

修士論文

真性応力に起因する半導体微細
パターン構造の弾性安定問題の解明

p.1 — p.94 完

2014年2月6日提出

指導教員 泉 聡志 教授

37-126224 日高 貴弘

目次

1. 序論	9
1.1 研究背景	10
1.1.1 半導体素子の微細化.....	10
1.1.2 半導体製造プロセス.....	11
1.1.3 真性応力	12
1.1.4 パターン微細化に伴う問題.....	12
1.2 半導体微細パターンの座屈に関する従来の研究.....	13
1.3 研究の目的と手法.....	16
1.4 本論文の構成.....	16
2. 半導体微細パターンの座屈実験.....	18
2.1 諸言	19
2.2 微細パターンの製造と座屈の有無.....	19
2.3 真性応力の計測.....	21
2.4 物性値の計測.....	22
3. 2層モデルにおける理論座屈解の導出.....	25
3.1 諸言	26
3.2 適用する平板理論.....	26
3.3 Föppl-von Kármán の板理論.....	27
3.4 モデルの定式化.....	29
3.4.1 2層モデルへの適用.....	29
3.4.2 無次元化	30
3.4.3 座屈形状の仮定.....	31
3.4.4 常微分方程式の一般解.....	32
3.4.5 境界条件	34
3.4.6 分岐を表す条件.....	36
3.5 数値計算による座屈解の導出.....	37
4. エッチングプロセスを考慮したパターン構造の座屈予測法.....	39
4.1 諸言	40
4.2 エッチングレートの導入.....	40
4.3 座屈予測法の提案.....	42
5. 座屈予測法の適用.....	45
5.1 諸言	46
5.2 実験データへの適用.....	46
5.3 考察	48
5.3.1 アスペクト比による影響.....	48
5.3.1.1 FEM モデル	48

5.3.1.2	解析結果.....	50
5.3.2	未エッチング部の弾性特性による影響.....	52
5.3.2.1	FEM モデル.....	52
5.3.2.2	解析結果.....	54
5.3.3	その他の要因による影響度評価.....	57
5.3.4	まとめ.....	58
6.	様々な真性応力による座屈実験とその考察.....	60
6.1	諸言.....	61
6.2	実験概要と結果.....	61
6.3	考察.....	63
6.3.1	マスク層の表面酸化.....	63
6.3.2	マスク層の真性応力の不均一性.....	65
6.3.3	誘電体層内の真性応力.....	66
6.3.4	熱応力.....	67
6.3.5	まとめ.....	70
7.	結論と今後の課題.....	71
7.1	結論.....	72
7.2	今後の課題.....	73
付録 A:	線形座屈解析.....	74
付録 B:	合モーメントおよび合応力の定義.....	78
付録 C:	未エッチング部の弾性特性を考慮した拡張モデル.....	81
参考文献	85
謝辞	90

図目次

Figure 1.1.1. DRAM half pitch size forecast. Created based upon data from [2].	11
Figure 1.1.2. Patterning process of semiconductors.	12
Figure 1.1.3. SEM photograph of undulation caused by intrinsic stress in the patterned structure. This figure was presented by Toshiba Corporation.	13
Figure 1.2.1. SEM top view of arrays of dielectric ridges (width=space: 100, 75, 60, 50 nm). Left-hand side: porous SiOCH with a ridge height of 130 nm; middle: porous SiOCH with ridge height of 230 nm; right-hand side: dense SiOCH with an etched depth of 230 nm[16].	14
Figure 1.2.2. Evolution of buckling coefficient calculated from the simulation for different height and width of ridges with a porous SiOCH (line) and a dense SiOCH (dots)[16].	15
Figure 1.2.3. Swelling gel used by Mora <i>et al</i> : (a) Schematic of experimental setting, (b) Side view in the buckling regime[19].	15
Figure 2.2.1. SEM photographs of the experiments: (a) Exp.2, (b) Exp.6, (c) Exp.8. These figures were presented by Toshiba Corporation.	20
Figure 2.3.1. Schematic drawings of the deflection stemming from intrinsic stress in film capped on the substrate:(a) tensile stress, (b) compressive stress.	22
Figure 2.4.1. A schematic representation of a section through an indentation showing various quantities used in the analysis[21,22].	23
Figure 2.4.2. A schematic representation of load versus indenter displacement showing quantities in the analysis as well as a graphical interpretation of the contact depth [21,22].	24
Figure 3.3.1. Thin plate model.	28
Figure 3.3.2. Direction of inplane shear force.	28
Figure 3.4.1. Two layers model for applying to theory.	30
Figure 3.5.1. q - A_m curve for each κ : (a) $\kappa=0.2$, (b) $\kappa=0.5$, (c) $\kappa=0.8$.	38
Figure 3.5.2. Calculated buckling solution: (a) κ - q^c curve, (b) κ - A_m^c curve.	38
Figure 4.2.1. Etching models: (a) at $t=0$, (b) during process.	41
Figure 4.3.1. κ - A_m^c curve and κ - A_m^{etch} curve for Exp.1.	43
Figure 5.2.1. Evaluation graphs of each experiment: (a) Exp.1 and Exp.2, (b) Exp.3 and Exp.4, (c) Exp.5 and Exp.6, (d) Exp.7 and Exp.8.	47
Figure 5.3.1. FEM model for evaluation of aspect effect.	49
Figure 5.3.2. First mode shape at $l/h=8.0$, $\kappa=0.65$: (a) oblique projection drawing, (b) top view. The deformation mode shown here is greatly magnified for clarity.	50
Figure 5.3.3. κ - A_m^c curve of theory and FEM analyses.	51
Figure 5.3.4. FEM model with unetched dielectric layer: (a) oblique projection drawing, (b) front view.	53
Figure 5.3.5. Computed buckling modes of the patterned structure on the surface of unetched	

dielectric: (a) anti-phase for the two ridges: $\phi 0^\circ\text{ap}$ and $\phi 90^\circ\text{ap}$, (b) coordinate-phase for the two ridges: $\phi 0^\circ\text{cp}$ and $\phi 90^\circ\text{cp}$. Each contour figure is displayed as the Y-displacements of the surface (Z-X plane). The dashed curves which show the upside undulations of the two ridges are also super posed on each contour figure. The threshold of each legend is normalized with respect to the maximum amplitude displacement of each dashed undulation.	56
Figure 5.3.6. Decrease rate of $ A_m^c $ with analyses and $ A_m^{\text{etch}} $ at observation point from $ A_m^c $ with theory on Exp.2 and Exp.8.....	58
Figure 6.2.1. σ_m^c on each sample data by FEM analysis.	63
Figure 6.3.1. FEM model considering oxide film on mask layer: (a) front view, (b) partial enlarged view of oxide film.	65
Figure 6.3.2. σ_m^c with FEM vs. l_m on each sample data.	66
Figure 6.3.3. σ_d^c on each sample data from Exp.4 to Exp.8 by FEM analysis.	67
Figure A. 1. Conceptual diagram of load-displacement relation for linear and non-linear problems.....	76
Figure A. 2. X-strain contour map: (a) Side view, (b) Partial enlarged view of model edge.	77
Figure B. 1. Direction of moment and shear force.....	79
Figure C. 1. Model considering elastic property of unetched dielectric.	82
Figure C. 2. γ_s - A_m^c curve at $\gamma_r=0$ and $\kappa=0.8$	84
Figure C. 3. γ_r - A_m^c curve at $\gamma_s=0$ and $\kappa=0.8$	84

表目次

Table 1.1.1. Scaling results for circuit performance[1].....	10
Table 2.2.1. The measured profiles of the pattern structures and the observation of undulation. These data were presented by Toshiba Corporation.....	21
Table 2.4.1. Physical properties of a-Si:H and a-C:H. These data were presented by Toshiba Corporation.	24
Table 4.3.1. Parameters for calculating A_m^{etch} . This table was created based upon the data presented by Toshiba Corporation.	42
Table 5.2.1. Experimental values for predicting the onset of wiggling: the initial profile of the mask, the etching condition and the geometric and loading parameters at each observation point. This table was created based upon the data presented by Toshiba Corporation.	46
Table 5.3.1. Analysis Conditions.	49
Table 5.3.2. Comparison of FEM analysis results with theory on each experiment: $ A_m^c $ and buckling coefficient.....	52
Table 5.3.3. Thickness of residual dielectric and pitch: No.2, No.7 and No.8. These data were presented by Toshiba Corporation.	53
Table 5.3.4. Eigenvalue of the first and second modes.	54
Table 5.3.5. Comparison of FEM analysis results with theory on each experiment: $ A_m^c $ and buckling coefficient. Model 1 is FEM model with clamped edge along $Y=0$ (see section 5.3.1) and Model 2 is FEM model with elastic edge along $Y=0$ (on this section).	57
Table 6.2.1. The measured profiles and intrinsic stress of the pattern structures and the observation of undulation. These data was presented by Toshiba Corporation.	62
Table 6.3.1. Physical properties and deposition temperature required for calculation of thermal stress and calculated thermal stress. Young's modulus, Poisson ratio and deposition temperature of each material were presented by Toshiba Corporation.	69

1. 序論

1.1 研究背景

1.1.1 半導体素子の微細化

半導体は、あらゆる電子機器に不可欠な素子であり、その性能向上が電子機器の発展に直結する。例えば、メモリなどの集積回路の発達によりノートパソコンやタブレット端末、スマートフォンといった小型かつ高性能のコンピュータや通信機器が発達してきた。また、半導体はこのような IT 機器に限らず、家電や自動車といった製品にも用いられている。このように先の産業が多岐にわたる点から大きな経済効果が期待されるため、現在までに様々な方法で半導体素子の性能向上が進められてきた。とりわけ、素子の微細化は後述するような大きなメリットを得ることができるため、その技術開発には多くの技術者が注力してきた。

スケーリング則[1]によると、寸法を $1/k$ 倍にすることで集積度は k^2 倍、スピードは k 倍、消費電力は $1/k^2$ 倍になり、素子の性能向上が図れる(Table 1.1.1 参照)。そのためこのスケーリング則が半導体を高機能化する指標となり、素子の寸法、すなわちハーフピッチ(線幅と線間隔の和の半分の長さを指す)の縮小が進められている[2]。この微細化による集積度向上の割合は、1.5 年から 2 年で 2 倍になるというムーアの法則におおよそ従っており[3,4]、International Technology Roadmap for Semiconductors の半導体技術ロードマップによると、DRAM のハーフピッチは 2017 年には 20 nm を下回ると予測されている(Figure 1.1.1 参照)。このようなナノメートルオーダーの超微細構造を製造するためには製造装置の精度向上が不可欠であり、今後は今まで以上に装置開発に困難を極めることになるが、スケーリング則というメリットから素子の微細化は進められていくと考えられる。

Table 1.1.1. Scaling results for circuit performance[1].

Device or circuit parameter	Scaling factor
Device dimension	$1/k$
Delay time/circuit	$1/k$
Power dissipation/circuit	$1/k^2$
Power density	1

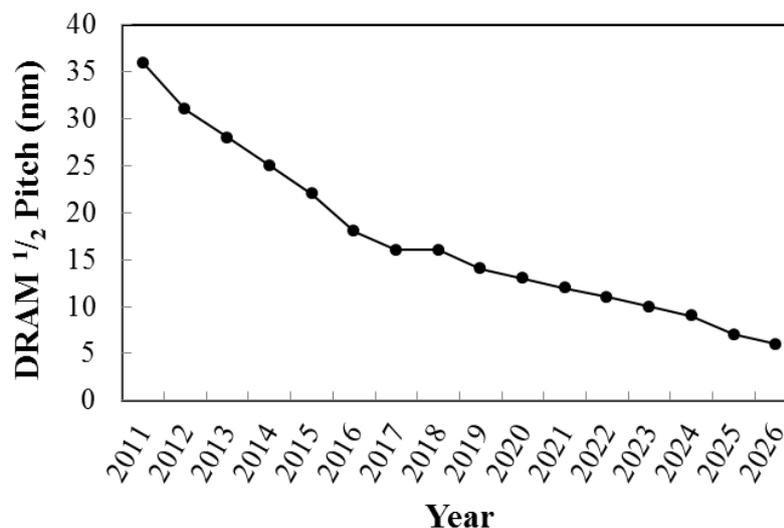


Figure 1.1.1. DRAM half pitch size forecast. Created based upon data from [2].

1.1.2 半導体製造プロセス

前節で述べたように素子の微細化は、半導体製造プロセスの技術を高度化させることにより実現されてきた。一般に半導体の製造プロセスでは、以下のような前工程を経て微細パターンが作られる(Figure 1.1.2 参照)。

- (i) シリコンウエハ上に誘電体層を成膜する。
- (ii) その上にマスク層を成膜する。
- (iii) さらにその上にフォトリソを塗布し、露光する。
- (iv) 現像液により、レジストにパターンを転写する。
- (v) マスク層をエッチングする。
- (vi) レジストを除去する。
- (vii) 誘電体層をエッチングする。

マスクは誘電体をエッチングする際の保護膜であるので、エッチングレートは誘電体層に比べて小さい材料が使用される。大まかに分類すると、成膜の方法には物理蒸着(Physical Vapor Deposition: PVD)法、化学蒸着(Cheical Vapor Deposition: CVD)法、熱反応析出・拡散(Thermo Reactive Deposition and Diffusion: TDR)の3つが、エッチングの方法にはドライエッチングとウェットエッチングの2つがあり、用途によって使い分けられる[5,6]。

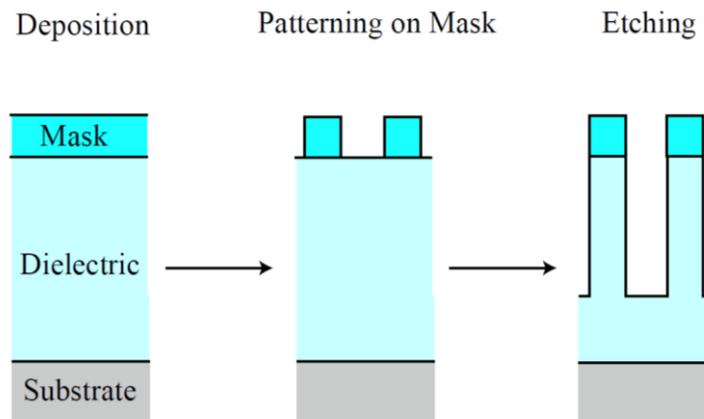


Figure 1.1.2. Patterning process of semiconductors.

1.1.3 真性応力

前節の成膜技術を用いて薄膜を製作すると、薄膜内部には残留応力が発生する。この残留応力は熱応力と真性応力に分類される。熱応力とは基板と薄膜との線膨張係数の違いに起因する残留応力であり、成膜温度に依存する。一方、真性応力とは熱応力以外の残留応力を指し、界面の格子間ミスフィットや結晶が成長する過程での表面状態、格子欠陥など様々な要因により発生する[5,7,8].

真性応力の発生により、耐久性が損なわれるだけでなく、薄膜の基板からの剥離や基板の転位などが発生し、デバイスの欠陥へとつながる。これら真性応力による諸問題は以前から報告されており、それらの機構解明に向けた研究がなされてきた[8-14]。しかし、2000年頃から微細化に伴う新たな真性応力起因の問題が報告されるようになった[15,16,17]。次節にその詳細を記述する。

1.1.4 パターン微細化に伴う問題

微細化によって幅が 100 nm を下回ったパターンはアスペクト比が大きいため、構造強度が著しく低くなる。この構造強度が低下したパターン内部に圧縮の真性応力がかかることにより Figure 1.1.3 に示すようなパターンのうねりが発生する現象が報告されている[15,16,17]。うねり現象(座屈)は、降伏強度よりもはるかに小さな荷重で発生し、大きな変形を伴うためデバイスの致命的な欠陥になりうる。よって、半導体デバイスの歩留りを減らすためには、微細パターン構造の座屈特性を解明し、座屈現象を考慮した設計指針が必要となる。

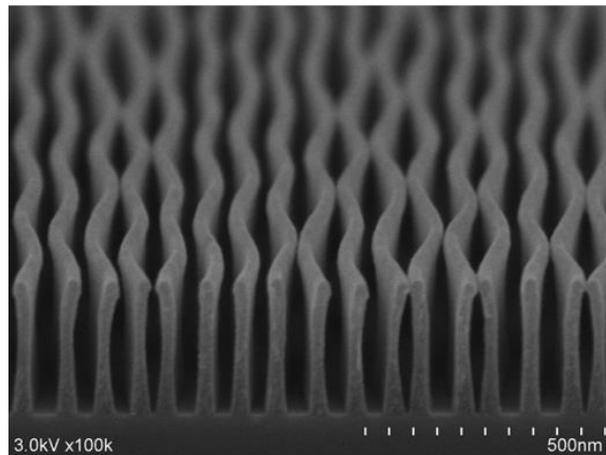


Figure 1.1.3. SEM photograph of undulation caused by intrinsic stress in the patterned structure. This figure was presented by Toshiba Corporation.

1.2 半導体微細パターンの座屈に関する従来の研究

座屈現象は弾性論から説明される現象であるため、座屈の予測や評価には弾性論によるアプローチが一般的である。Darnon らは半導体微細パターンの座屈実験および有限要素法 (Finite Element Method: FEM) 解析を行い、結果を比較した[16]。Figure 1.2.1 には誘電体層のヤング率、パターン幅およびリッジ高さが異なった微細パターンの SEM 画像を、Figure 1.2.2 には実験で使用したそれぞれの薄膜の物性値およびパターン幅に対してリッジ高さの感度解析を行った結果を示している。Figure 1.2.2 の縦軸は解析による座屈応力を実験により測定された内部応力で除した値、すなわち、座屈係数(Buckling Coefficient)を表している。したがって、座屈係数が 1 を上回るリッジ高さのサンプルは座屈が起きず、1 を下回るリッジ高さのサンプルは座屈が起きるといった判定となる。その結果、観察結果と解析結果が一致することが確認された。よってこの研究により、ナノスケールでの FEM 解析の妥当性が示されるとともに座屈が起きるリッジ高さの予測が可能となった。しかし、この実験ではマスク層の高さは変化せず、また、パターン高さ以外の FEM による感度解析を行っていない。ゆえに、誘電体層と同時にマスク層がエッチングされる場合や成膜時のマスク層の高さが異なる場合など条件が異なるたびに FEM 解析が必要となり、統一的な評価ができない。

伊藤らは、Darnon らと同様に FEM 解析により Figure 1.2.2 のような座屈係数のパターン高さ依存性を調べるとともに、加工寸法ばらつきが座屈係数に与える影響度の評価と材料選定に対する指針を与えた[17]。ただし、実験との比較はなされていない。

シーは半導体微細パターンに対し、Darnon らや伊藤らと同様 FEM 解析を行い、座屈荷重

は誘電体層・マスク層の比率およびアスペクト比という 2 つの無次元数のみで決定されることを示し、実験と比較した。しかし、実験との整合性がとれないという結果が得られている[18]。ゆえに、半導体微細パターンにおける詳細な座屈特性の理解が必要であると考えられる。

半導体パターン座屈ではないが、類似の現象として高吸水性ゲルが座屈する現象がある。Mora らは、膨潤率が小さく剛性の高いゲルで一端を拘束した、薄いプレート状の高吸水性ゲルを膨潤させ、座屈を誘起させる実験を行った(Figure 1.2.3 参照)。そして、Föppl-von Kármán の板理論を用いて解析を行い、理論座屈波長が実験と一致することを示した[19]。これにより、先に挙げた半導体のパターン座屈に関する従来の研究では FEM 解析を使用しているが、板理論を用いた 2 層における理論座屈解の導出も可能であると考えられる。

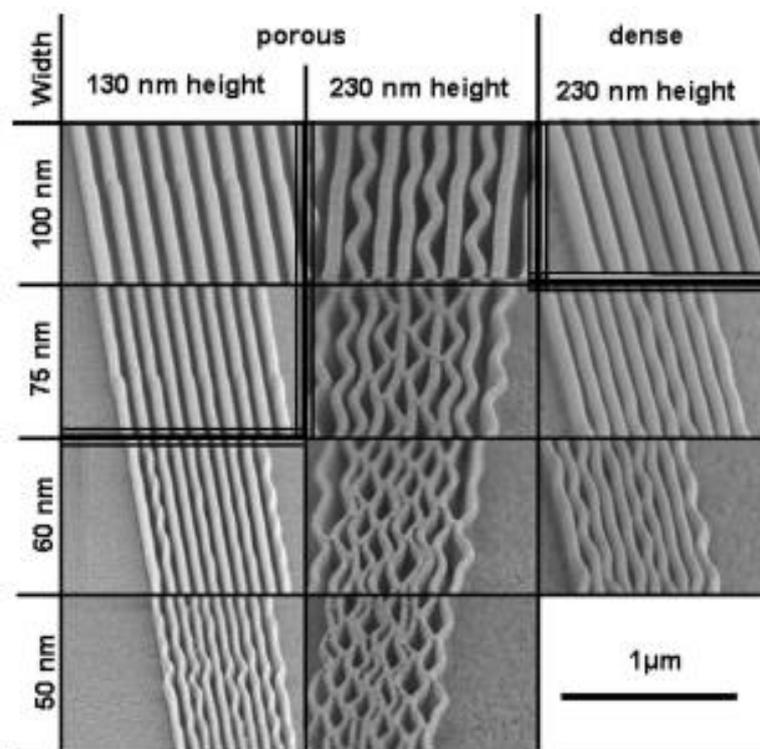


Figure 1.2.1. SEM top view of arrays of dielectric ridges (width=space: 100, 75, 60, 50 nm). Left-hand side: porous SiOCH with a ridge height of 130 nm; middle: porous SiOCH with ridge height of 230 nm; right-hand side: dense SiOCH with an etched depth of 230 nm[16].

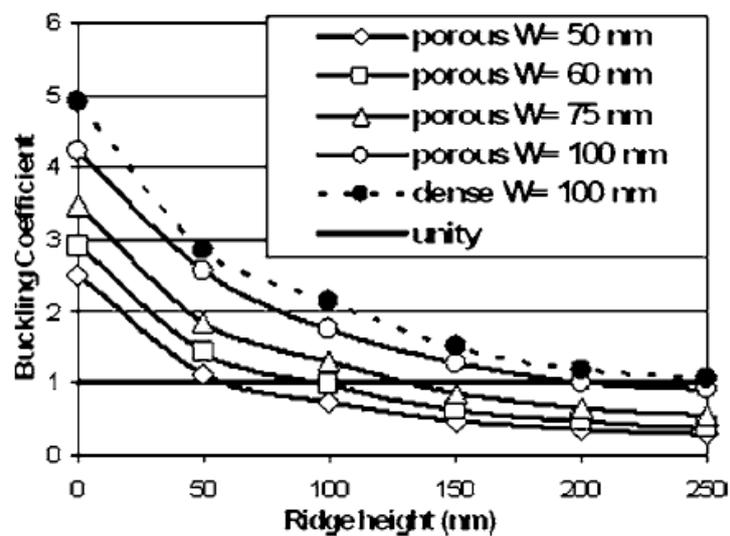
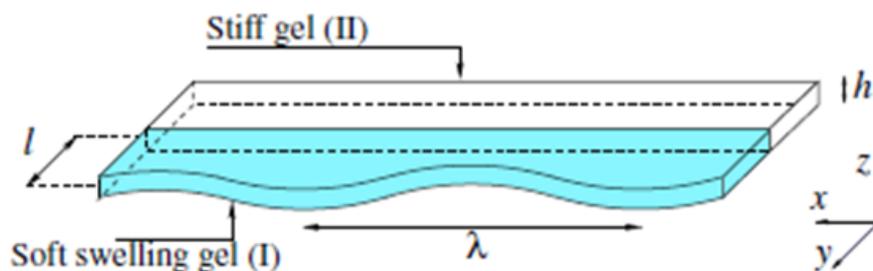


Figure 1.2.2. Evolution of buckling coefficient calculated from the simulation for different height and width of ridges with a porous SiOCH (line) and a dense SiOCH (dots)[16].

(a)



(b)

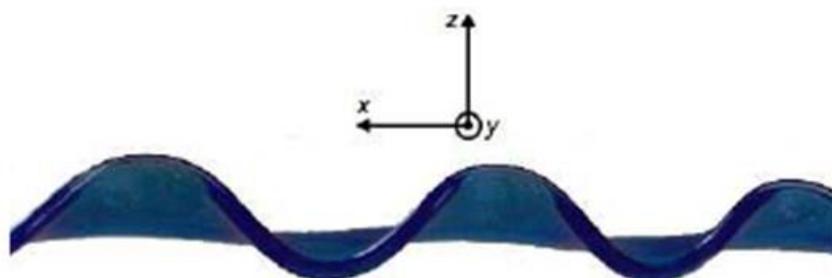


Figure 1.2.3. Swelling gel used by Mora *et al.*: (a) Schematic of experimental setting, (b) Side view in the buckling regime[19].

1.3 研究の目的と手法

以上に示した研究背景および従来研究により本研究では、半導体微細パターンにおける統一的評価が可能な座屈予測法の開発および詳細な座屈メカニズムの解明を目的とする。本目的を達成するため、座屈予測は薄板理論を用いた座屈解の導出および実験による検証を行い、座屈特性の解明はFEMによる詳細解析を行う。さらに、提案した手法では考慮していない要因の評価を行うために実験条件を変えたサンプルを作成し、拡張モデルに対する考察を与える。

1.4 本論文の構成

本論文の構成を以下に示す。

第1章 序論

研究背景、従来の研究および研究目的と手法を論じた。

第2章 半導体微細パターンの座屈実験

本研究で使用する実験の概要を示す。

第3章 2層モデルにおける座屈解の導出

誘電体層、マスク層の2層からなる微細パターンの座屈応力を、薄板理論を用いて導出する。

第4章 エッチングプロセス中を考慮したパターン構造の座屈予測法

形状変化に依存する無次元真性応力を導入し、第3章で得られた座屈応力との比較を行うことで、エッチング過程において座屈予測が可能な手法を構築する。

第5章 座屈予測法の適用

提案した座屈予測法を用いて、第2章で論じた実験データとの比較を行う。そして、その結果に対する考察を行う。

第6章 様々な真性応力による座屈実験および考察

提案した手法では考慮していない要因の評価を行うために実験条件を変え、様々な真性応力をもつサンプルを作成する。そして、拡張モデルに対する考察を与える。

第7章 結論と今後の課題

本研究の結論と今後の課題について記す.

2. 半導体微細パターンの座屈実験

2.1 諸言

本章では、半導体微細パターンの座屈実験について述べる。半導体製造工程の成膜およびエッチングプロセスを用いて誘電体層/マスク層の 2 層微細パターン構造を製造し、座屈の有無を観察する。加えて、真性応力および各材料の物性値の計測も行う。なお、本章に記す実験データや写真はすべて株式会社東芝から提供されたものである。

2.2 微細パターンの製造と座屈の有無

プラズマ CVD 技術を用いてシリコン基板の上に誘電体として水素化アモルファスカーボン(a-C:H)を 250-300 nm, さらにその上にマスクとして水素化アモルファスシリコン(a-Si:H)を 30-35 nm 成膜する。原料および成膜温度は、水素化アモルファスカーボンが C_3H_6 , 550 度であり、水素化アモルファスシリコンが SiH_4/He , 400 度である。その後、フォトリソグラフィおよびドライエッチング技術によりマスクにパターンを転写し、ドライエッチングにより誘電体層をエッチングしていく。エッチングには Ar/O_2 混合ガスを使用している。サンプルは成膜するマスク層の厚さ、転写するパターンの幅およびエッチング条件をパラメータにとり、8 つ作成した。作成したサンプルのうち、実験 2, 6, 8 の SEM 画像を Figure 2.2.1 に示す。また、これらの SEM 画像により観察した各寸法データおよびうねりの有無を Table 2.2.1 に示す。なお、エッチング条件はエッチング深さだけでなく、マスク層の厚さやパターン幅にも影響を及ぼし、転写段階の寸法と異なるため、Table 2.2.1 にはエッチング前後の寸法を記載している。また、エッチング後のリッジの形状は高さ方向に一様ではないため、パターン幅は高さ方向の平均値をとっている。Table 2.2.1 に示すように、パターンの座屈は実験 1 から実験 6 までの 6 サンプルで確認され、実験 7, 8 では観察されなかった。

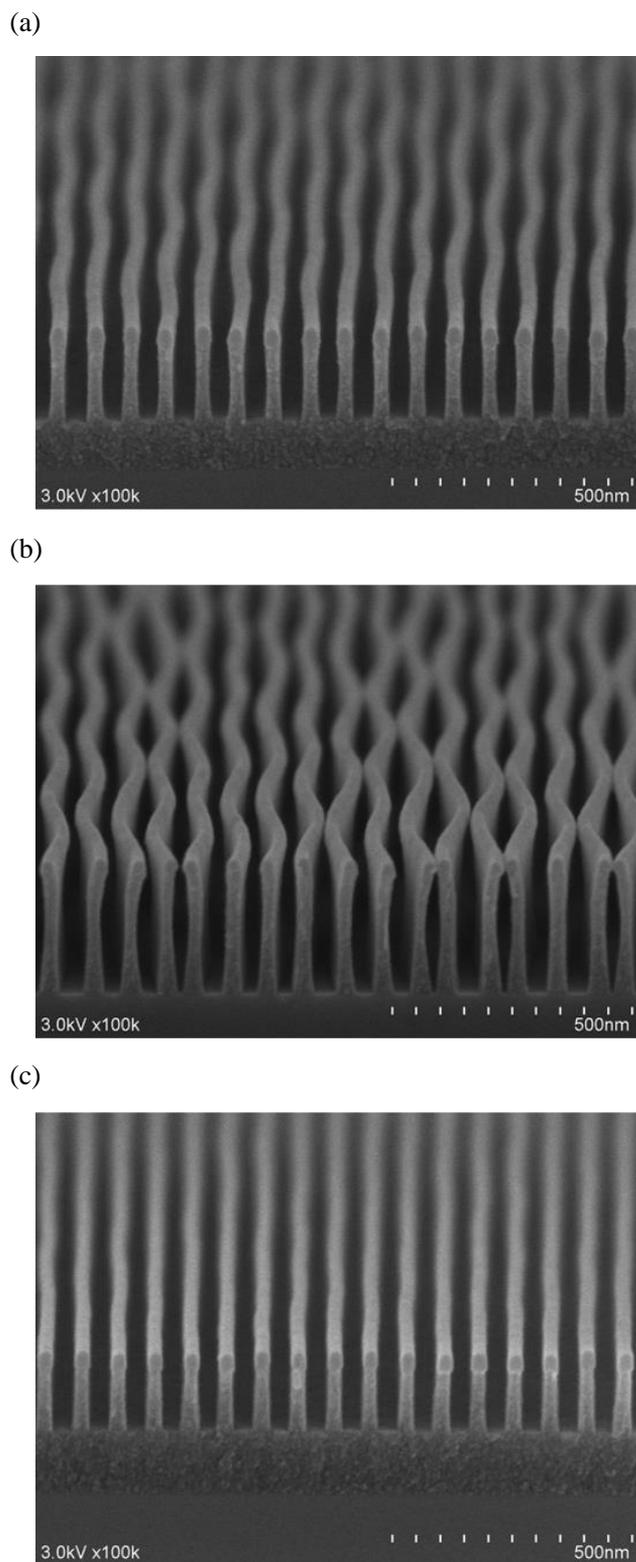


Figure 2.2.1. SEM photographs of the experiments: (a) Exp.2, (b) Exp.6, (c) Exp.8.

These figures were presented by Toshiba Corporation.

Table 2.2.1. The measured profiles of the pattern structures and the observation of undulation. These data were presented by Toshiba Corporation.

No.	Initial profile		Observation profile			Undulation
	Width (nm)	Mask height (nm)	Width (nm)	Mask height (nm)	Dielectric height (nm)	
1	25	33	21	31	171	Occurred
2	28	33	25	33	165	Occurred
3	26	33	22	24	249	Occurred
4	29	33	21	28	261	Occurred
5	23	30	23	26	256	Occurred
6	28	30	27	25	265	Occurred
7	23	35	23	30	85	Not occurred
8	23	35	23	35	134	Not occurred

2.3 真性応力の計測

薄膜に真性応力が生じている場合、力の釣合いをとるために基板がたわむ。引張応力が発生しているときは Figure 2.3.1(a)のように膜面を内側にして曲がり、圧縮応力が発生しているときは Figure 2.3.1(b)のように膜面を外側にして曲がる。このたわみと応力には相関があり、たわみを測定することにより薄膜の真性応力を計算することができる。基板の厚さが膜厚よりも十分大きい場合、たわみの曲率と応力には次式で示す Stoney の式[20]の関係がある。

$$\sigma = \frac{E_s t_s^2}{6(1-\nu_s)Rt_f} \quad (2.3.1)$$

ここで、 σ は薄膜の内部応力、 E_s は基板のヤング率、 ν_s は基板のポアソン比、 t_s は基板の厚さ、 t_f は薄膜の厚さ、 R は曲率半径を表す。ただし、この式は円形基板の場合に適用できる式である。

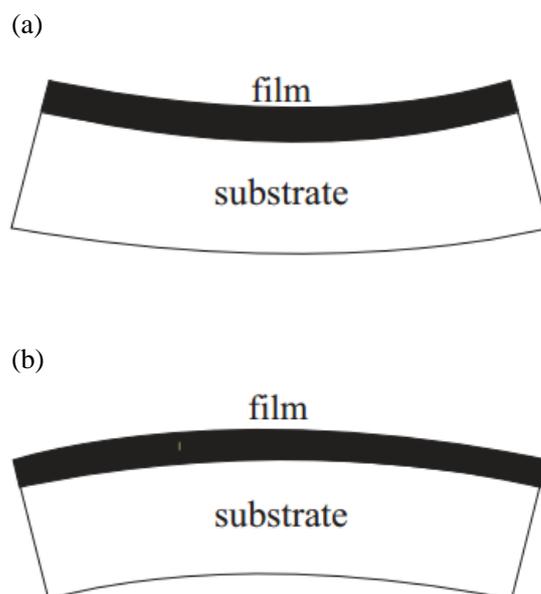


Figure 2.3.1. Schematic drawings of the deflection stemming from intrinsic stress in film capped on the substrate:(a) tensile stress, (b) compressive stress.

本研究においても、たわみを測定し、式(2.3.1)を用いて内部応力の計算を行う。ここでは、十分厚い Si 基板(750 μm)の上に a-Si:H を 40 nm 成膜して得られた曲率をもとに真性応力を導出した。その結果、a-Si:H の真性応力は-927 MPa (927 MPa の圧縮応力)という結果が得られた。なお、一般に a-C:H の真性応力は a-Si:H の真性応力よりも十分小さいので、本研究においては a-C:H の真性応力は働かないとして a-Si:H の真性応力のみでの計測を行った。

2.4 物性値の計測

物性値の計測はナノインデンテーション法により行う。まず、ナノインデンテーション法の概要について説明する[21,22]。ナノインデンテーション法は薄膜材料などの表面硬さおよびヤング率を測定する際に使用される。バーコビッチ型と呼ばれる正三角錐の圧子を表面に押し込み、その後除荷をすることによって得られる、荷重と圧子の押し込み深さの関係から導出する。Figure 2.4.1 に圧子と資料の接触の様子を、Figure 2.4.2 に荷重-押し込み深さ曲線の一例を示す[21,22]。ここで、Figure 2.4.1 において除荷後に初期形状に戻らないこと、および Figure 2.4.2 において負荷と除荷における曲線がヒステリシスを持つことは資料が弾塑性変形することに由来する。図に示されているパラメータを用いると、接触剛性 S は次式のように表現できる。

$$S = \frac{dP}{dh} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} E_r \sqrt{A} \quad (2.4.1)$$

ここで、 E_r は換算ヤング率、 A は圧子と試料の接触面積であり、それぞれ次式で表現される。

$$\frac{1}{E_r} = \frac{1-\nu^2}{E} + \frac{1-\nu_s^2}{E_s} \quad (2.4.2)$$

$$A = 24.56h_c^2 + f(h_c) \quad (2.4.3)$$

ここで、 E 、 ν は圧子のヤング率およびポアソン比、 E_s 、 ν_s は試料のヤング率およびポアソン比、 h_c は接触深さである。また、関数 f について、理想的なバーコビッチ圧子の場合には $f = 0$ となるが、実際の圧子は加工時の形状誤差により補正項として加えられる。式(2.4.1)–(2.4.3)から試料のヤング率を算出することができる。

この手法を用いて、a-C:Hおよびa-Si:Hのヤング率を測定した結果、前者が12.8 GPa、後者が122 GPaとなった。ただし、両者のポアソン比は0.3とする。Table 2.4.1に物性値をまとめたものを示す。

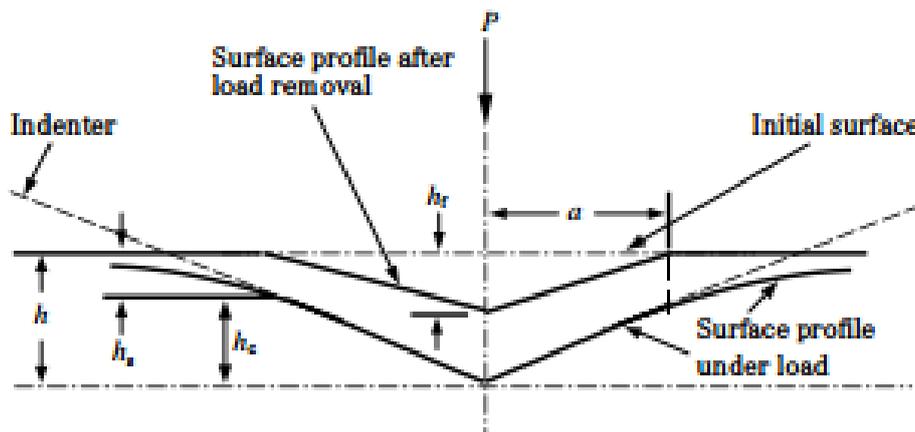


Figure 2.4.1. A schematic representation of a section through an indentation showing various quantities used in the analysis[21,22].

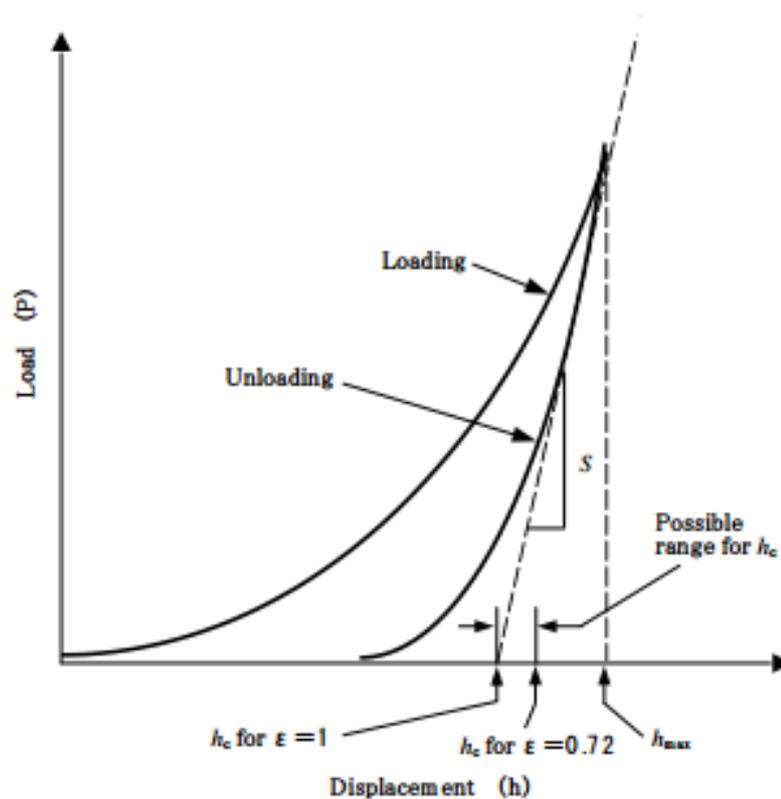


Figure 2.4.2. A schematic representation of load versus indenter displacement showing quantities in the analysis as well as a graphical interpretation of the contact depth [21,22].

Table 2.4.1. Physical properties of a-Si:H and a-C:H. These data were presented by Toshiba Corporation.

Material	Young's Modulus (GPa)	Poisson's ratio
a-Si:H	122	0.3
a-C:H	12.8	0.3

3. 2層モデルにおける 理論座屈解の導出

3.1 諸言

本章では，誘電体層とマスク層の2層からなる1組のリッジを矩形モデルで近似し，平板曲げ理論を適用することで理論的に座屈解を導出する。

3.2 適用する平板理論

平板の問題は，中立面内の変形を扱う面内問題と曲げの変形を扱う面外変形問題に分けられる。微小変形問題ではこれらを独立に扱っており，曲げ変形問題のみを対象とする理論が現在までに数多く提唱されている[23-34]。これらは導出過程において異なる仮定が付されているため，適用の際には注意が必要である。代表的な理論について大きく異なる仮定を以下に示す。

- Kirchoff-Love 理論では，平板の板厚が十分小さく，板厚方向の応力およびひずみが無視できると仮定している[23,26]。
- Hencky 理論，Mindlin 理論，Schmidt 理論，一般化高次理論などでは板厚方向の変位成分をある関数形に仮定し，板厚方向の成分を近似的に取り入れている[27-30]。
- Reissner 理論，Fersht 理論，Ambartsumyan 理論，Panc の一般化理論などでは板厚方向の応力成分をある関数形に仮定し，板厚方向の成分を近似的に取り入れている[31-34]。

以上の仮定により，一般に Kirchoff-Love 理論は板厚が十分薄い平板に適用され，変位・応力仮定理論は板厚の効果が無視できない厚板平板に適用される。Kirchoff-Love 理論は適用できる平板の条件が厳しいが，その分，支配方程式は変位・応力を仮定した理論に比較してシンプルに記述される[23,26]。

ここで，本研究で対象としている微細パターンの1つのリッジを平板に近似すると，座屈に起因する荷重(応力)は面内方向に働くことになる。したがって，平板は座屈するまでは面内変形する。一方，座屈後は面外変形する。座屈は変形モードの分岐であるので，面内変形と面外変形を独立に扱っている微小変形問題ではこの分岐を表現することができない。そのため本研究では，上記理論を派生させ面内問題と曲げ問題を連成した大変形理論を用いる必要がある。大変形理論は，筆者の知る限り Kirchoff-Love 理論から派生させた Föppl-von Kármán の板理論[23,26]しか存在しないが，仮に変位・応力仮定理論から導いた理論があった(あるいは導出可能であった)としてもより煩雑になることが推測される。そこで，本研究ではシンプルな記述が可能な Föppl-von Kármán の板理論を適用する。ただし，リッ

ジのアスペクト比によっては Föppl-von Kármán の板理論から求められた座屈理論解と大きく外れることが考えられるため,このような板厚効果については第5章において評価する.

3.3 Föppl-von Kármán の板理論

Figure 3.3.1 に示すように, z 軸方向に十分薄い平板の弾性安定問題を考える. この平板に面外分布荷重 p および面内力 N_x , N_y , N_{xy} (面内力は単位長さあたりの力と定義する)が作用しているとき, 釣合いの式を立てることにより次式に示す Föppl-von Kármán の方程式が得られる[23,26].

$$\Delta^2 w = \frac{1}{D} \left(p + N_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + 2N_{xy} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + N_y \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right), \quad 0 \leq x \leq L, 0 \leq y \leq l \quad (3.3.1)$$

ここで, $\Delta^2 = \partial^4 / \partial x^4 + 2\partial^4 / \partial x^2 \partial y^2 + \partial^4 / \partial y^4$, w は基準面における z 軸方向のたわみ, h は板厚, L は板の x 軸方向の長さ, l は板の y 軸方向の長さを表す. D は曲げ剛性でありヤング率 E , ポアソン比 ν , 板厚 h を用いて次のように表される.

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad (3.3.2)$$

また, 荷重の方向について, p は z 軸方向を正, N_x, N_y はそれぞれ引張を正, N_{xy} は時計回りにモーメントを持つ方向を正とする(Figure 3.3.2 参照).

Föppl-von Kármán の方程式(3.3.1)の導出では, 以下の仮定を置くところから出発している.

- (i) z 軸方向にはせん断変形しない.
- (ii) 変形後も板厚 h は変化しない.
- (iii) z 軸方向の応力は省略する.

仮定(i)は基準面とその法線が変形後も直線を保ち, 直交するという, いわゆる直線保持および直交保持の仮定である. 仮定(ii)と(iii)は平面ひずみと平面応力を同時に仮定していることになるが, 薄板の場合着目する成分への影響が小さいと考えられるため, この矛盾を無視して誘導している.

このように Föppl-von Kármán の方程式は互いに矛盾するような仮定の下で求められているが, $l/h \approx 10$ 程度の薄肉平板であれば精度よく解が得られるといわれている[23]. 以下, 式(3.3.1)を用いて本研究の半導体パターンに適用する.

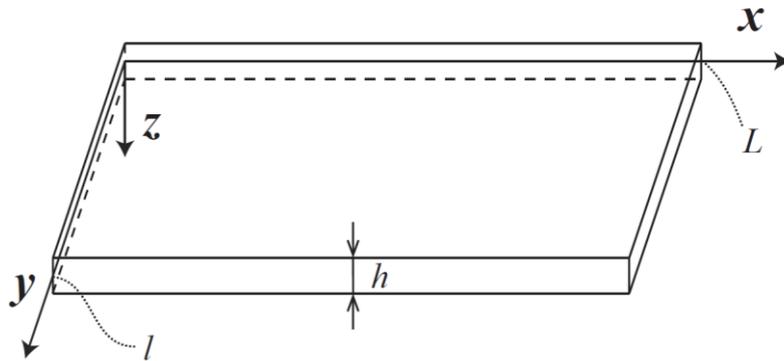


Figure 3.3.1. Thin plate model.

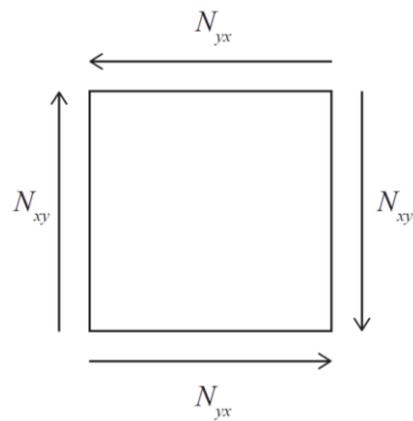


Figure 3.3.2. Direction of inplane shear force.

3.4 モデルの定式化

3.4.1 2層モデルへの適用

2層のパターンに適用する際、本研究で対象とする座屈問題はパターン内部の長手方向の真性応力に起因すると考えられるため、 N_x 以外の荷重は0とする。また、真性応力は厚さ方向に一様であるとして $N_x = \sigma_x h$ と表す。ただし、 σ_x は x 軸方向の応力である。これらを式(3.3.1)に代入すると次式が得られる。

$$\Delta^2 w = \frac{h}{D} \sigma_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad 0 \leq x \leq L, 0 \leq y \leq l \quad (3.4.1)$$

式(3.4.1)を用いて以下のような2層モデルに拡張する。

$$\begin{cases} \Delta^2 w_d = \frac{h}{D_d} \sigma_d \frac{\partial^2 w_d}{\partial x^2}, & 0 \leq y \leq l_d \\ \Delta^2 w_m = \frac{h}{D_m} \sigma_m \frac{\partial^2 w_m}{\partial x^2}, & 0 \leq y \leq l_m \end{cases} \quad (3.4.2)$$

ここで、添え字は d が誘電体層の物理量、 m がマスク層の物理量を表す。以下、誘電体層またはマスク層のいずれかもしくは両方の物理量を表すときは、添え字 x を用いて w_x のように表すことにする。また、半導体の x 軸方向の長さは他の長さに比べて十分長いので、その定義域は $-\infty < x < \infty$ とする。さらに応力はそれぞれの層内で一様であると仮定し、 σ_d および σ_m は定数であるとする。2層モデルの概略図を Figure 3.4.1 に示す。

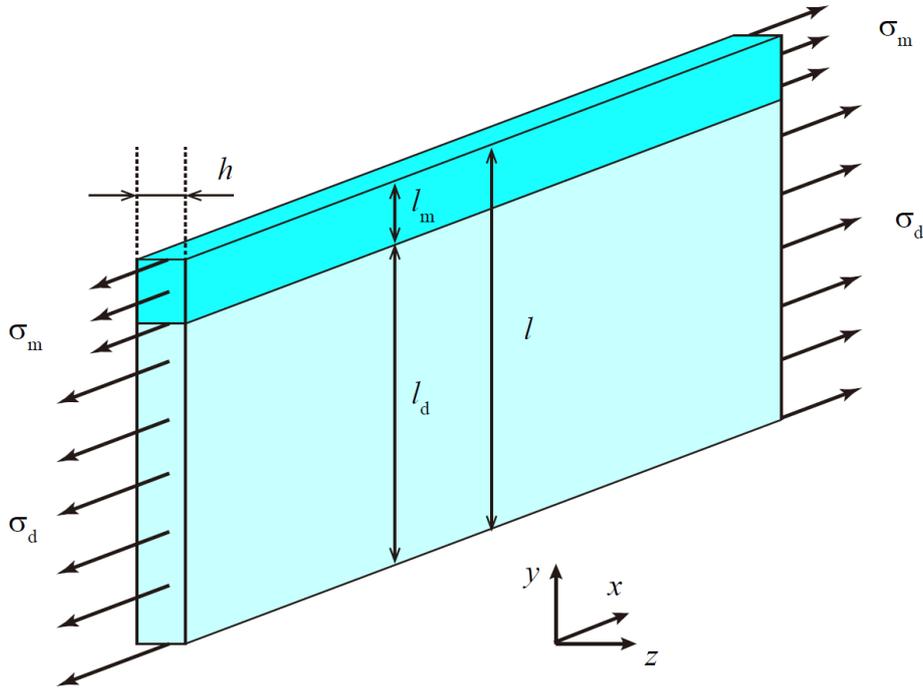


Figure 3.4.1. Two layers model for applying to theory.

3.4.2 無次元化

式(3.4.2)より2層モデルは、形状パラメータを h , l_d , l の3つ持つことがわかる。そのため、本研究での実験において、エッチング過程でこれらがそれぞれ独立に変化していくことを考慮すると(第2章 Table 2.2.1 参照)、プロセス中の座屈点を探索するのは困難に思われる。実際、第1章で紹介した Darmon らの手法ではマスク層の高さ l_m およびパターン幅 h を固定した状態で評価を行っている[16]。そこで、プロセスが進行しても統一的に評価が行えるようにするため、式(3.4.2)を無次元化することによって形状に関する支配パラメータを減らす。代表長さを l 、代表応力を D_d/hl^2 とすると式(3.4.2)は以下のように無次元化される。

$$\begin{cases} \hat{\Delta}^2 \hat{w}_d = A_d \frac{\partial^2 \hat{w}_d}{\partial \hat{x}^2} & , \quad 0 \leq \hat{y} \leq \kappa \\ \hat{\Delta}^2 \hat{w}_m = \gamma A_m \frac{\partial^2 \hat{w}_m}{\partial \hat{x}^2} & , \quad \kappa \leq \hat{y} \leq l \end{cases} \quad (3.4.3)$$

ここで、 \hat{w}_d 、 \hat{w}_m はそれぞれ誘電体層およびマスク層の無次元たわみ、 A_d 、 A_m はそれぞれ誘電体層およびマスク層の無次元応力、 κ はパターン高さに対する誘電体層の高さ、ならびに γ は曲げ剛性の比率を表す。これらの記号およびその他の記号の数式的表現は次式に準じる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{x} = x/l, \hat{y} = y/l \\ \hat{\Delta}^2 = \frac{\partial^4}{\partial \hat{x}^4} + \frac{\partial^4}{\partial \hat{x}^2 \partial \hat{y}^2} + \frac{\partial^4}{\partial \hat{y}^4} \\ \hat{w}_x = w_x/l \\ A_x = \sigma_x / \frac{D_d}{hl^2} \\ \kappa = l_d/l \\ \gamma = D_d/D_m \end{array} \right. \quad (3.4.4)$$

式(3.4.4)の無次元化により得られた偏微分方程式(3.3.3)から、形状に関するパラメータは κ のみであることがわかる。すなわち物性値が定まれば、無次元座屈応力は κ のみの関数となり、個々の形状寸法の絶対値に依らない相対的な座屈解が導出できると推定される。

3.4.3 座屈形状の仮定

実験の座屈形状から、たわみは x 軸方向に対して正弦波関数であると考えられる。そこで、無次元たわみ \hat{w}_x は次式に示すように、波数を q とする \hat{x} に関する正弦関数と \hat{y} のみを変数に持つ4階微分可能な関数 ξ_x の積として表現できると仮定する。

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{w}_d = \xi_d(\hat{y}) \sin q\hat{x} \\ \hat{w}_m = \xi_m(\hat{y}) \sin q\hat{x} \end{array} \right. \quad (3.4.5)$$

ここで、パターンは x 軸方向に十分長いので、 q は位置 \hat{x} に依存しない定数とした。式(3.4.5)を式(3.4.3)に代入して整理すると、各 ξ_x に対して次式に示すような \hat{y} に関する4階常微分方程式が得られる。

$$\begin{cases} \xi_d^{(4)} - 2q^2 \xi_d^{(2)} + (q^4 + \Lambda_d q^2) \xi_d = 0 & , (0 \leq \hat{y} \leq \kappa) \\ \xi_m^{(4)} - 2q^2 \xi_m^{(2)} + (q^4 + \gamma \Lambda_m q^2) \xi_m = 0 & , (\kappa \leq \hat{y} \leq 1) \end{cases} \quad (3.4.6)$$

ただし, $\xi_x^{(n)}$ は ξ_x の n 階微分を表す. これを解くことにより ξ_x の一般解が求まる.

3.4.4 常微分方程式の一般解

この解は式(3.4.7)および式(3.4.8)で示すように q , Λ_d , Λ_m , γ の関係によってそれぞれ 5 つの場合分けが必要となるが, いずれの条件についても 4 組の基本解の線形結合として表現できることがわかる.

(I) ξ_d の解

(i) $\Lambda_d < -q^2$ のとき

$$\begin{aligned} \xi_d(\hat{y}) = & A_{11} \exp(\sqrt{\alpha_d} \hat{y}) + A_{12} \exp(-\sqrt{\alpha_d} \hat{y}) \\ & + A_{13} \cos(\sqrt{\beta_d} \hat{y}) + A_{14} \sin(\sqrt{\beta_d} \hat{y}) \end{aligned} \quad (3.4.7-1)$$

(ii) $\Lambda_d = -q^2$ のとき

$$\begin{aligned} \xi_d(\hat{y}) = & A_{21} \exp(\sqrt{2} q \hat{y}) + A_{22} \exp(-\sqrt{2} q \hat{y}) \\ & + A_{23} \hat{y} + A_{24} \end{aligned} \quad (3.4.7-2)$$

(iii) $-q^2 < \Lambda_d < 0$ のとき

$$\begin{aligned} \xi_d(\hat{y}) = & A_{31} \exp(\sqrt{\alpha_d} \hat{y}) + A_{32} \exp(-\sqrt{\alpha_d} \hat{y}) \\ & + A_{33} \exp(\sqrt{-\beta_d} \hat{y}) + A_{34} \exp(-\sqrt{-\beta_d} \hat{y}) \end{aligned} \quad (3.4.7-3)$$

(iv) $\Lambda_d = 0$ のとき

$$\begin{aligned} \xi_d(\hat{y}) = & A_{41} \hat{y} \exp(q \hat{y}) + A_{42} \exp(q \hat{y}) \\ & + A_{43} \hat{y} \exp(-q \hat{y}) + A_{44} \exp(-q \hat{y}) \end{aligned} \quad (3.4.7-4)$$

(v) $\Lambda_d > 0$ のとき

$$\begin{aligned} \xi_d(\hat{y}) = & \exp(\sqrt{\bar{\alpha}_d} \hat{y}) \left(A_{51} \cos(\sqrt{\bar{\beta}_d} \hat{y}) + A_{52} \sin(\sqrt{\bar{\beta}_d} \hat{y}) \right) \\ & + \exp(-\sqrt{\bar{\alpha}_d} \hat{y}) \left(A_{53} \cos(\sqrt{\bar{\beta}_d} \hat{y}) + A_{54} \sin(\sqrt{\bar{\beta}_d} \hat{y}) \right) \end{aligned} \quad (3.4.7-5)$$

(II) ξ_m の解

(i) $\gamma\Lambda_m < -q^2$ のとき

$$\begin{aligned} \xi_m(\hat{y}) = & B_{11} \exp(\sqrt{\alpha_m} \hat{y}) + B_{12} \exp(-\sqrt{\alpha_m} \hat{y}) \\ & + B_{13} \cos(\sqrt{\beta_m} \hat{y}) + B_{14} \sin(\sqrt{\beta_m} \hat{y}) \end{aligned} \quad (3.4.8-1)$$

(ii) $\gamma\Lambda_m = -q^2$ のとき

$$\begin{aligned} \xi_m(\hat{y}) = & B_{21} \exp(\sqrt{2q} \hat{y}) + B_{22} \exp(-\sqrt{2q} \hat{y}) \\ & + B_{23} \hat{y} + B_{24} \end{aligned} \quad (3.4.8-2)$$

(iii) $-q^2 < \gamma\Lambda_m < 0$ のとき

$$\begin{aligned} \xi_m(\hat{y}) = & B_{31} \exp(\sqrt{\alpha_m} \hat{y}) + B_{32} \exp(-\sqrt{\alpha_m} \hat{y}) \\ & + B_{33} \exp(\sqrt{-\beta_m} \hat{y}) + B_{34} \exp(-\sqrt{-\beta_m} \hat{y}) \end{aligned} \quad (3.4.8-3)$$

(iv) $\gamma\Lambda_m = 0$ のとき

$$\begin{aligned} \xi_m(\hat{y}) = & B_{41} \hat{y} \exp(q\hat{y}) + B_{42} \exp(q\hat{y}) \\ & + B_{43} \hat{y} \exp(-q\hat{y}) + B_{44} \exp(-q\hat{y}) \end{aligned} \quad (3.4.8-4)$$

(v) $\gamma\Lambda_m > 0$ のとき

$$\begin{aligned} \xi_m(\hat{y}) = & \exp(\sqrt{\bar{\alpha}_m} \hat{y}) \left(B_{51} \cos(\sqrt{\bar{\beta}_m} \hat{y}) + B_{52} \sin(\sqrt{\bar{\beta}_m} \hat{y}) \right) \\ & + \exp(-\sqrt{\bar{\alpha}_m} \hat{y}) \left(B_{53} \cos(\sqrt{\bar{\beta}_m} \hat{y}) + B_{54} \sin(\sqrt{\bar{\beta}_m} \hat{y}) \right) \end{aligned} \quad (3.4.8-5)$$

ただし, A_{ij} , B_{ij} (i, j は $1 \leq i \leq 5$, $1 \leq j \leq 4$ を満たす整数) は定数であり, 適切な境界条件を与えることにより定まる. また, α_x , β_x , $\bar{\alpha}_x$, $\bar{\beta}_x$ は以下のとおりである.

$$\begin{cases} \alpha_d = q^2 + q\sqrt{-\Lambda_d}, & \beta_d = -q^2 + q\sqrt{-\Lambda_d}, \\ \bar{\alpha}_d = \frac{q^2 + q\sqrt{q^2 + \Lambda_d}}{2}, & \bar{\beta}_d = \frac{-q^2 + q\sqrt{q^2 + \Lambda_d}}{2}, \\ \alpha_m = q^2 + q\sqrt{-\gamma\Lambda_m}, & \beta_m = -q^2 + q\sqrt{-\gamma\Lambda_m}, \\ \bar{\alpha}_m = \frac{q^2 + q\sqrt{q^2 + \gamma\Lambda_m}}{2}, & \bar{\beta}_m = \frac{-q^2 + q\sqrt{q^2 + \gamma\Lambda_m}}{2} \end{cases}$$

3.4.5 境界条件

式(3.4.7)および式(3.4.8)の未定係数 A_{ij} , B_{ij} を決定するために境界条件を与える。境界条件は $\hat{y} = 0$, $\hat{y} = 1$ および $\hat{y} = \kappa$ (任意の \hat{x} 座標で成立) の 3 か所で付されると考えることができる。

(I) $\hat{y} = 0$

エッチング工程中は、 $\hat{y} < 0$ の領域には未エッチングの誘電体層が存在していると考えられる。誘電体層は弾性特性を持つアモルファスカーボンであるが、リッジ 1 つの曲げ剛性と比較して未エッチングの誘電体層の曲げ剛性は十分大きいと考えられるため、この変形は無視する、すなわち剛体とみなすことにする。このとき、 $\hat{y} = 0 (y = 0)$ における \hat{x} 軸方向の辺は完全固定となり、たわみとたわみ角が 0 となる。よって境界条件は次式で表される。

$$(w_d)_{y=0} = 0, \quad \left(\frac{\partial w_d}{\partial y} \right)_{y=0} = 0 \quad (3.4.9)$$

これを無次元化すると

$$(\hat{w}_d)_{\hat{y}=0} = 0, \quad \left(\frac{\partial \hat{w}_d}{\partial \hat{y}} \right)_{\hat{y}=0} = 0 \quad (3.4.10)$$

が得られる。式(3.3.10)に式(3.4.5)を代入して整理すると、次式のように ξ_d のみを用いて境界条件が表現できる。

$$\xi_d(0) = 0 \quad , \quad \xi_d'(0) = 0 \quad (3.4.11)$$

(II) $\hat{y}=1$

$\hat{y}=1(y=l)$ は自由辺であるため、この辺に沿って曲げおよびねじりのモーメントが働かず、またせん断力も作用しない。まず、曲げモーメントに対する自由境界条件としての要求について、薄板理論では次式で与えられる。

$$-D_m \left(\frac{\partial^2 w_m}{\partial y^2} + \nu_m \frac{\partial^2 w_m}{\partial x^2} \right)_{y=l} = 0 \quad (3.4.12)$$

上式左辺が $y=l$ における単位長さあたりの曲げモーメントを表す式(付録 B 参照)である。この式について(I)と同様に無次元化および式(3.4.5)の代入を行い、整理すると次式で示す条件式が得られる。

$$\left(\xi_m'' - \nu_m q^2 \xi_m \right)_{\hat{y}=1} = 0 \quad (3.4.13)$$

次に振りモーメントとせん断力に対する自由境界条件としての要求については、次式で示すように1つの式でまとめて表現することができる。

$$-D_m \left\{ \frac{\partial^3 w_m}{\partial y^3} + (2 - \nu_m) \frac{\partial w_m}{\partial x^2 \partial y} \right\}_{y=l} = 0 \quad (3.4.14)$$

上式左辺が $y=l$ における単位長さあたりの振りモーメントとせん断力をまとめた式である(付録 B 参照)。この式についても同様に無次元化および式(3.4.5)の代入を行い、整理すると次式で示す条件式が得られる。

$$\left\{ \xi_m''' - (2 - \nu_m) q^2 \xi_m' \right\}_{\hat{y}=1} = 0 \quad (3.4.15)$$

よって $\hat{y}=1$ における境界条件は式(3.4.13)および式(3.4.15)で与えられることがわかった。

(III) $\hat{y} = \kappa$

$\hat{y} = \kappa$ は誘電体層とマスク層とが接続している辺であるため、境界条件としてたわみ、たわみ角、曲げモーメント、振りモーメント、せん断力の連続を与えればよい。(I), (II)で使用した式を用いれば、連続の境界条件は次式で与えられる。

$$\begin{cases} \xi_d(\kappa) = \xi_m(\kappa) & , \quad \xi_d'(\kappa) = \xi_m'(\kappa) \\ \gamma(\xi_d'' - \nu_d q^2 \xi_d)_{\hat{y}=\kappa} = (\xi_m'' - \nu_m q^2 \xi_m)_{\hat{y}=\kappa} \\ \gamma\{\xi_d''' - (2 - \nu_d)q^2 \xi_d'\}_{\hat{y}=\kappa} = \{\xi_m''' - (2 - \nu_m)q^2 \xi_m'\}_{\hat{y}=\kappa} \end{cases} \quad (3.4.16)$$

以上(I)~(III)より、合計8組の境界条件が得られた。

3.4.6 分岐を表す条件

ξ_x の解である式(3.4.7)および式(3.4.8)を、境界条件により求めた式(3.4.11), (3.4.13)~(3.4.16)に代入することで、 q, A_d, A_m, γ の係数に依らずどのような条件においても、次式で示されるような8つの未定係数 $A_{i1}, A_{i2}, A_{i3}, A_{i4}, B_{j1}, B_{j2}, B_{j3}, B_{j4}$ ($i, j \in 1, 2, \dots, 5$)に関する8元連立方程式が得られる。

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{0} \quad (3.4.17)$$

ここで、 \mathbf{M} は8行8列の行列、 \mathbf{n} は8つの未定係数で作られる列ベクトル、 $\mathbf{0}$ は零ベクトルである。また、 \mathbf{M} および \mathbf{n} は q, A_d, A_m, γ の係数に応じてその表現が異なる。

\mathbf{M} が正則であるとき、式(3.4.17)は \mathbf{n} について解くことができ、任意の条件において一意に $\mathbf{n} = \mathbf{0}$ が定まる。これは面外たわみが0になることを意味するが、面内方向のみに荷重がかかった薄板は、座屈が起こらない限り面外方向にたわむことはないため、物理的に理にかなった結果となっている。

一方、 \mathbf{M} が非正則であるときは \mathbf{n} が一意に定まらない。このとき、面外たわみが0になるモードと0にならないモードいずれも表現できることになり、物理的には座屈の分岐を表現していると考えられる。よって理論的な座屈の条件は \mathbf{M} が正則でない条件、すなわち $\det \mathbf{M} = 0$ を与える q, A_d, A_m の関係式を求めればよい。しかし、 $\det \mathbf{M}$ は煩雑な形をしているため、陰関数で表現された $\det \mathbf{M} = 0$ をいずれかの変数について陽に解くことは困難である。そこで、次節では実験における条件(材料条件および誘電体層の真性応力の条件)を用いて数値計算によって座屈解を求めることにする。ただし、この操作によって基本的な考えの一

般性が失われることはなく、どのような条件においても同様の手法で数値解を求めることができる。

3.5 数値計算による座屈解の導出

数値計算に必要な実験の条件は $A_d=0$, $\gamma=0.105$, $\nu_d=0.3$ および $\nu_m=0.3$ である。これらの値を $\det \mathbf{M}$ に代入すると、 $\det \mathbf{M}$ の変数は q , A_m , κ となる。そこで $\det \mathbf{M} \equiv f(q, A_m, \kappa)$ と定義する。このとき座屈の条件は $f(q, A_m, \kappa) = 0$ となるが、形状を決定する κ を代入しても座屈解は一意に定まらない。これは薄板モデルがあらゆる座屈モードを持つことに対応しており、 q がその座屈モードを決めている。そして、任意の q に対して座屈荷重 A_m が定まっている。なお、オイラー座屈など一般的に知られている座屈モードと違い、本モデルは x 軸方向に無限に長いという仮定を置いているため、取りうるモードに制限がなく q が(区間によっては)連続な値を取ることができる。これらのモードの中で、物理的には圧縮荷重が最小のモードが最も発生しやすいと考えられるため、数値計算では $0 < \kappa < 1$ を満たす任意の κ に対して $|A_m|$ が最小となる (q, A_m) のペアを求めていく。この座屈解を (q^c, A_m^c) と定義する。ただし、いずれも κ の関数となっている。以下、 (q^c, A_m^c) を導出する。

関数 f がいずれかの変数について陽に解けない以上、 $|A_m|$ の最小値の求め方は関数形状に大きく依存する。そこでまず κ を固定したときの q - A_m 関係を表す関数の概形を調べる。代表的な κ に対して q - A_m 関係をプロットしたものを Figure 3.5.1 に示す。これより $0 < \kappa < 1$ において、 $|A_m|$ は q に関して滑らか且つ下に凸の連続関数であると推定できる。したがって $|A_m|$ が持つ唯一の極小値が求める値となり、以下のように Lagrange の未定乗数法を用いてその値を導出する。

扱う最適化問題は $\kappa = \underline{\kappa}$ と固定したとき、「拘束条件 $f(q, A_m, \underline{\kappa}) = 0$ の下で A_m が極値を持つ条件の導出」へと帰着できる。よって Lagrange 乗数を λ と置けば、Lagrange 未定乗数法より次式で示す 3 式を同時に満たす条件を求めればよいことになる。

$$\lambda \frac{\partial f}{\partial q} = 0 \quad , \quad 1 + \lambda \frac{\partial f}{\partial A_m} = 0 \quad , \quad f = 0 \quad (3.5.1)$$

ここで $\lambda = 0$ とすると式(3.5.1)の第 2 式が成立しないため、 $\lambda \neq 0$ である。ゆえに第 1 式より $\partial f / \partial q = 0$ が必要となる。以上から、 $\kappa = \underline{\kappa}$ における座屈解 (q^c, A_m^c) は $f = 0$ および $\partial f / \partial q = 0$ を同時に満たす (q, A_m) を探索することによって得られる。これをサイバネットシステム社の Maple 16 により数値計算を行った。得られた (q^c, A_m^c) を κ に対してプロットしたものを Figure

3.5.2 に示す. 対象に付加する荷重の絶対値が座屈荷重値よりも小さければ座屈は生じないので, Figure 3.5.2(b)の κ - Λ_m^c 曲線について, 実験の真性応力を無次元化した値がこの曲線の下側にある場合は座屈は起こらず, 上側にある場合は座屈が起きていると考えられる. そのため, この κ - Λ_m^c 曲線は安定領域と不安定領域の境界線であるといえる. 一方, 波数は座屈が起きた後に観察できる物理量であるため, Figure 3.5.2(a)の κ - q^c 曲線が κ - Λ_m^c 曲線のように座屈の有無を分ける境界を表すことはできない. したがって, プロセス中の座屈評価には κ - Λ_m^c 曲線を使用することが妥当であると考え, 次章以降 κ - Λ_m^c 曲線を中心に議論する.

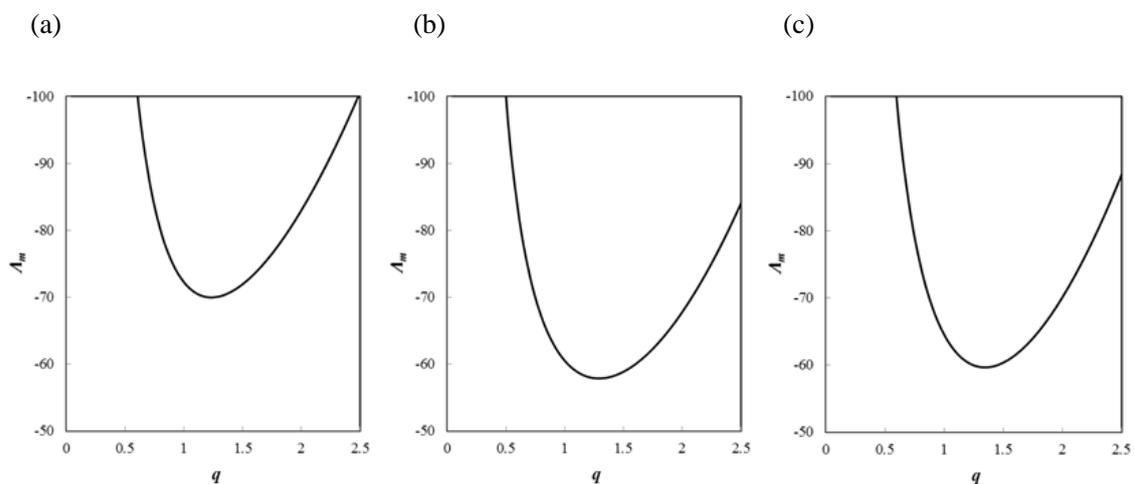


Figure 3.5.1. q - Λ_m curve for each κ : (a) $\kappa=0.2$, (b) $\kappa=0.5$, (c) $\kappa=0.8$.

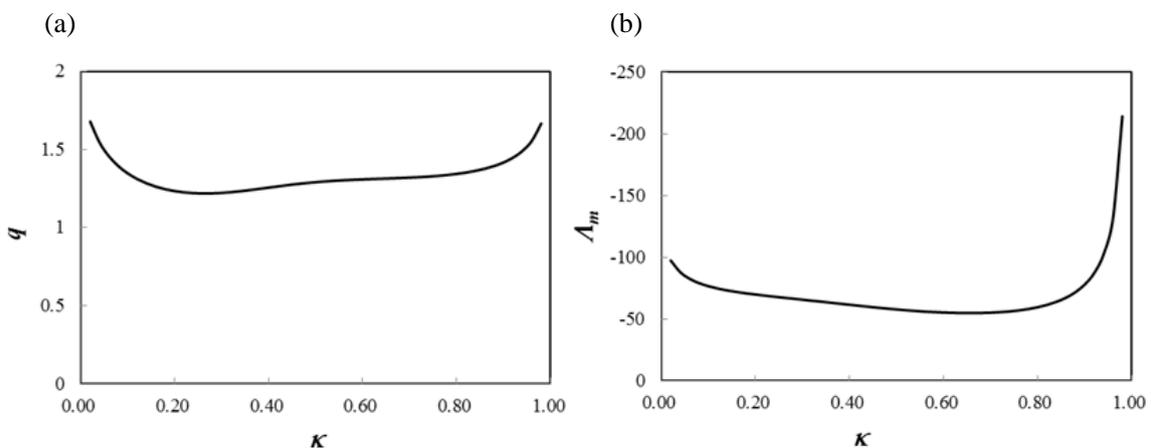


Figure 3.5.2. Calculated buckling solution: (a) κ - q^c curve, (b) κ - Λ_m^c curve.

4. エッチングプロセスを考慮した パターン構造の座屈予測法

4.1 諸言

前章では、 κ の変化に対する座屈荷重値の変動を理論的に導出した。本章では、導出した無次元座屈応力を基に実験サンプルのマスク層に生じている真性応力を評価することにより、半導体パターン構造の座屈予測法を構築する。

真性応力を評価する際に、誘電体層・マスク層の高さ方向に対するエッチングレートおよび1つのリッジ全体の幅方向に対するエッチングレートをそれぞれ独立に導入することにより、エッチングプロセス中においてどの時点で座屈が起きるかを予測することが可能となる。

4.2 エッチングレートの導入

第3章で導出した無次元座屈応力により実験で計測されたマスク層の真性応力を評価するため、無次元化を行う。前章で使用した代表応力 D_d/hl^2 により真性応力を無次元化し、展開すると無次元真性応力は次式で表現される。

$$\begin{aligned} A_m^{\text{etch}} &= \sigma_m^{\text{Exp}} \Big/ \frac{D_d}{hl^2} \\ &= \frac{12(1-\nu_d^2)}{E_d} \cdot \left(\frac{l}{h}\right)^2 \end{aligned} \quad (4.2.1)$$

ここで、 A_m^{etch} はマスク層の無次元真性応力、 σ_m^{Exp} は計測されたマスク層の真性応力を表す。式(4.2.1)より A_m^{etch} はアスペクト比 l/h の関数になっているため、エッチングプロセス中において時間変化する。一方、前章で導出したように A_m^c は κ の関数となっており、 κ も時間変化するパラメータである。ゆえに、 A_m^{etch} と A_m^c を同時刻において比較評価するためには、エッチング時間 t を介して l/h を κ の関数として表現することが必要である。そこで、まず3つのエッチングレート r_m 、 r_d 、 r_h を導入して、次式のように任意の時刻 t における寸法の値を表現する。

$$\begin{cases} l_m = l_{m0} - r_m t \\ l_d = r_d t \\ h = h_0 - 2r_h t \end{cases} \quad (4.2.2)$$

ここで、 t はエッチング時間を表し、誘電体層のエッチングを開始するとき、すなわち、 $l=l_m$ のときを $t=0$ とする。 l_{m0} 、 h_0 はそれぞれ $t=0$ における l_m 、 h を表す。また、 r_m 、 r_d はそれぞれマスク層、誘電体層の高さ方向に対するエッチングレートを、 r_h はパターンの片側側面に対するエッチングレートを表す。第2章で述べたようにエッチング後のリッジの形状は高さ方向に一様ではないため r_h は高さ方向の関数となるが、本モデルでは任意の高さにおけるエッチングレートを高さ方向で平均した値を用いることにする。すなわち、本モデルはパターン幅が一様になるように平均化した等価形状として扱う。これらの模式図を Figure 4.2.1 に示す。

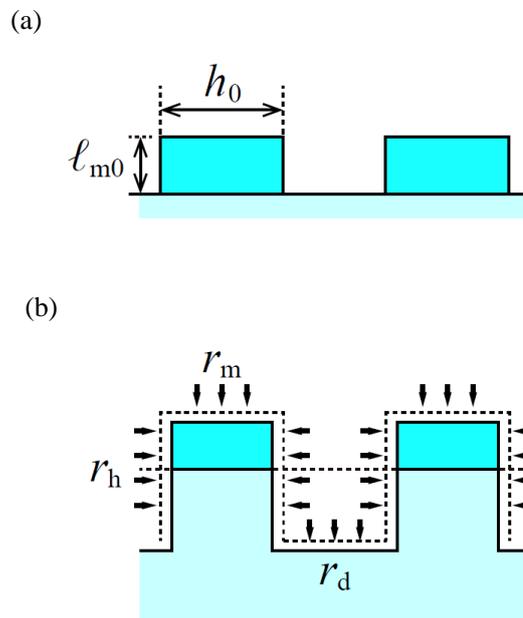


Figure 4.2.1. Etching models: (a) at $t=0$, (b) during process.

式(4.2.2)より t を消去して、 $\kappa=l_d/l$ の関係を用いることにより、アスペクト比 l/h は次式のよ
うに κ の関数として表現できる。

$$\frac{l}{h} = \frac{1}{a - b\kappa}, \quad (4.2.3)$$

$$a = \frac{h_0}{l_{m0}}, \quad b = a \left(1 - \frac{r_m}{r_d} \right) + 2 \frac{r_h}{r_d}$$

よって、式(4.2.3)を式(4.2.1)に代入することにより、 A_m^{etch} は次式で与えられる。

$$A_m^{\text{etch}} = \frac{12(1-\nu_d^2)\sigma_m^{\text{Exp}}}{E_d(a-b\kappa)^2} \quad (4.2.4)$$

式(4.2.4)により A_m^{etch} が κ の関数として表現できたので、同時刻における A_m° と比較するには同一の κ における値に着目すればよい。

4.3 座屈予測法の提案

式(4.2.4)を用いることで、第3章のFigure 3.5.2(b)に示した κ - A_m° 曲線のグラフに κ - A_m^{etch} 曲線を重ねてプロットすることができる。このプロットの一例をFigure 4.3.1に示す。ただし、 A_m^{etch} を計算するのに必要な定数は第2章の実験1のデータを使用した。各パラメータの値をTable 4.3.1に示す。ここで、式(4.2.3)で使用した定数 b の形式から明らかなように、エッチングレートを含む項はすべて、誘電体層のエッチングレートとの比率で表現されているため、エッチング開始時における形状と観察した時点における形状との差分からエッチングレートの比率を見積もり、Table 4.3.1へはその比率を記載した。

Table 4.3.1. Parameters for calculating A_m^{etch} . This table was created based upon the data presented by Toshiba Corporation.

E_d (GPa)	ν_d	σ_m^{Exp} (MPa)	h_0 (nm)	l_{m0} (nm)	r_m/r_d	r_h/r_d
12.8	0.3	-927	26	33	0.012	0.011

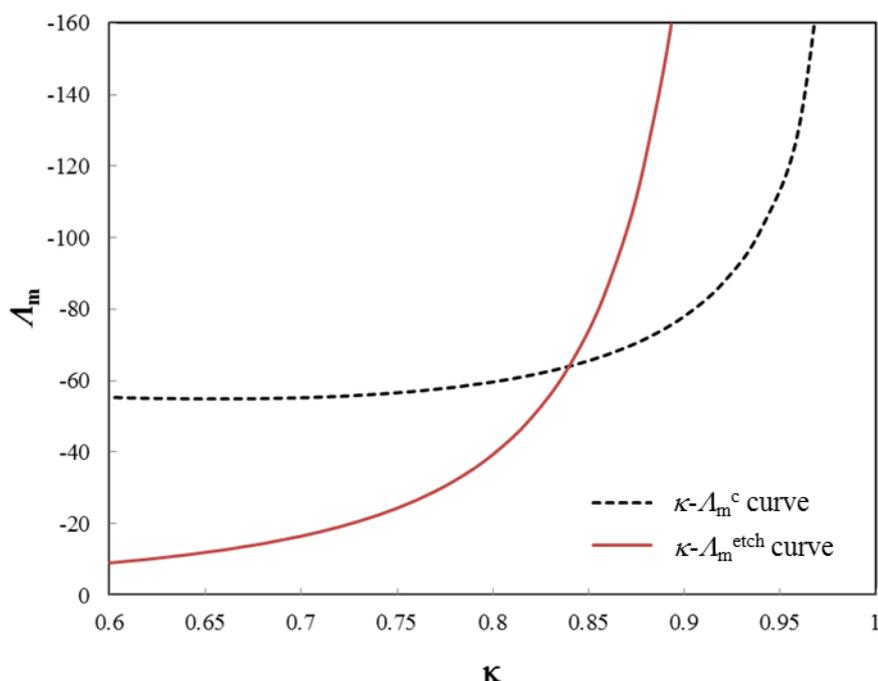


Figure 4.3.1. κ - A_m^c curve and κ - A_m^{etch} curve for Exp.1.

式(4.2.1)および $\kappa=l_d/l$ から κ を t の関数で表すと

$$\kappa = \frac{r_d t}{l_{m0} + (r_d - r_m) t} \quad (4.3.1)$$

が得られる。エッチングの特性から明らかに $r_d > r_m$ であるから、式(4.3.1)から κ は $t \geq 0$ の範囲で連続かつ単調増加である。したがって、エッチングプロセスが進行するにつれて、 A_m^{etch} は $\kappa=0$ から $\kappa=1$ へ、すなわち Figure 4.3.1 の左から右へと移動して、絶対値が増大していくことになる。ここで、3章で述べた通り $|A_m^{\text{etch}}(\kappa)| < |A_m^c(\kappa)|$ が安定領域、 $|A_m^{\text{etch}}(\kappa)| > |A_m^c(\kappa)|$ が不安定領域である。ゆえに、これを考慮すればエッチングプロセスが進行すると A_m^{etch} の絶対値が増大していき、 $A_m^{\text{etch}} = A_m^c$ となったときに座屈が発生すると考えられる。よってパターンの座屈予測は $A_m = A_m^{\text{etch}}(\kappa)$ と $A_m = A_m^c(\kappa)$ の交点の探索に他ならず、これを本研究の座屈予測法として提案する。

この座屈予測法では、材料定数が定まれば κ - A_m^c 曲線は一意に定まるので、使用している材料が同じであれば、材料以外の条件を変えたあらゆるデータに対して相対的な評価が可能である。ゆえに、Figure 4.3.1 を用いることで各パラメータが座屈へ与える影響度が直観的にわかるため、半導体微細パターンの座屈に対する設計指針が立てやすくなると考えら

れる．以降，Figure 4.3.1 のように $\kappa\text{-}A_m^{\text{etch}}$ 曲線と $\kappa\text{-}A_m^c$ 曲線を重ねたグラフを評価グラフと呼ぶことにする．

5. 座屈予測法の適用

5.1 諸言

第3章および第4章により2層モデルにおける座屈予測の評価手法を提案した。本章では、第2章で示した実験データにこの評価手法を適用し、妥当性の検証と考察を行う。

5.2 実験データへの適用

第2章で示した8つの実験データに座屈予測法を適用する。各実験データに対する評価グラフをTable 5.2.1に示す。ただし、評価グラフは2つの実験データを重ねて表示している。また、黄色で示したマーカーは実験のサンプルを観察した時点での値を表している。したがって、このマーカーが κ - A_m^c 曲線の下側にあれば座屈は起きておらず、上側にあれば座屈が起きているという判定になる。評価グラフやマーカーの作成に必要なデータについてはTable 5.2.1に示す。なお、 $E_d = 12.8$ [GPa]、 $\nu_d = 0.3$ 、 $\sigma_m^{\text{Exp}} = -927$ [MPa]はすべての実験で同じ値である。

Table 5.2.1. Experimental values for predicting the onset of wiggling: the initial profile of the mask, the etching condition and the geometric and loading parameters at each observation point. This table was created based upon the data presented by Toshiba Corporation.

No.	Initial profile		Etching property		Observation state			Undulation
	h_0 (nm)	l_{m0} (nm)	r_m/r_d	r_h/r_d	κ	l/h	A_m^{etch}	
1	25	33	0.012	0.027	0.85	9.4	-70.4	Occurred
2	28	33	0	0.010	0.83	8.0	-50.1	Occurred
3	26	33	0.036	0.008	0.91	12	-121	Occurred
4	29	33	0.019	0.015	0.90	14	-147	Occurred
5	23	30	0.016	0	0.91	12	-120	Occurred
6	28	30	0.019	0.001	0.91	11	-89.5	Occurred
7	23	35	0.059	0	0.74	5	-19.8	not occurred
8	23	35	0	0.001	0.79	7.4	-43.8	not occurred

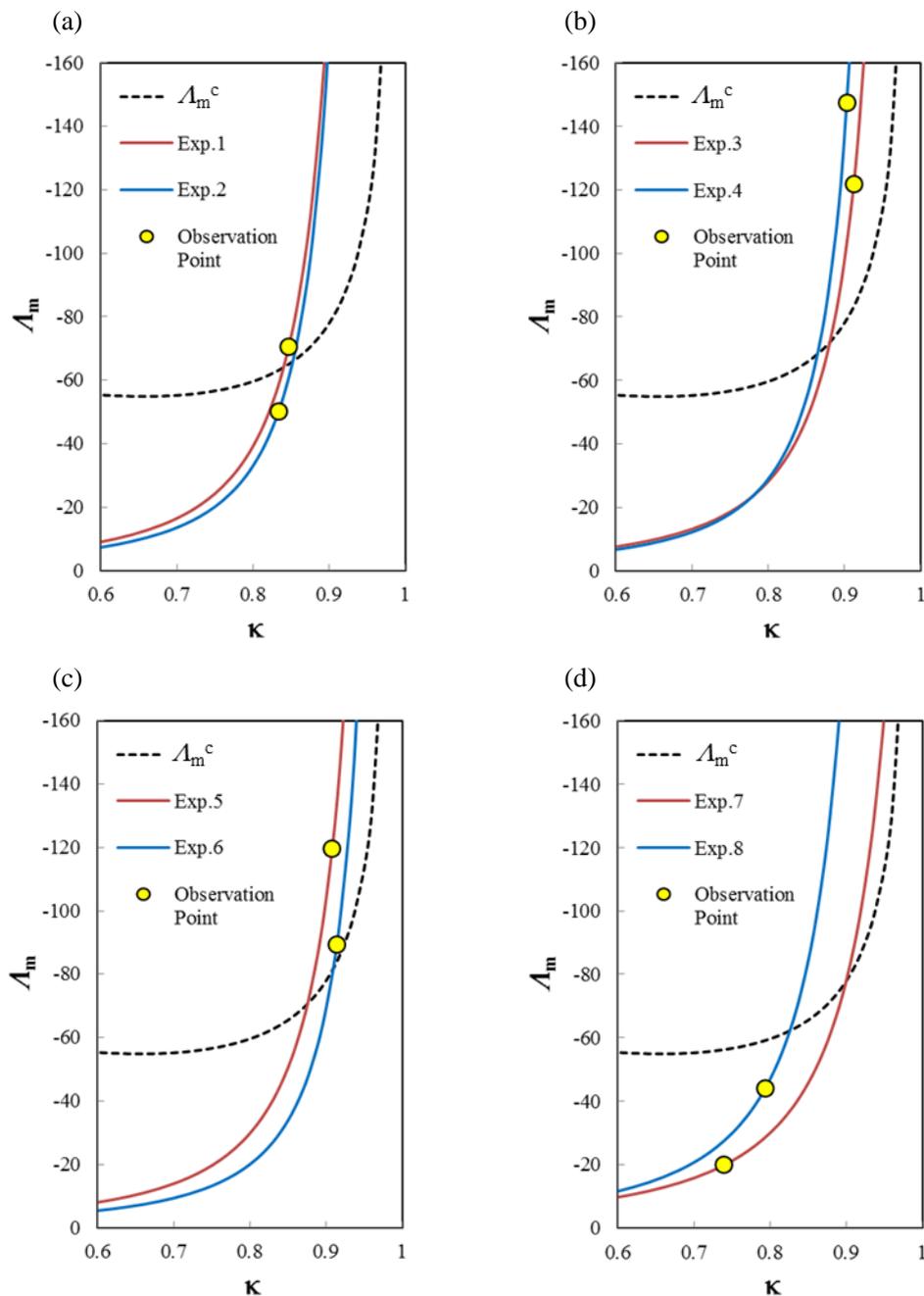


Figure 5.2.1. Evaluation graphs of each experiment: (a) Exp.1 and Exp.2, (b) Exp.3 and Exp.4, (c) Exp.5 and Exp.6, (d) Exp.7 and Exp.8.

第4章で提案した座屈予測法により座屈判定を行うと、Table 5.2.1の結果は実験1, 3, 4, 5, 6で座屈が起きており、実験2, 7, 8で座屈が起きていないことを示している。Table 5.2.1のUndulationの欄より、この結果は実験2以外のサンプルでは実験と一致していることがわか

る。よって提案した評価手法はある程度の座屈予測が可能であることが確認できた。

5.3 考察

前節により、提案した評価手法の妥当性がある程度確認できたが、ここでは実験 2 における判定が実験結果と異なった理由について考察をする。

実験との相違の理由として以下の 3 つを考え、以下の節においてそれぞれに対して検証を行う。

- (i) アスペクト比による影響。
- (ii) 未エッチング部の弾性特性による影響。
- (iii) その他の影響。

5.3.1 アスペクト比による影響

Föppl-von Kármán の板理論では板厚が十分薄いという仮定をおいている。そのため、アスペクト比が小さくなると、板厚の影響により結果が異なる。そこで、まず本研究で扱っている範囲($6.0 \leq l/h \leq 14$)でのパターンのアスペクト比に対して板厚の影響を評価する。評価は、ANSYSTM 13.0 ver を使用して有限要素法による線形座屈解析を行った。線形座屈解析の概要については付録 A を参照のこと。座屈解析によりアスペクト比が実験結果との相違の理由になることを確認した後、実験データの寸法に対して解析を実行することにより座屈判定が変化するかを調べる。

5.3.1.1 FEM モデル

解析モデルは、Figure 5.3.1 に示すような誘電体層とマスク層の 2 層からなる直方体とする。Table 5.3.1 に解析条件を示す。ただし、荷重条件は参照荷重としてマスク層のみに初期応力を与えており、X 軸方向の長さ(L)は座屈応力および中央付近の座屈波長に関して端の影響が無視できる程度に十分長くとしている。変位境界条件についてはアスペクト比の影響のみを評価するため、理論と同様に誘電体層の底面(Y=0)を完全固定にし、それ以外は自由端としている。l/h と κ に対する感度解析を行った。

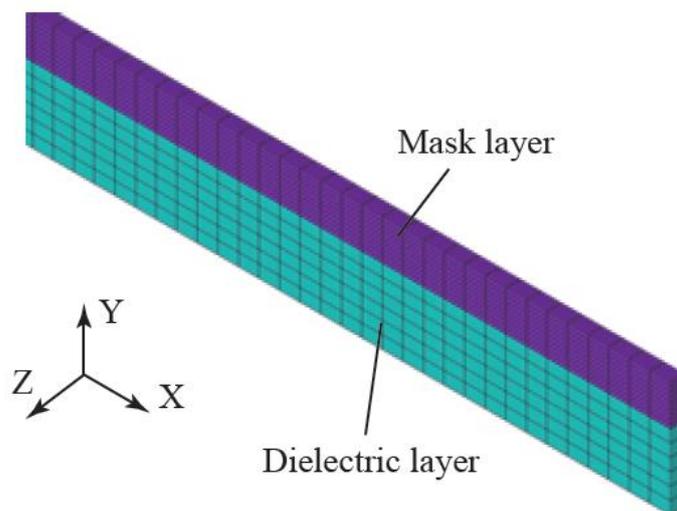


Figure 5.3.1. FEM model for evaluation of aspect effect.

Table 5.3.1. Analysis Conditions.

Analysis software		ANSYS TM 13.0
Element type		20 node solid element
Analysis type		Eigenvalue buckling
Material constant	E_d	12.8 GPa
	ν_d	0.3
	E_m	122 GPa
	ν_m	0.3
Boundary conditions	Constraint	Displacement constraint on the bottom edge
	Loading	Compressive stress in the Mask layer
Dimensions	L	10-14 μm
	h	20 nm
Parameter	l/h	6.0, 8.0, 10.0, 12.0, 14.0
	κ	0.65, 0.75, 0.85, 0.90, 0.95

5.3.1.2 解析結果

線形座屈解析を実行した結果、複数の正弦波状のモードが得られたが、座屈応力の絶対値が最も低い座屈が対象となるので、以下、1次モードのみについて議論する。Figure 5.3.2 に1次のモード形状を示す。

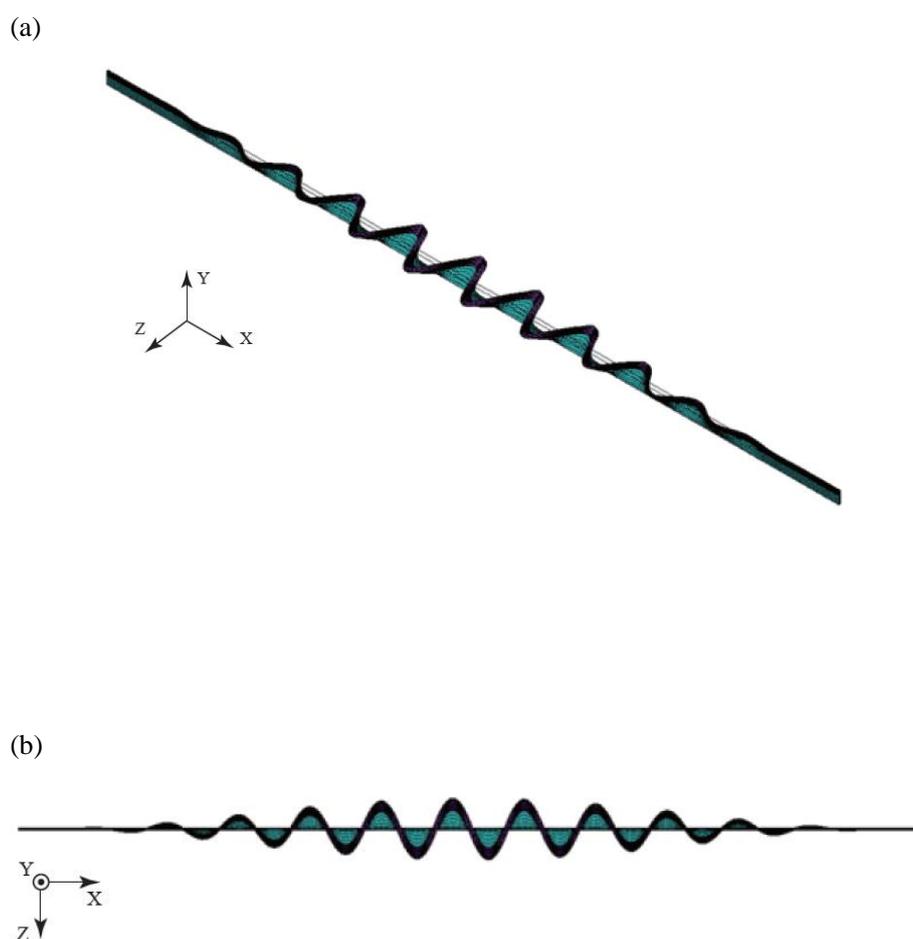


Figure 5.3.2. First mode shape at $l/h=8.0$, $\kappa=0.65$: (a) oblique projection drawing, (b) top view. The deformation mode shown here is greatly magnified for clarity.

解析結果について、1次モードの座屈応力を3章と同様に代表応力 D_d/h^2 により無次元化し、理論による $\kappa-A_m^c$ 曲線のグラフに重ねたものを Figure 5.3.3 に示す。この結果から、アスペクト比が小さくなるにつれてFEMの $\kappa-A_m^c$ 曲線は理論の $\kappa-A_m^c$ 曲線から下方に離れていくことがわかる。したがって、アスペクト比を考慮すれば、座屈は Figure 5.2.1 から得られる曲線の交点よりも κ の小さい領域で生じることになり、実験2の座屈判定が実験結果と一致しなかった要因であると考えられる。

次に、アスペクト比の影響により実験2の座屈判定が変化するか検証を行うため、観測時の寸法を用いてFEM解析を行った。ただし、実験で座屈が観察されなかった実験7および実験8について、アスペクト比の影響を考慮しても座屈判定が変化しないことを確認するために、これらの解析も行った。解析モデルおよび条件について、寸法以外は Table 5.3.1 で示したものの同じである。寸法データは第2章 Table 2.2.1 に示した通りである。FEMにより得られた結果と理論による結果を比較したものを Table 5.3.2 に示す。なお、座屈係数 (Buckling coefficient)は $|A_m^c|/|A_m^{etch}|$ で与えられる。すなわち、座屈係数が1を超えている場合は座屈は起きず、1を下回る場合は座屈が起きるという判定になる。

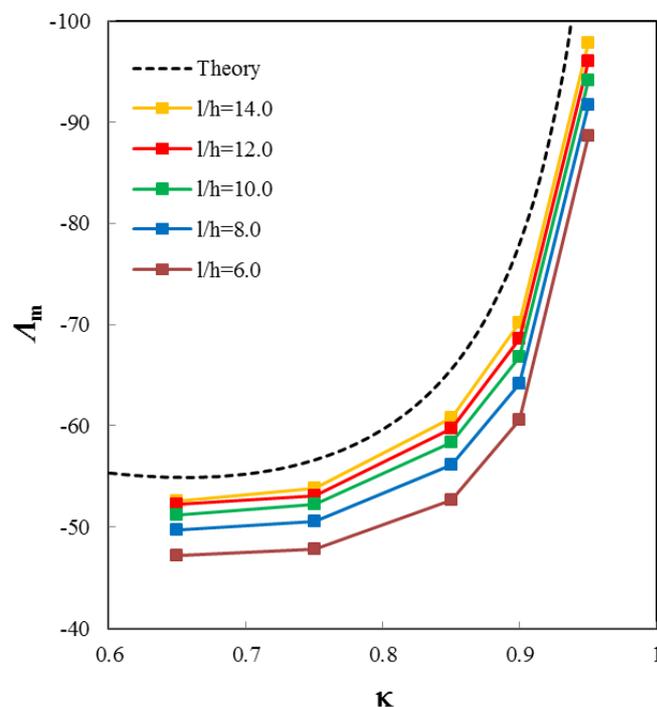


Figure 5.3.3. $\kappa-A_m^c$ curve of theory and FEM analyses.

Table 5.3.2. Comparison of FEM analysis results with theory on each experiment: $|A_m^c|$ and buckling coefficient.

No.	$ A_m^{\text{etch}} $ at observation point	$ A_m^c $		Buckling coefficient	
		Theory	FEM	Theory	FEM
2	50.2	63.1	54.5	1.26	1.08
7	20.0	56.2	45.6	2.84	2.30
8	43.8	59.1	51.4	1.35	1.17

Table 5.3.2 の結果から、いずれのデータにおいても無次元座屈応力は理論値から低下しているが、座屈係数は 1 を超えているため座屈は起きていないという判定となる。したがって、5.2 節で行った判定結果は変化しない。

よって、アスペクト比の影響は実験 2 の座屈判定が実験結果と一致しなかった原因の 1 つとして考えられるが、判定結果を覆すものではなく、アスペクト比以外の原因も考える必要がある。

5.3.2 未エッチング部の弾性特性による影響

Föppl-von Kármán の板理論を適用したモデルや、5.3.1 節で FEM 解析を実行したモデルには、パターンの底面を完全固定しており、未エッチング部の変形を考慮していない。本節では、この未エッチング部の弾性特性による座屈応力への寄与を FEM 解析により評価する。

5.3.2.1 FEM モデル

完全拘束していた面を弾性体での拘束へと変更すると拘束が緩和され、得られる座屈応力の絶対値は低下すると推定される。そこで、5.3.1 節と同様に実験 2, 7, 8 の寸法を用いて FEM 解析を行い、弾性体拘束により実験 2 の判定が変更されるか否かの検討および実験 7, 8 の判定が変化しないことの確認を行う。

解析モデルを Figure 5.3.4 に示す。誘電体層は Si 基板上に製膜されているが、Si のヤング率が高いこと [35]、および未エッチング部の曲げ剛性はリッジ部の曲げ剛性よりも十分高いことより、未エッチング部の底部はほとんど変形しないと推定されるため、未エッ

チング部の底部は完全固定とした。また、実験サンプルのリッジは幅方向に周期的に無数に並んでいるため、Z軸方向は周期境界条件とした。ただし、未エッチングの誘電体層表面の弾性変形により座屈した際にうねりの位相が隣り合うパターンで異なるという可能性を考慮してリッジを2つ作成した。寸法については、5.3.1節で使用した寸法データ(第2章 Table 2.2.1 参照)に加えて、未エッチング部の厚さ l_{res} および1周期分の長さ $pitch$ (2倍のハーフピッチに等しい)が必要となるため、実験 2, 7, 8 についてこれらの新たなパラメータを SEM 画像から計測した。結果を Table 5.3.3 に示す。

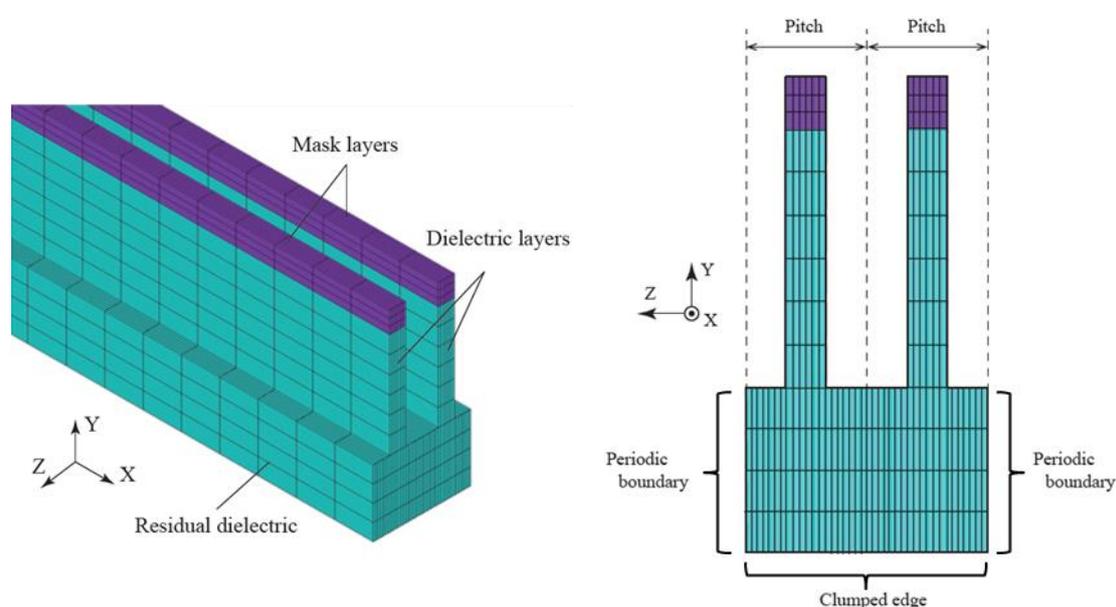


Figure 5.3.4. FEM model with unetched dielectric layer: (a) oblique projection drawing, (b) front view.

Table 5.3.3. Thickness of residual dielectric and pitch: No.2, No.7 and No.8. These data were presented by Toshiba Corporation.

No.	l_{res} (nm)	$pitch$ (nm)
2	104.5	76.2
7	180.7	83.3
8	133.8	76.9

5.3.2.2. 解析結果

まず、座屈の変形モードについて考察する。実験2のデータを使用した座屈解析では、座屈固有値がほぼ等しい1次と2次のモードが得られた(Table 5.3.4 参照)。1次モードは、2つのリッジが対称のうねりを持った逆位相モード ϕ^{ap} であり(Figure 5.3.5(a)参照)、2次モードは、平行なうねりを持った同位相モード ϕ^{cp} である(Figure 5.3.5(b)参照)。さらに、これらのモードはそれぞれ、互いにうねりの位相が 90° ずれた2種類のペア($\{\phi_0^{ap}, \phi_{90^\circ}^{ap}\}, \{\phi_0^{cp}, \phi_{90^\circ}^{cp}\}$)を持っている。ただし、これらのモードはすべて正規化しているものとする。このとき、解析結果から各モードに対してペア同士の内積をとると、

$$\phi_0^{ap} \cdot \phi_{90^\circ}^{ap} = -9.01 \times 10^{-7} \quad , \quad \phi_0^{cp} \cdot \phi_{90^\circ}^{cp} = -4.34 \times 10^{-8}$$

となり、1よりも十分小さい値が得られる。ゆえに、ペア同士は互いに直交する1次独立なベクトルとみなすことができ、固有ベクトルの性質より、これらを次式で示すように線形結合したのももそれぞれのモードとなる。

$$\phi^{ap} = c_1 \phi_0^{ap} + s_1 \phi_{90^\circ}^{ap} \quad , \quad \phi^{cp} = c_2 \phi_0^{cp} + s_2 \phi_{90^\circ}^{cp} \quad (5.3.1)$$

ただし、各係数は

$$c_i = \cos \theta_i \quad , \quad s_i = \sin \theta_i \quad (i \in 1, 2), \quad 0 \leq \theta_i \leq 2\pi \quad (5.3.2)$$

を満たすものとする。

Table 5.3.4. Eigenvalue of the first and second modes.

Mode	Reference stress (GPa)	Eigenvalue
First	-1	0.9371
Second	-1	0.9395

さらに,

$$\begin{aligned}\phi_{0^\circ}^{\text{ap}} \cdot \phi_{0^\circ}^{\text{cp}} &= 2.64 \times 10^{-9}, & \phi_{0^\circ}^{\text{ap}} \cdot \phi_{90^\circ}^{\text{cp}} &= -2.56 \times 10^{-9}, \\ \phi_{90^\circ}^{\text{ap}} \cdot \phi_{0^\circ}^{\text{cp}} &= 3.97 \times 10^{-9}, & \phi_{90^\circ}^{\text{ap}} \cdot \phi_{90^\circ}^{\text{cp}} &= 1.31 \times 10^{-8}\end{aligned}$$

であるので, $\phi^{\text{ap}} \cdot \phi^{\text{cp}} \approx 0$ が得られる. すなわち ϕ^{ap} と ϕ^{cp} は互いに直交する 1 次独立なベクトルである. よって, 両者の座屈固有値がほぼ等しいことを考慮すると, 2 つのパターンに発生する座屈モード ϕ は結果として ϕ^{ap} と ϕ^{cp} を線形結合した次式で表現できる.

$$\begin{aligned}\phi &= c_0 \phi^{\text{ap}} + s_0 \phi^{\text{cp}} \\ &= c_0 (c_1 \phi_{0^\circ}^{\text{ap}} + s_1 \phi_{90^\circ}^{\text{ap}}) + s_0 (c_2 \phi_{0^\circ}^{\text{cp}} + s_2 \phi_{90^\circ}^{\text{cp}})\end{aligned}\tag{5.3.3}$$

ただし, c_0, s_0 は式(5.3.2)に $i=0$ を代入して得られる関係を持つものとする. 式(5.3.3)より, 例えば $\theta_0 = \pi/4$ かつ $\theta_1 = \theta_2 = 0$ のとき, 一方のパターンのうねりは消え, もう一方のうねりは振幅が $\sqrt{2}$ 倍となる. これはすなわち, 無数に並んでいるパターンに最小の座屈荷重をかけたときのうねりは, 振幅および位相が各パターンによって異なる複雑な構造を取る可能性を示唆しており, 座屈形状を正確に予測するのは難しいと推定される.

次に, 1 次モードとして得られた座屈応力に対して考察をする. 得られた結果を 5.3.1 節で得られた結果を比較した表を Table 5.3.5 に示す. ただし, リッジの寸法は 5.3.1 節で用いたものと同じであるのでアスペクト比の効果は含まれている. ゆえに, 得られた結果の差分が未エッチング部の弾性特性による影響と考えることができる. Table 5.3.5 より, いずれのデータにおいても無次元座屈応力はアスペクト比のみを考慮した場合よりも低下している. また, 実験 7, 8 に関してはどちらも座屈係数が 1 を上回っているので, 座屈判定に変更がないことが確認できる. 一方, 実験 2 についても座屈係数は 1 を超えているが, 無次元座屈応力は観測時の無次元真性応力とほぼ同じ値を取っており, 違いはわずか 1% ほどしかない. 形状や応力のばらつきがあることを考慮すれば, この結果から座屈が起こる可能性もある.

よって, 未エッチング部の弾性特性は, 実験 2 の座屈判定が実験結果と一致しなかった原因の 1 つであるといえる. アスペクト比と未エッチング部の弾性特性を考慮することにより, 実験 2 の座屈判定が実験結果と一致しなかった理由がほぼ説明できるようになったが, この 2 つを考慮すれば十分であるかどうかを検証するため, その他の要因がどの程度影響するのかを次節において述べる.

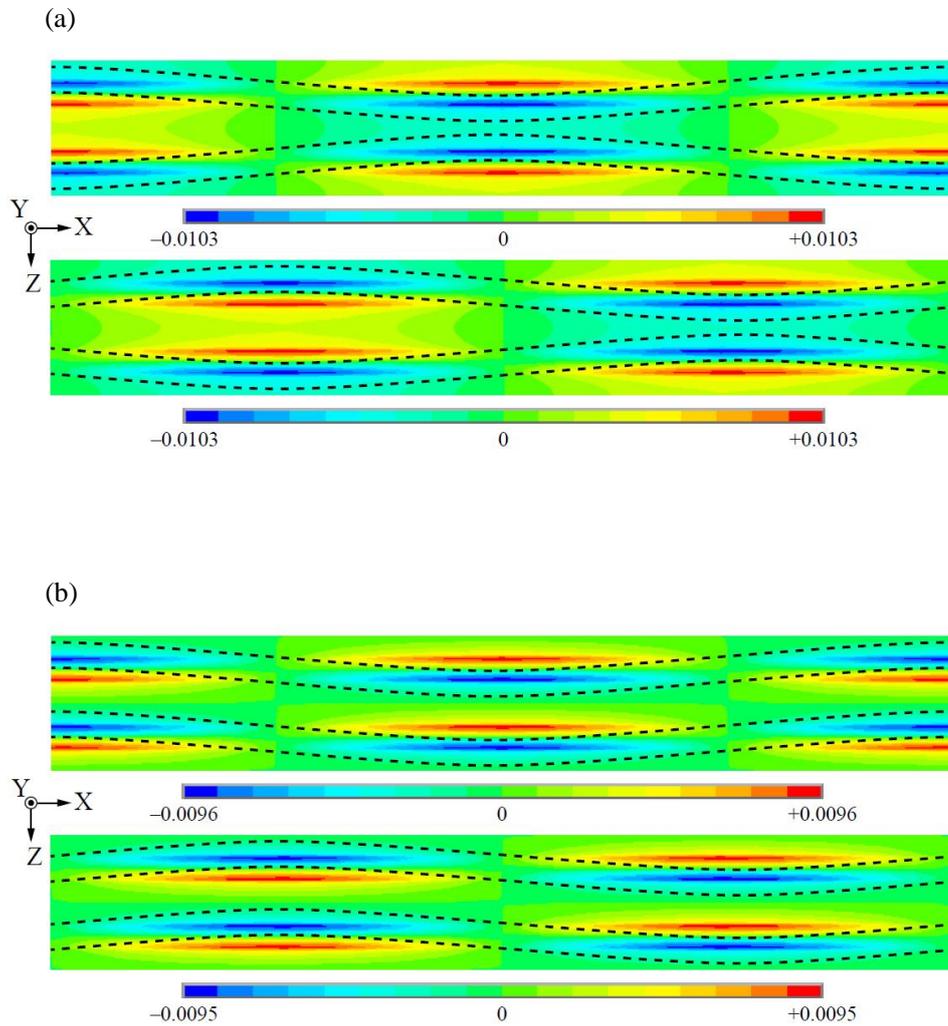


Figure 5.3.5. Computed buckling modes of the patterned structure on the surface of unetched dielectric: (a) anti-phase for the two ridges: $\phi_{0^\circ}^{ap}$ and $\phi_{90^\circ}^{ap}$, (b) coordinate-phase for the two ridges: $\phi_{0^\circ}^{cp}$ and $\phi_{90^\circ}^{cp}$. Each contour figure is displayed as the Y-displacements of the surface (Z-X plane). The dashed curves which show the upside undulations of the two ridges are also super posed on each contour figure. The threshold of each legend is normalized with respect to the maximum amplitude displacement of each dashed undulation.

Table 5.3.5. Comparison of FEM analysis results with theory on each experiment: $|A_m^c|$ and buckling coefficient. Model 1 is FEM model with clamped edge along $Y=0$ (see section 5.3.1) and Model 2 is FEM model with elastic edge along $Y=0$ (on this section).

No.	$ A_m^{\text{etch}} $ at observation point	$ A_m^c $		Buckling coefficient	
		Model 1	Model 2	Model 1	Model 2
2	50.2	54.5	50.7	1.08	1.01
7	20.0	45.6	40.6	2.30	2.05
8	43.8	51.4	47.5	1.17	1.08

5.3.3 その他の要因による影響度評価

Figure 5.3.6 は、実験 2 および実験 8 において 5.3.1 節と 5.3.2 節の解析結果から得られた $|A_m^c|$ および観測点での $|A_m^{\text{etch}}|$ が、理論の $|A_m^c|$ に対してどの程度低下しているかの割合を表したグラフである。すなわち、各実験において無次元座屈応力 $|A_m^c|$ の理論からの低下の割合が観測点での $|A_m^{\text{etch}}|$ よりも大きい領域は不安定となり座屈が起こる。実験 2 および実験 8 のデータは形状パラメータが異なるので、Figure 5.3.6 から得られる両者の値を直接比較することはできないが、理論からの低下の割合が Model 1(完全固定)と Model 2(弾性固定)での解析結果でほぼ等しいため、比較が可能であると仮定する。このとき、実験 2 で座屈が起き、実験 8 で起きなかったことを考慮すれば、実際の無次元座屈応力は両実験の観測点における $|A_m^{\text{etch}}|$ の間にあると推定される。ゆえに、その他の要因による理論からの低下率は 1-6% となるため、影響度は小さい。よって、理論におけるモデルにアスペクト比と未エッチング部の弾性特性を考慮すれば精度のよい解が得られる。

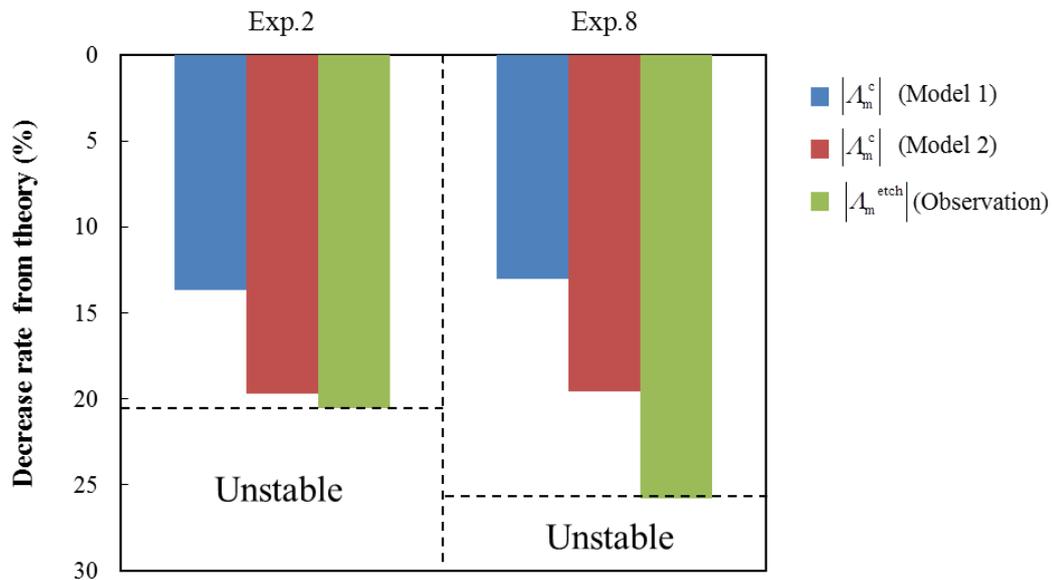


Figure 5.3.6. Decrease rate of $|A_m^c|$ with analyses and $|A_m^{\text{etch}}|$ at observation point from $|A_m^c|$ with theory on Exp.2 and Exp.8.

5.3.4 まとめ

以上の考察により，実験 2 の座屈判定が実験結果と一致しなかった理由としてアスペクト比および未エッチング部の弾性特性を考慮すればほとんど説明ができることがわかった．そこで，以下の 2 つのいずれかを実行することにより，より正確な座屈判定を行うことが可能となる．

- (i) 提案した座屈判定法によりある程度の予測を立て，座屈点があると推定される付近で FEM による解析を行う．

FEM モデルについて，材料や予測された座屈点における未エッチング部の厚さによっては未エッチング部の厚さを考慮しなくてよい場合もある．Darnon ら [16](第 1 章参照)による実験では，未エッチング部は存在していないことおよび Si 基板のヤング率が誘電体層のヤング率よりも十分大きいことにより，弾性特性の影響が少なかったと考えられる．そのため，アスペクト比のみを考慮した FEM 解析による結果が実験結果と精度よく一致している．

- (ii) Figure 5.3.3 や Figure 5.3.6 のように前もって誤差の程度を把握し，提案した座屈判定法により判定を行う．

ただし、未エッチング部の弾性特性は誘電体層の物性値に加えて、 $pitch$ や l_{res} がパラメータになっているため、これらの影響度の評価が必要になる。

6. 様々な真性応力による 座屈実験とその考察

6.1 諸言

前章では、提案した2層モデルとFEM解析によって半導体微細パターンの座屈現象を定量的に予測できることがわかった。しかし、本手法の有効性は、構造に生じる真性応力が既知で一様に作用する場合に限られている。真性応力は、成膜時の化学的因子や力学的因子に依存し、正確に把握するのが困難であるため、数値解析の荷重条件として取り扱う場合には注意を要する。本章では、真性応力などの荷重条件が必ずしも既知でないような微細パターン構造を対象にして、本手法の適用限度と拡張モデルに対する考察を与える。

6.2 実験概要と結果

成膜過程において、引張応力を発生させる要因と圧縮応力を発生させる要因があり、これらが相互に影響し合った結果を真性応力として計測することができる。引張応力の要因の1つとしてナノボイドの崩壊、圧縮応力の要因の1つとしてすでに成膜されている薄膜内部へのプラズマイオン入り込みがあるといわれている[36-41]。成膜中におけるプラズマイオンの衝突は、運動量の大きさによってこれらどちらの要因にも影響を及ぼすが、運動量が小さいとき、すなわち成膜時の圧力が高いときは引張への寄与が支配的になる。一方、運動量が大きいとき、すなわち成膜時の圧力が低いときは圧縮への寄与が支配的になる[39,40]。そのため、a-Siの成膜の際にSiH₄圧を上げることによってプラズマイオンの運動量を下げ、結果として真性応力を圧縮側から引張側へ低減できることが知られている[40,41]。そこで、本実験ではSiH₄圧を変えることによってマスク層内の引張応力と圧縮応力のバランスを変え、層内の荷重条件にばらつきを持たせる。以下、実験の概要を述べる。なお、本実験においても実験データはすべて株式会社東芝から提供されたものである。

Si基板の上にストッパーとしてSiO₂(原料:TEOS)を80 nm程度成膜し、その後第2章と同様の手順でa-C:H(200-300 nm)およびa-Si:H(30-35 nm)の成膜、エッチングを行い、2層パターンを作成した。ただし、SiH₄の分圧を変えることにより、真性応力は様々な値をとっている。膜応力の計測については第2章と同様、反り試験により行った。また、本サンプルでは未エッチング部を残さずに、SiO₂層の表面の位置までエッチングを行った。作成したサンプルの形状および座屈の有無をTable 6.2.1に示す。Table 6.2.1に示すように、圧縮の真性応力が927 MPaを大きく下回っても座屈が発生するという結果が得られた。実際、各サンプルの観察時の寸法を用いてFEM解析した結果(解析条件は5.3.1節と同じ)、Figure 6.2.1に示すように座屈応力 σ_m^c の絶対値は真性応力 σ_m^{Exp} の絶対値よりも明らかに大きい。真性応力がほとんど作用していない実験4から実験7や、引張応力が作用している実験8にも座屈がみられたことを考慮すると、提案した2層モデルでは表現していない座屈因子が存在

する可能性がある。そこで、座屈現象には少なくとも圧縮方向の力が必要であるとして、ここでは圧縮力を生成する因子の候補をいくつか挙げ、それぞれの影響度を弾性力学的に評価する。

Table 6.2.1. The measured profiles and intrinsic stress of the pattern structures and the observation of undulation. These data was presented by Toshiba Corporation.

No.	Observation profile			σ_m^{Exp} (MPa)	Undulation
	h (nm)	l_m (nm)	l_d (nm)		
1	30	27	262	-424	Occurred
2	26	14	277	-424	Occurred
3	29	16	278	-424	Occurred
4	22	7	202	-4	Occurred
5	21	10	203	-4	Occurred
6	25	8.5	305	-4	Occurred
7	30	16.5	303	-4	Occurred
8	21	9	203	18	Occurred
9	31	9	200	18	Not occurred
10	28	8	198	18	Not occurred

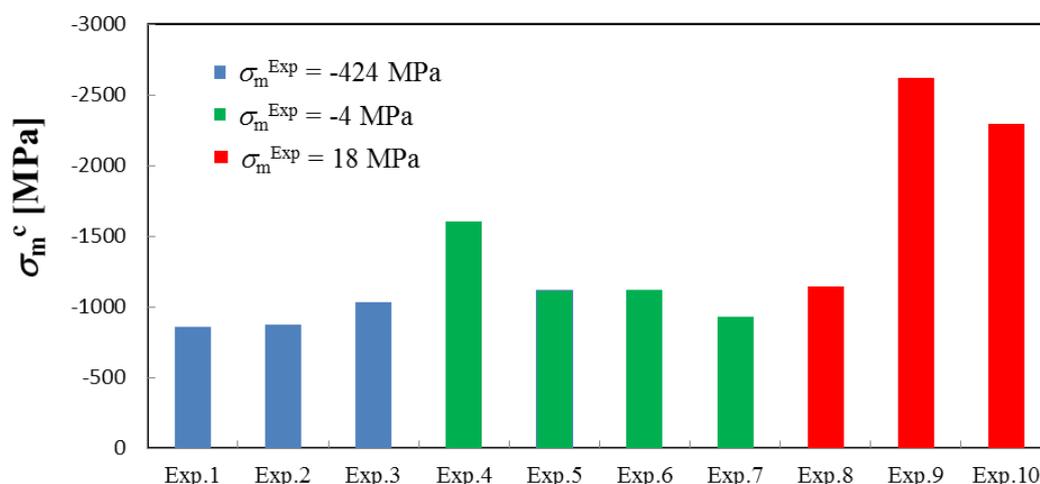


Figure 6.2.1. σ_m^c on each sample data by FEM analysis.

6.3 考察

第5章により、第2章の実験における座屈現象の説明が可能であることが示されているので、本節では第2章の実験が本章の実験と異なっている条件を考慮して圧縮が働くと考えられる原因を挙げ、それぞれについて座屈荷重値の影響度を評価する。以下に考えられる原因を示す。

- (i) マスク層の表面酸化
- (ii) マスク層の真性応力の不均一性
- (iii) 誘電体層内の真性応力
- (iv) 熱応力

6.3.1 マスク層の表面酸化

シリコン表面は室温でも空気中に放置することで(自然)酸化膜が形成されることが知られている[41,42-45]。また、自然酸化膜だけでなく、Oラジカルを用いて意図的に酸化させる手法もあり、エッチング時のOプラズマによって酸化される可能性も考えられる[46-48]。酸化膜は水素化アモルファスシリコンでも見られるが[49]、表面のシリコンが水素終端されることで酸化しにくくなることが確認されており[50]、単結晶シリコンよりも酸化の膜厚は小さい傾向がある[49]。本章の実験では水素化アモルファスシリコンを成膜する際に SiH_4 の圧力を下げているが、これにより Si-H ボンド密度が小さくなり、第2章の実験に比べて酸化膜が厚くなる可能性がある。加えて、マスク層の厚さが小さいため、相対的に酸化膜の影響が大きく出ると推定される。ここでは、マスク層の表面に酸化膜が形成されたと仮定して、酸化膜による残留応力の概算・評価を行う。

酸化膜が形成されると体積は膨張するので、残留応力は体積膨張率から概算する。この実験ではマスク層に H が含まれているため、酸化膜層にも H が含まれる。ゆえに H の影響により、酸化されていないマスク層の密度は Si よりも低く、同様に酸化膜層の密度は SiO₂ よりも低くなる。概算を目的としているので、ここではマスク層、酸化膜層の H による密度低下率は同程度であると仮定し、Si から SiO₂ へ変化したときの密度を使用する。Si, SiO₂ の密度はそれぞれ 2.33 g/cm³, 2.21 g/cm³ であるから[35], 膨張する方向が長手方向(X 軸方向)のみであると仮定すると応力緩和する前に酸化膜に働く応力 σ_{SiO_2} は

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{SiO}_2} &= E_{\text{SiO}_2} \cdot \frac{1-2.33/2.21}{2.33/2.21} \\ &= -3.71 \text{ (GPa)}\end{aligned}\tag{6.3.1}$$

と概算される。ただし、 E_{SiO_2} は SiO₂ のヤング率である。

次に、概算された真性応力を座屈応力と比較する。座屈応力は FEM 解析により計算する。FEM モデルとして、5.3.1 節で使用した FEM モデルのマスク層表面に酸化膜をモデリングした(Figure 6.3.1 参照)。酸化膜は SiO₂ としてヤング率を 72GPa, ポアソン比を 0.3 とした。また、酸化膜の厚さは、a-Si:H の酸化膜に対する文献[49]および Si の酸化膜に対する文献[42-44]から見積もり 1 nm とした。また、寸法についてはマスク層に応力がほとんど働いていない実験 8 を使用し、参照応力は酸化膜に付加する。その他境界条件、物性値は 5.3.1 節のモデルと同じである。第 2 章の実験サンプルと違い未エッチング部がなく、ストッパーとしての SiO₂ のヤング率が a-C:H の 6 倍程度と大きいので、底面の弾性特性による影響は小さいと考え、完全固定にしている。解析の結果、座屈応力は -5.42 GPa となった。

以上より、残留応力の概算値と FEM の結果と照らし合わせるとオーダーが同程度であり、要因の 1 つとなる可能性がある。

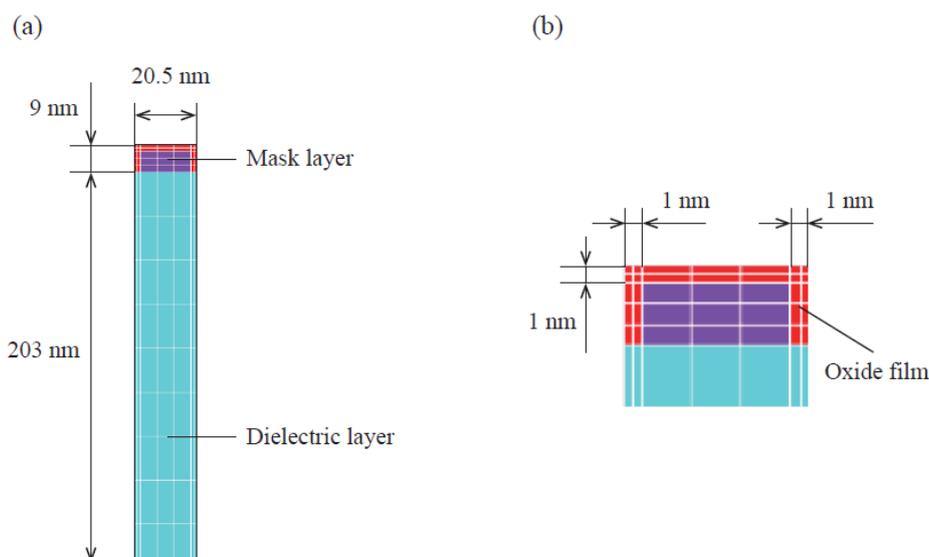


Figure 6.3.1. FEM model considering oxide film on mask layer: (a) front view, (b) partial enlarged view of oxide film.

6.3.2 マスク層の真性応力の不均一性

Figure 6.2.1 の結果を横軸に l_m をとってプロットしたものを Figure 6.3.2 に示す. Table 6.2.1 のように各実験サンプルのアスペクト比が近い値を示すことを考慮すると, 真性応力が作用する断面積が小さいほど圧縮方向により大きな座屈応力が必要であるという自然な結果を Figure 6.3.2 は示しているといえる. したがって, マスク層の高さが小さくなれば座屈は起こりにくくなる. しかし, これはマスク層内の真性応力が一様な場合に当てはまることであり, 仮にマスク層内の真性応力が誘電体層との界面付近において圧縮側に大きく, 上部に引張応力が働いているとすると成膜時の有効な真性応力(膜内応力が均一であるとしたときに計測される真性応力)が引張を示しているも, マスク層が大きくエッチングされることで座屈が起こりやすくなる. 実際, 真性応力の計測は第 2 章で示した通り, 40 nm の薄膜を使用して応力が均一であると仮定した下で行っている. そのため, 上述のような真性応力の不均一性を仮定すると, マスク層が第 2 章の実験に対して大きくエッチングされている本実験サンプル(Table 2.2.1 および Table 6.2.1 参照)は界面付近の圧縮応力の影響が大きくなり, 座屈が起こりやすくなる可能性がある. ゆえに, マスク層の不均一性も原因の 1 つとして考えられる. これに関しては別途膜厚をパラメータとした応力測定が必要である.

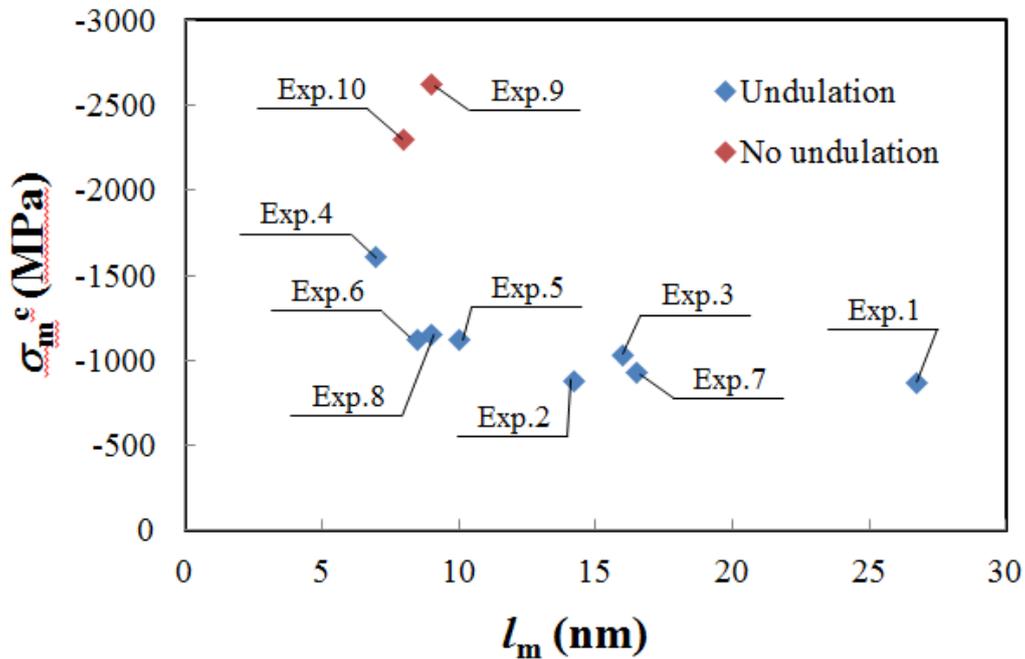


Figure 6.3.2. σ_m^c with FEM vs. l_m on each sample data.

6.3.3 誘電体層内の真性応力

提案した 2 層モデルでは、誘電体層の真性応力は十分小さいとみなした。しかし、第 2 章では Si 基板の上に誘電体層を成膜していたのに対し、本実験では SiO_2 の上に成膜しているため、誘電体層内の真性応力も無視できない値を示す可能性がある。そこで、本節では $\sigma_m^c=0$ とし、誘電体層のみに圧縮応力をかけたときの座屈応力 σ_d^c を FEM 解析により計算した。条件は誘電体層に参照応力をかける条件以外は 5.3.1 節と同じである。寸法はマスク層の真性応力が小さい実験 4 から実験 8 の観測時のデータを使用した。解析結果を Figure 6.3.3 に示す。Figure 6.3.3 より、座屈が観察された実験 4~8 と座屈が観察されなかった実験 9, 10 では、 σ_d^c の間に大きなギャップがみられた。座屈が観察されたサンプルのうち最も座屈応力が大きい実験 4 では $\sigma_d^c = -253$ (MPa)、座屈が観察されなかったサンプルのうち最も座屈応力が小さい実験 10 では $\sigma_d^c = -400$ (MPa) であるから、誘電体層内に -253 MPa~ -400 MPa の真性応力が作用すれば、仮にマスク層の真性応力が 0 であったとしても座屈は起こりうる。よって本実験において誘電体層に真性応力が作用していた可能性は十分ある。

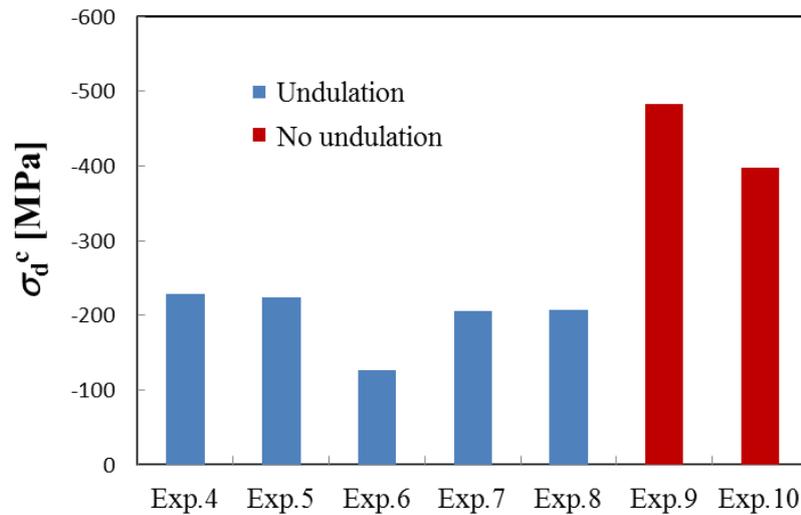


Figure 6.3.3. σ_d^c on each sample data from Exp.4 to Exp.8 by FEM analysis.

6.3.4 熱応力

前節同様，誘電体層と接している物性が第 2 章の実験と異なるため，熱応力の評価を行う。

まず，薄膜における熱応力を求める式を導出する．弾性体のフック則は次式で与えられる。

$$\begin{cases} \varepsilon_r = \frac{1}{E} \{ \sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_z) \} \\ \varepsilon_\theta = \frac{1}{E} \{ \sigma_\theta - \nu(\sigma_z + \sigma_r) \} \\ \varepsilon_z = \frac{1}{E} \{ \sigma_z - \nu(\sigma_r + \sigma_\theta) \} \end{cases} \quad (6.3.2)$$

ただし，ウエハは薄い円形をしているので円筒座標で表示しており， ε はひずみ， σ は応力， E はヤング率， ν はポアソン比，添字は円筒座標の各軸を表す．ここで，薄膜内部では応力が平面上に等方的に作用するとすると次式の関係をもつ。

$$\sigma = \frac{E}{1-\nu} \varepsilon \quad (6.3.3)$$

ただし、応力とひずみは軸によらず一定であるので σ, ε で示している。このように薄膜内部のフック則は 1 軸の式で表現することが可能である。この関係式を用いることで熱応力が導出できる。薄膜が n 層重なった膜において温度が ΔT だけ変化したときの熱応力を求めると薄膜 i ($0 \leq i \leq n$) の熱応力 σ_i^{th} は次式で表現できる。

$$\sigma_i^{\text{th}} = \frac{\sum_{j=1}^n (\alpha_j - \alpha_i) \frac{E_j}{1-\nu_j} t_j}{\sum_{j=1}^n \frac{E_j}{1-\nu_j} t_j} \cdot \frac{E_i}{1-\nu_i} \Delta T \quad (6.3.4)$$

ここで、 $E_i, \nu_i, t_i, \alpha_i$ はそれぞれ薄膜 i のヤング率、ポアソン比、膜厚、線膨張係数を表す。膜厚によっては厚さ方向に変形の勾配ができるが、すべての層で一様に変形すると仮定して式(6.3.4)を実験で用いた薄膜に適用する。ただし、シリコン基板の厚さは $750 \mu\text{m}$ であり他の薄膜に比べて十分大きいので、各薄膜は次式に近似できる。

$$\sigma_i^{\text{th}} = (\alpha_{\text{SiO}_2} - \alpha_i) \frac{E_i}{1-\nu_i} \Delta T \quad (6.3.5)$$

ここで、 α_{SiO_2} は SiO_2 の線膨張係数である。この式に各物性値をして熱応力を概算する。Table 6.3.1 に必要な各物性値と概算した熱応力を示す。ただし、線膨張係数は温度や H 含有量により変化するが[51-59]、ここでは圧縮側に大きく見積もることにする。その結果、誘電体層に -19 MPa 、マスク層に 5.6 MPa の熱応力を持つことになる。この値は座屈応力に比べて十分小さいので影響は小さいと考えられる。

Table 6.3.1. Physical properties and deposition temperature required for calculation of thermal stress and calculated thermal stress. Young's modulus, Poisson ratio and deposition temperature of each material were presented by Toshiba Corporation.

Material	Young's Modulus (GPa)	Poisson ratio	Coefficient of thermal expansion ($10^{-6}/^{\circ}\text{C}$)	Deposition temperature ($^{\circ}\text{C}$)	Thermal stress (MPa)
a-Si:H	122	0.3	2.7 – 4.9[51-53]	400	-5.6
a-C:H	12.8	0.3	1.5 – 7[54-56]	550	-19
Si	—	—	2.3 – 3.5[35,57-59]	—	—

6.3.5 まとめ

計測したマスク層の真性応力が非常に小さい場合に対しても座屈が起こった原因について、マスク層の酸化、マスク層の真性応力の不均一性、誘電体層の真性応力および熱応力を挙げ、それぞれの影響評価を行った。その結果、熱応力以外は座屈に大きく影響している可能性があることがわかった。その他エッチングのダメージによる物性値変化や応力変化なども考えられるが、この検証のためにはナノオーダーでの局所的な物性値や応力値の計測が必要となる。

本章で新たに示唆した座屈因子を特定するためには、成膜中における *in-situ* の反り測定によって膜厚依存性を評価すること、誘電体層の真性応力および熱応力を測定すること、そして、分子動力学法などの数値解析手法を用いて反応プロセス中の真性応力の変化を予測すること、など追加実験および原子シミュレーションの実施が不可欠である。そして、正確に計測された真性応力を用いることで 2 層モデルの拡張を行い、半導体微細パターンの座屈予測法を確立することが今後の課題となる。

7. 結論と今後の課題

7.1 結論

本研究では、エッチングプロセス中における半導体微細パターンの座屈予測法を構築し、その妥当性を確認した。また、より精度を高めるための FEM モデルを提案し、これにより微細パターンのモード形状が複雑であることを示した。さらに、真性応力の異なる実験結果を追加することにより、提案した 2 層モデルでは考慮していない新たな座屈因子を挙げ、その影響評価と拡張モデルに対する考察をした。本研究で得られた知見を以下に整理する。

- (i) Föppl-von Kármán の板理論を用いて理論的に座屈解を導出し、形状に依存する無次元真性応力を評価することで、エッチングプロセス中における半導体微細パターンの座屈が統一的かつ直観的に予測できるようになった。この手法を実験データに適用することによりその妥当性を示した。
- (ii) 理論座屈解では考慮されていないアスペクト比と未エッチング部の弾性特性を考慮して FEM 解析を行うことで、精度よく座屈点が得られることを示した。これにより、以下に示す 2 つのより高精度な座屈予測法を提案した。
 - ・板理論を用いた座屈予測法によりある程度の予測を立て、座屈点があると推定される付近で FEM による詳細解析を行う。
 - ・前もって理論座屈解からの誤差の程度を把握した上で、板理論を用いた座屈予測法により判定を行う。
- (iii) 未エッチング部の弾性特性を考慮したモデルの座屈モードを解析することで、微細パターンの座屈形状が一意に決められないことを示した。
- (iv) 計測したマスク層の真性応力が微小な場合に対しても、座屈が起きることを確認した。この考察として、理論の 2 層モデルおよび FEM モデルでは考慮していない座屈因子を挙げ、それらの因子が座屈応力に及ぼす影響度を考察した。その結果、マスク層の酸化、マスク層の真性応力の不均一性、誘電体層の真性応力が座屈に大きく影響している可能性があり、熱応力はほとんど影響しないことを示した。

7.2 今後の課題

今後の課題に対する取り組みを以下に整理する。

- (i) 座屈理論を拡張させる。具体的には、板厚を考慮した大変形理論の構築および誘電体層の底面の境界条件にばね要素を用いた定式化を行う。これにより、FEMによる詳細解析を必要とせずに高精度な座屈解が得られる。
- (ii) 微細パターンの座屈形状が複雑になることを実験および詳細な解析により確認する。本論文ではモードの解析により座屈形状が一意に定まらない可能性を示唆したので、この現象が実デバイスでも生じる現象であることを示す必要がある。これにより形状を決定する支配因子を特定することができれば、意図的に形状に初期ばらつきを与えておくことで形状を制御し、座屈荷重に達してもうねりの少ない座屈モードが得られる可能性がある。
- (iii) 新たに考えるべき座屈因子について、追加実験や原子シミュレーションにより評価する。原子シミュレーションについては、いずれも成膜プロセスやエッチングプロセスの残留応力を予測する。追加実験については一例を以下に示す。
 - ・マスク層の酸化については、マスク層をパターニングしていない状態で誘電体層のエッチングプロセスを行い、その応力変化、元素を調べる。
 - ・マスク層の真性応力の不均一性については、異なる膜厚のサンプルの真性応力を計測する。または、マスク層表面が酸化しないことを確認した上で、徐々にエッチングをしていきマスク層の真性応力を計測する。
 - ・誘電体層の真性応力については、基板の違いによる真性応力への影響を実験により調べる。

以上を行うことで、提案した 2 層モデルを拡張し、より汎用性の広い座屈予測法を構築することができる

付録 A：線形座屈解析

本論文では FEM 解析において線形座屈解析を使用した。ここでは、一般的な線形座屈解析の概要について説明する[60]。なお詳細については参考文献[60]を参照のこと。

まず、有限要素法について述べる。弾性力学において物体が平衡状態にあるときに満たす条件は、平衡方程式、境界条件式、変位・ひずみ関係式、応力・ひずみ関係式(構成式)の 4 つである。このうち、前者 2 を用いて弱形式化および離散化を行うと、次式で示す平衡方程式が得られる。

$${}^t\mathbf{Q}({}^t\mathbf{U}) = {}^t\mathbf{F} \quad (\text{A.1})$$

ここで、 ${}^t\mathbf{Q}$ は時刻 t における節点内力ベクトル、 ${}^t\mathbf{U}$ は時刻 t における節点変位ベクトル、 ${}^t\mathbf{F}$ は時刻 t における節点外力ベクトルを表す。なお、これらはすべての節点の値を並べて作られるベクトルとする。線形有限要素法では内力 ${}^t\mathbf{Q}$ と変位 ${}^t\mathbf{U}$ が線形関係を持つと仮定して、次式の連立方程式を解くことにより変位や応力が計算できる。

$$\mathbf{K} \cdot {}^t\mathbf{U} = {}^t\mathbf{F} \quad (\text{A.2})$$

ここで、 \mathbf{K} は剛性マトリクスであり、先に示した条件式の変位・ひずみ関係式および応力・ひずみ関係式を用いて記述される。しかし、非線形有限要素法では内力 ${}^t\mathbf{Q}$ は現時点での変位 ${}^t\mathbf{U}$ だけでなく、 ${}^t\mathbf{U}$ に至る履歴に依存するとして扱う(ここでは表示を簡略化して ${}^t\mathbf{Q}({}^t\mathbf{U})$ と表す)。そこで、式(A.1)を解くには Newton-Raphson 法などによる反復計算を必要とする。式(A.1)を変位における平衡状態からの速度形で表すと

$${}^t\mathbf{K}({}^t\mathbf{U}) \cdot {}^t\dot{\mathbf{U}} = {}^t\dot{\mathbf{F}} \quad (\text{A.3})$$

となる。ここで、 ${}^t\mathbf{K}$ は接線剛性マトリクスであり、内力 ${}^t\mathbf{Q}$ を変位 ${}^t\mathbf{U}$ で偏微分したものである。これは変位・ひずみ関係式および応力・ひずみ関係式に加えて変位・応力を用いて記述される。荷重を増分させる場合には、式(A.3)を用いて変位増分を計算し、ステップごとに合算することで現時点の変位や応力を計算する。線形・非線形有限要素法それぞれにおける式(A.1)の関係を概念的に示したものが Figure A. 1 である。

ここで、 ${}^t\mathbf{K}$ は t の関数となっており、あらゆる値のマトリクスをとる。式(A.3)において ${}^t\mathbf{K}$ が正則であるときはある荷重増分に対して、変位増分が一意に決定される。しかし、 ${}^t\mathbf{K}$ が非正則である場合、すなわち $\det({}^t\mathbf{K}) = 0$ である場合は、変位増分が一意に定まらず、この点が座屈点と定義される。ゆえに、座屈点を判定するには $\det({}^t\mathbf{K}) = 0$ となる条件を反復計算により探索する必要がある。しかし、座屈前の荷重変位曲線が比較的線形になる問題(すなわ

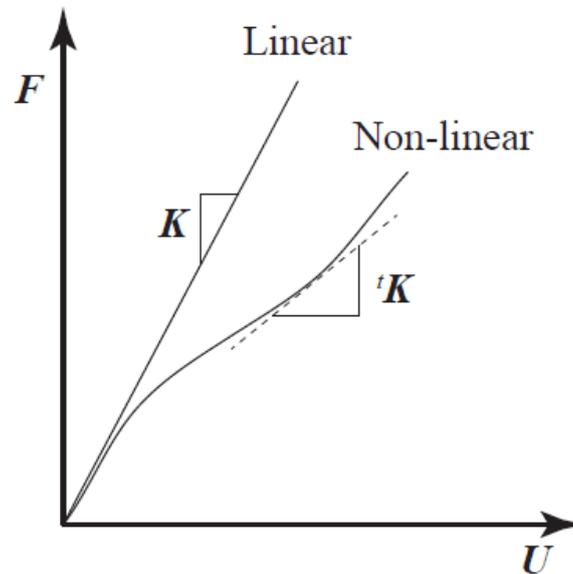


Figure A. 1. Conceptual diagram of load-displacement relation for linear and non-linear problems.

ち、座屈前の変形量が微小である問題)に対しては次に説明する線形座屈解析を用いるのが一般的である。

接線剛性マトリクス ${}^t\mathbf{K}$ を速度形の弱形式化および変位・ひずみ関係式および応力・ひずみ関係式に加えて変位・応力を用いて記述すると、 ${}^t\mathbf{K}$ は変位に依存する初期変位マトリクス ${}^t\mathbf{K}_L$ と応力に依存する初期応力マトリクス ${}^t\mathbf{K}_{NL}$ の和として得られる。線形座屈解析では座屈前の変形が微小であると仮定し、初期変位マトリクスは常に ${}^t\mathbf{K}_L = \mathbf{K}_L^{\text{ref}}$ とする。ただし、 $\mathbf{K}_L^{\text{ref}}$ は参照荷重 \mathbf{f}^{ref} を与えたときの初期変位マトリクスである。また、初期応力マトリクスは荷重の大きさに比例すると仮定する。ゆえに、荷重を初期状態から ${}^t\mathbf{f} = \lambda \mathbf{f}^{\text{ref}}$ まで変化させたとすると、時刻 t における初期応力マトリクスは ${}^t\mathbf{K}_{NL} = \lambda \mathbf{K}_{NL}^{\text{ref}}$ となる。ただし、 $\mathbf{K}_{NL}^{\text{ref}}$ は初期荷重を与えたときの初期応力マトリクスである。これらの仮定により、式(A.3)は初期状態から増分として次式のように線形に記述ができる。

$$\left(\mathbf{K}_L^{\text{ref}} + \lambda \mathbf{K}_{NL}^{\text{ref}} \right) {}^t\mathbf{U} = \lambda \mathbf{f}^{\text{ref}} \quad (\text{A.4})$$

座屈点での時刻を $t=t'$ とし、そのときの座屈モードを ϕ とすれば座屈判定の条件から線形座

屈解析は次式の固有値問題へと帰着できる.

$$\left(\mathbf{K}_L^{\text{ref}} + \lambda \mathbf{K}_{NL}^{\text{ref}} \right) \cdot \phi = 0 \quad (\text{A.5})$$

式(A.5)をランチョス法などを用いて解くことにより, 座屈モード ϕ および座屈荷重 λ^{ref} が得られる. この解法から, 座屈モードは固有ベクトル, 参照荷重に対する座屈荷重は固有値として扱われる.

線形座屈解析を使用する際には, 上述した仮定から系の変形が微小である必要がある. ゆえに, 座屈応力付近での変形量が微小であることを確認する必要がある. 本論文で使用した FEM モデルでは座屈応力が約-1 GPa であった. 線形座屈解析を使用する妥当性を検証するために, マスク層に-1 GPa の応力を与えたときの静解析を行った. モデルの寸法は $l = 200$ (nm), $l_d = 160$ (nm), $h = 25$ (nm) とし, 境界条件は 5.3.1 節と同じである. リッジを XY 平面から見たときの, X 軸方向の弾性ひずみを表したコンター図をに示す. 境界条件を付していない端の領域は, 中央付近に比較してひずみが大きい, それでも 0.01 未満である. ゆえに座屈前の変形はモデル全体で微小であるため, 線形座屈解析を使用するのは妥当であるといえる.

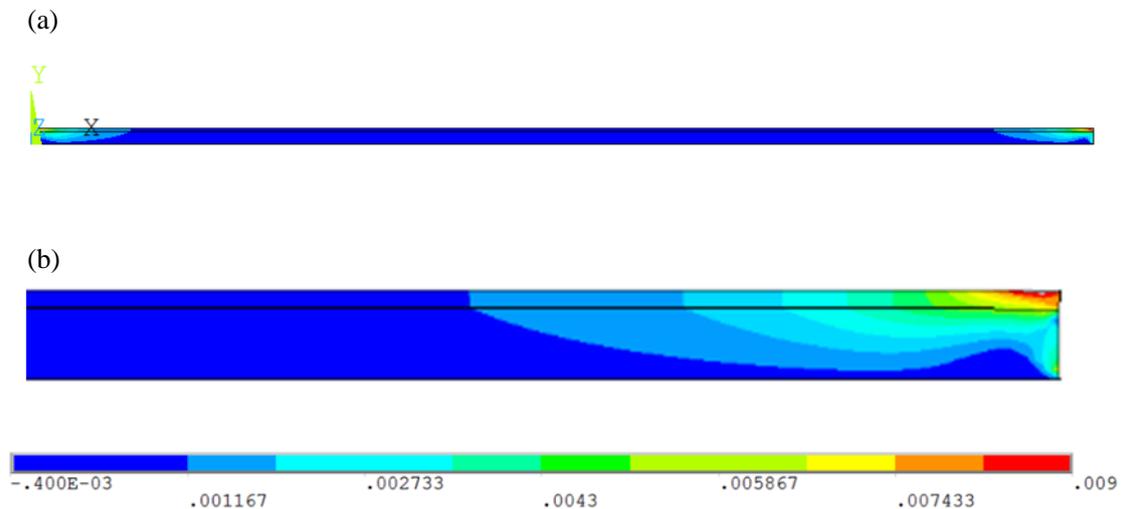


Figure A. 2. X-strain contour map: (a) Side view, (b) Partial enlarged view of model edge.

付録 B: 合モーメントおよび 合応力の定義

ここでは、3.4.5 節において理論座屈解を導出する上で使用した境界条件のうち、(合)モーメントおよび(合)せん断力について定義する．詳細な導出過程については[23]および[26]を参照のこと．

単位幅当たりの曲げモーメント，捩りモーメント，面外せん断力は，次式のように応力を板厚方向に積分すると得られる．

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_{xy} \end{bmatrix} &= \int_{-h/2}^{h/2} \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} z dz, \\ \begin{bmatrix} Q_x \\ Q_y \end{bmatrix} &= \int_{-h/2}^{h/2} \begin{bmatrix} \tau_{zx} \\ \tau_{yz} \end{bmatrix} z dz \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

ここで， σ , τ はそれぞれ垂直応力，せん断応力を表し，添字は軸を表す．また，得られた単位幅当たりのモーメント，せん断力をそれぞれ合モーメント，合応力という．方向については Figure B. 1 に示す通りである．ただし，釣合いの式から $M_{xy} = -M_{yx}$ を満たす．

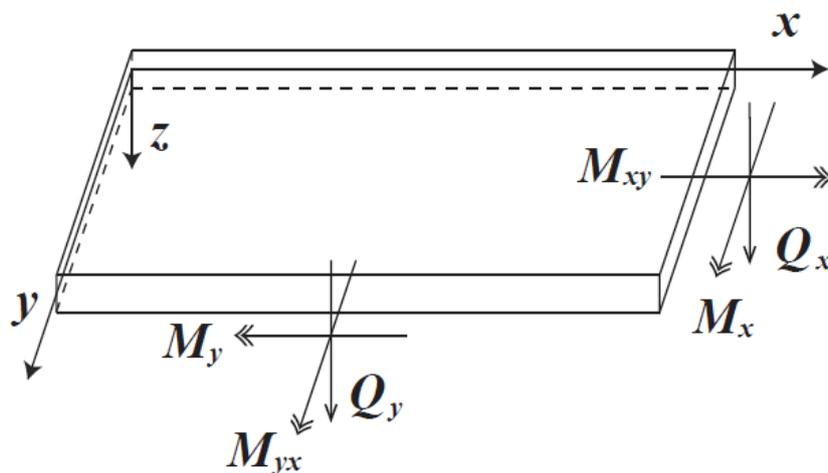


Figure B. 1. Direction of moment and shear force.

Föppl-von Kármán の板理論ではひずみと変位の関係を仮定し、釣合いの式を導くことで、これら合モーメント、合応力は次式のように表現することができる。

$$\left\{ \begin{array}{l} M_x = -D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \\ M_y = -D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \\ M_{xy} = -D(1-\nu) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \\ Q_x = -D \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \\ Q_y = -D \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \end{array} \right. \quad (\text{B.2})$$

よって、境界条件を与える際にはこれらの式を用いればよい。しかし、せん断変形を無視する仮定をおく場合には、振りモーメント M_{xy} と合応力 Q_x, Q_y は独立に境界条件を与えることができない。そこで、振りモーメントをせん断力に換算し、合算した次式を用いることでせん断力に対する境界条件が与えられる。

$$\left\{ \begin{array}{l} V_x = Q_x + \frac{\partial M_{xy}}{\partial y} \\ \quad = -D \left\{ \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} + (2-\nu) \frac{\partial^3 w}{\partial x \partial y^2} \right\} \\ V_y = Q_y + \frac{\partial M_{xy}}{\partial x} \\ \quad = -D \left\{ \frac{\partial^3 w}{\partial y^3} + (2-\nu) \frac{\partial^3 w}{\partial x^2 \partial y} \right\} \end{array} \right. \quad (\text{B.3})$$

上式の V_x, V_y は有効せん断力または換算せん断力などと呼ばれる。

付録 C: 未エッチング部の弾性特性を 考慮した拡張モデル

ここでは、7.2 節の今後の課題で述べた座屈理論の拡張モデルのうち、未エッチング部の弾性特性を考慮したモデルの案を示す。

第 3 章の 2 層モデルでは、 $y = 0$ におけるリッジのたわみおよびたわみ角をどちらも 0 にしていたが、未エッチング部の弾性特性を考慮すると座屈変形時は 0 ではない値を持つ。 $y = 0$ においてたわみが 0 でない場合、変形量に応じてせん断力が働く。また、たわみ角が 0 でない場合、たわみ角に応じて曲げモーメントが働く。そこで、Figure C. 1 に示すように $y = 0$ にばねおよび回転ばねがあるモデルを導入し、せん断力および曲げモーメントを表現する。付録 B で示した合モーメントおよび合応力の式を用い、方向に注意して $y = 0$ の境界条件式を立てると第 3 章の式(3.4.9)は次式のように書き換えることができる。

$$\begin{cases} -D_d \left\{ \frac{\partial^3 w_d}{\partial y^3} + (2 - \nu_d) \frac{\partial^3 w_d}{\partial x^2 \partial y} \right\}_{y=0} = 2k_s w_d(0) \\ -D_d \left(\frac{\partial^2 w_d}{\partial y^2} + \nu_d \frac{\partial^2 w_d}{\partial x^2} \right)_{y=0} = -k_r \frac{\partial w_d}{\partial y} \Big|_{y=0} \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

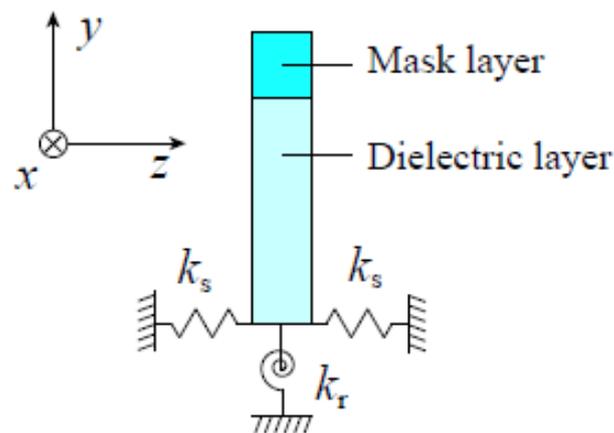


Figure C. 1. Model considering elastic property of unetched dielectric.

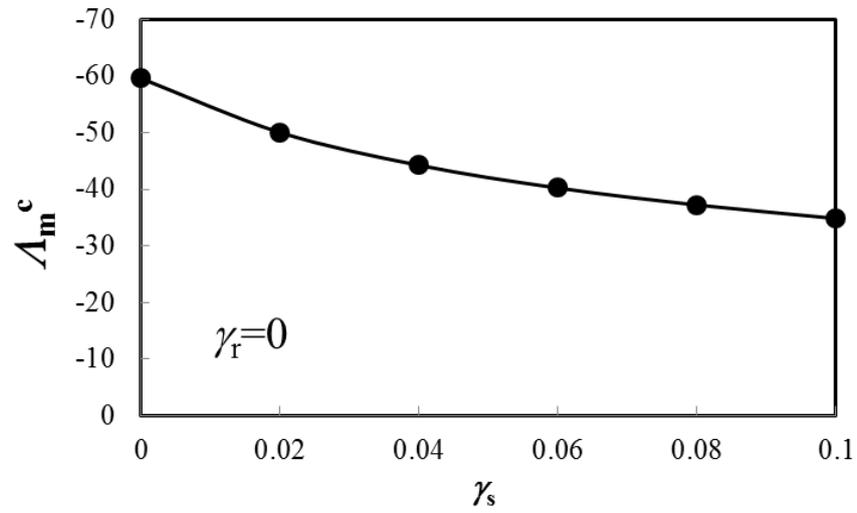
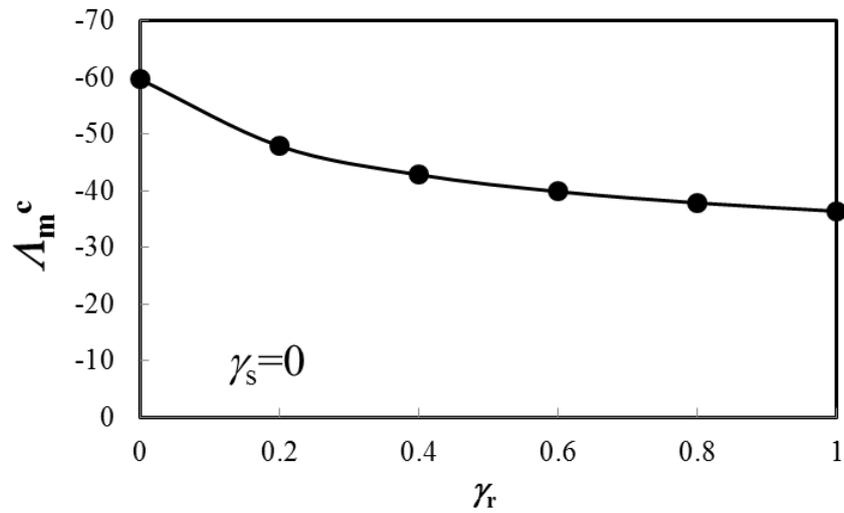
式(C.1)を無次元化し、式(3.4.5)のようにたわみに正弦関数を仮定すると、次式が得られる。

$$\begin{cases} \xi_d + \frac{D_d}{2k_s l^3} \{ \xi_d^{(3)} - (2 - \nu_d) q^2 \xi_d' \} = 0 \\ \xi_d' - \frac{D_d}{k_r l} (\xi_d^{(2)} - \nu_d q^2 \xi_d) = 0 \end{cases}, \hat{y} = 0 \quad (\text{C.2})$$

この式は、剛性が非常に高いとき、すなわち k_s, k_r が非常に大きな値をとるとき式(3.4.5)に帰着することがわかる。現時点では k_s, k_r の具体的な値が不明であるので、ここではこのパラメータにより座屈応力が下がることを確認する。ここで、無次元数 $\gamma_s = D_d/2k_s l^3$, $\gamma_r = D_d/k_r l$ を定義し、これらの値をパラメータとする。

第3章と同様に座屈解を導出する。Figure C. 2 に $\gamma_r = 0$ の下で γ_s の値を変化させたときの無次元座屈応力 A_m° の変化のグラフを、Figure C. 3 に $\gamma_s = 0$ の下で γ_r の値を変化させたときの無次元座屈応力 A_m° の変化のグラフを示す。ただし、 $\kappa = 0.8$ とした。この結果から、 k_s, k_r を導入することで座屈応力が低下することが確認できる。5.3.2 節より、未エッチング部の弾性特性による影響は座屈応力の理論解を基準として 7%程度であるので、Figure C. 2 および Figure C. 3 から $0 \leq \gamma_s \leq 0.02, 0 \leq \gamma_r \leq 0.2$ 程度であると推測される。ただし、 γ_s, γ_r を用いて評価する際には、その無次元化の式から l や h の絶対値を必要とする可能性があり、その場合は統一的手法は行うことはできない。

いずれにしても、未エッチング部の弾性特性を表現するには、理論的に、もしくは FEM 解析により γ_s, γ_r の支配因子を特定する必要がある、これに関しては今後の課題とする。

Figure C. 2. γ_s - A_m^c curve at $\gamma_r=0$ and $\kappa=0.8$.Figure C. 3. γ_r - A_m^c curve at $\gamma_s=0$ and $\kappa=0.8$.

参考文献

-
- [1] Dennard, R. H., Gaensslen, F. H., Yu, N. H., Rideout, V. L., Bassous, E. and Leblang, A. R., "Design of Ion-Implanted MOSFET's with Very Small Physical Dimensions", *IEEE Solid-State Circuits*, Vol.9, (1974), pp.256-268.
- [2] ITRS 2011 Edition page 16, Based on Table PIDS7 DRAM Technology Requirements.
- [3] Moore, G. E., "Cramming More Components onto Integrated Circuits", *Proceedings of the IEEE*, Vol.86, (1998), pp.82-85.
- [4] Aizcorbe, A. and Kortum, S., "Moore's Law and the Semiconductor Industry: A Vintage Model", *Scandinavian Journal of Economics*, (2005), Vol.107(4), pp.603-630.
- [5] 金原繁ほか, "薄膜の力学特性評価技術: トライボロジー・内部応力・密着性", リアライズ AT 株式会社, (1992).
- [6] 牧野博之, 益子洋治, 山本秀和, "半導体 LSI 技術 未来へつなぐデジタルシリーズ 7", 共立出版株式会社, (2012).
- [7] Weil, R. "The Origins of stress in electrodeposits : review of the literature dealing with stress in electrodeposited metals", *East Orange, NJ American Electroplaters' Society*, (1971).
- [8] Fahey, P. M., Mader, S. R., Stiffler, S. R., Mohler, R. L., Mis, J. D. and Slinkman, J. A., "Stress-induced dislocations in silicon integrated circuits", *IBM Journal of Research and Development*, (1992), Vol.36, pp.158-182.
- [9] Ogawa, K., Ohkoshi, T., Takeuchi, T., Mizoguchi, T. and Matsumoto, T., "Nucleation and Growth of Stress Relief Patterns in Sputtered Molybdenum Films", *Japan Journal of Applied Physics*, (1986), Vol.25, pp.695.
- [10] Matsuda, N., Baba, S. and Kinbara, A., "INTERNAL STRESS, YOUNG'S MODULUS AND ADHESION ENERGY OF CARBON FILMS ON GLASS SUBSTRATES", *Thin Solid Films*, (1981), Vol.81, pp.301-305.
- [11] Nir, D., "STRESS RELIEF FORMS OF DIAMOND-LIKE CARBON THIN FILMS UNDER INTERNAL COMPRESSIVE STRESS", *Thin Solid Films*, (1984), Vol.112, pp.41-50.
- [12] Gille, G. and Rau, B., "Buckling instability and adhesion of carbon layers", *Thin Solid Films*, (1984), Vol.120, pp.109-121.
- [13] Weldon, M. K. *et al.*, "On the mechanism of the hydrogen-induced exfoliation of silicon", *Journal of Vacuum Science and Technology*, (1997), Vol.15, pp.1065-1073.
- [14] Hu, S. M., "Stress-related problems in silicon technology", *Journal of Applied Physics*, (1991), Vol.70(6), pp. R53-R80.
- [15] Kim, J., Chae, Y. S., Lee, W. S., Shon, J. W., Kang, C. J., Han, W. S. and Moon, J. T., "Sub-0.1 μm nitride hard mask open process without procuring the ArF photoresist", *Journal of Vacuum Science and Technology*, (2003), Vol.21, pp.790-794.
-

-
- [16] Darnon, M., Chevolleau, T., Joubert, O., Maitrejean, S., Barbe, J. C. and Torres, J., “Undulation of sub-100nm porous dielectric structures: A mechanical analysis”, *Applied Physics Letters*, (2007), Vol.91, pp.194193.
- [17] 伊藤祥代, 鈴木啓之, “半導体デバイスの微細化に対応した応力シミュレーション技術”, *東芝レビュー*, (2012), Vol.67, pp.40-43.
- [18] シーロンチュン, “半導体の微細素子構造の面外座屈に関する有限要素法解析”, 卒業論文, 東京大学, (2013).
- [19] Mora, T. and Boudaoud, A., “Buckling of swelling gels”, *The European Physical Journal E*, (2006), Vol.20, pp.119-124.
- [20] Stoney, G. G., “The Tension of Metallic Films Deposited by Electrolysis”, *Proceedings of the Royal Society of London*, (1909), Vol.9, pp.172-175.
- [21] Oliver, W. C. and Pharr, G. M., “An improved technique determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments”, *Journal of Material Research*, (1992), Vol. 7(6), pp.1564-1583.
- [22] 中上明光, 川上信之, “ナノインデンテーション法による薄膜の機械的特性評価”, *神戸製鋼技報*, (2002), Vol.52(2), pp.74-77.
- [23] 半谷裕彦, “平板の基礎理論”, 彰国社, (1995).
- [24] 平島健一, 村松正重, “板厚方向の成分を考慮した平板曲げの理論”, *土木学会論文報告集*, 第 304 号, (1980), pp.33-46.
- [25] 平島健一, 根岸嘉和, “板厚方向の成分を考慮した代表的な2次元化平板理論の精度に関する考察”, *土木学会論文報告集*, 第 330 号, (1983), pp.1-14.
- [26] Timoshenko, S. P. and Gere, J. M., “THEORY OF ELASTIC STABILITY”, McGraw-Hill Book Company, Inc., (1961).
- [27] Hencky, H., “Über die Berücksichtigung der schubverzerrung in ebenen platen”, *Ingenieur-Archiv*, (1947), Vol.16, pp.72-76.
- [28] Mindlin, R. D., “Influence of rotatory inertia and shear on flexural motion of isotropic elastic plates”, *Journal of Applied Mechanics*, (1951), Vol.18, pp.31-38.
- [29] Schmidt, R., “A refined nonlinear theory of plates with transverse shear deformation”, *Journal of Industrial Mathematics*, (1977), Vol.27, pp.23-38.
- [30] Hirashima, K., “General higher-order equations of two-dimensional static and dynamic theories for homogeneous and laminated elastic plates”, *Department of Civil Engineering, Princeton University*, (1980).
- [31] Reissner, E., “On the theory of bending of elastic plates”, *Journal of Mathematical Physics*, (1944), Vol.23, pp.184-191.
- [32] Fersht, S., “An extended Reissner thin plate theory”, *Israel Journal of Technology*, (1964), Vol.2, pp.312-317.
-

-
- [33] Ambartsumyan, S. A., "Theory of Anisotropic Plates: Strength, Stability and Vibrations", *Hemispheres Publishing*, (1991).
- [34] Panc, V., "Theories of elastic plates", *Noodhoff International Publishing*, (1975).
- [35] 国立天文台編, "理科年表 平成 20 年", 丸善株式会社, (2007).
- [36] Jalali-Jafari, B., Savaloni, H. and Gholipour-Shahraki, M., "On the residual stress developed in the nanostructure of computer simulated thin films", *Physica Status Solidi (B)*, (2007), Vol.244, pp.3620-3638.
- [37] Müller, K. H., "Stress and microstructure of sputter-deposited thin films: Molecular dynamics investigations", *Journal of Applied Physics*, (1987), Vol.62, pp.1796-1799.
- [38] Davis, C. A., "A simple model for the formation of compressive stress in thin films by ion bombardment", *Thin Solid Films*, (1993), Vol.226, pp.30-34.
- [39] D'heurle, F. M. and Harper, J. M. E., "Note on the origin of intrinsic stresses in films deposited via evaporation and sputtering", *Thin Solid Films*, (1989), Vol.171, pp.81-92.
- [40] Johlin, E. *et al.*, "Structural origins of intrinsic stress in amorphous silicon thin films", *Physical Review B*, (2012), Vol.85, pp.075202
- [41] Wehrspohn, R. B. *et al.*, "Relative importance of the Si-Si bond and Si-H bond for the stability of amorphous silicon thin film transistors", *Journal of Applied Physics*, (2000), Vol.87, pp.144-154.
- [42] Morita, M., Ohmi, T., Hasegawa, E., Kawakami, M. and Ohwada, M., "Growth of native oxide on a silicon surface", *Journal of Applied Physics*, (1990), Vol.68, pp.1272-1281.
- [43] Morita, M., Ohmi, T., Hasegawa, E., Kawakami, M. and Suma, K., "Control factor of native oxide growth on silicon in air or in ultrapure water", *Applied Physics Letters*, (1989), Vol.55, pp.562-564.
- [44] Lukeš, F., "Oxidation of Si and GaAs in air at room temperature", *Surface Science*, (1972), Vol.30, pp.91-100.
- [45] Ohsaki, H., Miura, K., Tatsumi, Y. and Ino, T., "Structure of the Natural Oxide of Amorphous Silicon", *Japan Journal of Applied Physics*, (1986), Vol.25, pp.1773-1777.
- [46] Kitajima, M., Kamioka, I. and Nakamura, K. G., "Oxidation rate and surface-potential variations of silicon during plasma oxidation", *Physical Review B*, (1996), Vol.53, pp.3993-3999.
- [47] Saito, Y. *et al.*, "Advantage of Radical Oxidation for Improving Reliability of Ultra-Thin Gate Oxide", *2000 Symposium on VLSI Technology Digest of Technical Papers*, (2000), pp.176-177.
- [48] Hirayama, M., Sekine, K., Saito, Y. and Ohmi, T., "Low-Temperature Growth of High-Integrity Silicon Oxide Films by Oxygen Radical Generated in High-Density Krypton Plasma", *International Electron Devices Meeting 1999. Technical Digest*, (1999), pp.249-252.
-

-
- [49] Ponpon, J. P., "Oxidation of glow discharge a-Si:H", *Solid-State Electronics*, Vol.25, pp.875-876.
- [50] Takahagi, T., Ngai, I., Ishitani, A., Kuroda, H. and Nagasawa, Y., "The formation of hydrogen passivated silicon single-crystal surfaces using ultraviolet cleaning and HF etching", *Journal of Applied Physics*, (1988), Vol.64, pp.3516-3521.
- [51] de Lima, M. M., Lacerda, R. G., Vilcarromero, J. and Marques, F. C., "Coefficient of thermal expansion and elastic modulus of thin films", *Journal of Applied Physics*, (1999), Vol.86, pp.4936-4942.
- [52] Wivrouw, A. and Spaepen, F., "Viscosity and elastic constants of amorphous Si and Ge", *Journal of Applied Physics*, (1993), Vol.74, pp.7154-7161.
- [53] Jansen, F., Machonkin, M. A., Palmieri, N. and Kuhman, D., "Thermomechanical properties of glow discharge deposited silicon and silicon dioxide films", *Journal of Applied Physics*, (1987), Vol.62, pp.4732-4736.
- [54] Marques, F. C., Lacerda, R. G. and Champi, A., "Thermal expansion coefficient of hydrogenated amorphous carbon", *Applied Physics Letters*, (2003), Vol.83, pp.3099-3101.
- [55] Lee, S. C., Tai, F. C. and Wei, C. H., "Correlation between sp^2/sp^3 Ratio or Hydrogen Content and Water Contact Angle in Hydrogenated DLC Film", *Materials Transactions*, Vol.48, pp.2534-2538.
- [56] Dai, H., "Characterization of amorphous hydrogenated carbon films deposited by MFPUMST at different ratios of mixed gases", *Bulletin of Materials Science*, (2012), Vol.35, pp.1087-1091.
- [57] Runyan, W. R., "Silicon semiconductor technology", *McGraw-Hill*, (1965).
- [58] Gibbons, D. F., "Thermal Expansion of Some Crystals with the Diamond Structure", *Physical Review*, (1958), Vol.112, pp.136-140.
- [59] Timoshenko, S., "ANALYSIS OF BI-METAL THERMOSTATS", *Journal of the Optical Society of America*, (1925), Vol.11, pp.233-255.
- [60] 久田俊明, 野口裕久, "非線形有限要素法の基礎と応用", 丸善株式会社, (1995).

謝辞

研究、論文執筆をするにあたって多くの方々からの助けをお借りし、ここに修士論文として1つの形にすることができました。私の研究に協力をしてくださった方々、研究環境を整えてくださった方々、また、精神的支えになってくださった方々には感謝の念しかありません。この場をお借りして感謝の気持ちをお伝えします。

泉先生には、研究方針の指導のみならず、共同研究先とのミーティングのセッティングや情報交換など外部との仲介をしていただき、支障なく研究に従事することができました。また、研究以外においても無知な私に世の中の仕組みなどを教えていただき大変勉強になりました。心より感謝を申し上げます。

酒井先生には直接研究の指導を受けることはありませんでしたが、研究会で日本と海外の原子力の安全評価など貴重なお話をしていただき大変勉強になりました。安全性については就職してからも必要になる概念であるので、酒井先生のお言葉を胸に仕事に従事し、日本の将来を背負っていくつもりです。心より感謝を申し上げます。

原先生は私の将来を決めるにあたって親身に相談に乗っていただき誠にありがとうございました。就職先が決まってからも仕事内容に関連した講演会を紹介していただき、研究と並行して卒業後のモチベーションも高まりました。心より感謝を申し上げます。

田中助教には、毎週の輪講会だけでなく日頃から研究方針についてのアドバイスをいただいたり、新しいソフトウェアを紹介していただいたり、多忙を極める中修士論文を隅々まで添削していただいたりなど田中さんの存在なくして私の修士論文の完成はあり得ませんでした。文才に乏しいので感動的な文章は書けませんが、本当に感謝しても感謝しきれません。2年間大変お世話になりました。ありがとうございました。

波田野助教には、研究ではかかわりませんでしたでしたが、快適な研究生を送るための生活指導(特に掃除)をしていただきました。また、人知れず共有物の掃除・整理をしてくださることもありました。1年間だけでしたが、本当にありがとうございました。

株式会社東芝の鈴木さんと伊藤さんには、データの提供、実験の実施などに加えて、ミーティングではいつも鋭いご指摘をいただき、より深く考察することができました。ありがとうございました。

秘書として研究室を支えていただいた吉田さん、小山さんには、旅費申請の記入ミスなど多大なるご迷惑をお掛けしたのにもかかわらず、いつも笑顔で対応していただき非常に心の支えとなりました。ありがとうございました。

独立行政法人労働安全衛生総合研究所の山際さんは、直接研究でかかわったことはありませんが、指導している姿を見て非常に研究に熱心な方であると感じました。一方で、研究以外の場ではとても楽しいお話を聞かせていただき、心の支えとなりました。私も山際さんのようにメリハリのある生き方をしていきたいと思っています。2年間ありがとうございました。

社会人博士の戒田さんには、社会人の生活や考え方についてたくさんお話を聞かせていただきました。また、社会見学の手配をしていただきました。ありがとうございました。

博士 1 年の蓮沼さんには、研究に対する熱心さを教えていただきました。ありがとうございました。

留学生の楊さん、王さん、周さん、曲さんには、異国文化について教えていただき、大変刺激的な研究生活を送ることができました。また、英語だけでなく日本語も堪能に話し、研究も熱心なことに加え、運動もできるという万能さに憧れを感じました。ありがとうございました。

修士 2 年の池田さん、栗山さん、興石さん、高本さんとは同期ということもあり、なんでも言い合える関係が築けたと思います。そのおかげで、楽しく有意義な 2 年間で過ごすことができました。また旅行など行きましよう。ありがとうございました。

修士 1 年の荒巻さん、磯崎さん、井上さん、近藤さん、寺田さんには、イベント企画や雑務など研究室の運営でお世話になりました。特に井上さんには、同じ研究チームとしていろいろ協力していただきました。素晴らしい成果が出せるように頑張ってもらいたいと思います。ありがとうございました。

受託研究員の樋渡さんには、会社のことや鹿児島方言を教えていただきました。ありがとうございました。

学部 4 年の植田さん、舘さん、中田さん、橋本さん、吉村さん、良本さんには、その勤勉さで研究室に真面目な雰囲気を作ってくださいました。これからも、刺激的な研究室にしてください。ありがとうございました。

そして、研究室関連の方々以外にも大変お世話になりました。家族をはじめとして、友人の和田さん、山崎さん、都留さん、仁科さん、深井さん、山村さん、松竹さん、長谷川さん、金城さん、周さん、陳さん、Mancus さん、Pennisi さんなどたくさんの方々にもいつも精神的に支えていただきました。ありがとうございました。

以上、研究にかかわったすべての方に感謝の意を表します。

2 年間、刺激ある研究生活をありがとうございました。

2013 年 2 月 6 日

日高 貴弘

以上

修士論文

真性応力に起因する半導体微細
パターン構造の弾性安定問題の解明
p.1 — p.94 完

2014年2月6日提出

指導教員 泉 聡志 教授

37-126224 日高 貴弘