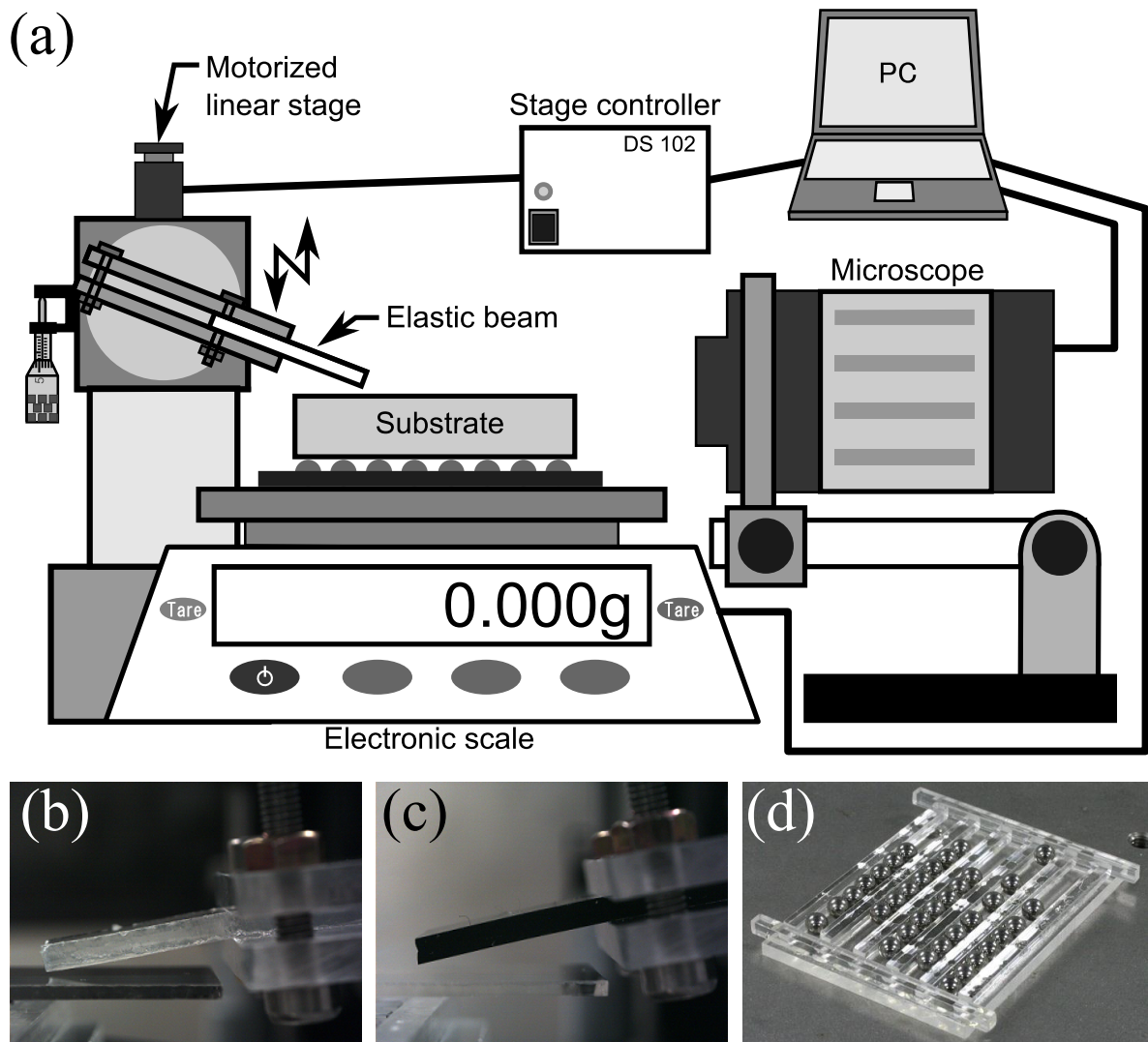


図 28 (a)Schematic image of the equipments. (b)Elastic beam of the gel. (c)Elastic beam of the silicone rubber. (d)Steel balls putted under the substrate.

分ほどステージを固定した。最後に、引きはがしが起こるまでステージを上方向に動かした。引き上げ時の速度は押し込み時の速度と同じとした。押し込み・引き上げにおける速度は $1\mu\text{m/s}$, $2\mu\text{m/s}$, $5\mu\text{m/s}$, $10\mu\text{m/s}$ を用いた。一連のプロセスにおいて力と変位が測定された。

5.2.2 実験結果

ゲル素材を用いた実験における力と変位の関係を図 29-32、シリコンゴム素材を用いた実験における力と変位の関係を図 33, 34 に示す。それぞれの結果における条件を表 2 に載せた。図 29, 31, 33 は Approaching 過程の結果、図 30, 32, 34 は Receding 過程の結果である。

今回の実験では速度が $1\mu\text{m/s}$ から $10\mu\text{m/s}$ という低速で Approaching, Receding 過程を実施した。粘着剤の剥離強度測定では粘弾性の影響により剥離速度が剥離力に大きく影響するが、本実験では速度とともに剥離力が増加する傾向はみられなかった。これは数 $\mu\text{m/s}$ 程度という速度での梁の上下移動が、剥離速度の変化に及ぼした影響が十分に小さかったためであると考えられる。

5.2.3 凝着ヒステリシスの影響の考察

Approaching 過程と Receding 過程において力の変化に違いが見られた。Approaching 過程では $\Gamma/\tan\theta$ がほぼ 0 の場合の Eq.(4.18) におおよそ沿った変化が見られた。それに対し、Receding 過程では $\Gamma/\tan\theta$ がより大きな値の Eq.(4.18) におおよそ沿う変化が見られた。つまり、Approaching 過程と Receding 過程では $\Gamma/\tan\theta$ に違いが見られた。Approaching 過程の結果 (図 29, 31, 33) には $\Delta\gamma = 0, 0.1[\text{J/m}^2]$ のときの Eq.(4.18) が描かれている。このことから、Approaching 過程での凝着仕事 $\Delta\gamma_A$ が 0 に近いことがわかる。Receding 過程では図 30 に $\Delta\gamma = 3, 4, 5[\text{J/m}^2]$, 図 32 に $\Delta\gamma = 3, 4, 7[\text{J/m}^2]$, 図 34 に $\Delta\gamma = 1.2, 1.5, 2[\text{J/m}^2]$ の場合の Eq.(4.18) が描かれている。Receding 過程では凝着仕事 $\Delta\gamma_R$ が 1 より大きなことがわかる。つまり、Approaching 過程と Receding 過程では凝着仕事の違いがあることは明らかである。ここで、Approaching での界面を形成するのに必要な単位面積当たりの凝着エネルギーを $\Delta\gamma_A$, Receding での界面を剥離するのに必要な単位面積当たりの凝着エネルギーを $\Delta\gamma_R$ とすると

$$\Delta\gamma_A < \Delta\gamma_R \quad (5.1)$$

という関係が成り立つことがわかる [46, 47, 49]。凝着界面の形成と剥離における凝着仕事の差は凝着ヒステリシスとして多くの凝着現象において観測されている [44, 45]。Approaching, Receding 過程における凝着エネルギー $\Delta\gamma_A$, $\Delta\gamma_R$ は熱力学的に厳密に可逆である物性値としての凝着仕事とは区別される。これは、さまざまな要因により非可逆的な要素が界面の形成と剥離において差を生んでいるからである。この様に界面の形成や剥離における仕事に影響を及ぼすヒステリシスを特に凝着エネルギーヒステリシス

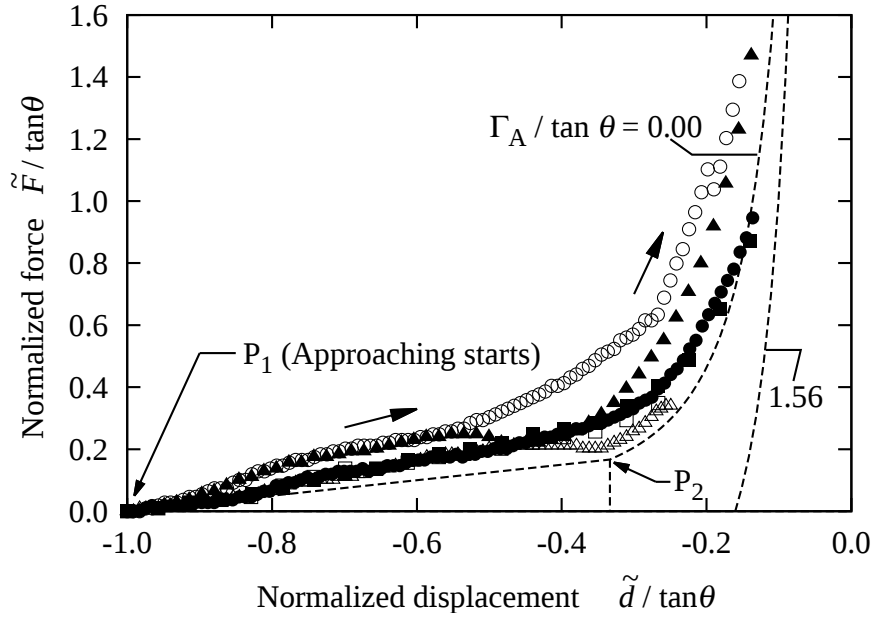


図 29 Experimental results of the relation between the normalized force and the normalized displacement using the gel as the elastic beam for approaching.

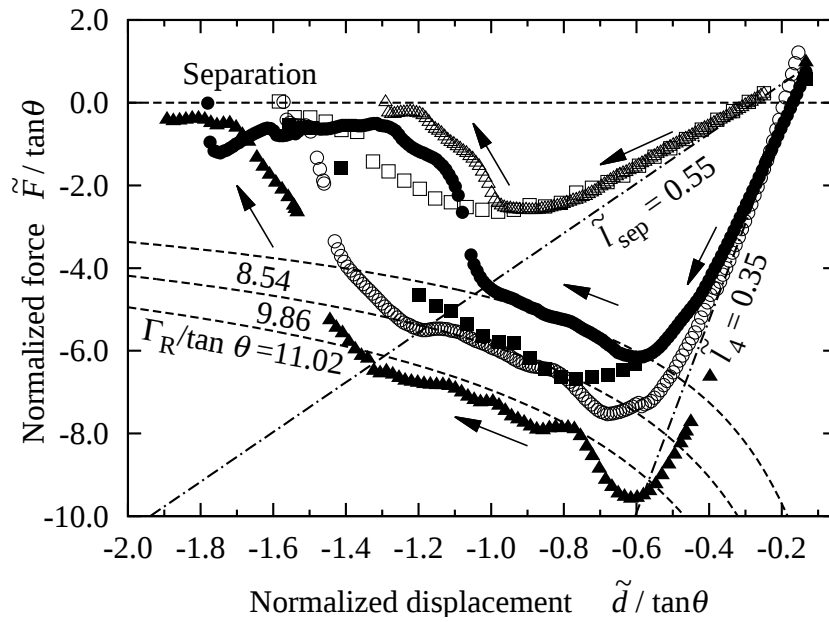


図 30 Experimental results of the relation between the normalized force and the normalized displacement using the gel as the elastic beam for receding.

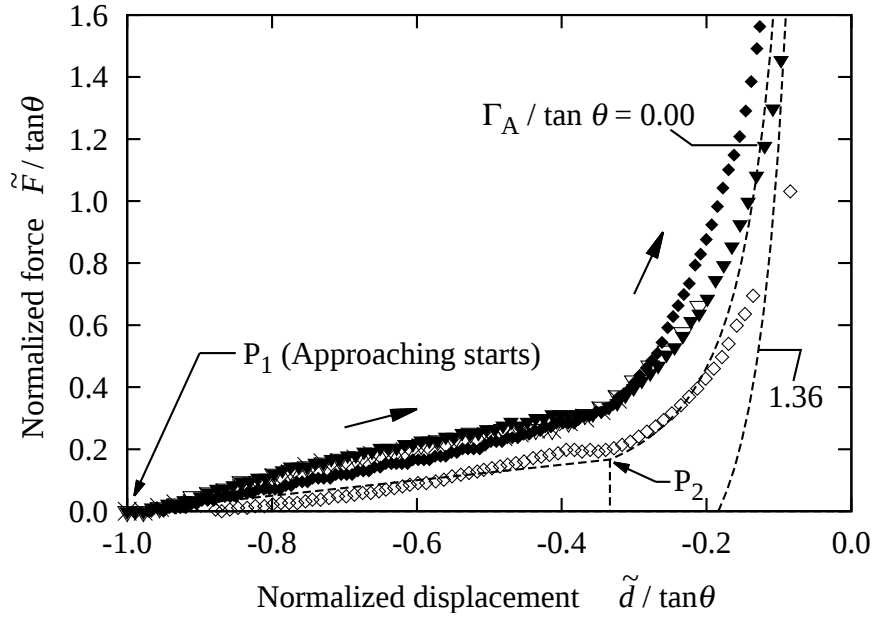


図 31 Experimental results of the relation between the normalized force and the normalized displacement using the gel as the elastic beam for approaching.

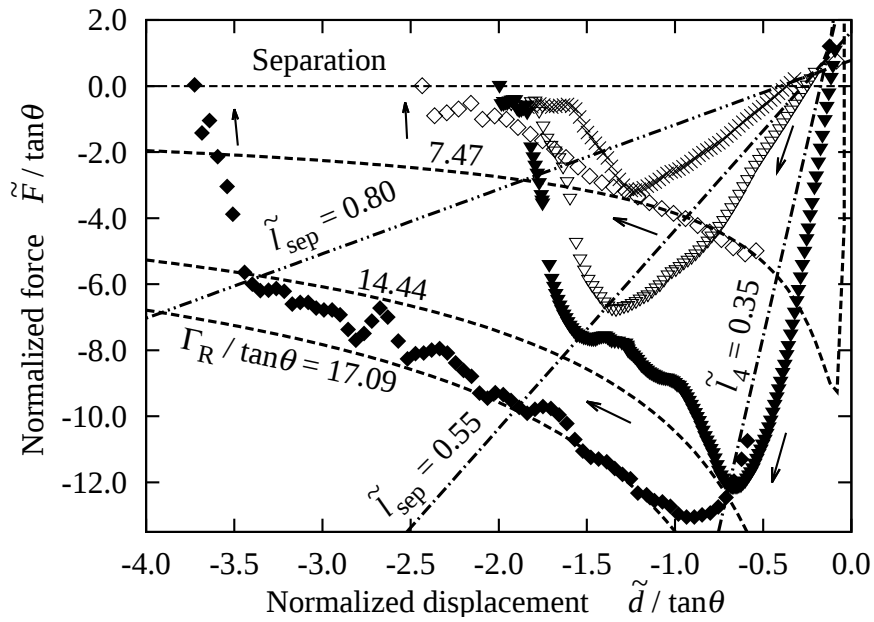


図 32 Experimental results of the relation between the normalized force and the normalized displacement using the gel as the elastic beam for receding.

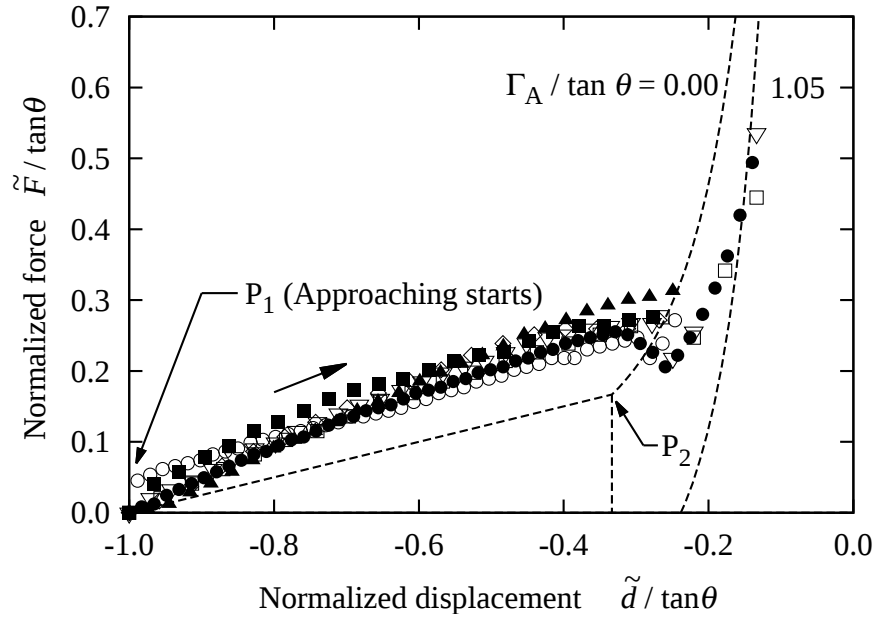


図 33 Experimental results of the relation between the normalized force and the normalized displacement using the silicone rubber as the elastic beam for approaching.

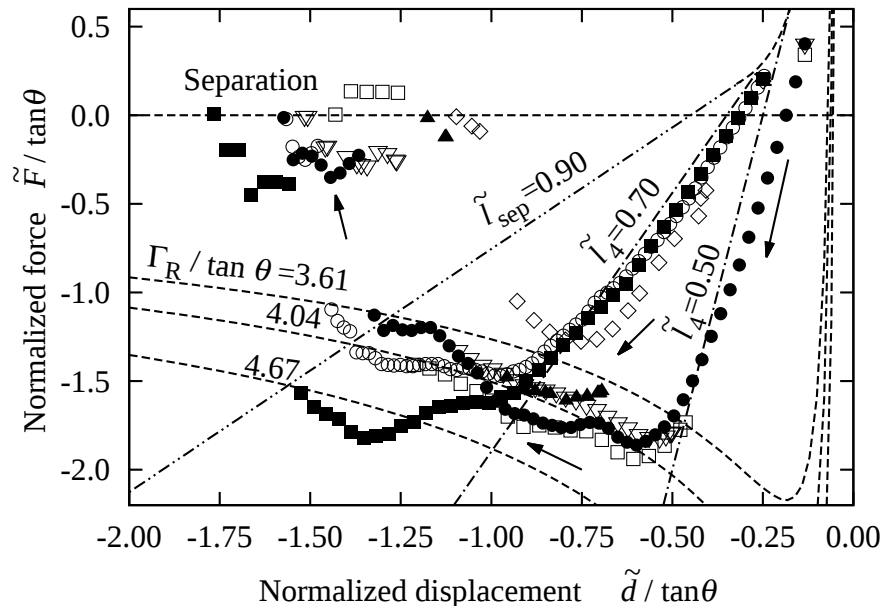


図 34 Experimental results of the relation between the normalized force and the normalized displacement using the silicone rubber as the elastic beam for receding.

(Adhesion energy hysteresis) と呼ぶこともある [48, p.448]。その他にも様々なヒステリシスが凝着現象には存在する可能性は否定できないが、多くの場合は凝着エネルギーヒステリシスが凝着ヒステリシスとして議論されるている。

凝着エネルギーヒステリシスを議論するとき、平衡状態における解析解の凝着仕事を見かけ上の凝着エネルギー ($\Delta\gamma_A$, $\Delta\gamma_R$) と置き換えることで工学的に役に立つ解を得ることができると思われている [14]。従って、本論文においても Eq.(5.1) のように凝着仕事を見かけ上の値として補正することで凝着ヒステリシスが力に及ぼす影響を考える。

表 2 Specific data of the experimental conditions

Figure	Marks	$L \times W \times H[\text{mm}^3]$	θ [degree]	Speed [$\mu\text{m/s}$]
Figure 29,30	$\triangle$	15*10*2	13°	1
	$\bigcirc$	15*10*2	13°	1
	$\bullet$	15*10*2	13°	1
	$\blacktriangle$	15*10*2	13°	2
	$\square$	15*10*2	13°	5
	$\blacksquare$	15*10*2	13°	5
Figure 31, 32	$\blacktriangledown$	15*10*2	10°	1
	$\triangledown$	15*10*2	10°	1
	$\times$	15*10*2	10°	1
	$\blacklozenge$	15*10*2	10°	2
	$\diamond$	10*10*2	10°	2
Figure 33, 34	$\bigcirc$	15*10*2	13°	1
	$\bullet$	15*10*2	13°	1
	$\blacksquare$	15*10*2	13°	2
	$\square$	15*10*2	13°	5
	$\diamond$	15*10*2	13°	5
	$\triangledown$	15*10*2	13°	10
	$\blacktriangle$	15*10*2	13°	10

凝着ヒステリシスの原因

凝着現象においてヒステリシスが生じる原因はプロセス中のエネルギー損失による非平衡な現象により、平衡状態の現象からズレが生じるためと考えられる。特に弾性体材料のヒステリシスとして、一般的に知られているものとしては非弾性的挙動から生じる弾性ヒステリシス (Elastic hysteresis) である。界面境界部 (亀裂先端部, crack front) では応力集中が生じており、この近傍では塑性変形が起きている可能性が否定できず、このような塑性変形が弾性ヒステリシスを生じさせる可能性がある [49]。また、剥離速度によっては粘弾性による影響も考えられる [46]。Johnson は非弾性的挙動から生じるヒステリシスの損失係数 α を用い、破壊力学におけるエネルギー解放率より凝着仕事の見かけ上の変化を説明した [49]。

ミクロな領域において凝着現象が見られる金属などの硬い素材に比べ、ゴムなどの高分子材料はマクロな領域においても凝着現象が観察される。そのような材料では特に弾性ヒステリシスが大きいと考えられ、内部摩擦などによるエネルギー損失がより多く生じているとされる。高分子材料では架橋の量が少ないほどヒステリシスが大きくなることが実験

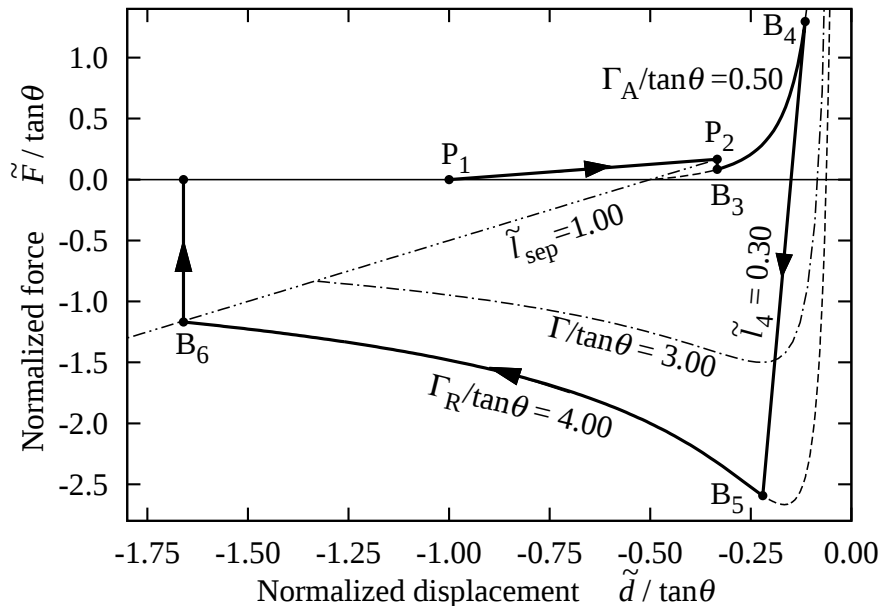


図 35 Relation between the normalized force and the normalized displacement for the adhesion between the elastic beam and the substrate considering adhesion hysteresis in case for $\Gamma_A = 0.50$, $\Gamma_R = 4.00$, and $\tilde{l}_4 = 0.30$.

的に確認されている [14]。しかしながら、架橋の量が多く比較的弾性的な挙動を示す素材においてもヒステリシスは存在することから、弾性ヒステリシス以外にもヒステリシスを生む原因が存在すると考えられる。

弾性体の変形以外でのヒステリシス発生場所として考えられているのが、弾性体と剛体の接触界面である。界面における化学的な影響も凝着ヒステリシスの原因の一つであるとされ、弾性体表面の結晶化、相互嵌合による表面構成における非可逆性 [44, 47] などの化学的影響が実験的、理論的に議論されている。

その他にも、エネルギーバリアによる複数の安定平衡点の生成による影響 [46]、弾性体内部の分子間のバネ性による分子間力のヒステリシスによる影響 [47]、表面粗さによる影響 [50] などの力学的影響が議論されている。しかしながら、支配的なメカニズムは個々の凝着における条件に依存するため一概に議論することは難しい。そのような状況において凝着仕事の見かけ上の変化による補正は、界面の形成や剥離に必要な仕事 (凝着エネルギー) が大まかに凝着面積に比例する場合に良い近似となっており、この様な補正により説明が行える実験結果が存在することは興味深い。

凝着ヒステリシスの補正を考慮した解析

Eq.(5.1) に示されるヒステリシスを考えると、力と変位の関係は図 35 となる。Approaching 過程は図 26 の $P_1P_2A_3A_4$ から $P_1P_2B_3B_4$ へと変わり、Receding 過程は図 26 の $A_4A_3A_5$ から $B_4B_5B_6$ へと変わる。図 35 には、 $\Gamma_A/\tan\theta = 0.5$, $\Gamma_R/\tan\theta = 4.0$ の場合の力変化を図示した。ただし、 $\Gamma_A = \sqrt{\Delta\gamma_A LW^2/2EI}$, $\Gamma_R = \sqrt{\Delta\gamma_R LW^2/2EI}$ とする。Approaching 過程から Receding 過程への切り替え時に $\Delta\gamma_A$ から $\Delta\gamma_R$ へと変化しなければならないため、線分 B_4B_5 の間では凝着面積が変化しない。つまり、非凝着部長さ $\tilde{l}$ が一定である。これは微小領域の剥離によって変化する表面エネルギーと剥離によって解放される弾性エネルギーの差を考えた場合に、剥離しないほうがより安定な条件となるためである。凝着面積が一定となる傾向は今回の実験においても確認された。

B_4 での非凝着部長さを l_4 とすると、 $\Gamma_A > 0$ のとき Eq.(4.16) より l_4 は d_4 と Γ_A を使って、もしくは d_5 と Γ_R を使って

$$\tilde{l}_4 = \frac{\sqrt{1 - 12 \frac{\Gamma_A}{\tan\theta} \frac{\tilde{d}_4}{\sin\theta}} - 1}{2 \frac{\Gamma_A}{\tan\theta}} \quad (5.2)$$

$$= \frac{\sqrt{1 - 12 \frac{\Gamma_R}{\tan \theta} \frac{\tilde{d}_5}{\sin \theta}} - 1}{2 \frac{\Gamma_R}{\tan \theta}} \quad (5.3)$$

となる。 $\Gamma_A = 0$ のとき、 l_4 と d_4 の関係は Eq.(4.17) より

$$\tilde{l}_4 = -\frac{3\tilde{d}_4}{\tan \theta} \quad (5.4)$$

である。ただし、 d_4, d_5 は B_4, B_5 での変位であり、 $\tilde{l}_4 = l_4/L$, $\tilde{d}_4 = d_4/L$, $\tilde{d}_5 = d_5/L$ とそれぞれ無次元化された。 B_4B_5 間での力と変位の関係は Eq.(4.10) より

$$\frac{\tilde{F}}{\tan \theta} = \frac{1}{\tilde{l}_4^3} \left(\frac{\tilde{d}}{\tan \theta} + \frac{\tilde{l}_4}{2} \right) \quad (5.5)$$

と求まる。Receding 過程が B_4 から始まった後、 B_5 に達すると凝着面積は減少をはじめ、 B_5B_6 間は Eq.(4.18) において Γ を Γ_R に置き換えたものに沿って力が変化する。

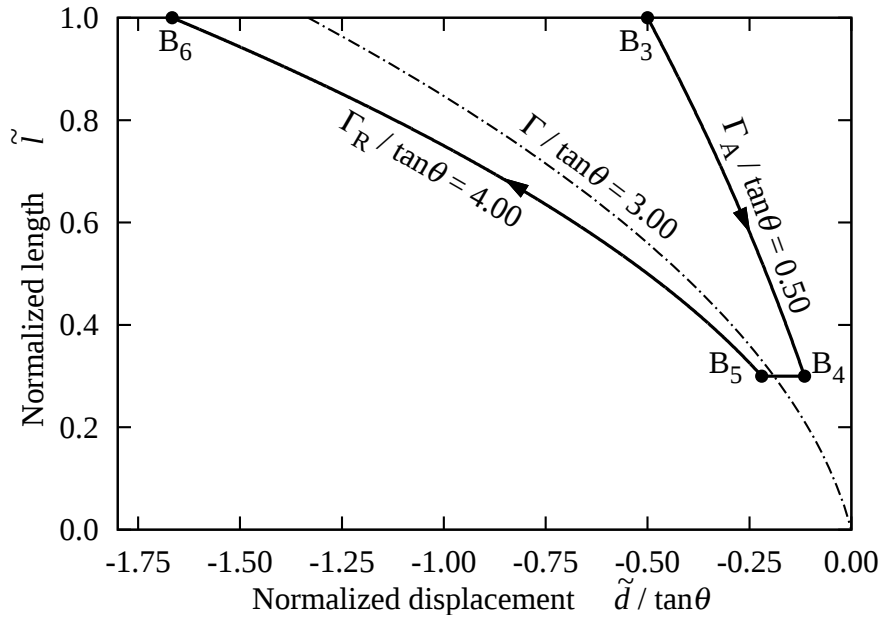


図 36 Relation between the normalized length and the normalized displacement for the adhesion between the elastic beam and the substrate considering adhesion hysteresis in case for $\Gamma_A = 0.50$, $\Gamma_R = 4.00$, and $\tilde{l}_4 = 0.30$.

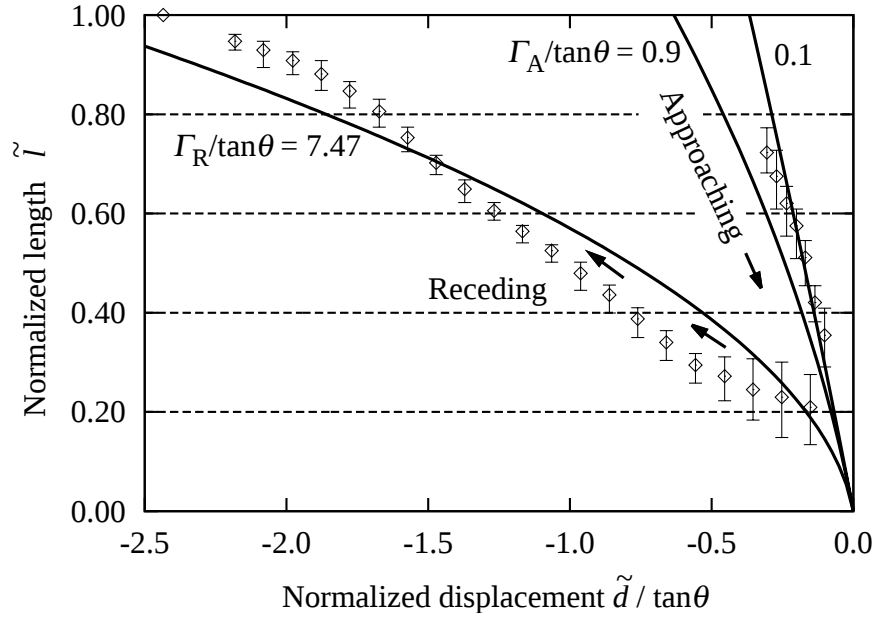


図 37 Experimental results of the relation the normalized length and the normalized displacement for the result in 図 32 ◇.

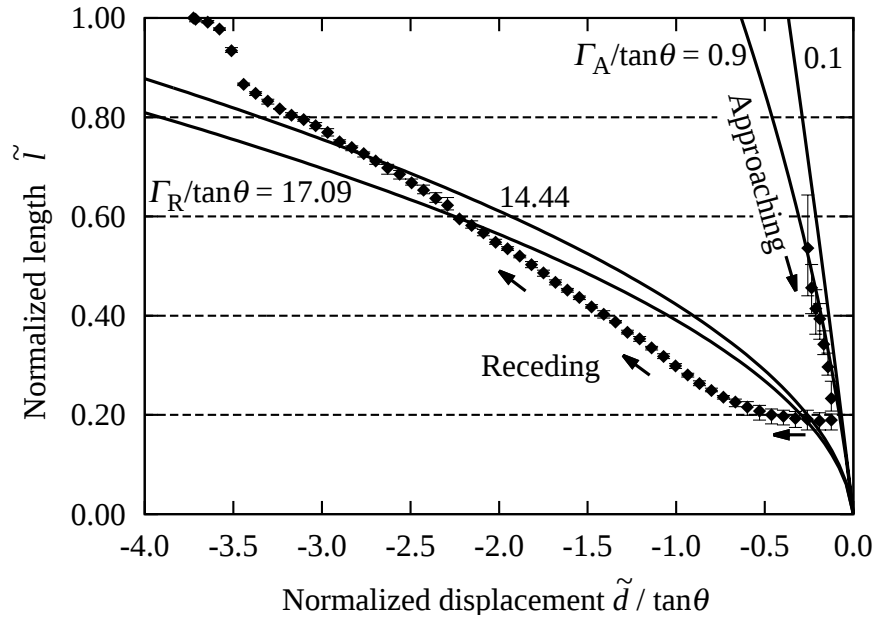


図 38 Experimental results of the relation the normalized length and the normalized displacement for the result in 図 32 ◆.

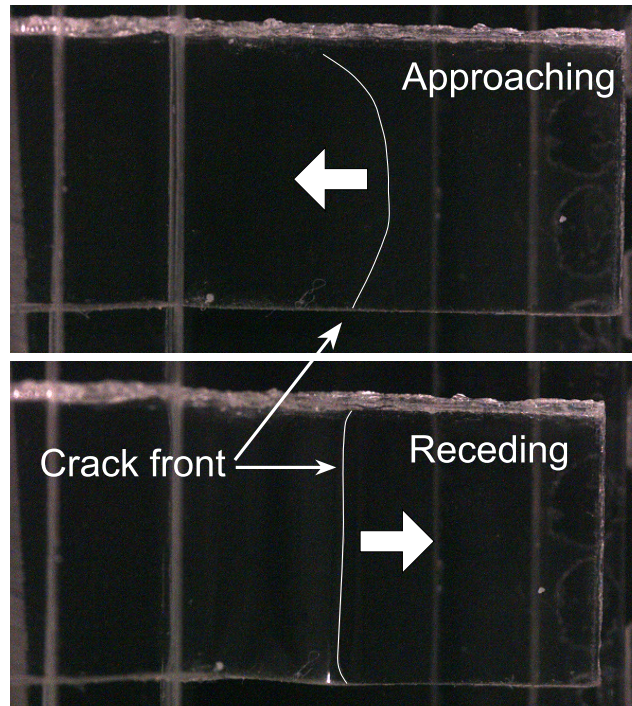


図 39 Image of the top view of the adhered elastic beam for approaching and receding using the gel as the elastic beam.

面接触が開始する B_3 から脱離が起こる B_6 までの変位 d に対する非凝着部長さ l の変化を図 36 に示す。 B_3 から B_4 までは Γ_A に置換された Eq.(4.16) に沿って $\tilde{l}$ が減少 (凝着面積が増加) し、 B_4 から B_5 までは $\tilde{l}_4$ で一定となる。 B_5 から B_6 までは Γ_R に置換された Eq.(4.16) に沿って $\tilde{l}$ が増加 (凝着面積が減少) する。つまり、凝着ヒステリシスの影響により非凝着部長さの変化においても Approaching 過程と Receding 過程の間で違いが見られる。

図 37,38 には図 31, 32 の◆, ◇の結果における非凝着部長さの変化を示す。また、図 39 には図 38 の計測に用いた写真の一つを示す。図 39 から Approaching・Receding 過程両方において、界面境界部 (crack front) が直線でないことがわかる。特に Approaching 過程では界面境界部 (crack front) は全体にわたって直線性がない。そのため、非凝着部長さは Approaching 過程では両端と中央 2 点の計 4 点、Receding 過程では両端と中央の計 3 点を写真より計測し、平均値を各点、最大・最小値をエラーバーとし、図 37,38 に図示した。粘着剤の剥離試験において界面境界部が直線にならない現象は有限の奥行きを持つことによる 3 次元効果が原因であると考えられている [51]。この研究は基材に粘着剤が塗布された積層構造梁の剥離に関する現象であるが、単一素材梁の凝着においても似た現象

が起きていると考えられる。実験結果では、特に Approaching 過程から Receding 過程の初期の間において最大・最小値の差が大きくなっていることから、これらの範囲においては 3 次元効果の影響が顕著に出ていると考えられる。

5.2.4 脱離現象の考察

弾性エネルギーと凝着仕事のエネルギー平衡を考えた場合、 $\tilde{l} = 1$ 、つまり凝着面積がゼロとなる点で脱離が起こるとされた。しかしながら、実験では $\tilde{l}$ が 1 より小さく、凝着面積が存在する状態で力が Eq.(4.18) に沿わない増加 (引張力が減少) を始め、最終的に脱離が起きた。脱離時の変位 $\tilde{d}/\tan\theta$ は図 32 の◆を除くとおおよそ -1.0 から -1.5 の間で脱離が起きている。図 40 には Receding 過程における図 30 ○の側面写真を載せた。 $\tilde{d}/\tan\theta = -0.6$ 付近までは凝着面積の変化がほとんどなく、梁根元の非凝着部のみが変形する。その後引き上げとともに凝着面積が減る。 $\tilde{d}/\tan\theta = -1.2$ 付近で引張力が理論曲線とは異なる減少をはじめ、最終的に $\tilde{d}/\tan\theta = -1.57$ 付近で脱離が起きた。

実験により $\tilde{d}/\tan\theta$ が -1 から -1.5 付近で力が Eq.(4.18) に沿わなくなる傾向にあることがわかった。これは、剥離により解放される弾性エネルギーの変化の割合が界面の剥離に

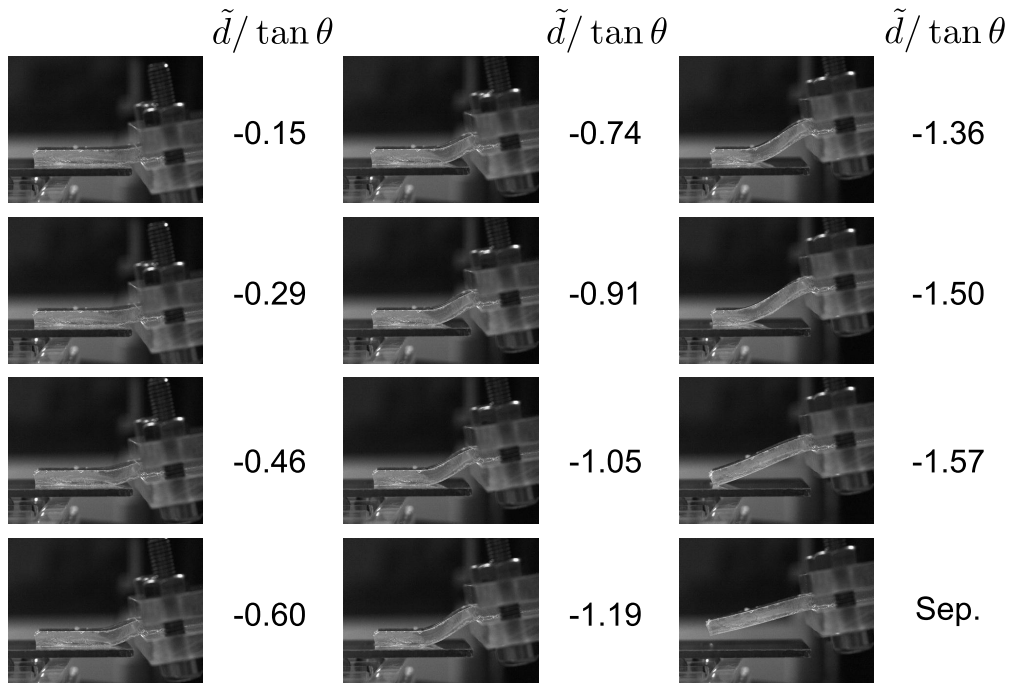


図 40 Image of the side view of the adhered elastic beam for receding using the gel as the elastic beam.

よる表面エネルギーの増加に比べ大きくなったためと推測される。しかしながら、第4章において微小変形の近似により求めたエネルギー変化を考えると、 $\tilde{l} < 1$ の範囲でそのような条件は導出されなかった。実験において $\tilde{l} < 1$ の範囲で脱離が起きる原因としては、梁の大きな変形、基板に凝着している部分の弾性変形により、非凝着部長さに対する弾性エネルギーが影響を受けたことなどが考えられるが、 $\tilde{d}/\tan\theta > -1$ の範囲においては梁凝着モデルがよい近似として現象を説明できていると考えることができる。つまり、今回の実験のように最大引張力が $\tilde{d}/\tan\theta > -1$ の範囲において観測される場合には、凝着ヒステリシスを考慮した梁側面凝着モデルを用い最大引張力を議論することができる。

5.2.5 最大引張力の考察

最大引張力は図 35 の点 B_5 が Eq.(4.18) の極小値より右側にある場合は極小値において最大となり、極小値よりも左にある場合は B_5 で最大となる。極小値よりも右側にある条件は Eq.(4.23) であるので点 B_5 での変位が

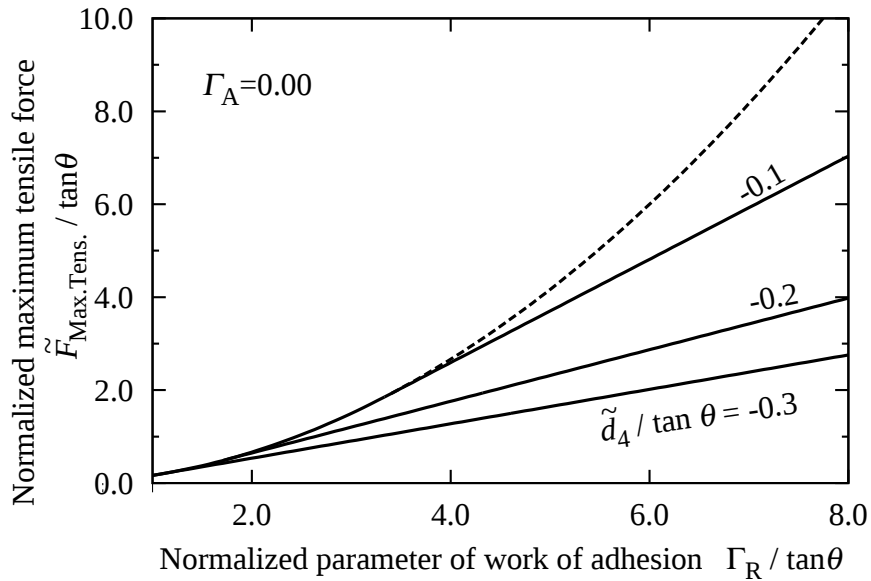


図 41 Relation between the normalized maximum tensile force and the normalized parameter of work of adhesion for the receding for the adhesion between the elastic beam and the substrate considering adhesion hysteresis in case for $\Gamma_A = 0.00$, and $\tilde{d}_4/\tan\theta = -0.1, -0.2$, and -0.3 .

$$\frac{\tilde{d}_5}{\tan \theta} > -\frac{2}{3 \frac{\Gamma_R}{\tan \theta}} \quad (5.6)$$

である。凝着ヒステリシスを考えたときの l_4 と d_5 の関係は Eq.(5.3) であるので B_5 が極小値よりも右側にあるための l_4 の条件は

$$\frac{\Gamma_R}{\tan \theta} \tilde{l}_4 < 1 \quad (5.7)$$

となる。この時、最大引張力は Eq.(4.24) において Γ を Γ_R に置き換えたものとなる。Eq.(5.7) を満たさないとき、引張力は B_5 で最大となる。 B_5 での引張力は Eq.(4.10) より

$$\frac{\tilde{F}_{\text{Max.Tens.}}}{\tan \theta} = -\frac{1}{\tilde{l}_4^3} \left(\frac{\tilde{d}_5}{\tan \theta} + \frac{\tilde{l}_4}{2} \right) \quad (5.8)$$

である。 $\tilde{d}_5$ は Eq.(5.3) より $\tilde{l}_4$ の関数として

$$\frac{\tilde{d}_5}{\tan \theta} = -\frac{\tilde{l}_4}{3} \left(\frac{\Gamma_R}{\tan \theta} \tilde{l}_4 + 1 \right) \quad (5.9)$$

と表せる。 $\Gamma_A > 0$ のとき、 l_4 と d_4 の関係は Eq.(5.2) である。よって、Eqs.(5.2), (5.8), (5.9) より最大引張力は

$$\frac{\tilde{F}_{\text{Max.Tens.}}}{\tan \theta} = \frac{2 \frac{\Gamma_A}{\tan \theta}}{3 \left(\sqrt{1 - 12 \frac{\Gamma_A}{\tan \theta} \frac{\tilde{d}_4}{\tan \theta}} - 1 \right)} \left(\frac{\Gamma_R}{\tan \theta} - \frac{\frac{\Gamma_A}{\tan \theta}}{\sqrt{1 - 12 \frac{\Gamma_A}{\tan \theta} \frac{\tilde{d}_4}{\tan \theta}} - 1} \right) \quad (5.10)$$

と求まる。 $\Gamma_A = 0$ のとき、 l_4 と d_4 の関係は Eq.(5.4) である。よって Eqs.(5.4), (5.8), (5.9) より最大引張力は

$$\frac{\tilde{F}_{\text{Max.Tens.}}}{\tan \theta} = -\frac{\frac{\Gamma_R}{\tan \theta}}{9 \frac{\tilde{d}_4}{\tan \theta}} - \frac{1}{54 \left(\frac{\tilde{d}_4}{\tan \theta} \right)^2} \quad (5.11)$$

と求まる。変位 d_4 は、Approaching 過程から Receding 過程へ切り替わるときの変位であり、一番基板に近づいている状態での変位である。従って、 d_4 は最大押し込み量である。図 41 には $\Gamma_A = 0$ における最大引張力と $\Gamma_R / \tan \theta$ の関係を図示した。破線は凝着ヒステリシスがない場合の最大引張力 Eq.(4.24) を示す。Eq.(5.7), 及び Eq.(5.4) より、最大引張力に最大押し込み量が影響を及ぼす条件は

$$\frac{\Gamma_R \tilde{d}_4}{\tan^2 \theta} < -\frac{1}{3} \quad (5.12)$$

である。この範囲では凝着ヒステリシスにより最大押し込み量 $\tilde{d}_4 / \tan \theta$ が少なくなるほど最大引張力が小さくなる。また、 Γ_R が大きいほど、最大押し込み量が最大引張力に及ぼす影響が大きくなる。最大押し込み量と最大引張力の関係を図 42 に示す。梁が基板に近づくほど最大引張力が増加することがわかる。増加する範囲では Eq.(5.10) が成り立つ。さらに近づく d_4 に対する変化はなくなる。この範囲では Eq.(4.24) が成り立つ。

図 43, 44 にはゲル素材とシリコンゴム素材の実験における最大引張力と最大押し込み量の関係を示す。ゲル素材では Γ_R が 10 に近い、もしくは大きい値だったのに対し、シ

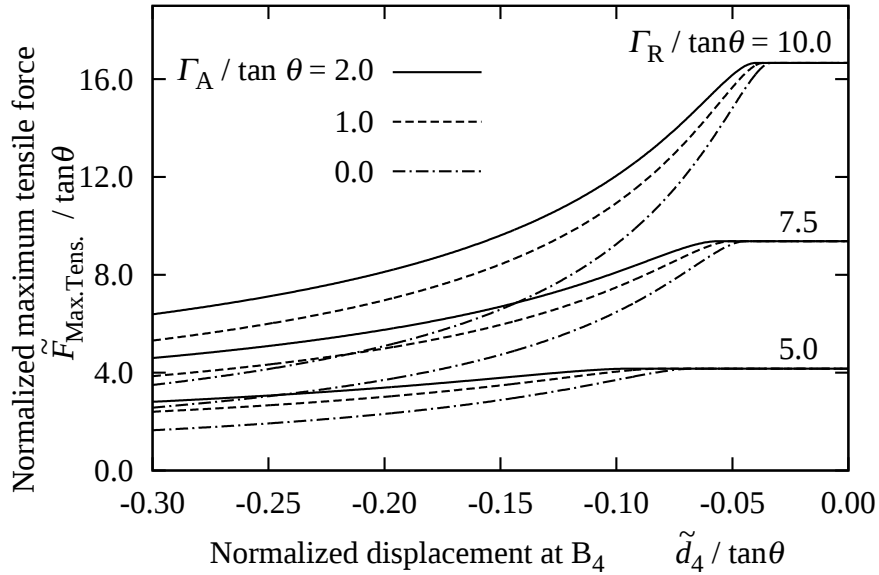


図 42 Relation between the normalized maximum tensile force and the normalized displacement for the adhesion between the elastic beam and the substrate considering adhesion hysteresis in case for $\Gamma_A / \tan \theta = 0.0, 1.0$, and 2.0 , and $\Gamma_R / \tan \theta = 5.0, 7.0$, and 10.0 , respectively.

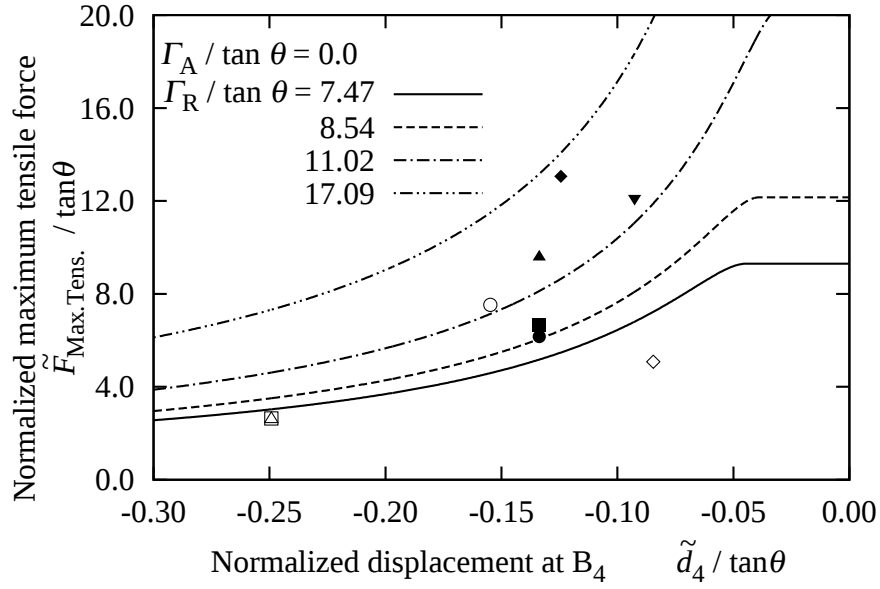


図 43 Experimental results of the relation between the normalized maximum tensile force and the normalized displacement using gel as the elastic beam.

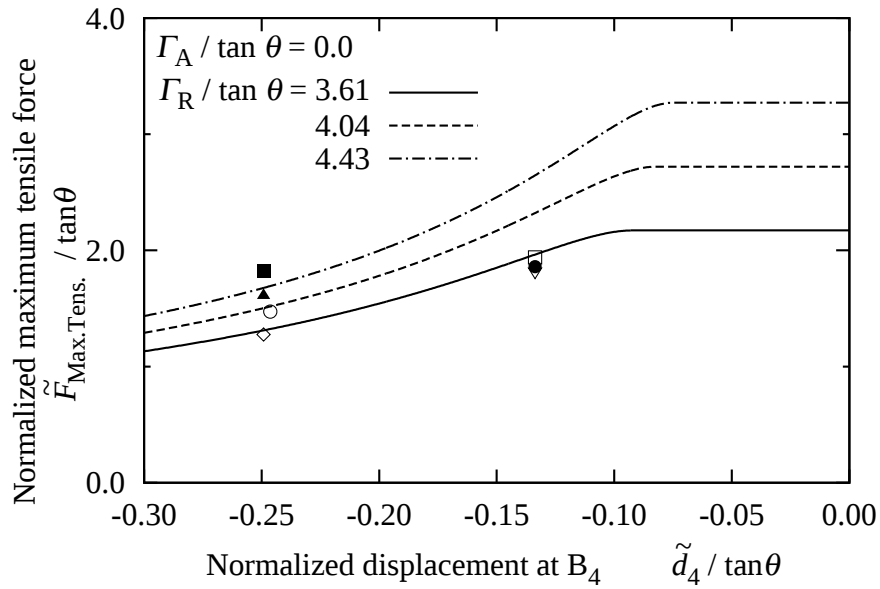


図 44 Experimental results of the relation between the normalized maximum tensile force and the normalized displacement using the silicone rubber as the elastic beam.

リコンゴム素材では 5 より小さい値だった。 Γ_R が大きい値ほど、最大押し込み量に対する最大引張力の変化が大きいため、ゲル素材のほうがシリコンゴム素材よりもより大きな変化が観測された。

5.3 梁の角度が梁側面凝着モデルに及ぼす影響の理論的検討

5.3.1 凝着力と梁の角度の関係

第 4 章では梁の傾きを固定した場合の力の変化を考えた。けれども、実際に把持・脱離する場合、梁の角度を自由に制御できる機構を作ることにも可能である。凝着ヒステリシスを考えた梁側面凝着モデルにおける最大引張力と梁・基板間の角度 θ の関係を整理すると $\tan \theta < \Gamma_R \tilde{l}_4$ で

$$\tilde{F}_{\text{Max.Tens.}} = \frac{\Gamma_R}{3\tilde{l}_4} - \frac{\tan \theta}{6\tilde{l}_4^2} \quad (5.13)$$

$\Gamma_R \tilde{l}_4 < \tan \theta < \Gamma_R$ で

$$\tilde{F}_{\text{Max.Tens.}} = \frac{\Gamma_R^2}{6 \tan \theta} \quad (5.14)$$

$\Gamma_R < \tan \theta$ で

$$\tilde{F}_{\text{Max.Tens.}} = \frac{\Gamma_R}{3} - \frac{\tan \theta}{6} \quad (5.15)$$

となる。この関係を図 45 に示す。凝着ヒステリシスを考慮しない場合、 $\tan \theta < \Gamma_R \tilde{l}_4$ においても Eq.(5.14) となり、破線で示すように θ が小さい範囲において急激に最大引張力に変化する。しかしながら、実際には凝着ヒステリシスの影響でそのような変化は起きない。また $\tilde{l}_4$ が小さいほど θ が小さな範囲において最大引張力がより変化することがわかる。第 5 章の実験では Γ_R がおよそ 1 から 2.5 程度であり、 $\tilde{l}_4$ がおよそ 0.3 以上であった。また梁の傾きがおよそ 0.2[rad] 程度であったので、先の実験条件において 2 倍ほどに傾けることにより数十 % 程度の最大引張力の減少が見込めると考えられる。

5.3.2 現実的なパラメータを用いた考察

ヤモリの Spatula の各パラメータはおおよそヤング率 2[GPa]、凝着仕事 0.01[J/m²]、長さ 200[nm]、幅 200[nm]、厚さ 5[nm] であるとされる [28, 34]。Spatula 1 本に働く凝着力は Atomic force microscope (AFM) による測定によっておよそ 5~10[nN] であると報告されている [52]。

上記のパラメータ値における Γ_R はおよそ 3.0 である。この時梁に働く基板垂直方向の力を示したのが図 46 である。この時縦軸のパラメータは [nN] で表示してるので注意し

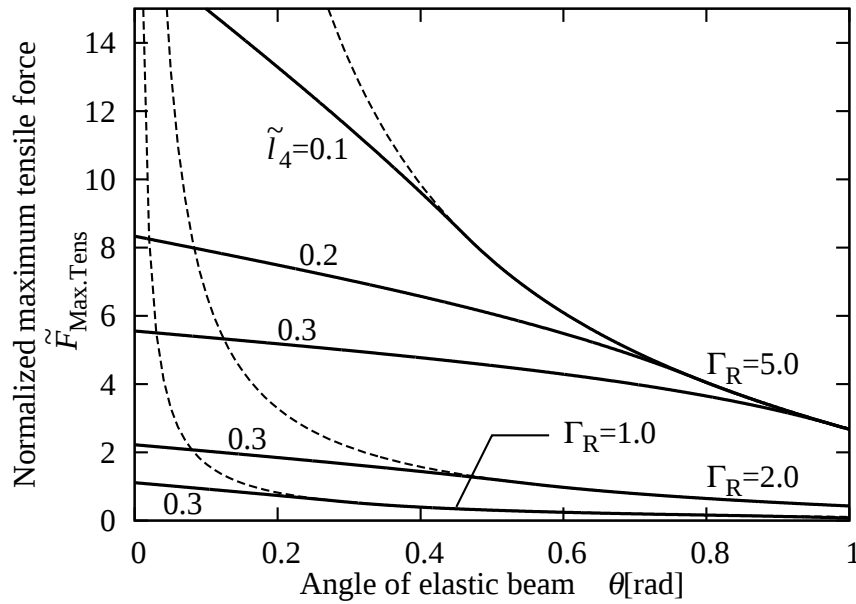


図 45 Relation between the normalized maximum tensile force and the angle of the elastic beam for the adhesion between the elastic beam and the substrate.

なければならない。角度がおおよそ $0.1 \sim 0.3$ [rad] の範囲において実際の Spatula の値とおおよそ合う結果が得られた。カタツムリと平面弾性体凝着モデルでは凝着界面が理想的な状態である凝着モデルの方がより大きな凝着力の解が導出されたが、ヤモリの Spatula と梁側面凝着モデルではそれほど大きな差は存在しない。これは、Spatula のサイズにおいては表面粗さの影響を受けにくい上に、粘液なども存在しないと考えられるために界面において綺麗な凝着面が形成出来ており、ヤモリの手足の着脱において凝着が支配的な要因となっているためであると考えられる。

5.4 梁側面凝着モデルにおける最大引張力制御の可能性

梁側面凝着モデルにおいてエネルギー平衡による解析的な議論と凝着ヒステリシスによる影響の議論を行うとこで、梁に働く最大引張力が梁の角度に依存することが解析的に示された。

梁の角度と最大引張力の関係より、梁が基板に平行に近い状態のほうが凝着力が大きく把持に適しており、梁根元の傾きを基板に垂直に近づけるほど最大引張力を減少させることができることが示された。つまり θ が小さい状態では最大引張力が大きくなり把持に適しており、逆に θ が大きい状態では最大引張力が減少し脱離に適している。また、最大引

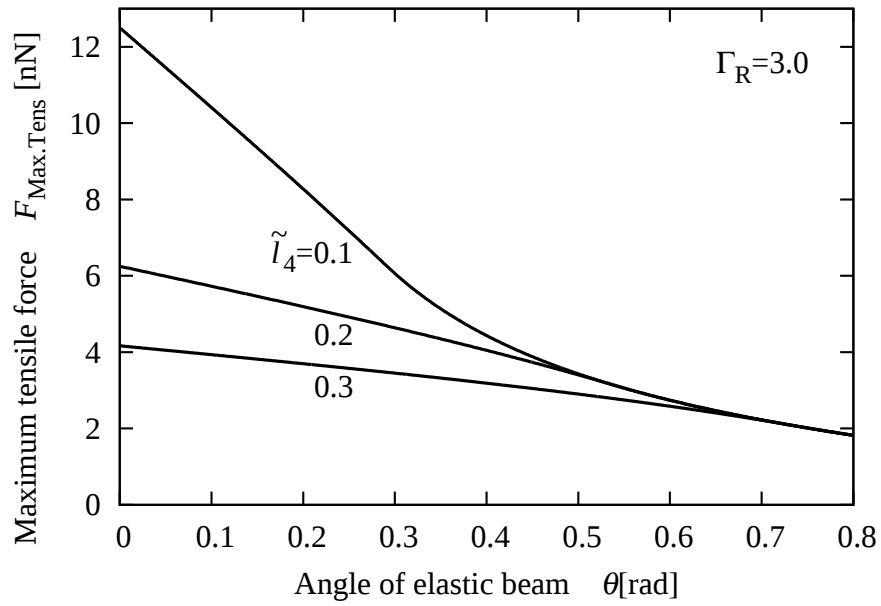


図 46 Relation between the maximum tensile force [nN] and the angle of the elastic beam [rad] for the adhesion between the elastic beam and the substrate in case for $\Gamma_R = 3.0$ and $\tilde{l}_4 = 0.1, 0.2$, and 0.3 .

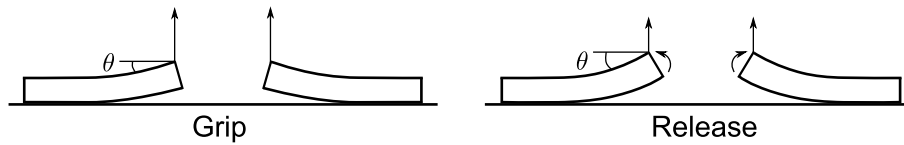


図 47 Schematic image of the grip and release process for the adhesion between the elastic beam and the substrate.

張力の変化は引き揚げ開始時の非凝着部長さに深く関係しており、把持をする際により多くの梁側面が凝着しているほど、梁を回転させ脱離する際の凝着力変化が大きいことも示された。図 47 に示すような八の字状に梁を 2 本並べるような凝着デバイスを作成すれば、梁を寝かした状態にしたうえで梁側面をできるだけ凝着させて把持し、梁を回転させることで凝着力を減少させ、脱離することが可能であるといえる。

5.5 結言

シリコンゴムとゲル素材を用いた梁側面凝着モデルの検証実験により、凝着ヒステリシスが観測され、凝着仕事は凝着ヒステリシスの影響を受けることを考慮した場合の凝着力が解析的に導出された。

凝着ヒステリシスを考慮した梁側面凝着モデルにおいて、角度の変化が最大引張力に及ぼす影響を議論した。その結果、角度 θ が小さいほど最大引張力が増加することが分かった。また、Approaching 過程における最大押し込み量が大きいほど角度による凝着力の変化が大きいことも示された。以上より、梁の角度を制御することで最大引張力を増減させ、把持・脱離できる可能性があることが示された。

6 結論

本論文では固体間凝着力を制御することによる把持と脱離を検討した。凝着力を議論するモデルとして平面弾性体凝着モデルと梁側面凝着モデルを考えた。平面弾性体凝着モデルは正弦波状表面粗さと周期欠陥を有する剛体に半無限平面弾性体が凝着するモデルである。梁側面凝着モデルは平面基板に弾性梁の側面が凝着するモデルである。

第2章では平面弾性体凝着モデルにおいて、系全体のエネルギー平衡状態を議論することにより、凝着力 (最大引張応力) が弾性率の関数として解析的に求められた。

第3章では欠陥の有しない平面弾性体凝着モデルにおいて、最大引張応力が弾性率により変化することが実験的に示された。また、弾性率・正弦波表面粗さと波長と振幅・欠陥の幅により弾性率に対する最大引張応力の変化が異なり、弾性率の約 $1/2$ 乗で比例する場合、約 $1/3$ 乗で比例する場合、弾性率の増加に対して減少する場合があることが解析的に示された。また、それぞれの変化に対する各パラメータの条件について議論された。

第4章では梁側面凝着モデルにおいて、梁が基板に対して Approaching する過程、Receding する過程の梁根元・基板間の変位と力の関係が解析的に求められた。また、凝着力 (最大引張力) が求められた。

第5章では梁側面凝着モデルにおいて、梁に働く力と変位の関係が実験的に求められ、凝着ヒステリシスの影響が議論された。また、梁の角度が最大引張力に与える影響が解析的に議論された。

平面弾性体凝着モデルでは弾性率を変化させることで、梁側面凝着モデルでは梁の角度を変化させることで、固体間凝着力の制御をし、把持と脱離が行える可能性があることが示された。

Appendix

1. 正弦波状表面粗さを有する剛体への平面弾性体凝着モデルにおける理論解析

正弦波粗さを持つ剛体に半無限平面弾性体が凝着するモデルでは表面粗さを $h_0 \ll \lambda$ と仮定する。また応力状態は平面ひずみとする。弾性体のヤング率・ポアソン比を E_1, ν_1 、剛体のヤング率・ポアソン比を E_2, ν_2 とし、 $1/E^* = (1 - \nu_1^2)/E_1 + (1 - \nu_2^2)/E_2$ となる E^* を弾性率と呼ぶ。特に $E_1 \ll E_2$ の場合、 $E^* = E_1/(1 - \nu_1^2)$ となる。外圧を p 、凝着幅を $2a$ とする。系全体のエネルギー U_{total} は弾性エネルギー項 U_{elastic} 、凝着仕事による項 U_{surface} 、および機械的ポテンシャルエネルギー項 $U_{\text{m.p.}}$ の和と定義され、

$$U_{\text{total}} = U_{\text{elastic}} + U_{\text{surface}} + U_{\text{m.p.}} \quad (6.1)$$

と表せる。これは軸対象放物物体の凝着理論である Johnson-Kendall-Robert(JKR) 理論 [9] と同様である。

弾性エネルギー U_{elastic} は凝着のない場合に接触幅が $2a$ に増加するまでに外力がする仕事と接触幅を $2a$ に固定したまま圧力が p となるまで弾性変形させる間に外部がする仕事の和となり、

$$U_{\text{elastic}} = \frac{E^* \pi h_0^2}{4} \sin^4 \left(\pi \frac{a}{\lambda} \right) - \frac{\lambda^2 p^2}{E^* \pi} \ln \left(\sin \left(\pi \frac{a}{\lambda} \right) \right) + \frac{\lambda p^2}{2E^*} [y]_0^\infty \quad (6.2)$$

と表せる [11]。Eq.6.2 の右辺括弧内の第 3 項は無限大となる。これは半無限弾性体を垂直方向 (y 方向) に加圧した場合の変位を表す項であり、接触幅 $2a$ には依存しない。

接触により凝着が発生すると表面が界面へと変化するために表面・界面自由エネルギー差だけエネルギーが変化する。これは、界面を引き剥がし表面とするために必要とされる単位面積当りの仕事 (凝着仕事) $\Delta\gamma$ と等しい。実際の接触部は曲面であるが、幅 $2a$ だけ凝着する場合の単位奥行きあたりの凝着面積を $2a$ と近似すると

$$U_{\text{surface}} = -2a\Delta\gamma \quad (6.3)$$

と表せる。

機械的ポテンシャルエネルギーは弾性体上面の変位から求めることができ、

$$U_{\text{m.p.}} = -\lambda p h_0 \sin^2 \left(\pi \frac{a}{\lambda} \right) + \frac{2\lambda^2 p^2}{E^* \pi} \ln \left(\sin \left(\pi \frac{a}{\lambda} \right) \right) - \frac{\lambda p^2}{E^*} [y]_0^\infty \quad (6.4)$$

と表せる [11]。Eq.(6.4) の第 3 項も垂直方向の変位を表す式であり、接触幅には関係がない。

凝着幅 $2a$ に関係のない項を除いた系全体のエネルギーの曲線を複数の圧力において図示したものが図 48 となる。ただし、系全体のエネルギーは $\tilde{U}_{\text{total}} = U_{\text{total}}/(\lambda^2 E^*)$ と無次元化された。ある圧力 p を与えた際、凝着幅は極小点で安定平衡となる。この条件を図 48 に破線で示す。平衡状態の条件式として

$$\frac{\partial U_{\text{total}}}{\partial a} = 0 \quad (6.5)$$

が与えられる。Eqs.(6.1)-(6.5) より、圧力と接触幅の関係は Eq.(2.2) と表すことができる。Eq.(2.2) は Johnson により応力拡大係数を用いて算出された圧力と凝着幅の関係式 [32] に一致する。図 10-15 における系全体のエネルギーも Eqs.(6.1)-(6.4) を用い計算された。

正弦波の表面粗さのみが存在するモデルにおいては、 $\Psi = 2\Delta\tilde{\gamma}/(\pi\tilde{h}_0)^2 < 3^{1.5}/2^4$ のとき、圧力を加えることで凝着幅が増え、ある圧力を超えると完全に接触する。また $\Psi > 3^{1.5}5^{2.5}/2^8$ のときは無条件に完全接触状態に移行し、 $3^{1.5}5^{2.5}/2^8 > \Psi > 3^{1.5}/2^4$ のときは適切な負の圧力 (張力) を与え続けると完全接触へと移行する。接触幅 $2\tilde{a} = 1.0$ (i.e. $\tilde{a} = 0.5$) におけるエネルギー曲線の傾きは必ず負のため、完全に接触した後に脱離が起こることは弾性変形の範囲内では理論上ありえない [11]。しかしながら、実際の接触問題においては境界部のエッジの影響や表面上の様々な欠陥の影響などにより応力集中が起き、その場所から剥離が起きると考えられる。

脱離時の圧力を $\sigma_{\text{sep.}}$ とし、 $\check{\sigma}_{\text{sep.}} = \sigma_{\text{sep.}}/(\Delta\gamma/\lambda)$, $\check{E}^* = E^*/(\Delta\gamma/\lambda)$ と無次元化すると $\check{\sigma}_{\text{sep.}}$ と $\check{E}^*$ の関係は図 49 のように求まる。二点鎖線より左側は $\Psi > 3^{1.5}5^{2.5}/2^8$ の範囲であり、無条件で完全接触となる。一点鎖線と二点鎖線の間は $3^{1.5}5^{2.5}/2^8 > \Psi > 3^{1.5}/2^4$ の範囲であり、圧力 0 の状態で接触をした場合、凝着幅が増加しないように適切な引張応力を与えないと完全接触となる範囲である。実線は脱離時の最大引張応力を示す。脱離時の力は Eq.(2.2) と Eq.(2.5)(ただし、 $\tilde{a}$ と $\tilde{a}^*$ を $\tilde{a}_0$ へ置き換え) により

$$\check{\sigma}_{\text{sep.}} = \frac{4 \cos^2(\pi\tilde{a}_0) - 1}{8\pi\tilde{h}_0 \sin(\pi\tilde{a}_0) \cos^5(\pi\tilde{a}_0)} \quad (6.6)$$

となるが、 $\tilde{a}_0 \rightarrow 0$ のとき、厳密に Eq.(2.6) となる。図 49 には近似式である Eq.(2.6) が破線で示されている。この図から $\Psi = 3^{1.5}5^{2.5}/2^8$ 近傍では多少のずれがあるものの、ほとんどの範囲で Eq.(2.6) が Eq.(6.6) のよい近似となっていることがわかる。

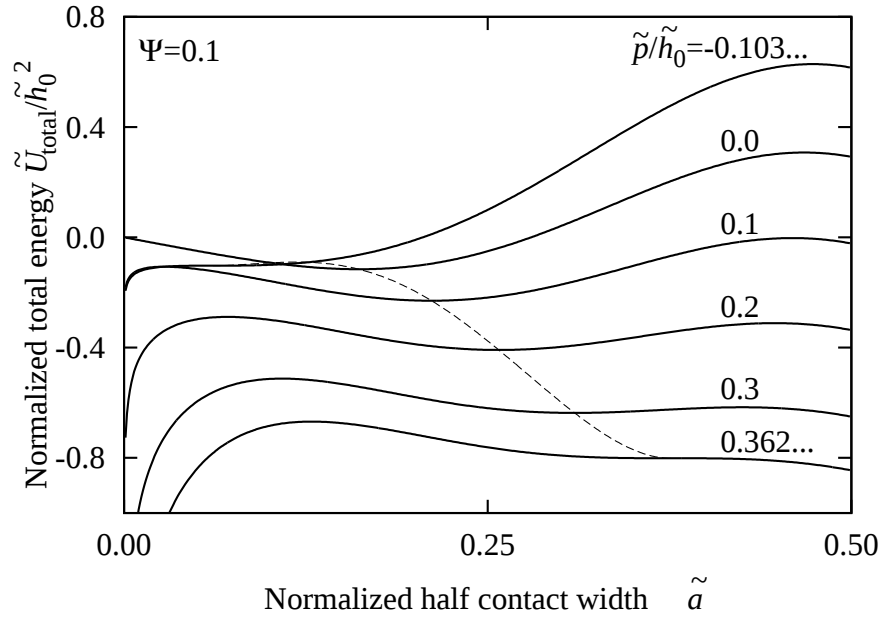


Figure 48 Relation between the normalized total energy and the normalized half contact width for adhesion contact between the flat elastic body and the rigid body with surface roughness and without defect in case for $\tilde{p}/\tilde{h}_0 = -0.103...$, 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, and 0.362....

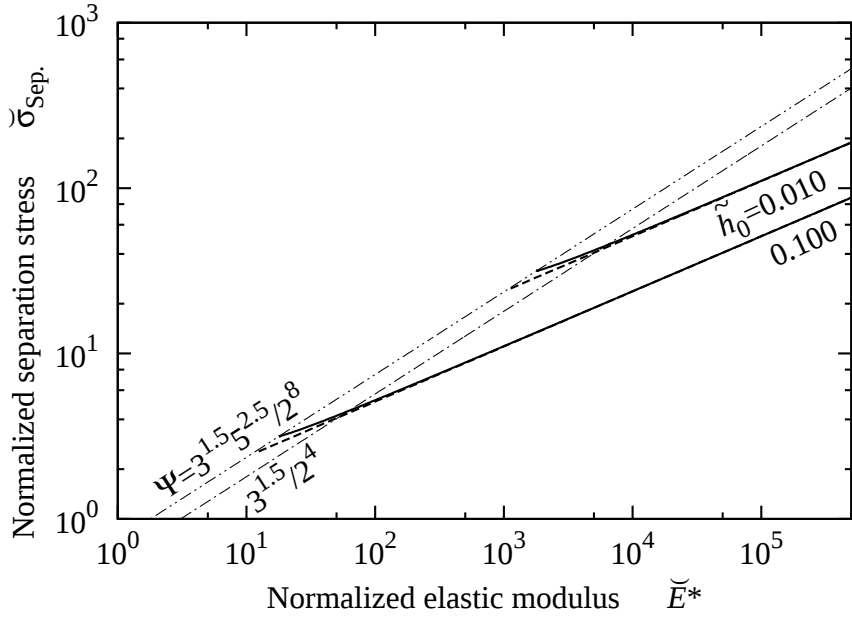


Figure 49 Relation between the normalized separation stress and the normalized elastic modulus for adhesion between the flat elastic body and the rigid body with surface roughness and without defect in case for $\tilde{h}_0 = 0.010$, and 0.100.

2. 周期き裂における脆性破壊理論と平面弾性体凝着モデルの比較

Griffith は平板内に長さ $2c$ の単一き裂がある場合のき裂進展条件となる応力を応力状態が平面応力と平面ひずみ両方の場合においてエネルギー平衡状態を考えることで導出した [8]。この際、弾性エネルギーはき裂を直径とする円内部の範囲において計算した。Orowan は楕円孔周辺の応力分布から弾性エネルギーを算出することにより、円内部の弾性エネルギーの 2 倍のエネルギーが平板全体において開放されることを導いた [53]。平面応力状態において解放される弾性エネルギー W_e は

$$W_e = \pi c^2 \sigma^2 / E \quad (6.7)$$

となり、平面ひずみ状態においては

$$W_e = (1 - \nu^2) \pi c^2 \sigma^2 / E \quad (6.8)$$

となる。ただし、 σ は板を外から引く圧力、 E はヤング率、 ν はポアソン比である。また、表面エネルギーの変化は

$$W_s = 4\alpha c \quad (6.9)$$

となる。ただし、 α は単位面積当りの表面エネルギーである。エネルギーの平衡状態よりき裂の進展条件は

$$\frac{d}{dc} (W_e - W_s) = 0 \quad (6.10)$$

であるため、平面応力状態におけるき裂進展条件は

$$\sigma_{\text{Griffith}} = \sqrt{\frac{2\alpha E}{\pi c}} \quad (6.11)$$

であり、平面ひずみ状態では

$$\sigma_{\text{Griffith}} = \sqrt{\frac{2\alpha E}{\pi c(1 - \nu^2)}} \quad (6.12)$$

となる。Eq.(6.10) はエネルギー曲線の極大値を求めており、不安定平衡の条件である。従って、応力がき裂進展条件以下であればき裂は進展せず、条件を超えると破断が起こるまでき裂が進展する条件式となる。つまり、脆性破壊における破断条件である。ここで、き裂の長さ $2c$ は正弦波の表面粗さと欠陥を有する凝着モデルにおいては欠陥の長さ $\lambda - 2a^*$ に相当し、亀裂の進展で生まれる表面エネルギー α は凝着モデルにおける表面・

界面エネルギー差 $\Delta\gamma$ に相当する。平面ひずみ状態のき裂進展条件 Eq.(6.12) においてこれらのパラメータの置き換えを行い、前述の脱離時の引張応力に合わせて無次元化を行うと

$$\check{\sigma}_{\text{Griffith}} = \sqrt{\frac{2\check{E}^*}{\pi(0.5 - \tilde{a}^*)}} \quad (6.13)$$

となる。

Koiter は単一き裂に加え、周期き裂における弾性エネルギーを求めた [31]。このとき、き裂長さ $2c$ が $2b$ の間隔ごとに存在するとし ($b > c$)、平面ひずみ状態において解放される 1 周期分の弾性エネルギーは

$$W_e = -\frac{8b^2\sigma^2(1-\nu^2)}{\pi E} \log \cos \frac{\pi c}{2b} \quad (6.14)$$

となる。Eq.(6.10) より平面ひずみ状態でのき裂進展条件は

$$\sigma_{\text{periodic}} = \sqrt{\frac{\alpha E}{b(1-\nu^2) \tan\left(\frac{\pi c}{2b}\right)}} \quad (6.15)$$

と求まる。ここで、き裂の間隔 $2b$ は第 2・3 章の凝着モデルにおいて欠陥の周期 λ に相当することから Eq.(6.13) と同様に Eq.(6.15) において無次元化を行うと

$$\check{\sigma}_{\text{periodic}} = \sqrt{\frac{2\check{E}^*}{\tan \pi(0.5 - \tilde{a}^*)}} \quad (6.16)$$

となる。欠陥が小さく、 $\tilde{a}^* \rightarrow 0.5$ のとき Eq.(6.16) が Eq.(6.13) に一致する点は興味深い。また、Eq.(2.9) は $\tilde{h}_0 \rightarrow 0$ のとき、

$$\begin{aligned} \check{\sigma}_{\text{sep.}} &= \sqrt{2 \tan(\pi \tilde{a}^*)} \times \check{E}^{*1/2} \\ &= \sqrt{\frac{2}{\tan \pi(0.5 - \tilde{a}^*)}} \times \check{E}^{*1/2} \end{aligned} \quad (6.17)$$

となり、Eq.(6.16) に一致することがわかる。

3. 梁側面凝着モデルにおける仮定の考察

第4章、第5章では古典的な初等の梁理論 (Bernoulli-Euler 梁) に基づく議論を行った。この梁理論は材料力学において広く用いられているが、断面は平面保持、断面形は不変、応力は一軸応力状態と仮定しており、せん断応力が存在する場合など多くの梁変形の議論において厳密には成り立たない。それにもかかわらず、梁問題における解析解を得るために初等の梁理論が多く用いられるのは初等の梁理論の仮定が様々な場面においてよい近似となっているからであると考えられる。しかしながら、せん断変形が無視できない場合など初等の梁理論が成り立たない条件も多くある。これは厚さのある梁の変形は一軸応力ではなくせん断応力が存在するためであり、厚さが長さに対して十分に短い条件でのみ初等の梁理論が近似解として用いられることを示している。

二次元問題において x, y の変位の関数 u, v とするとひずみ成分 ($\varepsilon_x, \varepsilon_y, \gamma_{xy}$) は

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \varepsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \gamma_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}$$

と表される。この関係より、適合条件式

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_y}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \gamma_{xy}}{\partial x \partial y}$$

を得る。また平面応力状態の場合、応力 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$) とひずみ成分の関係 (フックの法則) は

$$\varepsilon_x = \frac{1}{E}(\sigma_x - \nu\sigma_y), \quad \varepsilon_y = \frac{1}{E}(\sigma_y - \nu\sigma_x), \quad \gamma_{xy} = \frac{1}{G}\tau_{xy} = \frac{2(1+\nu)}{E}\tau_{xy}$$

である。物体力が存在しないか、または一定の場合、つり合い式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \rho g &= 0 \end{aligned}$$

を得る。ただし、 ρ は物体の単位体積当たりの質量、 g は重力加速度である。フックの法則及びつり合い式を用いることで適合条件式を応力成分で表すと

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) (\sigma_x + \sigma_y) = 0$$

となる。

$$\sigma_x = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \rho g y$$

$$\sigma_y = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \rho g y$$

$$\tau_{xy} = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y}$$

を満たす x と y の任意の関数 ϕ はつり合い式を満たす。これを応力関数と呼ぶ。応力関数 ϕ は適合条件も満たすので、応力関数 ϕ は

$$\frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} = 0 \quad (6.18)$$

を満足しなければならないことが分かる。従って、ある変形に対応する応力関数が既知の場合には、Eq.(6.18) より厳密な解を求めることができる。応力関数を用いる方法の導出は Ref [55] を参考にした。

応力関数を用いる方法による片持ち梁の変形において山川は直交異方性弾性板理論の代数による解、フーリエ級数による解と初等の梁理論の比較検討をしている [54]。それによると、代数による解は固体端における境界条件が完全に満足できないため、ある極限においてのみ厳密な解となるが、解析的にたわみが求まるのに対し、フーリエ級数による解は境界条件を満足できるが、数値解析でのみたわみを求めることができるとされる。

本項では等質・等方性の弾性材料を前提とし、初等の梁理論を用いる方法と多項式の応力関数を用いる方法を比較しながら初等の梁理論の仮定、およびそれによる梁側面モデルへの影響を解析的に議論する。今回の議論では梁の変形を二次元弾性問題として扱い、平面応力状態を考える。梁の長さ、厚さ、幅はそれぞれ L, H, W とする。

(3.1) 初等の梁理論における仮定

初等の梁理論 (Bernoulli-Euler 梁) における仮定を考慮し、梁の変形式 (たわみ曲線) を導出する。梁があるモーメント M を受けるとき、梁の軸線は曲がる。たわんだ梁のある一点が曲率半径 R を持つときのたわみ角を θ とし、微小長さ ds だけ移動したときのたわみ角の変化を $d\theta$ とすると、移動前後の2点と曲率中心のなす角は $d\theta$ である (図 50)。従って

$$ds = -R d\theta \quad (6.19)$$

である。また移動前後の2点間の x, y 方向の変位を dx, dy とすると

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 \quad (6.20)$$

$$\theta = \tan^{-1} \frac{dy}{dx} \quad (6.21)$$

が得られる。また Eq.(6.20) より

$$\frac{ds}{dx} = \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} \quad (6.22)$$

が、Eq.(6.21) より

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{\frac{d^2y}{dx^2}}{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} \quad (6.23)$$

を得る。

次に x 軸上のある点における応力 σ_x からこの点におけるモーメント M を求める。中心軸からの距離 (厚さ方向) を h とすると $h = 0$ (中心線) で二点間の長さが $-Rd\theta$ であるのに対し、 h だけ中心線から離れた位置では $-(R+h)d\theta$ となる。つまり x でのひずみは

$$\varepsilon_x = \frac{-(R+h)d\theta}{Rd\theta} - 1 = \frac{h}{R} \quad (6.24)$$

となる。ここで、 y 軸方向のひずみがゼロ ($\varepsilon_y = 0$) とする断面不変の仮定、せん断変形がゼロ ($\gamma_{xy} = 0$) とする平面保持の仮定を考える。さらに微小ひずみ $\varepsilon_x \ll 1$ を仮定し、フックの法則が成り立つとすると

$$\sigma_x = E \frac{h}{R} \quad (6.25)$$

が導出される。ここでも y 軸方向の応力がゼロ ($\sigma_y = 0, \tau_{xy} = 0$) とする一軸応力を仮定している。この結果、せん断応力による影響は初等の梁理論では無視されていることが分かる。よってモーメント M は

$$M = W \int_{-H/2}^{H/2} \sigma_x h dh = \frac{EI}{R} \quad (6.26)$$

と求まる。以上のように平面保持、断面不変、一軸応力の仮定を導入することでモーメントを導出できることに注意しなければならない。

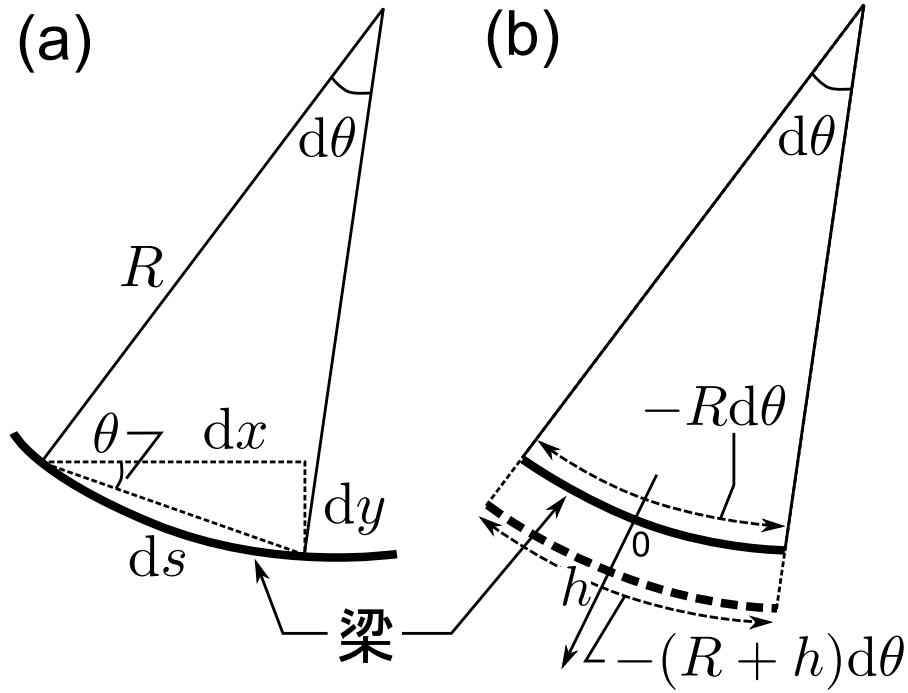


図 50 Schematic image of deflection curve of beam.

Eqs.(6.19),(6.22),(6.23) 及び Eq.(6.26) から

$$-\frac{1}{R} = \frac{\frac{d^2y}{dx^2}}{\left(1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right)^{3/2}} = -\frac{M}{EI} \quad (6.27)$$

が求まる。特に、微小変形で $dy/dx \ll 1$ のとき初等梁理論で広く用いられるたわみ曲線に関する関係式

$$\frac{d^2y}{dx^2} = -\frac{M}{EI} \quad (6.28)$$

が求まる。

(3.2) 応力関数を用いた方法

物体力が存在しないか、または一定の場合の二次元弾性変形問題では応力関数 ϕ が

$$\frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4 \phi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \phi}{\partial y^4} = 0 \quad (6.29)$$

を満たせば良いことが示された。また重力を無視できるとき応力は

$$\sigma_x = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \quad (6.30)$$

$$\sigma_y = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \quad (6.31)$$

$$\tau_{xy} = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \quad (6.32)$$

となる。

多項式の応力関数を考えるとき、例えば

$$\phi = \frac{d_3}{6} y^3 \quad (6.33)$$

とすると $\sigma_x = d_3 y$, $\sigma_y = 0$, $\tau_{xy} = 0$ であり、純曲げ (pure bending) となる。ただし、 d_3 は係数である。高次の多項式において係数を調整することで様々な応力・せん断応力の関数を導くことはできる。しかしながら、梁の変形を考える上で適切な応力関数が求まることは稀である上、ある 1 点での拘束条件しか与えることができないため固定端が存在する場合は端部の面全体において傾きもしくはひずみが条件を満たすことはない。

以下に、本論文第 4 章で導出された梁の変形及び弾性エネルギーを、多項式の応力関数を用いる方法により導出した場合の結果を示し、両者を比較検討する。

(3.2.1) 線接触状態

梁側面凝着モデルの線接触状態において議論されたのは、片持ち梁が先端の集中荷重 F によって曲げを受ける場合であった。片持ち梁における多項式型応力関数として

$$\phi = b_2 xy + \frac{d_4}{6} xy^3$$

がある。 b_2 , d_4 はせん断力が梁の上面・仮面でゼロとなる条件及びせん断力の合力が F に等しい条件より決まる。このとき応力は

$$\sigma_x = \frac{Fxy}{I}$$

$$\sigma_y = 0$$

$$\tau_{xy} = \frac{F}{2I} \left(\frac{H^2}{4} - y^2 \right)$$

を得る。 x, y 軸に平行な微小変位成分 u, v に関する関係式はフックの法則から平面応力状態では

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial x} &= \varepsilon_x = \frac{\sigma_x - \nu \sigma_y}{E} = \frac{Fxy}{EI} \\ \frac{\partial v}{\partial y} &= \varepsilon_y = \frac{\sigma_y - \nu \sigma_x}{E} = -\frac{\nu Fxy}{EI} \\ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} &= \gamma_{xy} = \frac{\tau_{xy}}{G} = \frac{F}{2IG} \left(\frac{H^2}{4} - y^2 \right)\end{aligned}$$

と導ける。ただし、 G はせん断弾性係数である。梁側面凝着モデルでは、 $x = 0, y = 0$ で $u = 0, v = 0$ とした。また固定端部中心点における断面の鉛直要素が角度 θ の傾きを持って拘束させる条件 ($x = L, y = 0$ で $\partial u / \partial y = \tan \theta$) を用いることにより、変位 u, v はそれぞれ

$$u = \frac{Fy}{2EI} (x^2 - L^2) + \frac{\nu Fy^3}{6EI} - \frac{Fy^3}{6IG} + y \tan \theta \quad (6.34)$$

$$v = -\frac{\nu Fxy^2}{2EI} - \frac{Fx}{6EI} \left(x^2 - 3L^2 - \frac{3(1+\nu)H^2}{2} \right) - x \tan \theta \quad (6.35)$$

と求まる。変位 u の関数から、この場合中立面が中心線上に存在することが分かる。しかし、 $\gamma_{xy} \neq 0, \varepsilon_y \neq 0, \tau_{xy} \neq 0$ より平面保持の仮定、断面不変の仮定と一軸応力の仮定が崩れていることが分かる。

ちなみに、第4章で初等の梁理論を用いる方法で導出した梁の変位を応力関数を用いる方法で導出した変位とそろえた表記に書き直すと、モーメントが $M = Fx$ であるため y 軸方向の変位 v は

$$v = \frac{Fx}{6EI} (3L^2 - x^2) - x \tan \theta \quad (6.36)$$

となる。 $y = 0$ における両者の比較より、せん断応力による変位の違いは $x = L$ において最大となり、その時に影響が十分小さいと考えられる条件は

$$\frac{4}{3(1+\nu)} \gg \left(\frac{H}{L} \right)^2 \quad (6.37)$$

である。

初等の梁理論ではせん断変形が無視されている。多項式の応力関数を用いる方法では固定端部での変形が許容されている。従って、どちらも厳密解からのずれがあると考えられるが、厚さが長さに対して十分に短い場合にはどちらの解も一致し、両者が良い近似となっていると考えられる。

(3.2.2) 面接触状態

次に両端が固定されている梁において力 F が働く面接触状態を考える。弾性力学が成り立つ範囲においては、応力関数も重ね合わせの原理が成り立つことから、線接触状態における応力関数に純曲げにおける応力関数を重ね合わせ、両端断面の中心線を固定する条件により梁の変形を考える。つまり、応力関数を

$$\phi = b_2 xy + \frac{d_3}{6} y^3 + \frac{d_4}{6} xy^3$$

とする。 b_2, d_4 は線接触時と同様に求まる。また d_3 は両端の境界条件を与えることにより定まる。境界条件として、 $x = 0$ の端部の断面の中心点の座標が原点、かつ鉛直成分 ($\partial u / \partial y$) が 0、 $x = l$ の端部の断面の中心点の鉛直成分が $\tan \theta$ という条件を導入する。以上より、応力は

$$\sigma_x = \frac{Fxy}{I} - E \left(\frac{Fl}{2EI} - \frac{\tan \theta}{l} \right) y$$

$$\sigma_y = 0$$

$$\tau_{xy} = \frac{F}{2I} \left(\frac{H^2}{4} - y^2 \right)$$

と求まる。線接触状態と同様に求めると、変位 u, v はそれぞれ

$$u = -\frac{F}{2EI} \left(lxy - x^2y + \frac{(2+\nu)y^3}{3} \right) + \frac{xy}{l} \tan \theta \quad (6.38)$$

と

$$v = -\frac{F}{12EI} (2x^3 - 3lx^2 + 3\nu(2x-l)y^2 - 3(1+\nu)H^2x) - \frac{x^2 + \nu y^2}{2l} \tan \theta \quad (6.39)$$

と求まる。ここでも u の式より中立面が中心線上にあることが分かる。 $y = 0$ における v は

$$v_{y=0} = -\frac{Fx^2}{12EI} \left(2x - 3l - \frac{3(1+\nu)H^2}{x} \right) - \frac{x^2}{2l} \tan \theta \quad (6.40)$$

となる。ここで、第 4 章で初等の梁理論を用いる方法で導出した梁の変位を応力関数を用いる方法で導出した変位とそろえた表記に書き直すと、 y 軸方向の変位 v は

$$v = \frac{Fx^2}{12EI} (3l - 2x) - \frac{x^2}{2l} \tan \theta \quad (6.41)$$

となる。

$y = 0$ における両者の比較より、せん断応力による変位の違いは $x = l$ で最大となり、その時に影響が十分に小さいと考えられる条件は

$$\frac{1}{3(1+\nu)} \gg \left(\frac{H}{l}\right)^2 \quad (6.42)$$

である。これは線接触状態における条件 (Eq.(6.37)) よりも厳しい条件であることが分かる。ポアソン比が $0 \leq \nu \leq 0.5$ とすると、非凝着部長さ l は厚さの二倍 ($2H$) より十分に長い場合 Eq.(6.42) を満たせばよい。このときせん断応力による影響が十分に小さく、初等の梁理論、多項式の応力関数を用いる方法どちらを用いても同じ変位関数が導出できると言える。

また、梁の凝着部と非凝着部の境界の断面における平面保持においても、断面中心部の鉛直方向成分が固定された時の断面上端部 ($y = \pm H/2$) のひずみが Eq.(6.38) より

$$u_{\max} = |(2+\nu)F/4WE| \quad (6.43)$$

となる。梁断面中心部と梁断面部上端を結んだ線の傾きが十分に基板に対して垂直とみなせる条件は

$$|(2+\nu)F/2WEH| \ll 1 \quad (6.44)$$

と与えることができる。この時、断面はほぼ平面の見なせる。ヤモリの Spatula のデータ ($E \approx 2[\text{GPa}]$, $W \approx 200[\text{nm}]$, $H \approx 5[\text{nm}]$, $F \approx 10[\text{nN}]$) 及び、第 5 章における実験でのデータ ($E \approx 1 \times 10^5[\text{Pa}]$, $W \approx 10[\text{mm}]$, $H \approx 2[\text{mm}]$, $F \approx 0.1[\text{N}]$) のとき、

$$|(2+\nu)F/2WEH| \approx 6 \times 10^{-3} \quad (6.45)$$

となる。つまり、断面の中心から上端までの直線の傾きは約 0.3° であることが分かる。従って、梁断面の中心部が基板に対して垂直に保持されとした場合、断面はせん断変形の影響がほとんどなく平面把持の仮定が良い近似となっていると考えられる。

面接触状態においては凝着面積決定のためにエネルギー平衡の議論も行う必要があった。せん断ひずみが存在するとき、応力 σ_x による曲げの弾性エネルギー以外にも、せん断応力による弾性エネルギーが生じる。応力 σ_x とせん断応力 τ_{xy} によるひずみエネルギーはそれぞれ

$$\begin{aligned}\frac{1}{2} \int_V \frac{\sigma_x^2}{E} dV &= \frac{1}{2E} \int_V \left(\frac{Fxy}{I} - E \left(\frac{Fl}{2EI} - \frac{\tan \theta}{l} \right) y \right)^2 dV \\ &= \frac{F^2 l^3}{24EI} + \frac{EI}{2l} \tan^2 \theta\end{aligned}\quad (6.46)$$

と

$$\frac{1}{2} \int_V \frac{\tau_{xy}^2}{G} dV = \frac{F^2 l H^2}{20GI} = \frac{F^2 (1 + \nu) l H^2}{10EI} \quad (6.47)$$

と求まる。それに対し、第4章で求められた初等の梁理論を用いる方法の場合、

$$\int_0^l \frac{M^2}{2EI} = \frac{F^2 l^3}{24EI} + \frac{EI}{2l} \tan^2 \theta \quad (6.48)$$

であった。つまり Eq.(6.46) に一致する。

せん断変形は、梁の長さが短いときに影響が大きいとされた。つまり、凝着面積が大きく、非凝着部長さが $\tilde{l}$ が短いときに影響があると考えられる。しかしながら、このような範囲においては多項式の応力関数では変位 u が y の3条の関数となってしまうため、断面の平面が保存されていない。従って、実際に断面が保存される現象においてはせん断応力による弾性エネルギーが変化することは明らかである。さらに、 $x = 0$ で断面が保存されない場合には梁の凝着部分にもせん断応力によるひずみが生じるので、梁の凝着部の変形によるひずみエネルギーも考慮する必要があるが出てくる。その際には $x = 0$ においてある応力分布が存在する際に、非凝着部の断面の変位 u, v と凝着部の断面の u, v が連続している条件から両者の応力関数が求まるであろう。しかしながら、断面の連続性を別々の応力関数の接続の境界条件として与えることは適切な手法とは考えにくく、凝着部の変形も考慮する際には梁全体を一つの弾性体とし、梁固定部と凝着界面形成部における境界条件から応力関数を決定するのが適切な手法であろうと考えられる。

(3.3) 初等の梁理論を用いる方法と多項式の応力関数を用いる方法による解析の重要性

本項では解析的に議論を行える2つの手法、初等の梁理論を用いる方法と多項式の応力関数を用いる方法、を比較し議論した。初等の梁理論では、平面の保存、断面の不変、一軸応力を仮定することで解析解を得た。よって固定端における境界条件は満たすものの、せん断応力による断面の変形などの影響が無視された。それに対し、多項式の応力関数を用いる手法は応力関数を仮定することによりせん断応力を考慮した梁の変形を導出できるが、端部における境界条件があり1点でしか満たされないことが分かった。固定端の境界

条件が満足できていない多項式の応力関数を用いる方法はすべての条件において明らかに過程が崩れており、梁理論として実際の議論に用いることはできない。この方法において断面のゆがみが生じない仮定は $\gamma_{xy} = 0$ (i.e. $\tau_{xy} = 0$), かつ $\nu = 0$ である。このとき、初等の梁理論を用いる方法と多項式による応力関数を用いる方法による解は完全に一致する。つまり初等の梁理論の種々の仮定はせん断応力とポアソン比がともにゼロとする仮定と等価であることが分かる。

両者は、端部での断面の保存のためにせん断応力を無視する仮定とせん断応力を考慮するために端部の断面の保存を無視する仮定という相反する仮定を導入している。その両者の解が梁の長さが厚さに対して十分に長い条件において完全に一致することは非常に興味深い。小林らの短い片持ち梁におけるフーリエ級数の応力関数を用いる方法による数値計算結果 [56] によると、初等の梁理論を用いる方法、多項式の応力関数を用いる方法よりも厳密な数値計算結果の方が片持ち梁の自由端の変位は大きいものの、ほとんど差がないこと、多項式の応力関数の境界条件は断面に中心軸の傾きを用いるよりも断面の鉛直要素の傾きを拘束した方が精度がよいことが示されている。

初等の梁理論の仮定が良い近似として扱える範囲では、梁側面凝着モデルにおいて凝着力が解析的に求まり、凝着力の変化を考える上で非常に有用な議論を行うことができる。それに対し、初等の梁理論が近似として適応できないようなせん断応力による影響の大きな状況下での議論には応力関数を用いる方法による解析も可能であるが、上述の応力関数では端部における応力の不一致などがあり、この方法においても厳密な解を求めることはできず、より現実 に即した応力関数を導き出す必要がある。そのような応力関数を求めることができるならば、より正確な凝着力変化の議論ができるであろう。しかしながら、応力関数を全ての場合において求めることができるわけではなく、応力関数を用いた方法において求めることのできる梁の変形は限られる。せん断応力が存在する場合に初等の梁理論が厳密には成り立たないことは明らかであり、誤差の影響を議論する必要は十分にあるが、せん断応力を考慮した場合に解析的に求められない条件において初等の梁理論を用いることで解析的に現象の傾向を見ることができるようのも初等の梁理論が広く用いられる理由の一つである。

摩擦を考慮した場合には、応力関数がさらに複雑になることが予想され、長さ方向への圧縮・引張の影響で中立面が中心線からずれることから、初等の梁理論がどれほど誤差を含むか予測もできない。これは応力関数を用いる手法の限界を示している。すなわち応力関数が未知の場合で初等の梁理論の仮定が許容できる範囲においては初等の梁理論は非常に利便性に富む解析手法である。また厚さが梁の長さに対して薄くなればなるほど影響が小さくなることは明快であり、厚さが十分に薄く変形も少ない梁においては摩擦の影響を

含め、初等の梁理論を用いた解析は良い近似解となっていると考えられる。

より厳密な解法を望む場合には梁を連続体として扱う応力関数を用いる手法において適切な応力関数を導く、あるいは有限要素法解析において適切な要素を設定するなどし、梁の変形を考える必要がある。けれども、ある特定の条件下において初等の梁理論を用いる手法により、解析的に凝着力を議論できる意義は大きいと考えるため、本論文では凝着や摩擦が存在する条件下においても初等の梁理論を用いた議論を行った。

4. 梁と基板の間に働く摩擦が働く場合に摩擦が凝着力に及ぼす影響の考察

第4章・第5章では梁・基板間に摩擦が働かず、基板に凝着した部分の梁のせん断変形が起これないとは仮定したために、梁の凝着部分には変形が起これず、梁の非凝着部と凝着部の断面において平面保持及び断面と基板のなす角度が垂直で一定であるとされた。つまり、両固定端の梁である非凝着部の変形による弾性エネルギー変化と凝着部の凝着面積の変化による表面エネルギー変化がエネルギー平衡を保つとし、議論を行った。しかしながら、梁・基板間において実際には摩擦が存在するので、界面に生じるせん断応力により梁の凝着部分にも変形が起これたり、非凝着部の梁の変形にも影響があると考えられる。従って、より現実に即した議論を行うためには梁全体を一つの連続弾性体とし、梁根元と凝着界面の二端が固定されるとする境界条件を与えたうえで変形を考える必要がある。

このような弾性体において、境界条件やつり合い条件を満たす応力関数を求めることができるれば、弾性体の変形を解析的に議論することができる。しかしながら、厳密な解を与える応力関数が求まるのは特別な場合に限られる。今回の梁側面凝着モデルでは凝着部の界面で曲率がゼロであり、梁根元の固定部における変形もない。特に凝着の存在により、梁側面の境界条件が途中から変化する複雑な系となっている。もし、このような条件における応力関数を求めることができるならば、厳密な解析を行うことができるであろう。しかしながら、残念なことに筆者の能力ではこのような応力関数を導くことができないため、解析的に議論することができなかった。

そこで、摩擦による影響を2つの計算モデルを仮定した場合に、力がどのような影響を受けるかをそれぞれの仮定の下で計算した。このとき、梁の変形には初等の梁理論を用いた。しかしながら、せん断変形を前提としている仮定の下で、せん断変形を仮定しない初等の梁理論を用いることは適切ではないと言わざるを得ないため、あくまで参考程度に計算したに過ぎないことに注意されたい。

1つ目の計算モデルでは、梁の凝着部と非凝着部の断面が平面を保持しながら傾くと仮定した。この時、梁の非凝着部における初等の梁理論の境界条件が変化し、凝着部が平行四辺形上に変形するとともに、断面における非凝着部と凝着部のモーメントがつり合うと

いう条件より力を計算した。

2つ目の計算モデルでは、梁の凝着部において第4章のモデル同様、変形が起きず、非凝着部にのみ摩擦力が影響すると仮定した。非凝着部に働く基板水平方向の摩擦力により梁のモーメントが変化し、非凝着部の変形に影響を及ぼしたと考え、初等の梁理論を用いることで、梁に垂直力と水平力が働く場合の梁の変形と弾性エネルギーを計算した。

それぞれの計算モデルにおいて、梁の変位と力の関係が第4章で導出した梁側面凝着モデルにどのような影響を及ぼすかを議論した。しかしながら、1つ目の計算モデルではせん断応力が働けば面の保存が崩れるにもかかわらず平面保持を仮定している点、2つ目のモデルでは摩擦により界面にせん断応力が存在するにもかかわらず凝着部の梁の変形を考えない点、また両者においてせん断応力があるにもかかわらず初等の梁理論を用いる点など、仮定において摩擦によるせん断応力の発生とは矛盾するものが含まれているために、これらの考察が成り立つ条件は現実に存在せず、これらの議論がどれほど現実に近いものとなっているのかは全く持って不明である。つまりこの議論は、非常に大胆な仮定の上でのものとなるため、厳密な解からどれほど差が生じているのか、ほとんど不明であると言わざるを得ない。けれども、このような仮定の上での議論においても梁に働く力の変化を解析的に議論できることは工学的に凝着デバイスを設計する上での大まかな指針としての利用としては有用ではないかと考える。

(4.1) 凝着部の変形による影響の考察

第4章で導出された梁側面凝着モデルでは、基板に凝着した梁Bは曲率を持たず、かつせん断力が働かないために曲げによる変形が起こらず、梁Aと梁Bの断面は基板に垂直な状態を保つと仮定された。そのため、モーメントは梁Aと梁Bの間で非連続的となり、梁Bの断面にはモーメントが働かないとされた。しかしながら、梁内でのモーメントの変化は連続的であるはずであり、梁Bの断面にはモーメントが働いていると考えられる。そのため、実際には梁Bの凝着界面にはせん断力が働き、摩擦が発生し、さらに梁Bも変形することが考えられる。従って、図23に示した梁Bにおいて、梁Aと梁Bの境界部の断面が基板に垂直であるという仮定が崩れる。特に凝着部の長さが短くなる脱離直前には断面の方無による影響が大きくなると思われる。梁Bが変形するとき、断面はひずみの影響により平面を保持していないと考えられるため、厳密な解を得るには初等の梁理論を適応することはできない。ここでは、梁Aと梁Bの断面において平面が保持されると仮定し議論を進める。

MastrangeloらはSEM内での片持ち梁による凝着仕事測定手法のモデルにおいて凝着部の梁の変形を議論している[57]。このモデルでは、非凝着部の梁(梁A)の変形におい

ては平面保持を仮定しているのに対し、凝着部の梁 (梁 B) の変形では基板を固定端とした片持ち梁と仮定したために断面が平面保持されておらず、下端と上端を結んだ直線の傾きが梁 A における断面の傾きに一致するとされている。また、断面における梁 A のモーメントと梁 B のモーメントのつり合いより断面の傾き角度を決定しているが、梁 B の変形の影響はこのモーメントのみを考えており、変形によるエネルギーの変化は考慮されていない。

そこで、本論文では梁 B の変形による影響を議論するために図 51 に示すように梁 A と梁 B の境界部は平面を保持したまま θ_2 だけ傾き、梁 B は平行四辺形の形に歪むと仮定し、断面におけるモーメントのつり合いと梁 B の変形による弾性エネルギーを考慮するモデルを導入する。このとき、凝着界面においては梁 B に働くせん断力に等しい摩擦が働くが、これによるエネルギーの散逸はないものとする。梁 A には初等の梁理論の仮定が成り立つとし、梁 A の変形の導出には第 4 章同様、初等の梁理論を用いる。梁 B は梁 A の断面から図 52 左に示すような線形な応力を引き継ぎ、梁全体にわたってモーメントが一定に働くと考える。線形な応力が断面に働くと、断面は平面に保持されるが、これを図 52 右に示すように一定のせん断力 τ が働くものと置き換えるても、フックの法則が成り立つ微小変形の仮定では断面が平面保持される。よって断面の傾き角度に応じたせん断ひずみが生じる梁の変形が起こる。現実的には上面でのせん断応力がゼロとなるが、この場合断面の平面保持が成されない。つまり、摩擦が働く場合には梁 A と梁 B の断面における平面保持の仮定が現実には崩れていることが分かる。今回のモデル化では、平面保持を仮定するために現実に即したせん断力分布とはなっていない。上面でのせん断力がゼロとするためには断面の変形を考慮する必要がある、二次元弾性体問題として解く必要

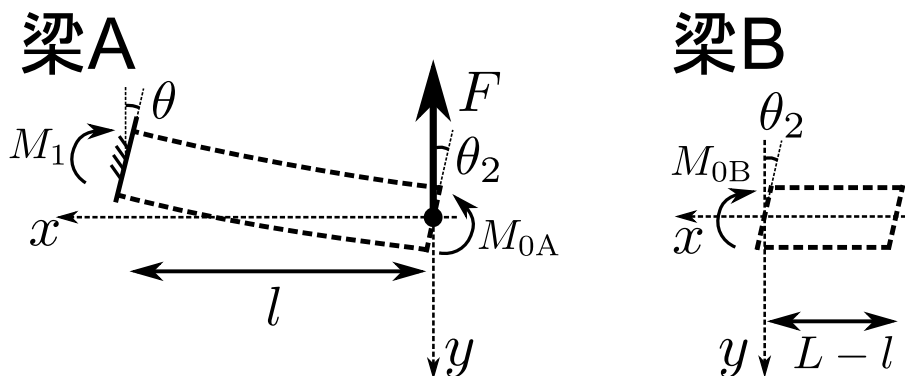


図 51 Schematic image of deformation of beam A and B when shear deformation is considered for beam B.

があるが、解を導くことができるかは不明である。断面の変形が十分に小さい場合には、今回のモデル化は良い近似になっていると考えるが、より詳細な議論が求められる場合には、どれほどの誤差を生むのか今後議論が必要となるであろう。

梁 A と梁 B がそれぞれ独立に変形した際に断面に働くモーメントがつり合う、つまり $M_{0A} = M_{0B}$ 、とする条件より断面の傾き角 θ_2 を決定する。梁 A の変位は第 4 章の梁側面凝着モデルの面接触状態において断面の傾きの境界条件が $(x, y) = (0, 0)$ で $dy/dx = -\tan \theta_2$ となるので

$$y = -\frac{F}{6EI}x^3 + \left(\frac{Fl}{4EI} - \frac{1}{2l}(\tan \theta - \tan \theta_2) \right) x^2 - x \tan \theta_2 \quad (6.49)$$

と求まる。従って、梁 A に働く力は梁根元での変位の関数として

$$\tilde{F} = \frac{1}{\tilde{l}} \left(\tilde{d} + \frac{\tilde{l}}{2}(\tan \theta + \tan \theta_2) \right) \quad (6.50)$$

となる。また梁 A と梁 B の断面 ($x = 0$) において梁 A 側に働くモーメント M_{0A} は

$$\begin{aligned} M_{0A} &= -\frac{Fl}{2} + \frac{EI}{l}(\tan \theta - \tan \theta_2) \\ &= -\frac{2EI}{l} \left(3\frac{d}{l} + \tan \theta + 2 \tan \theta_2 \right) \end{aligned} \quad (6.51)$$

である。梁 B において、せん断応力とせん断ひずみの間に線形関係が成立し、断面が平面に保持されているとき、せん断ひずみ θ_2 とせん断弾性係数 G よりせん断力 τ は $\tau = G\theta_2$ となる。このとき梁 A と梁 B の断面 ($x = 0$) において梁 B 側に働くモーメント M_{0B} は

$$\begin{aligned} M_{0B} &= \int_0^W \int_0^{(L-l)} \int_{-H/2}^{H/2} G\theta_2 dy dx dz \\ &= \frac{6EI}{(1+\nu)H^2}(L-l)\theta_2 \end{aligned} \quad (6.52)$$

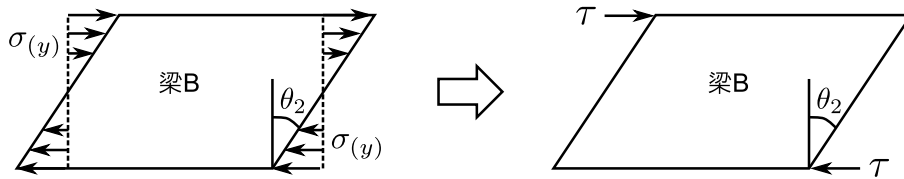


図 52 Schematic image of approximation of the deformation of beam B.

となる。 $\tan \theta_2 \approx \theta_2$ とすると Eqs.(6.50), (6.51), (6.52) 及び $M_{0A} = M_{0B}$ より $x = 0$ の断面の傾き角度は

$$\theta_2 = -\frac{(1+\nu)\tilde{H}^2}{3\tilde{l}(1-\tilde{l})+2(1+\nu)\tilde{H}^2} \left(3\frac{\tilde{d}}{\tilde{l}} + \tan \theta \right) \quad (6.53)$$

と求まる。ただし、パラメータはそれぞれ $\tilde{F} = F/(12EI/L^2)$, $\tilde{l} = l/L$, $\tilde{d} = d/L$, $\tilde{H} = H/L$ と無次元化された。

次にエネルギーについて考える。梁 A の弾性エネルギーは

$$\begin{aligned} \tilde{U}_A &= \int_0^l \frac{M^2}{2EI} dx \\ &= \frac{\tilde{d}^2}{\tilde{l}^3} + \frac{\tilde{d}}{\tilde{l}^2} \tan \theta + \frac{\tan^2 \theta}{3\tilde{l}} + \frac{\tilde{d}}{\tilde{l}^2} \tan \theta_2 + \frac{\tan \theta \tan \theta_2 + \tan^2 \theta_2}{3\tilde{l}} \end{aligned} \quad (6.54)$$

と求まる。また、梁 B のせん断力 $\tau = G\theta_2$ による弾性エネルギーは梁 B の体積全体にお

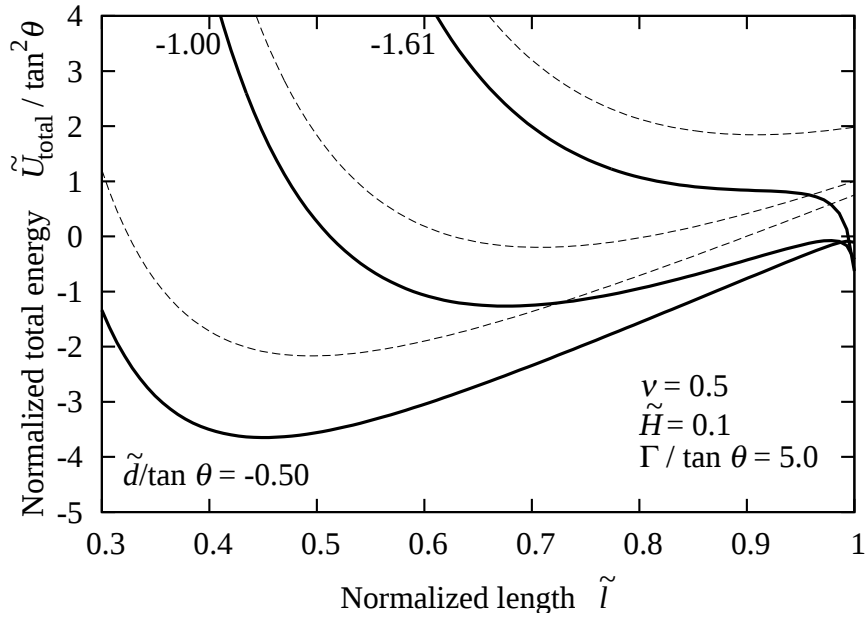


図 53 Relation between normalized total energy and normalized length when considering the deformation of beam B.

いて積分することで

$$\begin{aligned}\tilde{U}_B &= \int_V \frac{\tau^2}{2G} dV \\ &= \frac{(1 - \tilde{l})}{2(1 + \nu)\tilde{H}^2} \theta_2^2\end{aligned}\quad (6.55)$$

と求まる。また表面エネルギーは

$$\tilde{U}_{\text{surface}} = -\frac{1}{3} \left(\frac{\Gamma}{\tan \theta} \right)^2 (1 - \tilde{l}) \quad (6.56)$$

であるので、系全体のエネルギーは $\tan \theta_2 \approx \theta_2$ を仮定し、Eqs.(6.54), (6.55) 及び (6.56) に Eq.(6.53) を代入することにより

$$\begin{aligned}\frac{\tilde{U}_{\text{total}}}{\tan^2 \theta} &= \left(\frac{\tilde{d}}{\tan \theta} \right)^2 \frac{1}{\tilde{l}^3} + \frac{\tilde{d}}{\tan \theta} \frac{1}{\tilde{l}^2} + \frac{1}{3\tilde{l}} - \frac{1}{3} \left(\frac{\Gamma}{\tan \theta} \right)^2 (1 - \tilde{l}) \\ &\quad - \frac{3}{2\tilde{l}} \left(\frac{\tilde{d}}{\tan \theta} \frac{1}{\tilde{l}} + \frac{1}{3} \right)^2 \left(\frac{(1 + \nu)\tilde{H}^2}{3\tilde{l}(1 - \tilde{l}) + 2(1 + \nu)\tilde{H}^2} \right)\end{aligned}\quad (6.57)$$

と求まる。ただしエネルギーはそれぞれ $\tilde{U} = U/(6EI/L)$ と無次元化された。

図 53 に $\Gamma/\tan \theta = 5.0$, $\tilde{H} = 0.1$, $\nu = 0.5$ の場合のエネルギー曲線を示す。実線は梁 A と梁 B の間の断面の傾き θ_2 を考えた場合のエネルギー Eq.(6.57) を、破線は梁 B の変形を考慮しない第 4 章のモデルにおけるエネルギー Eq.(4.14) である。 $\tilde{d}/\tan \theta = -0.5$ 付近ではエネルギー曲線の極小点にそれほど差がないことが分かる。しかし、Receding 過程によって変位 $\tilde{d}/\tan \theta$ が減少していくと、 $\tilde{d}/\tan \theta \approx -1.61$ 付近で極小点が消滅し、脱離が起きることが分かる。これは凝着面積がゼロにならないと脱離が起きないとされた第 4 章のモデルとは異なり、ある有限の凝着面積を持つ状態でも脱離が起きる可能性を示している。実験において、脱離が $\tilde{l} < 1$ で起きた原因の一つとして梁 B における変形による影響があることを示唆する結果であると考えられる。

Eq.(6.57) の極小点を数値計算により求め、Eq.(6.50) と Eq.(6.53) に代入することで変位と力の関係を図示したものが図 54、非凝着部長さと変位の関係を図示したものが図 55、断面の角度 θ_2 の非凝着部長さに対する変化を梁根元の傾き $\tan \theta$ との比で図示したものが図 56 である。

梁 B の長さが十分に長い、つまり非凝着部長さ $\tilde{l}$ が短い場合には断面の傾き θ_2 が有限の値ではあるものの、力・変位関係、非凝着部長さ・変位関係はそれぞれ第 4 章における

梁側面凝着モデルにほぼ一致しており、梁 A と梁 B の断面が基板に垂直であるとする仮定が良い近似になっていることが分かる。それに対し、非凝着部長さが長くなるほど図 56 に示されるように断面の傾きが徐々に大きくなる。それに伴い第 4 章の梁側面凝着モデルとの差が徐々に大きくなることが、図 54, 55 から分かる。また、梁の厚さ H が大きいほど脱離直前での断面の傾きの影響が大きくなることが分かる。以上のように、脱離直前においては断面の傾きを考慮する必要があることが示された。しかしながら、断面が基板に垂直であるとする仮定は梁の多くが凝着している状態ではよい近似となっていることも同時に示された。凝着仕事が多い条件においては、最大引張力は凝着面積が大きい状態において観測されるため、最大引張力を考える際には断面が基板に垂直とする梁側面凝着モデルが十分に適用可能であり、解析的に最大引張力を議論できる第 4 章の梁側面凝着モデルの重要性が確認された。

ただし、今回用いられた梁 A と梁 B の境界断面において平面が保持される仮定がせん断力の影響を考慮する条件においてどれほどよい近似となっているかという点においては疑問が残らざるを得ない。せん断応力により平面保持の仮定が崩れていることは明らかであるが、厚さが長さに対して十分に短い場合には初等の梁理論による議論がおおよそ良い近似となっていると考えられる。

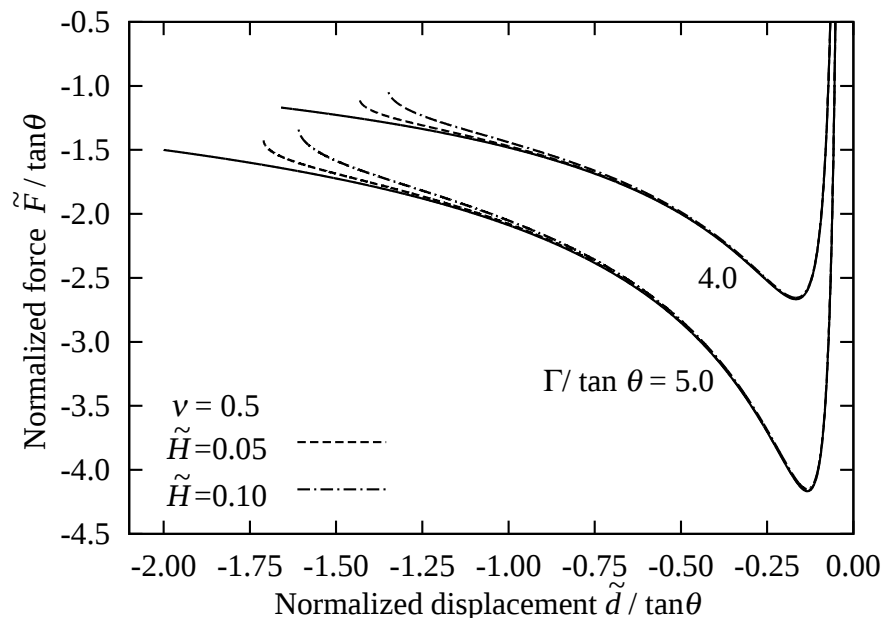


図 54 Relation between normalized force and normalized displacement when considering the deformation of beam B.

今回、梁 B の変形による $x = 0$ での断面の傾きと梁 B の弾性エネルギー変化を考えることで、特に梁 B の長さが短くなった範囲において、梁 B の変形による影響が存在することを示せたことは興味深い結果である。

(4.2) 摩擦を考慮した梁側面凝着モデル

ヤモリは足の引張角度のみならず摩擦も巧みに用いることで把持・脱離を行っている可能性がある。しかしながら、第 4 章における梁側面凝着モデルにおいては基板垂直方向の力のみを考慮した。凝着力を考えると、最大引張力は凝着部長さが十分に長い範囲において生じると考えられるため、梁 B は変形せず、梁 A と梁 B の断面は基板に垂直であると仮定しても、よい近似となっていると考える。したがって、本項の考察では梁側面凝着モデルにおいて摩擦が梁の非凝着部 (梁 A) の変形にのみ寄与する場合に摩擦が凝着力に及ぼす影響について考える。

梁・基板間に働く摩擦としては、静止摩擦と動摩擦が考えられるが、ここでは梁・基板間の滑りにより発生する動摩擦を考える。つまり、基板垂直方向に働く力に比例した摩擦力が働くため、梁に働く力 F が基板垂直方向から常に ψ 傾いた方向に働く。従って、基板垂直方向に $F \cos \psi$ 、水平方向に $F \sin \psi$ の力が働き、摩擦の大きさは基板垂直方向の力

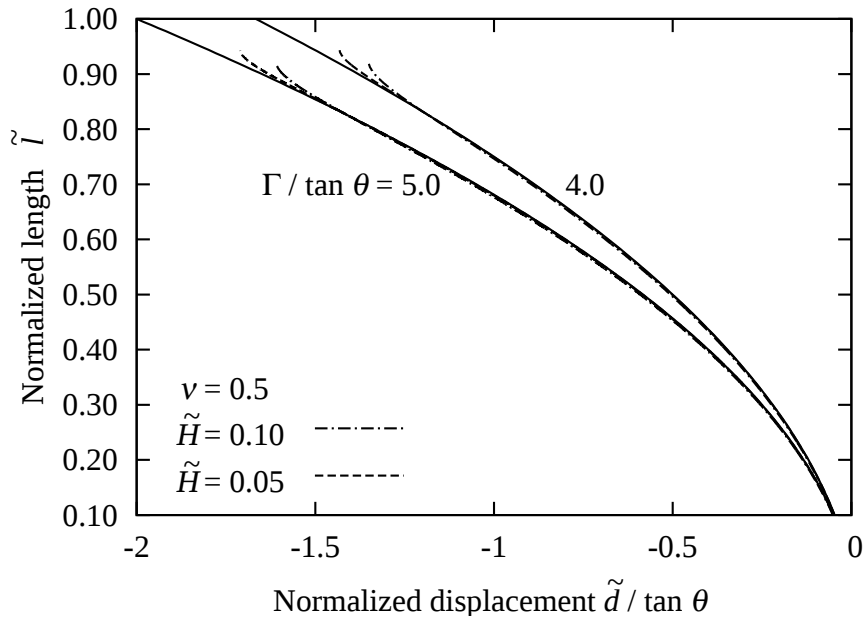


図 55 Relation between normalized displacement and normalized length when considering the deformation of beam B.

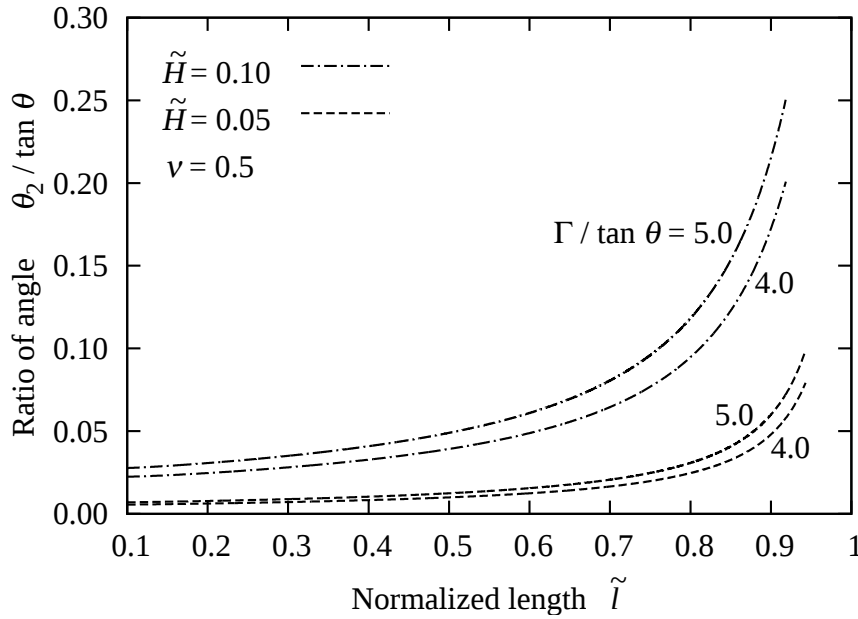


図 56 Relation between ratio of the angle $\theta_2 / \tan \theta$ and normalized length when considering the deformation of beam B.

に対して常に $|\tan \psi|$ 倍であると仮定する。梁が先端側に押されながら滑る場合と根元側に引かれながら滑る場合では、摩擦の向きが逆になる。摩擦の向きは ψ の正負として考える。 $\psi \ll 1[\text{rad}]$ であること、摩擦 $F \sin \psi$ による梁の長さ方向の伸縮は十分に小さく、梁 A の引張・圧縮による梁長さ方向の長さ変化は十分に小さく無視できることを仮定する。

摩擦は、梁 A と梁 B の断面における梁 A に働くモーメントに寄与するが、断面は平面を保持し、基板に垂直を保つと仮定する。よって梁の変形は第 4 章同様、初等の梁理論においてモーメント M が梁に働くときの梁の変形式 Eq.(4.1) が成り立つものとする。摩擦は梁側面上で作用するため、力の作用点は梁の中心軸から $H/2$ ずれた点となる。梁先端のエッジのみが接触する線接触状態と梁側面が基板に凝着する面接触状態に分けてそれぞれの状態において梁に働く力を求める。

(4.2.1) 線接触状態における計算

まず、梁の先端のみが基板に接触する線接触状態を考える。梁に働く力は図 57 に示す。梁に働くモーメントは図 58(a) に示すようにたわみ曲線上のある点 x において $F \cos \psi$ は水平方向の距離 x 、 $F \sin \psi$ は垂直方向の距離 $H/2 - y$ を持つて作用するので

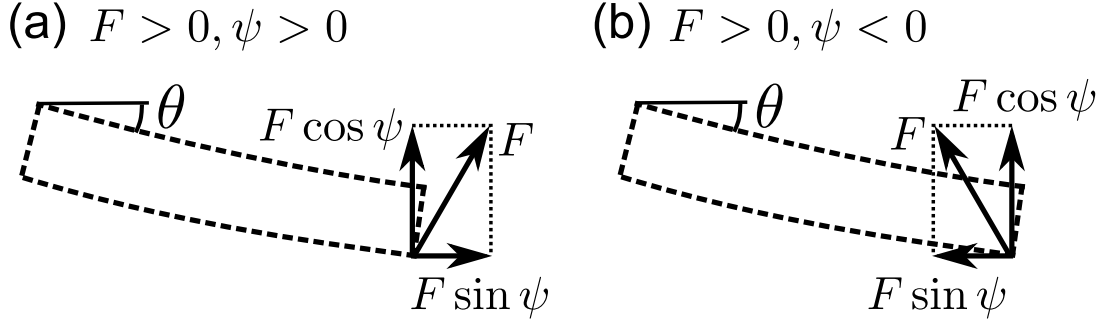


図 57 Schematic image of the adhesion between the elastic beam and the substrate for the line contact when considering the friction.

$$M = F \cos \psi x + F \sin \psi \left(\frac{H}{2} - y \right) \quad (6.58)$$

となる。右辺第 2 項は摩擦の影響による項である。これを Eq.(4.1) に代入することで、梁の変位は

$$y = C_1 e^{\alpha x} + C_2 e^{-\alpha x} + \frac{x}{\tan \psi} + \frac{H}{2} \quad (6.59)$$

となる。ただし、 $\alpha = 2\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi / L}$ である。境界条件 $(x, y) = (0, 0)$, $(x, dy/dx) = (L, -\tan \theta)$ より係数 C_1, C_2 が

$$C_1 = -\frac{1 + \tan \psi \tan \theta}{2\alpha \cosh \alpha L \tan \psi} - \frac{He^{-\alpha L}}{4 \cosh \alpha L} \quad (6.60)$$

$$C_2 = \frac{1 + \tan \psi \tan \theta}{2\alpha \cosh \alpha L \tan \psi} - \frac{He^{\alpha L}}{4 \cosh \alpha L} \quad (6.61)$$

と求まる。

以上より力と変位の関係は

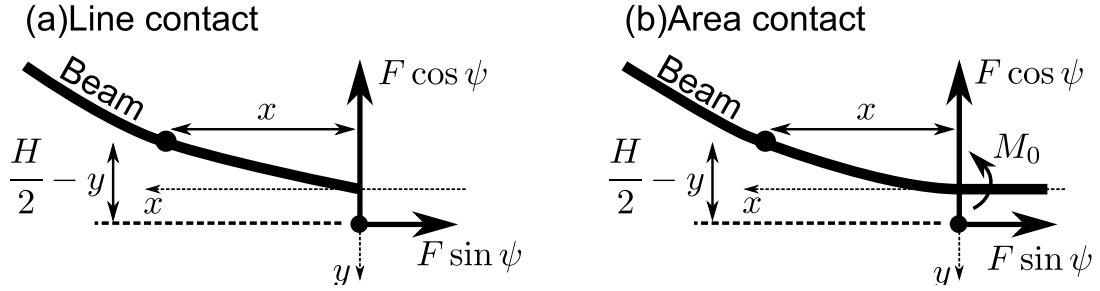


図 58 Relation between the deflection curve and the forces acting at $(x, y)=(0, H/2)$ for (a) line contact and (b) area contact.

$$\tilde{d} = \frac{2\sqrt{3\tilde{F}\sin\psi} - \tanh\left(2\sqrt{3\tilde{F}\sin\psi}\right)(1 + \tan\psi\tan\theta)}{2\sqrt{3\tilde{F}\sin\psi}\tan\psi} + \frac{\tilde{H}}{2} \left(1 - \frac{1}{\cosh\left(2\sqrt{3\tilde{F}\sin\psi}\right)}\right) \quad (6.62)$$

となる。ただし、厚さ H を $\tilde{H} = H/L$ と無次元化した。梁先端の傾きが基板と平行になると梁側面が接触し、凝着が発生する。この時の条件は

$$\frac{\cosh\left(2\sqrt{3\tilde{F}\sin\psi}\right) - 1 - \tan\psi\tan\theta}{\cosh\left(2\sqrt{3\tilde{F}\sin\psi}\right)\tan\psi} + \tilde{H}\sqrt{3\tilde{F}\sin\psi}\tanh\left(2\sqrt{3\tilde{F}\sin\psi}\right) = 0 \quad (6.63)$$

である。Eq.(6.62), (6.63) は任意の F , 及び ψ において成り立つ。しかしながら、 $\alpha^2 = F\sin\psi/EI < 0$ のとき α は複素数となるので Eqs.(6.62), (6.63) をそれぞれ実数表現に変換すると

$$\begin{aligned} \tilde{d} = & \frac{2\sqrt{-3\tilde{F}\sin\psi} - \tan\left(2\sqrt{-3\tilde{F}\sin\psi}\right)(1 + \tan\psi\tan\theta)}{2\sqrt{-3\tilde{F}\sin\psi}\tan\psi} \\ & + \frac{\tilde{H}}{2} \left(1 - \frac{1}{\cos\left(2\sqrt{-3\tilde{F}\sin\psi}\right)} \right) \end{aligned} \quad (6.64)$$

と

$$\frac{\cos\left(2\sqrt{-3\tilde{F}\sin\psi}\right) - 1 - \tan\psi\tan\theta}{\cos\left(2\sqrt{-3\tilde{F}\sin\psi}\right)\tan\psi} - \tilde{H}\sqrt{-3\tilde{F}\sin\psi}\tan\left(2\sqrt{-3\tilde{F}\sin\psi}\right) = 0 \quad (6.65)$$

と書き換えられる。線接触状態では常に $F > 0$ であるため、図 57(a) のように $\psi > 0$ のとき Eqs.(6.62) & (6.63) となり、図 57(b) のように $\psi < 0$ のとき Eqs.(6.64) & (6.65) となる。

(4.2.2) 面接触状態における計算

梁側面が基板に凝着しているときに梁に働く力を考える。第 4 章と同じく梁の凝着部分には応力分布が存在せず、界面境界部に集中荷重とモーメントが働くものと仮定する。梁に働く力を図 59 に示す。力の作用点は、梁・基板間の界面境界部分 (Crack front) とする。図 59(a) に示すように力 F は上向きを正とし、角度 ψ は F が正の時に梁が伸びる方向に働く場合を正と採る。従って、図 59(c), (d) に示すように、力 F が負の時には $\psi > 0$ で梁が圧縮される方向、 $\psi < 0$ で梁が伸びる方向に摩擦が働く。

梁に働くモーメント M は $x = 0$ でのモーメントを M_0 とするとたわみ曲線上のある点 x において図 58(b) に示すように $F \cos \psi$ は水平方向の距離 x 、 $F \sin \psi$ は垂直方向の距離 $H/2 - y$ を持って作用するので

$$M = F \cos \psi x + \left(\frac{H}{2} - y \right) F \sin \psi + M_0 \quad (6.66)$$

となる。右辺第二項が摩擦の影響による項である。これを Eq.(4.1) に代入することで、梁の変位は

$$y = C_3 e^{\alpha x} + C_4 e^{-\alpha x} + \frac{x}{\tan \psi} + \frac{H}{2} + \frac{M_0}{F \sin \psi} \quad (6.67)$$

となる。境界条件 $(x, y) = (0, 0)$, $(x, dy/dx) = (0, 0)$, $(l, -\tan \theta)$ より、係数 C_3 , C_4 及び $x = 0$ でのモーメント M_0 が

$$C_3 = \frac{e^{-\alpha l} - 1 - \tan \psi \tan \theta}{2\alpha \sinh \alpha l \tan \psi} \quad (6.68)$$

$$C_4 = \frac{e^{\alpha l} - 1 - \tan \psi \tan \theta}{2\alpha \sinh \alpha l \tan \psi} \quad (6.69)$$

$$M_0 = F \sin \psi \left(\frac{\cosh \alpha l + 1 + \tan \psi \tan \theta}{\alpha \sinh \alpha l \tan \psi} + \frac{H}{2} \right) \quad (6.70)$$

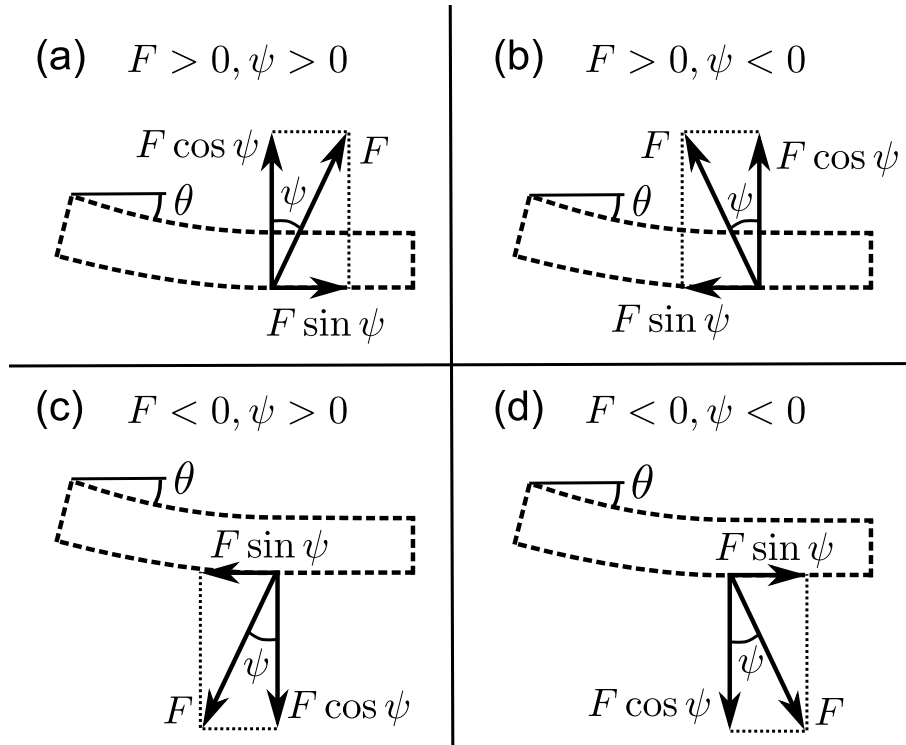


図 59 Schematic image of the adhesion between the elastic beam and the substrate for the area contact when considering the friction.

と求まるので、モーメントは

$$M = \frac{F \cos \psi}{2\alpha \sinh \alpha l} \left((1 - e^{-\alpha l} + \tan \psi \tan \theta) e^{\alpha x} + (1 - e^{\alpha l} + \tan \psi \tan \theta) e^{-\alpha x} \right) \quad (6.71)$$

となる。従って、梁の曲げによる弾性エネルギーは

$$\begin{aligned} \tilde{U}_{\text{bend}} = & \frac{\tilde{F} \cos^2 \psi}{4\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi} \sinh^2 \left(2\tilde{l}\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi} \right) \sin \psi} \left[2(1 + \tan \psi \tan \theta) \right. \\ & \times \left(2\tilde{l}\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi} - \sinh \left(2\tilde{l}\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi} \right) \right) \left(1 - \cosh \left(2\tilde{l}\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi} \right) \right) \\ & \left. + \left(2\tilde{l}\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi} + \sinh \left(2\tilde{l}\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi} \right) \cosh \left(2\tilde{l}\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi} \right) \right) \tan^2 \psi \tan^2 \theta \right] \quad (6.72) \end{aligned}$$

となり、梁根元の変位 d と力 F , 非凝着部長さ l の関係は

$$\tilde{d} = \frac{\left(1 - \cosh \left(2\tilde{l}\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi} \right) \right) (2 + \tan \psi \tan \theta)}{2\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi} \sinh \left(2\tilde{l}\sqrt{3\tilde{F} \sin \psi} \right) \tan \psi} + \frac{\tilde{l}}{\tan \psi} \quad (6.73)$$

となる。 $\alpha^2 = F \sin \psi / EI < 0$ となる条件では曲げによる弾性エネルギー及び変位と力、非凝着部長さの関係は

$$\begin{aligned} \tilde{U}_{\text{bend}} = & -\frac{\tilde{F} \cos^2 \psi}{4\sqrt{-3\tilde{F} \sin \psi} \sin^2 \left(2\tilde{l}\sqrt{-3\tilde{F} \sin \psi} \right) \sin \psi} \left[2(1 + \tan \psi \tan \theta) \right. \\ & \times \left(2\tilde{l}\sqrt{-3\tilde{F} \sin \psi} - \sin \left(2\tilde{l}\sqrt{-3\tilde{F} \sin \psi} \right) \right) \left(1 - \cos \left(2\tilde{l}\sqrt{-3\tilde{F} \sin \psi} \right) \right) \\ & \left. + \left(2\tilde{l}\sqrt{-3\tilde{F} \sin \psi} + \sin \left(2\tilde{l}\sqrt{-3\tilde{F} \sin \psi} \right) \cos \left(2\tilde{l}\sqrt{-3\tilde{F} \sin \psi} \right) \right) \tan^2 \psi \tan^2 \theta \right] \quad (6.74) \end{aligned}$$

と

$$\tilde{d} = -\frac{\left(1 - \cos\left(2\tilde{l}\sqrt{-3\tilde{F}\sin\psi}\right)\right)(2 + \tan\psi\tan\theta)}{2\sqrt{-3\tilde{F}\sin\psi}\sin\left(2\tilde{l}\sqrt{-3\tilde{F}\sin\psi}\right)\tan\psi} + \frac{\tilde{l}}{\tan\psi} \quad (6.75)$$

となる。梁の長さ方向の応力による弾性エネルギーは

$$\tilde{U}_{\text{elongation}} = \tilde{l}(\tilde{H}\tilde{F}\sin\psi)^2 \quad (6.76)$$

である。また、凝着仕事によるエネルギーは Eq.(4.13) である。弾性エネルギーは曲げによる弾性エネルギーと梁の長さ方向の応力によるエネルギーの和となる。従って、系全体のエネルギーは

$$U_{\text{total}} = U_{\text{bend}} + U_{\text{elongation}} + U_{\text{surface}} \quad (6.77)$$

となる。系全体のエネルギーの極小値から平衡状態の非凝着部長さ l を数値計算により求めることで力と変位の関係が求まる。

(4.3) 梁の微小変形における弾性エネルギーの線形性

梁の変形に寄与する外的要因を曲げモーメントと長さ方向の応力に分けて考える。ある任意の位置 x において働く曲げモーメント M_x と長さ方向の応力 σ_2 とし、曲げモーメントより発生する表面での最大圧縮応力を σ_1 とする。ある任意の位置 x における厚さ方向の軸を z 軸とし、原点を梁中心に採ると表面の座標は $H/2, -H/2$ となる。よって、曲げモーメントのみが梁に働く場合の圧縮応力は z の関数として

$$\sigma_z = \frac{2\sigma_1}{H}z \quad (6.78)$$

となり (図 60(a))、長さ方向の応力のみが働く場合は

$$\sigma_z = \sigma_2 \quad (6.79)$$

となる (図 60(b))。両方が同時に寄与する場合、梁の変形が十分に小さく梁全体において長さ方向の応力が一定であると仮定すると圧縮応力は

$$\sigma_z = \frac{2\sigma_1}{H}z + \sigma_2 \quad (6.80)$$

となる (図 60(c))。つまり、応力を考える場合曲げモーメントと長さ方向の応力は線形性が成り立つと仮定する。この時、梁の弾性エネルギーを考える際に曲げモーメントによる

弾性エネルギーと長さ方向の応力による弾性エネルギーは両方が同時に寄与する場合にも線形性が成り立つことを以下に示す。

弾性エネルギー U_{elastic} を考えるとき、フックの法則より

$$\varepsilon_z = \frac{\sigma_z}{E} \quad (6.81)$$

なので、ある任意の位置 x での弾性エネルギー $U_{\text{elastic}(x)}$ は一般に

$$\begin{aligned} U_{\text{elastic}(x)} &= \int_{-H/2}^{H/2} \frac{1}{2} \varepsilon_z \sigma_z W dz \\ &= \int_{-H/2}^{H/2} \frac{W}{2E} \sigma_z^2 dz \end{aligned} \quad (6.82)$$

である。曲げモーメントのみを考える場合 (図 60(a))、位置 x でのモーメントは

$$\begin{aligned} M_x &= \int_{-H/2}^{H/2} W \sigma_z x dz \\ &= \frac{\sigma_1 W H^2}{6} \end{aligned} \quad (6.83)$$

であるので、

$$\sigma_1 = \frac{6M_x}{WH^2} \quad (6.84)$$

となる。Eq.(6.78) 及び Eq.(6.84) を Eq.(6.82) に代入すると位置 x における曲げモーメントによる弾性エネルギー $U_{\text{bend}(x)}$ は

$$U_{\text{bend}(x)} = \frac{M_x^2}{2EI} \quad (6.85)$$

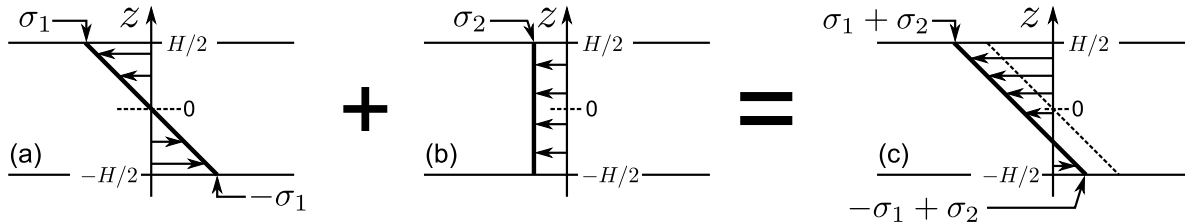


図 60 Stress distribution of (a)bending (b)compression (c)combination of both, for the elastic beam.

と求まる。長さ方向の応力のみを考える場合 (図 60(b))、位置 x での Eq.(6.79) を Eq.(6.82) に代入することで求まる。この時、応力が

$$\sigma_2 = \frac{F \sin \psi}{WH} \quad (6.86)$$

とすると、位置 x における長さ方向の応力による弾性エネルギー $U_{\text{elongation}(x)}$ は

$$\begin{aligned} U_{\text{elongation}(x)} &= \frac{\sigma_2^2 WH}{2E} \\ &= \frac{(F \sin \psi)^2}{2EWH} \end{aligned} \quad (6.87)$$

となる。曲げモーメントと長さ方向の応力、両方が寄与する場合 (図 60(c)) の梁の弾性エネルギーは Eq.(6.80) を Eq.(6.82) に代入すればよいので、位置 x での弾性エネルギー $U_{\text{elastic}(x)}$ は

$$U_{\text{elastic}(x)} = \frac{M_x^2}{2EI} + \frac{(F \sin \psi)^2}{2EWH} \quad (6.88)$$

となり、曲げモーメントによる弾性エネルギーと長さ方向の応力による弾性エネルギーの和となっていることが示された。よって、長さ L の梁全体に働く弾性エネルギーは

$$\begin{aligned} U_{\text{elastic}} &= \int_0^L U_{\text{elastic}(x)} dx \\ &= \int_0^L \frac{M_x^2}{2EI} dx + \frac{(F \sin \psi)^2 L}{2EWH} \end{aligned} \quad (6.89)$$

となる。

(4.4) 摩擦の方向が基板垂直方向の力へ及ぼす影響の考察

摩擦は、梁を伸ばす方向と圧縮する方向の 2 方向へ働く場合に分けられる。この条件は F と ψ の正負の向きで判断できた。線接触状態と面接触状態に分けて議論する。

(4.4.1) 線接触状態

線接触状態では、基板垂直方向の力は上向きのみを考える。従って、摩擦の向きは $\psi > 0$ では梁を伸ばす方向、 $\psi < 0$ では梁を圧縮する方向に働く。図 61 に、Approaching 過程において線接触が $\tilde{d}/\tan \theta = -1.0$ で始まり、面接触へ移行するまでの基板垂直方向の力と変位の関係を図示する。摩擦がある場合においても、摩擦がない場合の力変位関係式

Eq.(4.4) とほぼ同じように押し込みによって力が増加する。摩擦がない場合 ($\psi = 0[\text{rad}]$) の力 Eq.(4.4) を実線で、摩擦が非常に小さい ($\psi = 0.001[\text{rad}]$) の場合の力を破線で示してあるが、2線は図の中央付近でほとんど重なっており、摩擦が十分に小さい場合は力変化がほぼ一致していることがわかる。 ψ が正の場合、つまり梁が伸びる方向に摩擦が働く場合、基板垂直方向の力 $F \cos \psi$ は摩擦がない場合に比べ小さくなる。逆に ψ が負 $[\text{rad}]$ の場合、つまり梁が圧縮される方向に摩擦が働く場合、基板垂直方向の力 $F \cos \psi$ は摩擦がない場合の力を上回る。また、 ψ が負の状態のほうが Approaching 過程の早い段階で面接触へと移行することが分かる。

(4.4.2) 面接触状態

次に面接触状態について考える。面接触の場合、非凝着部の梁は両固定端となるので梁の変位・力・長さの関係式 Eqs. (6.73) & (6.75) 及び曲げによる弾性エネルギー Eqs. (6.72) & (6.74) に作用点が梁の中心軸からずれることによる影響はない。ある変位 d に

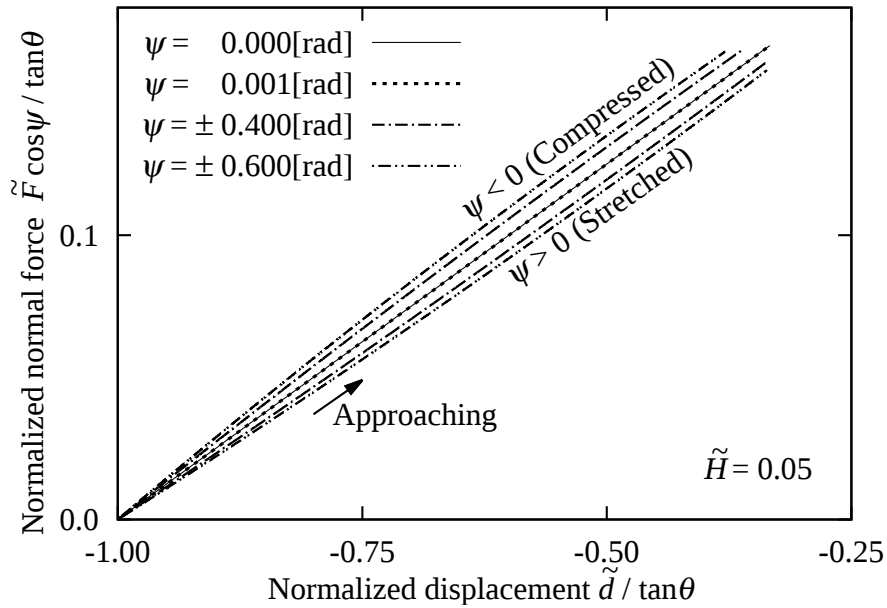


図 61 Relation between the normalized normal force and the normalized displacement for the adhesion between the elastic beam and the substrate when considering the friction for approaching with several ψ in case for $\tilde{H} = 0.05$. $\psi < 0$ is related to the compression of the beam and $\psi > 0$ is related to the stretching (elongation).

対して系全体のエネルギーが最小となる非凝着部長さを求める計算の過程としては、まず $\tilde{d}/\tan\theta$ と $\tilde{l}$ を固定し、Eq.(6.73) もしくは Eq.(6.75) より $\tilde{F}$ を求める。 $\tilde{d}/\tan\theta, \tilde{l}, \tilde{F}$ が決まるとその時の系全体のエネルギーが求まる。 $\tilde{l}$ を少しずつ変化させ、系全体のエネルギーを $\tilde{l}$ の関数として求め、エネルギーが最小となる $\tilde{l}$ を決定する。以上よりある $\tilde{d}/\tan\theta$ におけるエネルギー平衡状態の $\tilde{l}$ と $\tilde{F}$ が求まる。 $\tilde{d}/\tan\theta$ を変化させ、再度計算を繰り返すことで Receding 過程中の力と変位の関係が求まる。

まず、梁の長さ方向の応力による弾性エネルギー $U_{\text{elongation}}$ の影響について考える。摩擦が発生することにより梁には曲げによる弾性エネルギー以外に長さ方向の応力による弾性エネルギーが生じると考えられる。従って、 $U_{\text{elongation}}$ が基板垂直方向の力と変位の関係においてどのような影響を及ぼすかを議論する必要がある。図 62 に $\tilde{H} = 0.10$, $\psi = -0.600[\text{rad}]$, $\tilde{d}/\tan\theta = -0.153..$ における非凝着部長さ $\tilde{l}$ に対する各エネルギーを図示した。 U_{bend} と $U_{\text{elongation}}$ は共に $\tilde{l}$ が小さい範囲のみに影響があることが分かる。また、基板垂直方向の力と変位の関係において長さ方向の弾性エネルギーが及ぼす影響を図

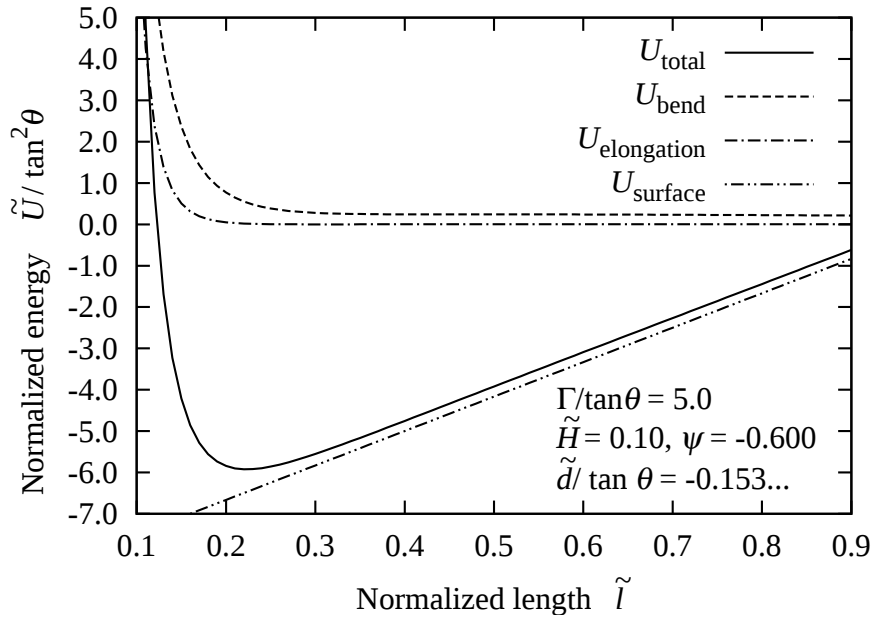


図 62 Relation between the normalized total energy and the normalized length for the adhesion between the elastic beam and the substrate considering the friction in case for $\Gamma/\tan\theta = 5.0$, $\tilde{H} = 0.10$, $\psi = -0.600$, and $\tilde{d}/\tan\theta = -0.153...$

63 に示す。 $\psi = \pm 0.600$ の場合、摩擦を考えないときに比べ、上下にずれることが分かる。さらに、 $\tilde{H}$ が大きくなるほど、曲線の極小値付近で長さ方向の弾性エネルギーによる影響が大きいことが分かる。このことから、非凝着部の梁の長さが短い範囲において剥離が起こる場合には長さ方向の弾性エネルギーの影響があると考えられる。しかしながら、凝着仕事が大きくなるほど極小値は原点に近くなり、凝着ヒステリシスを考えた場合に最大引張力が生じるであろう範囲においては $U_{\text{elongation}}$ の影響はそれなりに少ないと考えられる。

次に基板垂直方向の力と変位の関係において ψ が及ぼす影響について考える。図 64 には梁の長さ方向の応力による弾性エネルギー $U_{\text{elongation}}$ を無視した場合の基板垂直方向の力と変位の関係を複数の ψ の場合において図示した。 $\psi = 0.001[\text{rad}]$ の場合の実線と摩擦がない場合の破線は、ほとんど重なっており、摩擦が十分に小さい場合には Eq.(6.73) が Eq.(4.18) に一致することがわかる。また $\psi > 0$ では Eq.(4.18) から上側へ移動し、 $\psi < 0$ では下側へ移動することもわかる。Receding 過程において $F < 0$ の場合には、

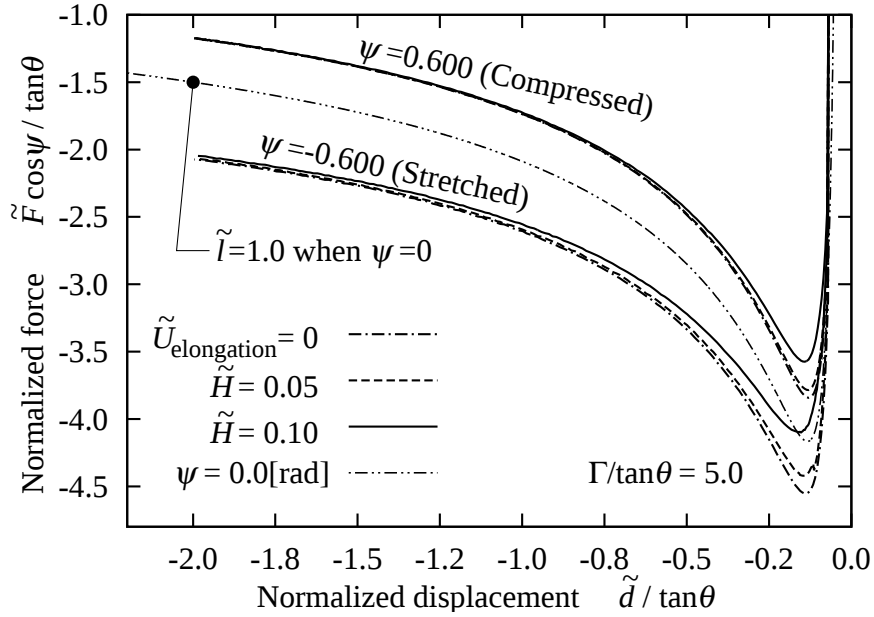


図 63 Relation between the normalized normal force and the normalized displacement for the adhesion between the elastic beam and the substrate when considering the friction for receding with $\tilde{H} = 0.05, 0.10$ and $\tilde{U}_{\text{elongation}} = 0$ in case for $\psi = \pm 0.600$. $\psi < 0$ is related to the compression of the beam and $\psi > 0$ is related to the stretching (elongation).

$\psi > 0$ で梁を圧縮する方向に摩擦が働き、 $\psi < 0$ で梁を伸ばす方向に摩擦が働く。よって梁に圧縮方向の力がかかると垂直方向の引張力が小さくなり、梁が伸びる方向に摩擦が働く場合に基板垂直方向の力が増加する。

ある変位において ψ を変化させた場合、基板垂直方向の力が ψ とともに変化することが分かる。実際の把持脱離を考える場合には、 ψ を小さくすることで基板垂直方向の力が増加し、逆に ψ を大きくすることで基板垂直方向の力が減少するが示された。つまり、 $\psi \ll 1[\text{rad}]$ の条件において梁が伸びる方向に摩擦を働かせるほど凝着力 (基板垂直方向の最大引張力) は増加し、梁を圧縮する方向に摩擦を働かせるほど減少することが梁側面凝着モデルにおいて摩擦が梁 A の変形に及ぼす影響を考慮することで導かれた。

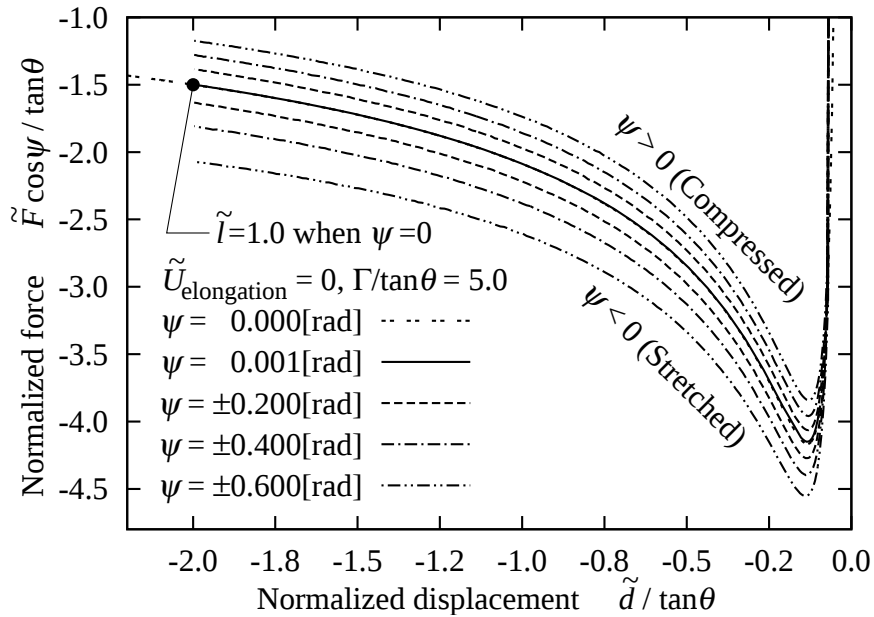


図 64 Relation between the normalized normal force and the normalized displacement for the adhesion between the elastic beam and the substrate when considering the friction for receding with several ψ in case for $\tilde{U}_{\text{elongation}} = 0$. $\psi < 0$ is related to the compression of the beam and $\psi > 0$ is related to the stretching (elongation).

参考文献

- [1] Walker, G., "Adhesion to smooth surfaces by insects - a review", *International Journal of Adhesion and Adhesives* **13**, pp. 3-7, 1993.
- [2] Autumn, K., Liang, Y. A., Hsieh, S. T., Zesch, W., Chan, W. P., Kenny, T. W., Fearing, R. & Full, R. J., "Adhesive force of a single gecko foot-hair", *Nature* **405**, 681-685, 2000.
- [3] Yamamoto, A., Nakashima, T. & Higuchi, T., "Wall climbing mechanisms using electrostatic attraction generated by flexible electrodes", *IEEE International symposium on Micro-NanoMechatronics and Human Science 2007 (MHS '07)*, pp. 389-394, 2007.
- [4] Prahlad, H., Pelrine, Ron, Stanford, S., Marlow, J. & Kornbluh, R., "Electroadhesive robots -Wall climbing robots enabled by a novel, robust, and electrically controllable adhesion technology", *2008 IEEE International Conference on Robotics and Automation*, pp. 3028-3033, 2008.
- [5] Tellez, J. P., Krahn, J. & Menon, C., "Characterization of electro-adhesives for robotic applications", *Proceedings of the 2011 IEEE International Conference on Robotics and Biomimetics*, pp. 1867-1872, 2011.
- [6] Westergarrd, H. M., "Bearing pressures and cracks", *Journal of Applied Mechanics*, **6**, pp. A49-A53, 1939.
- [7] 本多健一, 2005, 表面・界面工学大系 上巻 基礎編, フジ・テクノシステム
- [8] Griffith, A. A., "The phenomena of rupture and flow in solids", *Philosophical Transactions and the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **221**, pp. 163-198, 1920.
- [9] Johnson, K. L., Kendall, K. & Roberts, A. D., "Surface energy and the contact of elastic solids", *Proceedings of the Royal Society London Series A*, **324**, pp. 301-313, 1971.
- [10] Takahashi, K., Mizuno, R. & Onzawa, T., "Influence of the stiffness of the measurement system on the elastic adhesional contact", *Journal of Adhesion Science and Technology*, **9**, pp. 1451-1464, 1995.
- [11] Takahashi, K., Hemthavy, P., Sriwijaya, A. R. R., Lei, L., Jatmiko, K. & Saito, S., "Possibility of Reversible joint by variable elastic modulus -An application

- of area adhesion between solids”, *Journal of Japan Welding Society*, **26**, pp. 292-297, 2008 (in Japanese).
- [12] Obreimoff, J. W., ”The splitting strength of Mica”, *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **127**, pp. 290-297, 1930.
- [13] Kendall, K., ”Thin-film peeling -the elastic term”, *Journal of Physics D : Applied Physics*, **8**, pp. 1449-1452, 1975.
- [14] Kendall, K., ”Adhesion: Molecules and Mechanics”, *Science*, **263**, pp. 1720-1725, 1994.
- [15] Sawai, K. & Saito, S., ”Electrostatic micromanipulation of a conductive particle by a single probe with consideration of an error in the evaluated mass”, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, **20**, 025022 (7pp), 2010.
- [16] Saito, S., Miyazaki, H. T., Sato, T. & Takahashi, K., ”Kinematics of mechanical and adhesional micromanipulation under a scanning electron microscope”, *Journal of Applied Physics*, **92**, pp. 5140-5149, 2002.
- [17] Kim, K., Kim, Y. & Kim D., ”Adhesion characteristics of the snail foot under various surface conditions”, *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing*, **11**, pp. 623-628, 2010.
- [18] Gorb, S. N., 2009, *Functional Surfaces in Biology Adhesion Related Phenomena Volume 2*, Springer
- [19] Chan, B., Balmforth, N. J. & Hosoi, A. E., ”Building a better snail: Lubrication and adhesive locomotion”, *Physics of Fluids*, **17**, 113101 (10 pages), 2005.
- [20] Autumn, K., Sitti, M., Liang, Y. A., Peattie, A. M., Hansen, W. R., Sponberg, S., Kenny, T. W., Fearing, R., Israelachvili, J. N. & Full, R. J., ”Evidence for van der Waals adhesion in gecko setae”, *Proceedings of National Academy of Science USA*, **99**, pp. 12252-12256, 2002.
- [21] Takahashi, K., Berengueres, J. O. L., Obata, K. J. & Saito, S., ”Gecko’s foot hair structure and their ability to hang from rough surfaces and move quickly”, *International Journal of Adhesion and Adhesives* **26**, pp. 639-643, 2006.
- [22] Geim, A. K., Dubonos, S. V., Grigorieva, I. V., Novoselov, K. S., Zhukov, A. A. & Shapoval, S. Y., *Nature materials* **2** pp. 461-463, 2003.
- [23] Santos, D., Spenko, M., Parness, A., Kim, S. & Cutkosky, M., ”Directional adhesion for climbing: theoretical and practical considerations”, *Journal of Adhesion*

- Science and Technology*, **21**, pp. 1317-1341, 2007.
- [24] Aksak, B., Murphy, M. P. & Sitti, M., "Adhesion of Biologically Inspired Vertical and Angled Polymer Microfiber Arrays", *Langmuir*, **23**, pp. 3322-3332, 2007.
- [25] Schubert, B., Majidi, C., Groff, R. E., Baek, S., Bush, B. Maboudian, R. & Fearing, R. S., "Towards friction and adhesion from high modulus microfiber arrays", *Journal of Adhesion Science and Technology*, **21** pp. 1297-1315, 2007.
- [26] Parness, A., Soto, D., Esparza, N., Gravish, N., Wilkinson, M., Autumn, K. & Cutkosky, M., "A microfabricated wedge-shaped adhesive array displaying gecko-like dynamic adhesion, directionality and long lifetime", *Journal of the Royal Society Interface*, **6** pp. 1223-1232, 2009.
- [27] Davies, J., Haq, S., Hawke, T. & Sargent J. P., "A practical approach to the development of a synthetic gecko tape", *International Journal of Adhesion and Adhesives*, **29**, pp. 380-390, 2009.
- [28] Gao, H., Wang, X., Yao, H., Gorb, S. & Arzt, E., "Mechanics of hierarchical adhesion structures of geckos", *Mechanics of Materials*, **37**, pp. 275-285, 2005.
- [29] Xie, T., & Xiao, X., "Self-peeling reversible dry adhesive system", *Chemistry Materials*, **20**, pp. 2866-2868, 2008
- [30] Jeong, H. E., Kwak, M. K., & Suh, K. Y., "Stretchable, adhesion-tunable dry adhesive by surface wrinkling", *Langmuir*, **26**, pp. 2223-2226, 2010
- [31] Koiter, W. T., "An infinite row of collinear cracks in an infinite elastic sheet", *Ingenieur-Archiv*, **28**, pp. 168-172, 1959.
- [32] Johnson, K. L., "The adhesion of two elastic bodies with slightly wavy surfaces", *International Journal of Solids and Structures*, **32**, pp. 423-430, 1995.
- [33] Lei, L., Takahashi, K., Sriwijaya, A. R. R., & Pasomphone, H., "Effect of the surface roughness of a rigid body in contact with an elastic body upon the contact width", *溶接学会論文集*, **27**, pp. 196s-199s, 2009
- [34] Peng, Z. L., Chen, S. H. & Soh, A. K., "Peeling behavior of a bio-inspired nano-film on a substrate", *International Journal of Solids and Structures*, **47**, pp. 1952-1960, 2010.
- [35] Pesika, N. S., Tian, Y., Zhao, B., Rosenberg, K., Zeng, H., McGuiggan, P., Autumn, K. & Israelachvili, J. N., "Peel-Zone Model of Tape Peeling Based on the Gecko Adhesives System", *The Journal of Adhesion*, **83**, pp. 383-401, 2007.
- [36] Molinari, A. & Ravichandran, G., "Peeling of Elastic Tapes: Effects of Large De-

- formations, Pre-Straining, and of a Peel-Zone Model", *The Journal of Adhesion*, **84**, pp. 961-995, 2008.
- [37] Tian, Y., Pesika, N., Zeng, H., Rosenberg, K., Zhao, B., McGuiggan, P., Autumn, K. & Israelachvili, J., "Adhesion and friction in gecko toe attachment and detachment", *Proceedings of National Academy of Science USA*, **103**, pp. 19320-19325, 2006.
- [38] Sauer, R. A., "The peeling behavior of thin films with finite bending stiffness and the implications on gecko adhesion", *The Journal of Adhesion*, **87**, pp. 624-643, 2011.
- [39] Chen, B., Wu, P. D. & Gao, H., "Hierarchical modelling of attachment and detachment mechanisms of gecko toe adhesion", *Proceedings of the Royal Society A*, **464**, pp. 1639-1652, 2008.
- [40] 日本接着学会 [編], 2007, 接着ハンドブック 第4版, 日刊工業新聞社
- [41] Kaneko, T., Miyazaki, T., Yamaoka, K., Katayama, Y., Matsuda, A., Gong, J. P. & Osada, Y., "Shape memory gels with multi-stimuli-responses", *SPIE Proceedings*, **3669**, pp. 199-208, 1999.
- [42] Tobishi, H., Hara, H., Yamada, E. & Hayashi, S., "Thermomechanical properties in a thin film of shape memory polymer of polyurethane series", *SPIE Proceedings*, **2716**, pp. 46-57, 1996.
- [43] Mitsumata, T., Nagata, A., Sakai, K. & Takimoto, J., "Giant complex modulus reduction of κ -Carrageenan magnetic gels", *Macromolecular Rapid Communications*, **26**, pp. 1538-1541, 2005.
- [44] Chaudhury, M. K. & Owen, M. J., "Correlation between adhesion hysteresis and phase state of monolayer films", *Journal of Physics Chemistry*, **97**, pp. 5722-5726, 1993.
- [45] Silberzan, P., Perutz, S. & Kramer, E. J., "Study of the self-adhesion hysteresis of a siloxane elastomer using the JKR method", *Langmuir*, **10**, pp. 2466-2470, 1994.
- [46] Kenadall, K., "Rolling friction and adhesion between smooth solids", *Wear*, **33**, pp. 351-358, 1975.
- [47] Chen, Y. L., Helm, C. A. & Israelachvili, J. N., "Molecular mechanisms associated with adhesion and contact angle hysteresis of monolayer surfaces", *Journal of Physics Chemistry*, **95**, pp. 10736-10747, 1991.

- [48] Israelachvili, J. N., 2011, "Intermolecular and surface forces Third Edition", Academic Press, USA.
- [49] Johnson, K. L., "Mechanics of adhesion", *Tribology International*, **31**, pp. 413-418, 1998.
- [50] Wei, Z., He, M. F. & Zhao, Y. P., "The effects of roughness on adhesion hysteresis", *Journal of Adhesion Science and Technology*, **24**, pp. 1045-1054, 2010.
- [51] Popineau, S., Gautier, B., Slagen, P. & Shanahan, M. E. R., "A 3D effect in the wedge adhesion test: Application of speckle interferometry", *The Journal of Adhesion*, **80**, pp. 1173-1194, 2004.
- [52] Sun, W., Neuzil, P., Kustandi, T. S., Oh, S., and Samper, V. D., "The nature of the gecko lizard adhesive force", *Biophysical Journal: Biophysical Letters*, **85**, pp. L14-L17, 2005.
- [53] Orowan, E., "Fracture and strength of solids", *Reports on Progress in Physics*, **12**, pp. 185-232, 1949.
- [54] Yamakawa, T., "A functional investigation on the beam theory by using the orthotropic plate (scheibe) theory and Airy's stress functions", *Journal of Structural and Construction Engineering*, **438**, pp. 117-126, 1992
- [55] ティモシェンコ・グーディア共著, 1973, 弾性論, コロナ社
- [56] 小林道明, 石川博将, 奏 謹一, "短い片持ばりの二次元応力問題について", 日本機械学会論文集, **42**, pp. 1355-1364, 1973
- [57] Mastrangelo, C. H., & Hsu, C. H., "A simple experimental technique for the measurement of the work of adhesion of microstructure", *International Workshop Solid-State Sensors and Actuators (Hilton Head '92)*, pp. 208-212, 1992.

謝辞

本研究は日本学術振興会からの科学研究費補助金(特別研究員奨励費)により行われました。感謝しております。

本研究を行うにあたり、ご指導ご鞭撻いただきました東京工業大学高橋邦夫准教授に心より感謝いたします。また、有益なご意見と適切なご指導をしていただきました同大学齋藤滋規准教授に深く感謝いたします。

さらに、研究生生活を行えるように支えていただきましたヘムタビー・パソムポーン助教、秘書の三田尾晴美さま、及び高橋・齋藤研究室の皆様に感謝いたします。

研究業績

雑誌論文

1. Y. Sekiguchi, L. Lei, P. Hemthavy, K. Takahashi, "Mechanisms for grip-and-release process of adhesion contact using material with variable elastic modulus", *Journal of Adhesion Science and Technology*, Vol. **24**, No. 11-12, pp. 1819-1830, 2010
2. Y. Sekiguchi, P. Hemthavy, S. Saito, K. Takahashi, "Adhesion between side surface of an elastic beam and flat surface of a rigid body", *Journal of Adhesion Science and Technology*, Vol. **26**, No. 23, pp. 2615-2626, 2012

査読付き国際会議論文

1. Y. Sekiguchi, P. Hemthavy, S. Saito, K. Takahashi, "Separation mechanisms of reversible adhesive joining using an elastic body with variable elastic modulus", *Journal of Physics: Conference Series*, Volume **379**, 012041(9 pages), 2012
(International Symposium on Materials Science and Innovation for Sustainable Society Eco-Materials and Eco-innovation for Global Sustainability の Special Issue に収録)

国際会議抄録

1. Y. Sekiguchi, L. Lei, P. Hemthavy, K. Takahashi,
"Mechanisms for adhesive grip-and-release using material with variable elastic modulus",
Proceeding of 3rd International Conference on Advanced Computational Engineering and Experimenting (ACE-X), P. 75, 2009 (Poster)
2. Y. Sekiguchi, P. Hemthavy, S. Saito, K. Takahashi,
"Possibility of reversible adhesive joining using an elastic body with variable elastic modulus",

Proceeding of International Symposium on Materials Science and Innovation for Sustainable Society Eco-Materials and Eco-innovation for Global Sustainability (ECO-MATES 2011), Volume 1, pp. 177-178, 2011 (Oral)

3. Y. Sekiguchi, P. Hemthavy, S. Saito, K. Takahashi,
”Effect of elastic modulus on adhesion contact between an elastic body and a rigid body with surface roughness and a defect”,
Proceeding of EURADH 2012 9th European Adhesion Conference (CD-R), No. 3154 (4 pages), 2012 (Oral)

国内会議抄録

1. Y. Sekiguchi, P. Hemthavy, S. Saito, K. Takahashi,
”Effect of defect on the surface of a rigid body in adhesion contact with a semi-infinite elastic body”,
第17回エレクトロニクスにおけるマイクロ接合・実装技術シンポジウム論文集, pp. 323-326, 2011 (Oral)
2. 関口悠、ヘムタビー・パソムポーン、齋藤滋規、高橋邦夫
”平面基板に凝着した薄膜の剥離過程における剥離力の理論解析”,
日本接着学会 第50回年次大会 講演要旨集, p. 73, 2012 (Oral)

その他

1. 関口悠、ヘムタビー・パソムポーン、齋藤滋規、高橋邦夫
”弾性体・剛体間の凝着における剛体表面の欠陥が凝着力に及ぼす影響”,
第87回溶接学会界面接合研究委員会講演会, 2011年5月20日
2. 関口悠、ヘムタビー・パソムポーン、齋藤滋規、高橋邦夫
”弾性体凝着現象の応用可能性”,
平成23年度第3回社団法人日本溶接協会ろう部会技術委員会先端材料接合委員会講演, 2012年3月27日
3. Y. Sekiguchi, P. Hemthavy, K. Takahashi,
”Manipulation by adhesion force between elastic body and rigid object”,
Proceeding of the 5th AOTULE International Postgraduate Students Conference on Engineering, pp. 151-153, 2010 (Oral)