

卒業論文

金属ガスケットの漏洩特性のマルチスケール解析

p.1～p.39 完

平成22年2月5日提出

指導教員 泉聡志准教授

80173 緒方公俊

目次

図目次.....	3
表目次.....	4
第1章 序論.....	5
1-1 研究背景.....	5
1-2 研究の目的.....	6
1-3 本論文の構成.....	6
第2章 接触理論と漏洩特性への応用.....	7
2-1 Persson の接触理論.....	7
2-1-1 表面粗さの重要性.....	7
2-1-2 表面粗さのパワースペクトル 定義と一般的性質.....	7
2-1-3 Persson の理論.....	8
2-1-4 降伏応力がスケール依存する弾塑性体への応用.....	11
2-2 接触理論の漏洩特性への応用.....	13
2-2-1 漏洩の原因となる流路の推定.....	13
2-2-2 漏洩量の推測.....	14
第3章 有限要素法解析.....	15
3-1 解析モデル, 材料条件.....	15
3-2 解析結果.....	18
第4章 ガasketの漏洩特性解析.....	24
4-1 パワースペクトルの導出.....	24
4-2 Persson の理論の応用.....	26
4-2-1 Persson の理論(要約).....	26
4-2-1 弾性体と仮定した場合.....	27
4-2-2 塑性の効果を考慮した場合.....	28
4-3 漏洩量の評価.....	31
4-4 実験値との比較, 考察.....	33
4-4-1 実験方法.....	33
4-4-2 実験値との比較, 考察.....	34
第5章 結論.....	36
5-1 結論.....	36
5-2 今後の課題.....	36
謝辞.....	37
参考文献.....	38

図目次

図 1-1	金属ガスケットの形状 [1].....	5
図 2-1	自己アフィン性を持つ表面のパワースペクトル C と波数 q の関係 [3]....	8
図 2-2	倍率 ζ による接触面の様子 [3].....	9
図 2-3	支配的な波長スケールの優先 [2].....	10
図 2-4	圧力分布の拡散の様子 [2].....	10
図 2-5	接触面の仮定 [5].....	13
図 2-6	倍率の変化による接触面積の変化（接触部：黒，非接触部：白） [5]...	14
図 3-1	解析モデル（要素数 92255，接点数 164100）	15
図 3-2	解析モデル 拘束，荷重条件	16
図 3-3	弾完全塑性体の応力ひずみ曲線.....	17
図 3-4	z 成分応力コンター図(25.2kN).....	18
図 3-5	z 成分応力コンター図(詳細図).....	19
図 3-6	軸力 11.5kN ガスケットの接触圧力（左：上部，右：下部）	19
図 3-7	軸力 15.6kN ガスケットの接触圧力（左：上部，右：下部）	20
図 3-8	軸力 19.0kN ガスケットの接触圧力（左：上部，右：下部）	20
図 3-9	軸力 25.3kN ガスケットの接触圧力（左：上部，右：下部）	20
図 3-10	軸力 31.7kN ガスケットの接触圧力（左：上部，右：下部）	21
図 3-11	上部内側の圧力分布(25.3kN).....	21
図 3-12	上部中側の圧力分布(25.3kN).....	21
図 3-13	上部外側の圧力分布(25.3kN).....	22
図 3-14	下部端の圧力分布(25.3kN).....	22
図 3-15	下部内側の圧力分布(25.3kN).....	22
図 3-16	下部中側の圧力分布(25.3kN).....	23
図 3-17	下部外側の圧力分布(25.3kN).....	23
図 4-1	表面間の隙間.....	25
図 4-2	フランジ表面データ	25
図 4-3	ガスケット上部中側の圧力分布（25.3kN）	26
図 4-4	接触面積の倍率応答.....	27
図 4-5	接触面積比の倍率応答($\sigma_y=600\text{MPa}$).....	29
図 4-6	異なる σ_1 での塑性変形による接触面積比 Apl の倍率応答	30
図 4-7	異なる α での塑性変形による接触面積比 Apl の倍率応答	30
図 4-8	ガスケット，フランジの接触部.....	32
図 4-9	実験方法の概要	33
図 4-10	ヘリウムの漏洩	34
図 4-11	各接触部	35

表目次

表 3-1	材料特性	16
表 3-2	荷重値	16
表 3-3	各接触部の接触幅	23
表 4-1	各接触部の ζ_c	35

第1章 序論

1-1 研究背景

パイプの継ぎ手(フランジ)部分からの漏洩を防ぐために使用されるガスケットは、従来は高温、高圧下でも優れたシール性能を有するアスベスト製のガスケットが多く用いられてきた。しかし、近年になって、アスベストが人体に及ぼす悪影響が指摘され、アスベストを含む製品の利用が禁止された。そこで、アスベスト製に代わる新たなガスケットが必要となり、金属製のガスケットの開発が進められた。本研究で用いる金属ガスケットは、図1-1のように表面に複数の小さな突起があるのが特徴であり、突起部分にかかる面圧が上がり、シール性能を向上させるという仕様となっている。漏洩量がどれほどであるか、定量的に推測することができれば、金属ガスケットの開発において有効なツールとなりえる。しかし、漏洩の評価方法というものは確立していない。

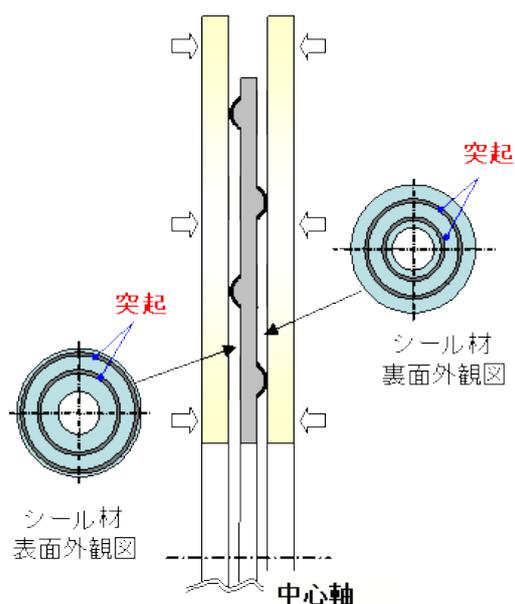


図 1-1 金属ガスケットの形状 [1]

1-2 研究の目的

漏洩量を推定する1つの手段としてFEM解析が挙げられるが、実際には様々なスケールの表面粗さが漏洩に大きく影響を及ぼすため、計算上表面粗さを考慮することができないFEM解析から直接漏洩量を推測することは困難である。しかしながら、FEM解析によってガスケットにかかる面圧や、接触面積などの重要なパラメータを得ることはできる。そこで本研究では、接触理論を応用して漏洩特性について研究し、FEM解析から得られたパラメータを用いることで、ガスケットからの漏洩量を推測することを目的とする。また、得られた解析値と実験値についての比較、考察を行う。本研究では、25Aガスケットを対象とした。

1-3 本論文の構成

第1章で本研究の背景と目的について述べた。

第2章では接触理論について述べ、次いで接触理論に基づき漏洩特性の解析を行い、漏れを引き起こす流路を推定し、漏洩量を推測する手法について述べる。

第3章ではFEM解析で用いたガスケットとフランジのモデルについて説明する。

第4章で、理論をもとに研究対象であるガスケット、フランジの漏洩特性について解析する。

第5章で結論と今後の課題を述べる。

第2章 接触理論と漏洩特性への応用

2-1 Persson の接触理論 [2] [3]

2-1-1 表面粗さの重要性

表面粗さは接触，粘着，摩擦などの数々の物理的現象に大きな影響をもたらす．シールに関しても同様で，表面粗さの違いによって漏洩量が変化する．本研究のフランジ，ガスケット間の漏洩についても表面粗さは，漏洩特性を決める重要な要因となる．

2-1-2 表面粗さのパワースペクトル 定義と一般的性質

漏洩特性に及ぼす表面粗さの影響は，式(2-1)のように定義される表面粗さのパワースペクトル $C(\mathbf{q})$ で決まる． [3]

$$C(\mathbf{q}) = \frac{1}{2\pi^2} \int dx^2 \langle h(\mathbf{x})h(\mathbf{0}) \rangle e^{-i\mathbf{q}\mathbf{x}} \quad (2-1)$$

ここで $\mathbf{x}=(x,y)$ で， $h(\mathbf{x})$ は測定表面の平均からの高さであり， $\langle h \rangle = 0$ となる． \mathbf{q} は波数ベクトルを表す． $\langle \dots \rangle$ はアンサンブル平均を意味する． $C(\mathbf{q})$ は表面の平均からの高さ $h(\mathbf{x})$ の自己相関関数をフーリエ変換したものである．また，式(2-1)を逆フーリエ変換すると次のようになる．

$$\langle h(\mathbf{x})h(\mathbf{0}) \rangle = \int d\mathbf{q}^2 C(\mathbf{q}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{x}} \quad (2-2)$$

ここで $C(\mathbf{q})$ は波数ベクトル \mathbf{q} のスカラー $q=|\mathbf{q}|$ にのみ依存すると仮定すると，粗さの2乗平均 $\langle h^2 \rangle^{1/2}$ は式(2-2)に $\mathbf{x}=\mathbf{0}$ を代入することにより以下のようなようになる．

$$\langle h^2 \rangle = \int d\mathbf{q}^2 C(\mathbf{q}) = 2\pi \int_0^\infty dq q C(q) \quad (2-3)$$

実際には，式(2-3)の q の積分において，上限値と下限値がある．そこで，波数ベクトルの最大値を $2\pi/a$ ，最小値を $2\pi/L$ とする．ここで a は最小の波長のカットオフ値であり，おもに測定機の分解能で決まる． L は観測した表面の大きさで決まる．一般に積分範囲 (q_0, q_1) における粗さの2乗平均は次のように定義される．

$$\langle h^2 \rangle(q_0, q_1) = 2\pi \int_{q_0}^{q_1} dq q C(q) \quad (2-4)$$

多くの表面は自己アフィンフラクタルに近い性質がある．自己アフィンフラクタルは表面のある部分を拡大すると，同じような表面形状をしているという性質を持つ．自己アフィン性をもつ表面のパワースペクトルは次式のようなべき乗則を持つ．

$$C(q) = C_0 q^{-2(H+1)} \quad (2-5)$$

C_0 は係数、 H はハースト数である。ハースト数は表面のフラクタル次元 D_f に関係し、 $D_f = 3 - H$ と表される。実際の表面では式(2-5)の関係は図2-1のように波数領域 $q_0 < q < q_1$ であらわれる。

表面に自己アフィン性を仮定することで(2-5)式より積分範囲(q_0, q_1)における粗さの2乗平均は次のようになる。

$$\begin{aligned} \langle h^2 \rangle(q_0, q_1) &= 2\pi \int_{q_0}^{q_1} dq q C(q) \\ &= 2\pi \int_{q_0}^{q_1} dq C_0 q^{-2H-1} = \frac{\pi C_0}{H} (q_0^{-2H} - q_1^{-2H}) \end{aligned} \quad (2-6)$$

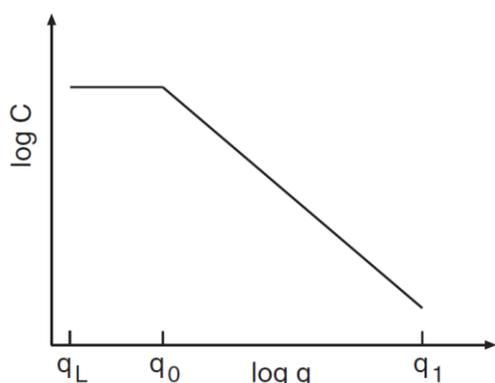


図 2-1 自己アフィン性を持つ表面のパワースペクトル C と波数 q の関係 [3]

2-1-3 Persson の理論

物体表面には、様々なスケールの粗さが存在する。ここでは、この粗さを考慮した接触理論である Persson の理論について述べる。

図2-2は倍率 ζ が増加したときの2物体間の接触面の様子を示している。低い倍率($\zeta = 1$)では、マクロな凹凸で、2物体間は完全に接触しているように見える。しかし、倍率が大きくなると、より小さいスケールの粗さが支配的となり、2表面間は部分的にしか接触していないことが分かる。もし微小なカットオフ長さがなければ、最終的には接触部分は消えてしまう。しかし、実際には最小のカットオフ値として原子間距離があるため、そのようなことは起こり得ない。多くの場合、高倍率における接触部の面圧はとて高くなるため、倍率が原子スケールに至る前に、物体が降伏する。そのため真の接触面積はおもに材料の降伏応力によって決まる。

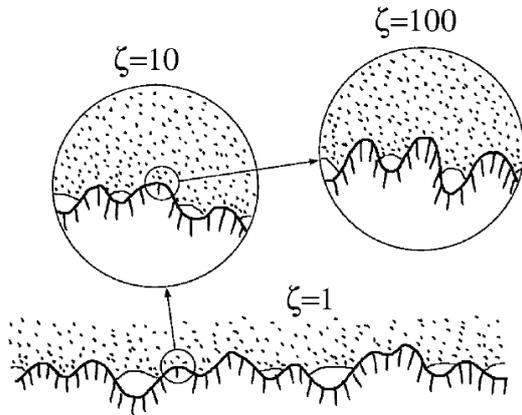


図 2-2 倍率 ζ による接触面の様子 [3]

Persson の理論において、ある倍率で支配的な波長スケールに着目することが重要である。図 2-3 のように、ある倍率 $\zeta = L/\lambda$ において支配的な波長スケール λ より小さい波長スケールは無視することで、そのときの接触面積 $A(\lambda)$ を決める。ここで、 $P(\zeta) = A(\lambda)/A(L)$ という式を導入する。 $P(\zeta)$ はある倍率 ζ の $\zeta = 1$ に対する接触面積比であり、 $P(1)=1$ である。 $A(L)=A_0$ と定義し、 $\zeta = 1$ のときのマクロな接触面積とする。

波長 $\lambda = L/\zeta$ における系について考える。 L は $\zeta = 1$ のときの見かけの接触面の長さである。 $q_L = 2\pi/L$, $q = q_L\zeta$ とする。 $P(\sigma, \zeta)$ を倍率 ζ における接触面での圧力分布と定義すると $P(\sigma, \zeta)$ は次のような式を満たす。

$$\frac{\partial P}{\partial \zeta} = f(\zeta) \frac{\partial^2 P}{\partial \sigma^2} \quad (2-7)$$

ここで $f(\zeta) = G'(\zeta)\sigma_0^2$ であり、 σ_0 はマクロな接触面の平均圧力である。また、

$$G(\zeta) = \frac{\pi}{4} \left(\frac{E^*}{\sigma_0} \right)^2 \int_{q_L}^{q_L\zeta} dq q^3 C(q) \quad (2-8)$$

であり、 $E^* = E/(1-\nu^2)$ である。

式(2-7)は時間を倍率に置き換えた拡散方程式の形をしている。したがって、波長 λ を短くするほど(倍率 ζ を大きくするほど)、圧力分布 $P(\sigma, \zeta)$ は σ 空間上に広がっていくことがわかる。2物体を弾性体であると仮定すると、次のような式を得る。

$$\frac{A(\zeta)}{A_0} = P(\zeta) = \int_0^\infty d\sigma P(\sigma, \zeta) \quad (2-9)$$

$$\sigma_0 = \int_0^\infty d\sigma \sigma P(\sigma, \zeta) \quad (2-10)$$

粘着が起きないと仮定すると、引っ張り荷重($\sigma < 0$)が存在しないため、 $\sigma < 0$ で接触面が非接触となると考えられる。したがって、次のような境界条件を仮定できる。

$$P(0, \zeta) = 0 \quad (2-11)$$

方程式 (2-7) を解くためには、初期条件も必要となる。これは最も小さい倍率 $\zeta = 1$ のときの圧力分布によって決まる。弾性体においては、初期条件が決まると、境界条件 $P(0, \zeta) = 0, P(\infty, \zeta) = 0$ のもと方程式 (2-7) を解くことができる。初期条件 $P(\sigma, 1) = \delta(\sigma - \sigma_0)$ としたときの圧力分布の拡散の様子を図 2-4 に示す。

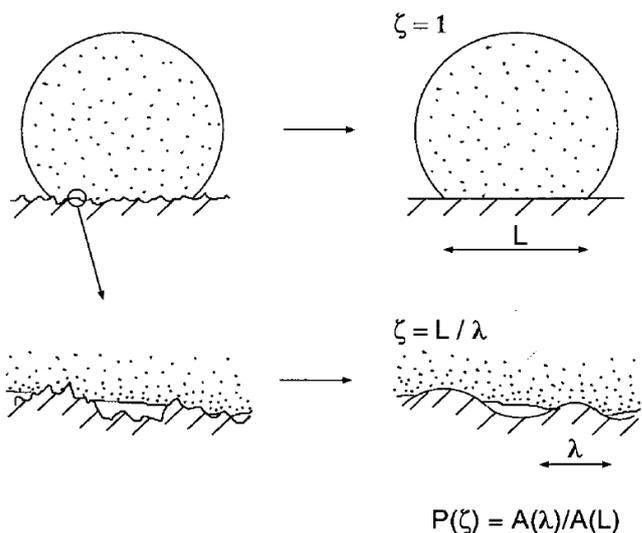


図 2-3 支配的な波長スケールの優先 [2]

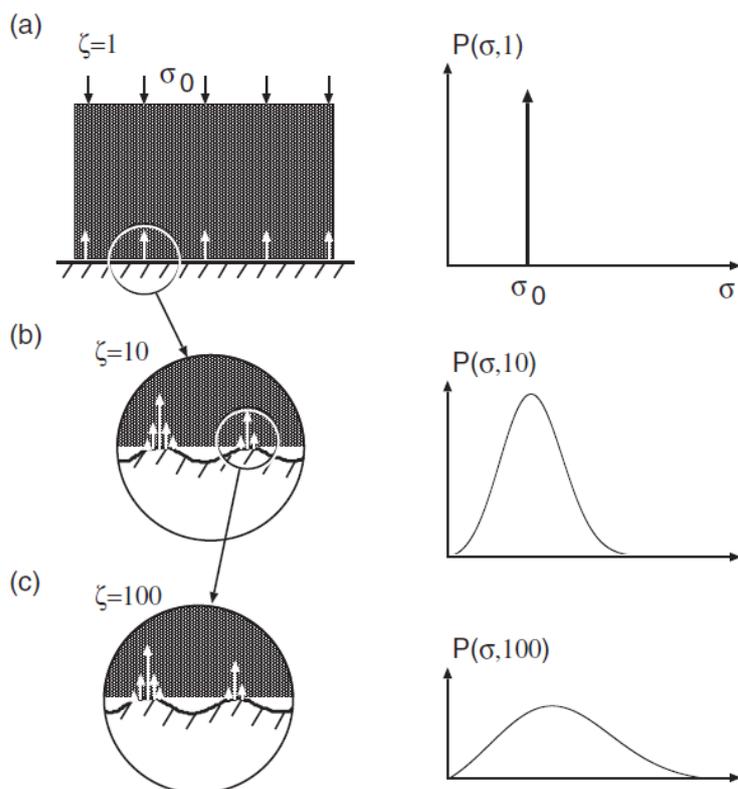


図 2-4 圧力分布の拡散の様子 [2]

2-1-4 降伏応力がスケール依存する弾塑性体への応用

本研究で用いるガスケットおよびフランジは弾塑性体である。また、スケールを小さくしていくほど降伏値が大きくなるということが知られている [4]。本研究ではガスケットおよびフランジを降伏応力がスケールに依存する弾塑性体として扱うこととし、ここでそのような条件における拡散方程式 (2-7) の境界条件について述べる。

粘着が起きないと仮定すると、弾性体と同様に $\sigma < 0$ で接触面が非接触となると考えられる。したがって、境界条件 $P(0, \zeta) = 0$ が得られる。

倍率 ζ において降伏したときの接触圧力を $\sigma_Y(\zeta)$ とし降伏圧力と呼ぶこととする。方程式 (2-7) の両辺を 0 から σ_Y の範囲で σ について積分する。

$$(\text{左辺}) = \int_0^{\sigma_Y} d\sigma \frac{\partial P}{\partial \zeta} = \frac{\partial}{\partial \zeta} \int_0^{\sigma_Y} d\sigma P(\sigma, \zeta) - \sigma_Y'(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) \quad (2-12)$$

$$(\text{右辺}) = \int_0^{\sigma_Y} d\sigma f(\zeta) \frac{\partial^2 P}{\partial \sigma^2} = f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(\sigma_Y, \zeta) - f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(0, \zeta) \quad (2-13)$$

式 (2-12) と式 (2-13) を整理して

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \int_0^{\sigma_Y} d\sigma P(\sigma, \zeta) = \sigma_Y'(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) + f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(\sigma_Y, \zeta) - f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(0, \zeta) \quad (2-14)$$

また

$$\int_0^{\sigma_Y} d\sigma P(\sigma, \zeta) = P(\zeta) = \frac{A_{el}(\zeta)}{A_0} \quad (2-15)$$

式 (2-14), 式 (2-15) より

$$A_{el}'(\zeta) = A_0 \sigma_Y'(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) + A_0 f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(\sigma_Y, \zeta) - A_0 f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(0, \zeta) \quad (2-16)$$

ここで

$$A_{pl}'(\zeta) = -A_0 \sigma_Y'(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) - A_0 f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(\sigma_Y, \zeta) \quad (2-17)$$

$$A_{non}'(\zeta) = A_0 f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(0, \zeta) \quad (2-18)$$

とおけば

$$A_{el}'(\zeta) = -A_{pl}'(\zeta) - A_{non}'(\zeta) \quad (2-19)$$

と表せる。 $A_{el}(\zeta)$ は ζ における弾性変形による接触面積, $A_{pl}(\zeta)$ は塑性変形による接触面積, $A_{non}(\zeta)$ は非接触面積である。

式 (2-19) を移項すると,

$$A_{el}'(\zeta) + A_{pl}'(\zeta) + A_{non}'(\zeta) = 0 \quad (2-20)$$

したがって

$$A_{el}(\zeta) + A_{pl}(\zeta) + A_{non}(\zeta) = A_0 \quad (2-21)$$

を得る。

次に，方程式（2-7）の両辺に σ をかけて0から σ_Y の範囲で積分する．

$$(\text{左辺}) = \int_0^{\sigma_Y} d\sigma \sigma \frac{\partial P}{\partial \zeta} = \frac{\partial}{\partial \zeta} \int_0^{\sigma_Y} d\sigma \sigma P(\sigma, \zeta) - \sigma_Y'(\zeta) \sigma_Y(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) \quad (2-22)$$

$$\begin{aligned} (\text{右辺}) &= \int_0^{\sigma_Y} d\sigma \sigma f(\zeta) \frac{\partial^2 P}{\partial \sigma^2} = \sigma_Y(\zeta) f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(\sigma_Y, \zeta) - \int_0^{\sigma_Y} d\sigma f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma} \\ &= \sigma_Y(\zeta) f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(\sigma_Y, \zeta) - f(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) + f(\zeta) P(0, \zeta) \\ &= \sigma_Y(\zeta) f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(\sigma_Y, \zeta) - f(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) \quad (\because P(0, \zeta) = 0) \quad (2-23) \end{aligned}$$

式（2-22）と式（2-23）を整理して

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \zeta} \int_0^{\sigma_Y} d\sigma \sigma P(\sigma, \zeta) &= \sigma_Y'(\zeta) \sigma_Y(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) + \sigma_Y(\zeta) f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(\sigma_Y, \zeta) - f(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) \\ &= \sigma_Y(\zeta) \left[\sigma_Y'(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) + f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(\sigma_Y, \zeta) \right] - f(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) \quad (2-24) \end{aligned}$$

ここで，弾性変形による接触面が受ける力 $F_{el}(\zeta)$ は

$$F_{el}(\zeta) = A_0 \int_0^{\sigma_Y} d\sigma \sigma P(\sigma, \zeta) \quad (2-25)$$

であるから，式（2-25）を式（2-24）に代入して

$$F_{el}'(\zeta) = A_0 \sigma_Y(\zeta) \left[\sigma_Y'(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) + f(\zeta) \frac{\partial P}{\partial \sigma}(\sigma_Y, \zeta) \right] - A_0 f(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) \quad (2-26)$$

式（2-17），式（2-26）より

$$F_{el}'(\zeta) = -\sigma_Y(\zeta) A_{pl}'(\zeta) - A_0 f(\zeta) P(\sigma_Y, \zeta) \quad (2-27)$$

ここで，塑性変形による接触面が受ける力 $F_{pl}(\zeta)$ は

$$F_{pl}(\zeta) = \sigma_Y(\zeta) A_{pl}(\zeta) \quad (2-28)$$

であり， ζ で微分すると

$$F_{pl}'(\zeta) = \sigma_Y'(\zeta) A_{pl}(\zeta) + \sigma_Y(\zeta) A_{pl}'(\zeta) \quad (2-29)$$

式（2-27），式（2-29）より

$$F_{el}'(\zeta) + F_{pl}'(\zeta) = \sigma_Y'(\zeta) A_{pl}(\zeta) - A_0 P(\sigma_Y, \zeta) \quad (2-30)$$

ここで接触面全体の合力 $F_N = \sigma_0 A_0 = F_{el}(\zeta) + F_{pl}(\zeta)$ は一定であるから

$$F_{el}'(\zeta) + F_{pl}'(\zeta) = 0 \quad (2-31)$$

つまり

$$\sigma_Y'(\zeta) A_{pl}(\zeta) - A_0 P(\sigma_Y, \zeta) = 0 \quad (2-32)$$

式（2-32）が， σ_Y が ζ に依存するときの境界条件である．したがって，初期条件 $P(\sigma, 1)$ が与えられれば，式（2-11），式（2-32）の境界条件のもと，拡散方程式（2-7）の解をもとめることができる．

2-2 接触理論の漏洩特性への応用 [5]

2-2-1 漏洩の原因となる流路の推定

Persson の接触理論を用いて、漏洩の原因となる流路の推定法について述べる [5].

まず、図 2-5 のように $\zeta = 1$ のときの見かけの接触領域を $L_x \times L_y$ の長方形であるとし、 $x < 0$ の領域が高圧部、 $x > L_x$ の領域が低圧部であると仮定し、 L_x 方向に漏れが生じるとする。 L_y を $L_x = L$ ずつに分け、接触面積 $A_0 = L^2$ ごとの正方形領域に分割する。この正方形領域の 1 つに着目し、倍率 ζ の変化により、接触面積 $A(\zeta)$ がどのように変化していくかについて述べる。最小の倍率 ($\zeta = 1$) では、図 2-6 のように 2 物体間は完全に接触しているように見える ($A(1) = A_0$)。しかし、 ζ を大きくしていくと、接触面の微小な粗さのため、図 2-6 のように接触面積は減少していく。ある倍率 $\zeta = \zeta_c$ に達すると、図 2-6 の右下の図のような一続きの非接触部の流路ができる。この流路の大きさによって漏洩量が決まる。このときの流路の幅 $\lambda_c = L/\zeta_c$ と高さ $u_c = u_1(\zeta_c)$ は接触理論より得られる。 ζ_c からさらに倍率を大きくしていくと非接触部の流路がさらにできる。しかし、これらの流路は ζ_c で最初にできた流路よりも狭いため、漏洩は最初にできた流路からの漏れが支配的となる。したがって、 ζ_c よりも大きい倍率でできた流路からの漏洩量は無視することにし、 ζ_c において最初にできた流路を用いて漏洩量を推測する。

流路を決めるために、 ζ_c の値を決めなければいけない。パーコレーション理論を用いることで、接触面積比によって ζ_c を決めることができる。接触面積比 $A(\zeta)/A_0 \approx 1 - p_c$ となるとき初めて非接触部の流路ができ、したがってこのときの倍率が ζ_c となる。 p_c をパーコレート点と呼ぶ。無限の系では六角形格子で $p_c \approx 0.696$ 、正方形格子で $p_c \approx 0.593$ である [6]。有限の系では、これらの値がわずかに変わるが、本研究では $p_c \approx 0.6$ 、つまり $A(\zeta)/A_0 \approx 0.4$ となったときの倍率を ζ_c とする。Persson の接触理論より、拡散方程式 (2-7) を解くことで $A(\zeta)/A_0$ を得ることができる。

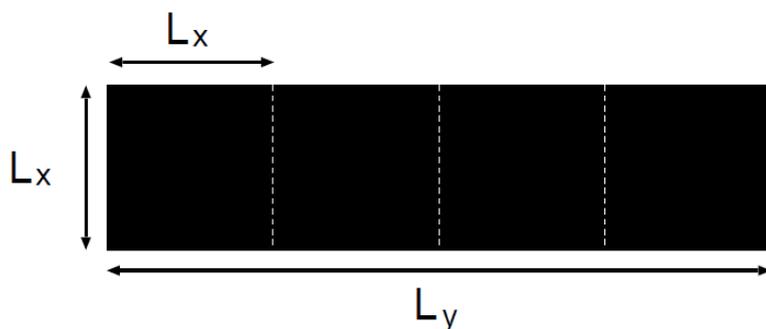


図 2-5 接触面の仮定 [5]

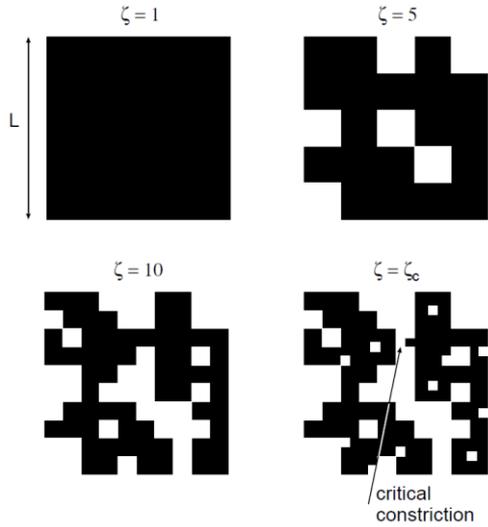


図 2-6 倍率の変化による接触面積の変化（接触部：黒，非接触部：白） [5]

2-2-2 漏洩量の推測

初期条件を与え拡散方程式（2-7）を解き，倍率 ζ における接触面積比をもとめることで，接触面積比 $A(\zeta)/A_0 \approx 0.4$ となる倍率 ζ_c が決まる．ここでは， ζ_c における流路の設定を行い，その流路を流れる漏洩量の推測方法について述べる．

漏洩は ζ_c によって決まる流路（幅 $\lambda_c = L/\zeta_c$ ，高さ $u_c = u_1(\zeta_c)$ ）によってのみ起こるものとし，流体は非圧縮性ニュートン流体とする．一般に $u_c \ll \lambda_c$ となるため，流れを平行平板流れと近似すると，この流路における単位時間当たりの体積流量 \dot{Q} は次のような式になる．

$$\dot{Q} = \alpha \frac{u_1^3(\zeta_c)}{12\eta} \frac{dp}{dx} \lambda_c = \alpha \frac{u_1^3(\zeta_c)}{12\eta} \frac{\Delta P}{L_x} \lambda_c \quad (2-33)$$

η は流体の粘性係数， ΔP は内圧と外圧の圧力差である．係数 α は実際の流路の断面形状によって決まる値であるが，オーダーは1であると考えられるため，本研究では $\alpha = 1$ とする．図2-5のように接触面は L_y/L_x 個の正方形の領域がある．したがって系全体としての漏れの体積流量は次のようになる．

$$\dot{Q} = \frac{L_y}{L_x} \frac{u_1^3(\zeta_c)}{12\eta} \frac{\Delta P}{L_x} \lambda_c \quad (2-34)$$

また， $u_1(\zeta_c)$ には倍率 ζ_c のときの2乗平均粗さを用いることとする．つまり， $q_c = 2\pi/\lambda_c = (2\pi/L)\zeta_c = q_0\zeta_c$ から $q_1 = 2\pi/a$ の範囲での2乗平均粗さとする． L は $\zeta = 1$ のスケールの波長， a は計測機の分解能である．（2-4）と同様に考えることで，次の式を得る

$$\begin{aligned} u_1(\zeta_c) &= [\langle h^2 \rangle (q_c, q_1)]^{1/2} \\ &= \left[2\pi \int_{q_c}^{q_1} dq q C(q) \right]^{1/2} = \left[2\pi \int_{q_0\zeta_c}^{q_1} dq q C(q) \right]^{1/2} \quad (2-35) \end{aligned}$$

第3章 有限要素法解析

3-1 解析モデル，材料条件

図3-1はFEM解析に用いたガスケットとフランジの1/4分割モデルである。ボルトの軸力を変化させて、ガスケットとフランジの接触部の長さや、接触圧力の変化をみる。材料特性は表3-1の通りで、モデルの拘束、荷重条件を図3-2と表3-2に示す。解析はFEM解析ソフトANSYSを用いた。

次に解析手法について述べる。要素には3次元ソリッド要素を用いる。モデルは図3-3の応力ひずみ曲線に従う弾完全塑性体としてモデル化し、降伏値 σ_Y は、材料の降伏応力と引張り強さの平均とした。ボルト、フランジ間およびガスケット、フランジ間に接触要素を定義する。接触アルゴリズムとしてペナルティ法を用いた。摩擦係数は0.15としたボルトの長さを調節し、解析前にフランジに食い込ませておくことによって、軸力を発生させた。軸力は、ボルト、フランジ間の接触要素に生じる反作用力の合力とした。実験では、10kN,15kN,20kN,25kN,30kNの5通りの軸力についての漏洩量を測定しているため、本研究でもこれらの値に近い5通りの軸力を発生させ解析を行った。

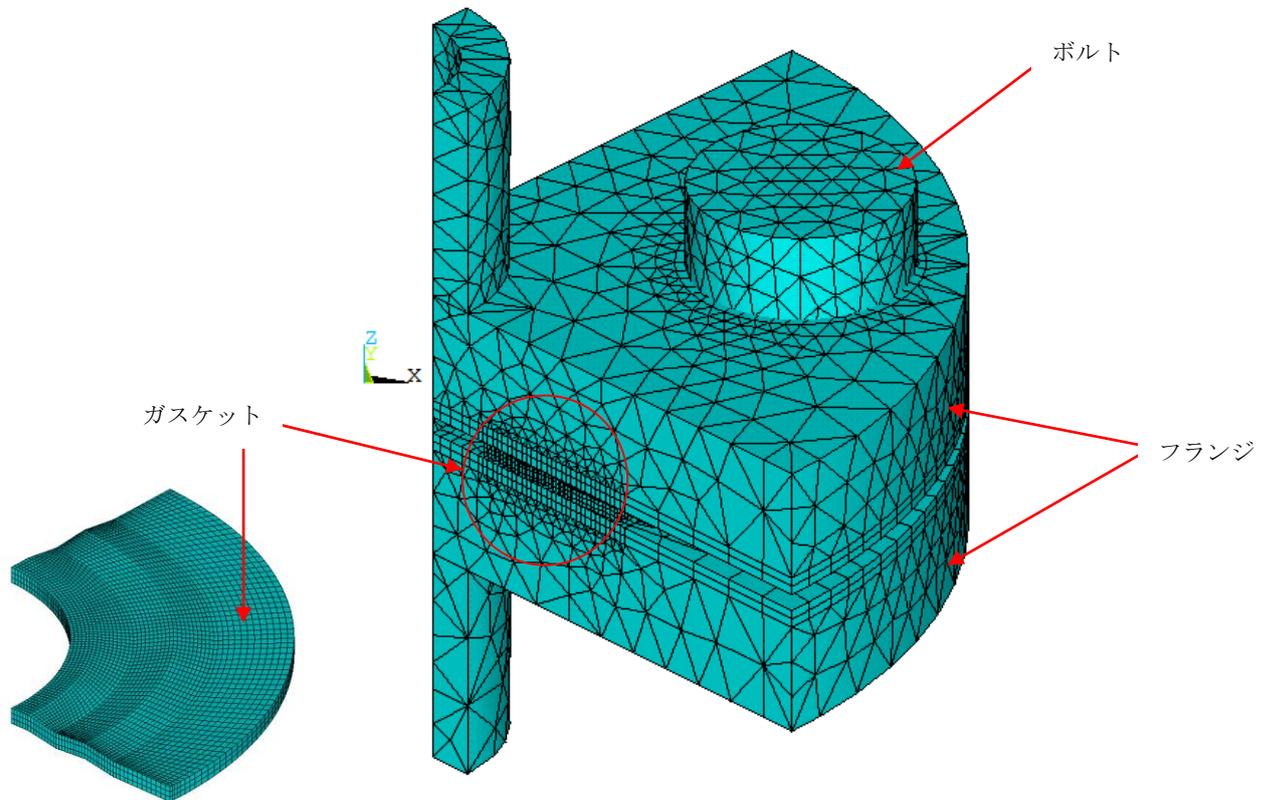


図 3-1 解析モデル (要素数 92255, 接点数 164100)

表 3-1 材料特性

部品	材料	ヤング率 (MPa)	ポアソン比	降伏応力 (MPa)	引っ張り強さ (MPa)
フランジ	SUS304	205000	0.3	307	520
ガスケット	SUS304	205000	0.3	307	520
ボルト	SCM435	205000	0.3	785	930

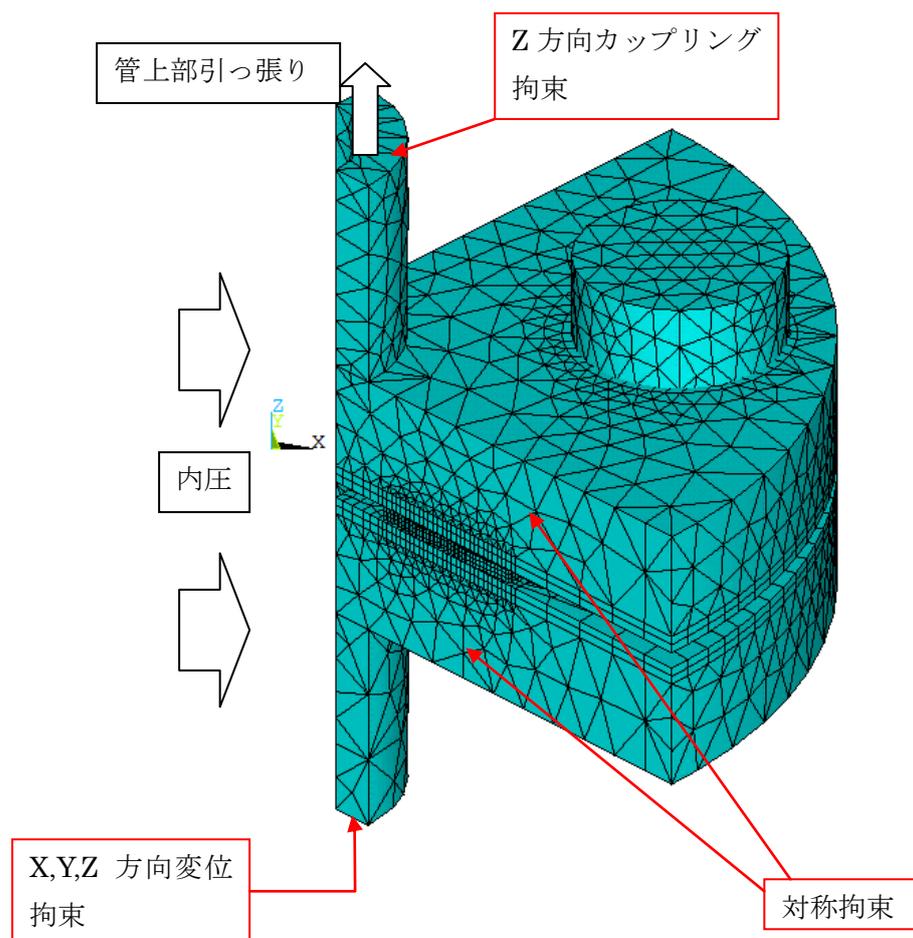


図 3-2 解析モデル 拘束, 荷重条件

表 3-2 荷重値

内圧	5 (MPa)
管上部引っ張り	4 (MPa)

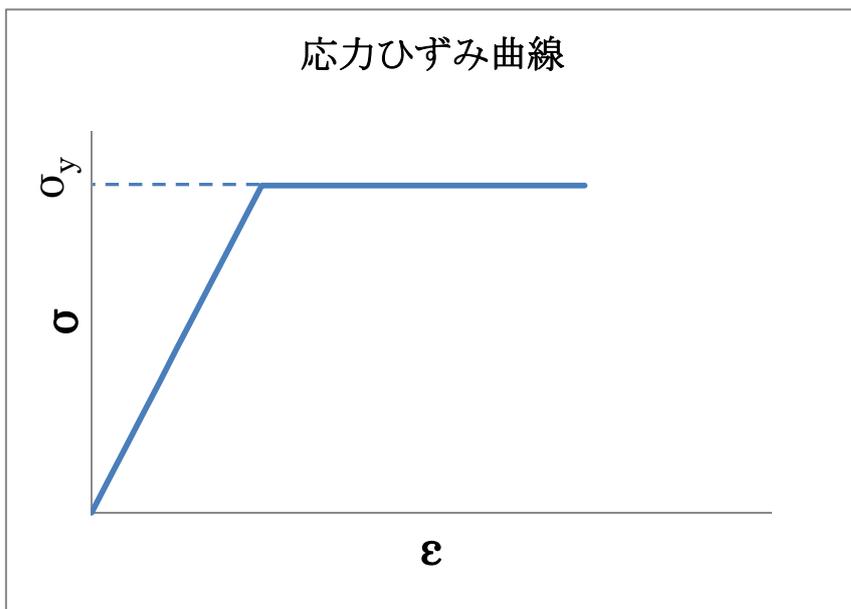


図 3-3 弾完全塑性体の応力ひずみ曲線

3-2 解析結果

FEM 解析を行って得た結果を示す。発生させた軸力は 11.5kN, 15.6kN, 19.0kN, 25.3kN, 31.7kN の 5 通りである。図 3-4, 図 3-5 は軸力を発生させたときのモデルの全体とガスケットの z 成分応力のコンター図である。図 3-6 から図 3-10 は軸力ごとのガスケットにかかる接触圧力のコンター図である。軸力が大きくなるほど接触圧力, 接触幅が大きくなっていることがわかる。また, 軸力が大きくなると, 新たな接触面ができることもわかる。図 3-11 から図 3-14 は軸力 11.5kN の各接触部の圧力分布である。この圧力分布を初期条件として, 拡散方程式 (2-7) を解く。漏洩量を推測するときに必要な軸力ごとの各接触部の接触幅を表 3-3 にまとめておく。

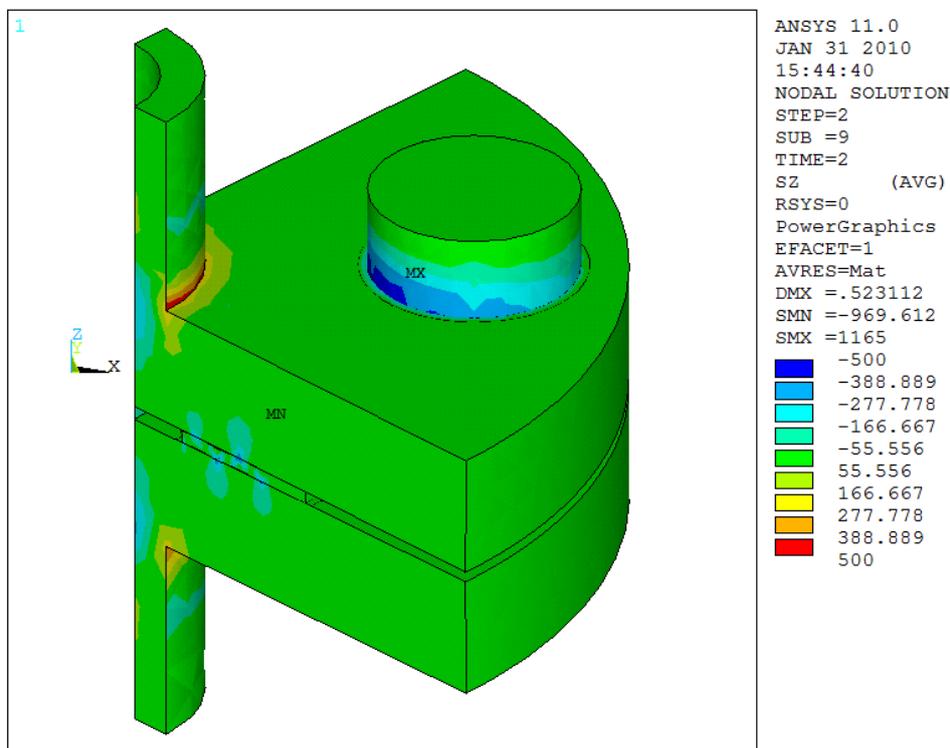


図 3-4 z 成分応力コンター図(25.2kN)

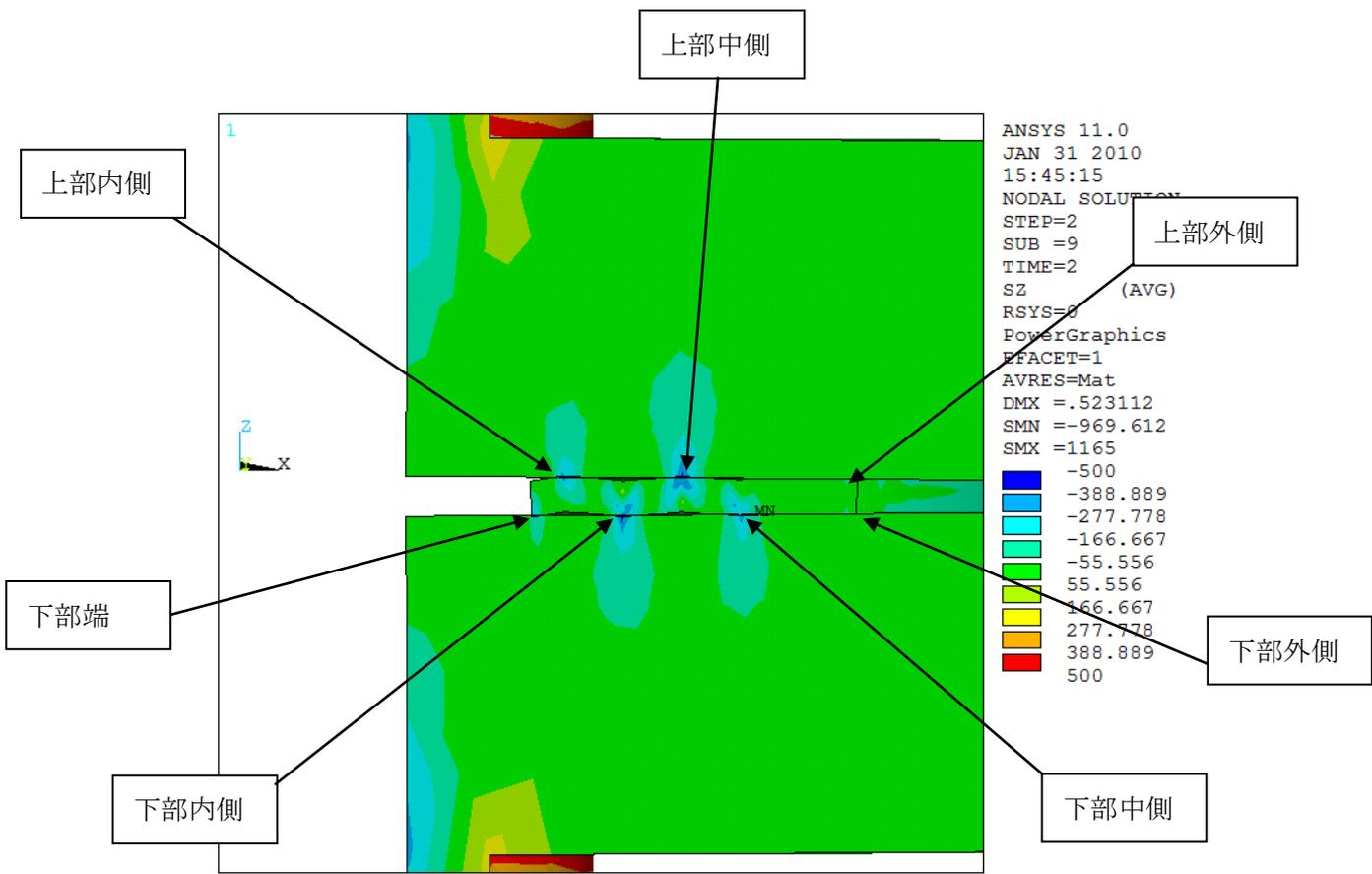


図 3-5 z成分応力コンター図(詳細図)

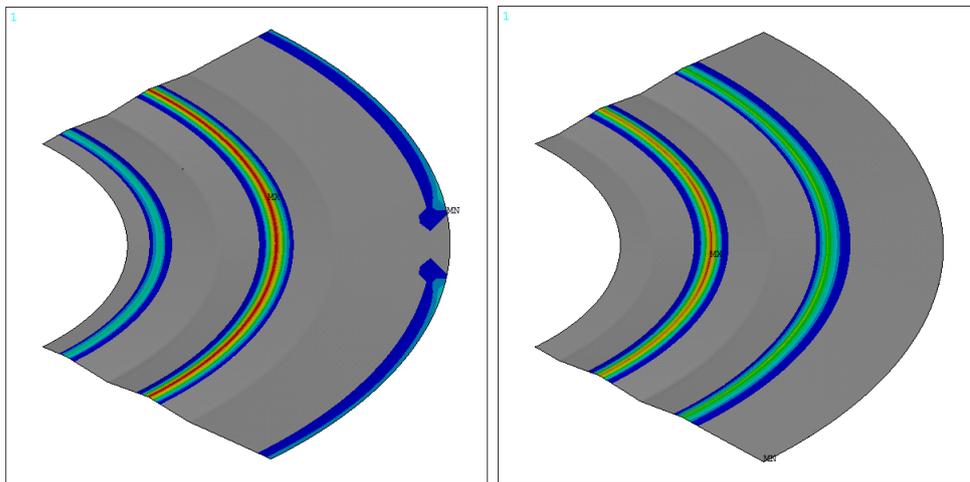


図 3-6 軸力 11.5kN ガスケットの接触圧力 (左:上部, 右:下部)

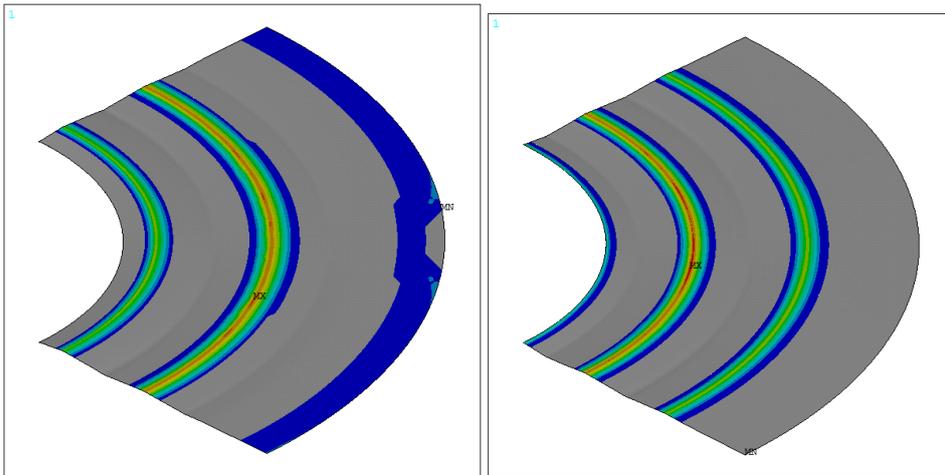


図 3-7 軸力 15.6kN ガasketの接触圧力 (左：上部, 右：下部)

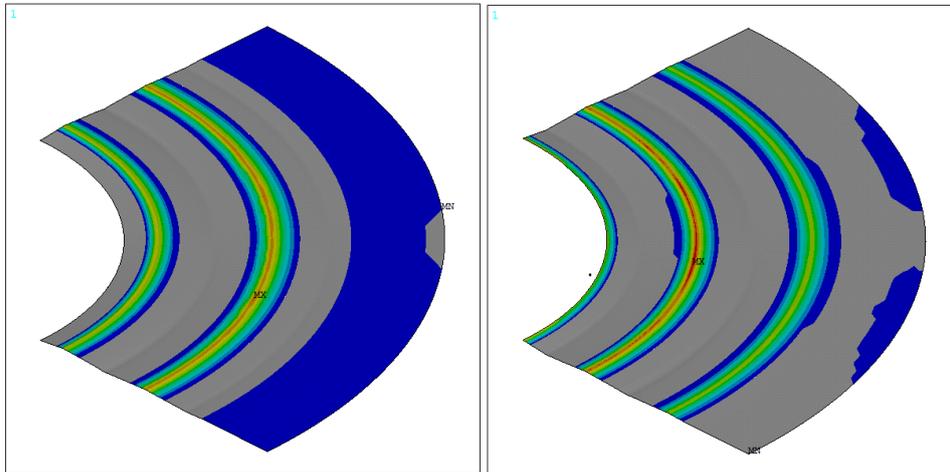


図 3-8 軸力 19.0kN ガasketの接触圧力 (左：上部, 右：下部)

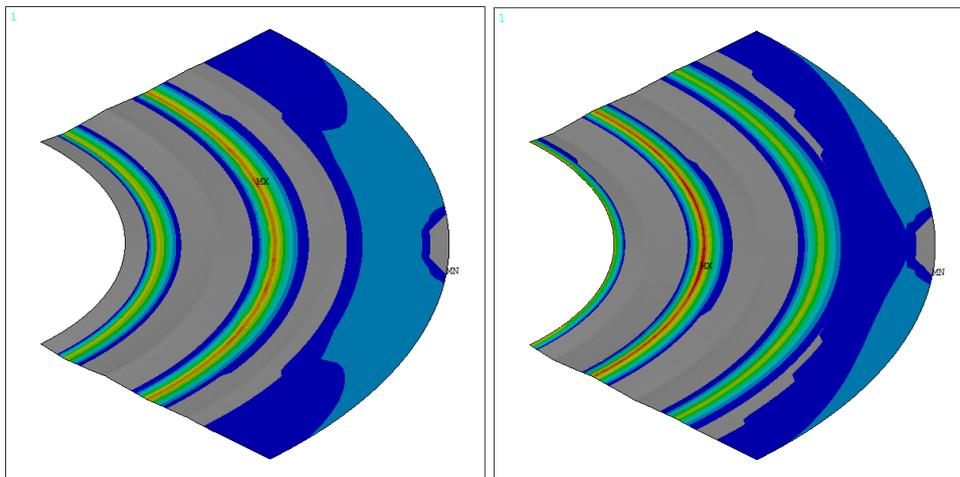


図 3-9 軸力 25.3kN ガasketの接触圧力 (左：上部, 右：下部)

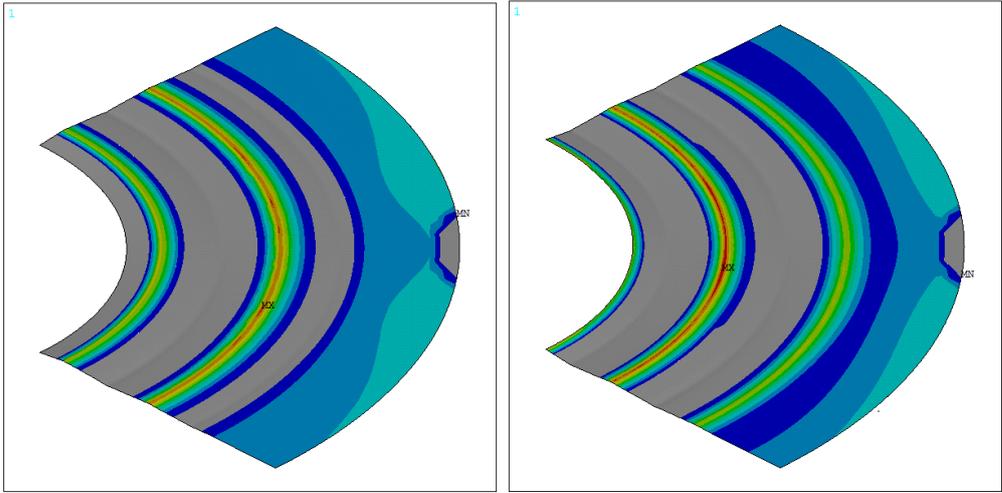


図 3-10 軸力 31.7kN ガスケットの接触圧力 (左: 上部, 右: 下部)

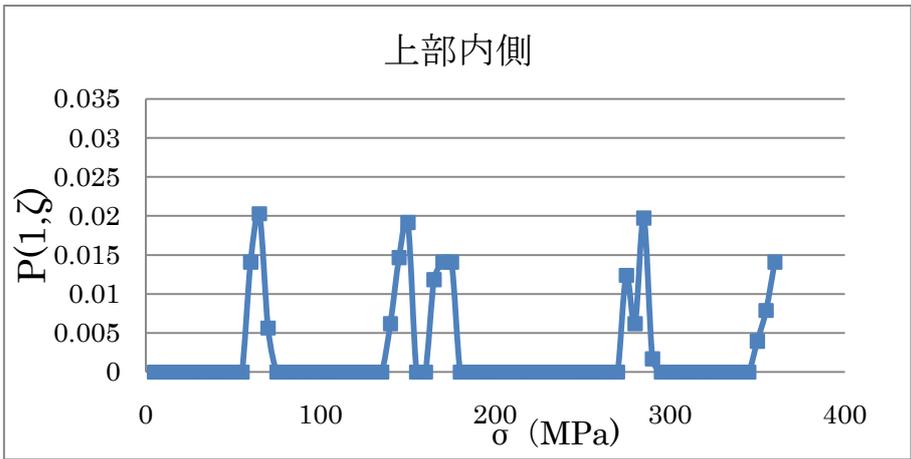


図 3-11 上部内側の圧力分布(25.3kN)

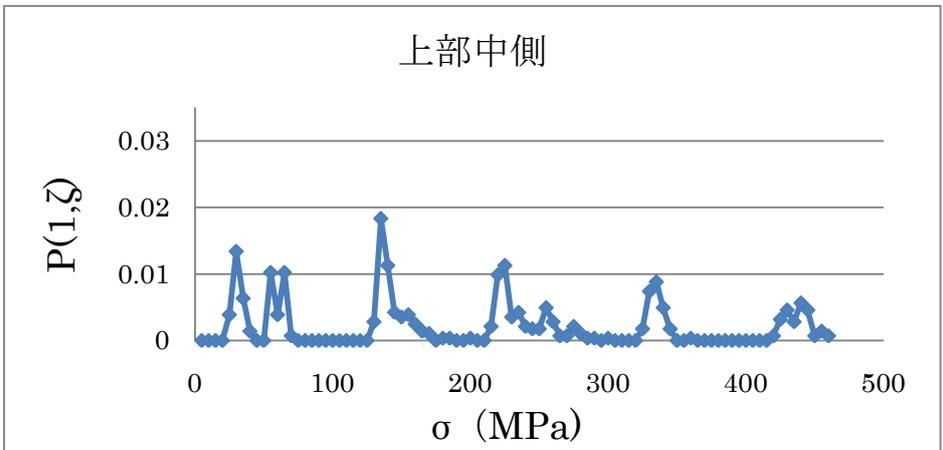


図 3-12 上部中側の圧力分布(25.3kN)

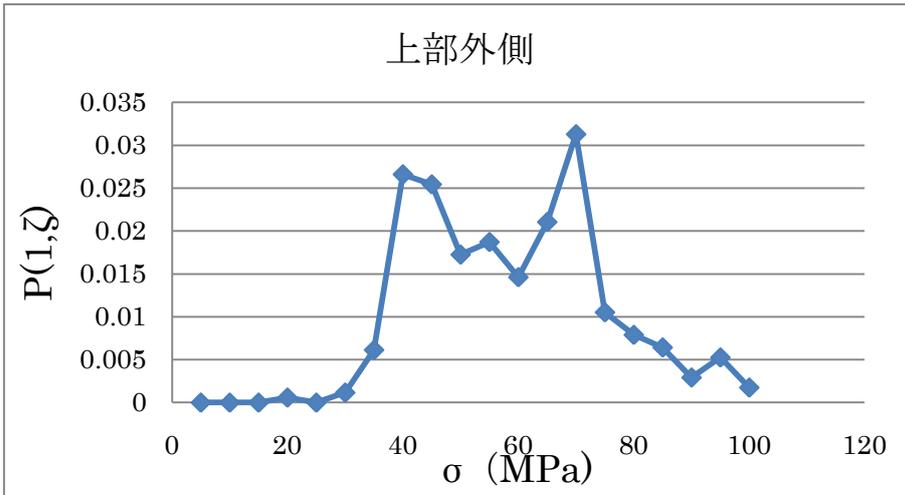


図 3-13 上部外側の圧力分布(25.3kN)

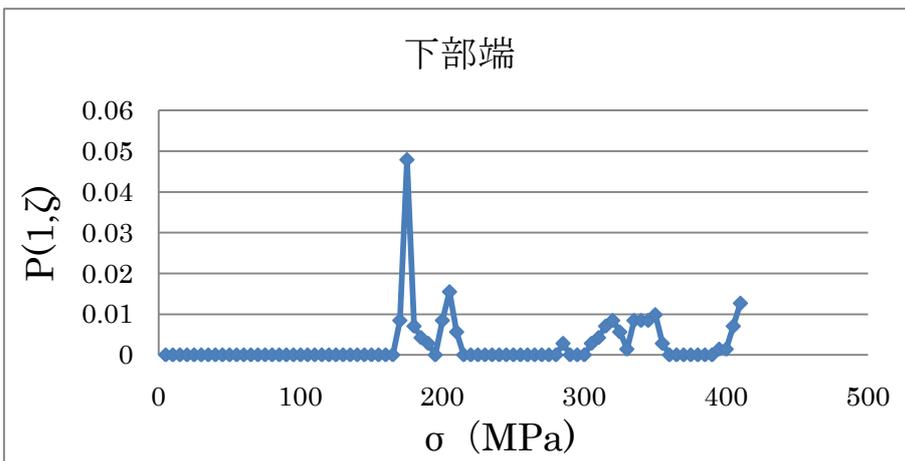


図 3-14 下部端の圧力分布(25.3kN)

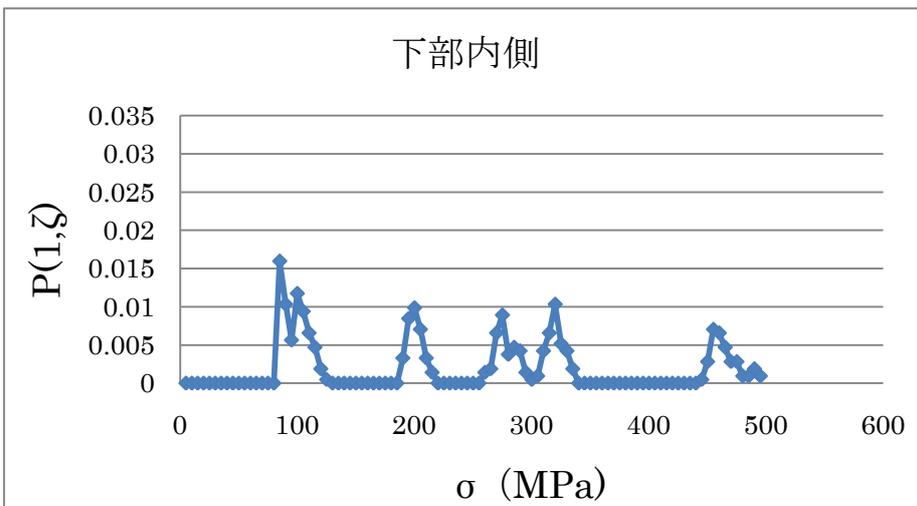


図 3-15 下部内側の圧力分布(25.3kN)

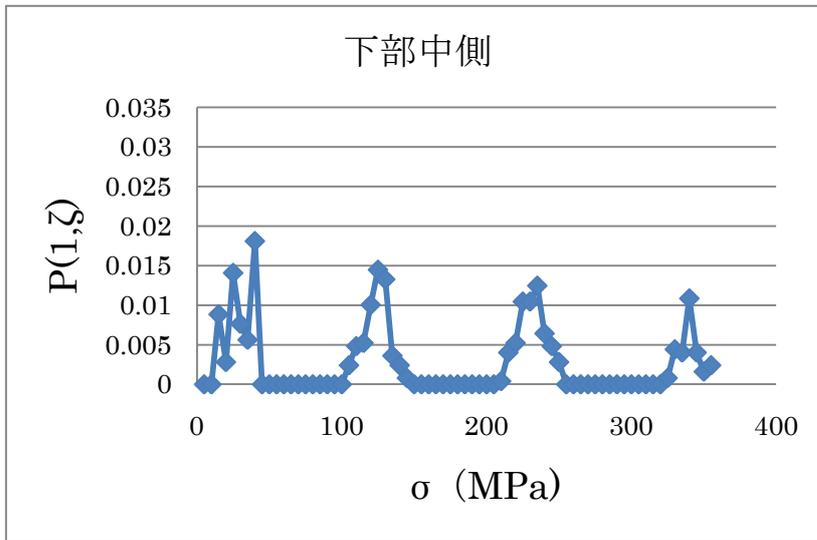


図 3-16 下部中側の圧力分布(25.3kN)

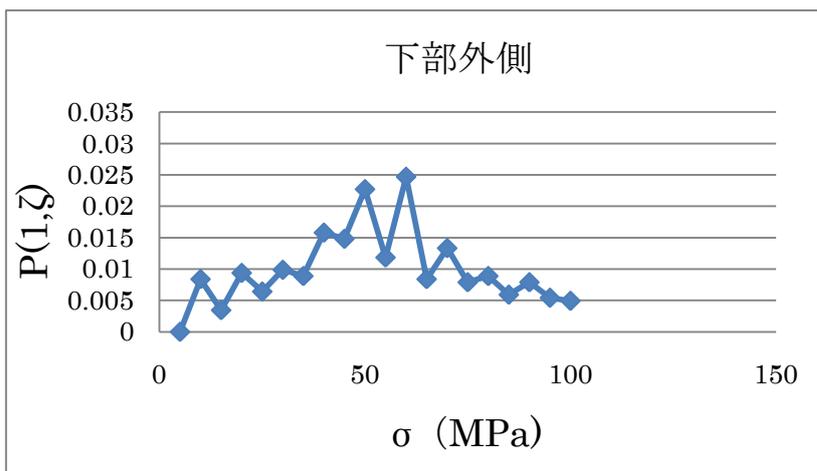


図 3-17 下部外側の圧力分布(25.3kN)

表 3-3 各接触部の接触幅

軸力	上部内側 (mm)	上部中側 (mm)	上部外側 (mm)	下部端 (mm)	下部内側 (mm)	下部中側 (mm)	下部外側 (mm)
11.5kN	1.33	2.10	—	—	2.10	2.09	—
15.6kN	1.68	2.80	2.31	0.67	2.45	2.44	—
19.0kN	2.03	3.15	5.71	0.67	2.45	2.79	—
25.3kN	2.03	3.15	5.71	0.67	2.45	3.25	3.46
31.7kN	2.03	3.5	6.17	0.67	2.45	8.40	

第4章 ガスケットの漏洩特性解析

4-1 パワースペクトルの導出

ガスケットの漏洩特性解析にあたって、初めにパワースペクトルを導出する。

漏洩特性の解析においては、図4-1に示すように、接触する2つの接触面間の隙間 $h(x)$ が漏洩特性に関わる重要なパラメータとなる。したがって、本研究ではレーザー顕微鏡を用いてガスケットとフランジの表面の高さデータをそれぞれ測定し、それらの2つのデータを用いて2表面間の間隔を算出した。レーザー顕微鏡の分解能(格子間隔)は $0.137\mu\text{m}$ で 1024×768 点のデータをとった。

実際に測定を行って得た2表面の間隔データ $h(x)$ から2乗平均粗さ $(h^2)^{1/2}$ を計算したところ、およそ $1.0\mu\text{m}$ であった。図4-2はフランジの表面データである。図4-2の1番大きな振幅はフランジの切削痕の粗さによるものと考えられ、その振幅が2表面の間隔データ $h(x)$ の2乗平均とほぼ同じであることがわかる。したがって、ガスケットがフランジの切削痕に食い込むように接触すると推測できる。そこで、フランジの切削痕の波長スケール $L=100\mu\text{m}$ のときを倍率 $\zeta=1$ とし、このときガスケットとフランジが見かけ上完全接触しているとする。

ここで、2表面の間隔 $h(x)$ は、自己アフィンフラクタルであると仮定して、フラクタル次元 $D_f = 3 - H \approx 2.2$ 、つまりハースト数 $H \approx 0.8$ であると仮定する。すると、パワースペクトル $C(q)$ は

$$C(q) = C_0 q^{-2(H+1)} \quad (4-1)$$

で表され、 C_0 は、式(2-6)より

$$C_0 = \frac{H \langle h^2 \rangle(q_0, q_1)}{\pi (q_0^{-2H} - q_1^{-2H})} \quad (4-2)$$

となる。ここで $q_0 = 2\pi/L$ 、 $q_1 = 2\pi/a$ とし、 a は今回使用したレーザー顕微鏡の分解能である $0.137(\mu\text{m})$ 、 L は倍率 $\zeta=1$ のときに見られる波長の $100(\mu\text{m})$ である。式(4-2)より C_0 を計算することができ、 $C_0 \approx 0.003$ となった。

以上の結果より、実験的に得られたガスケットとフランジの接触面間の隙間 $h(x)$ のマイクロスケールにおけるパワースペクトル $C(q)$ を以下のように表すことができる。

$$C(q) = C_0 q^{-2(H+1)} = 0.003 q^{-3.6} \quad (4-3)$$

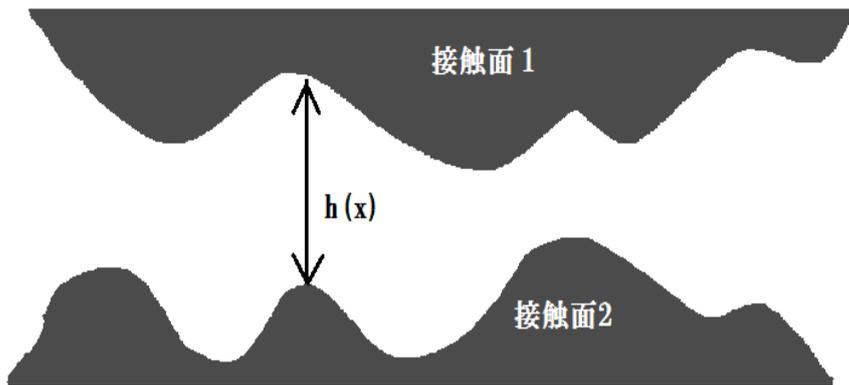


図 4-1 表面間の隙間

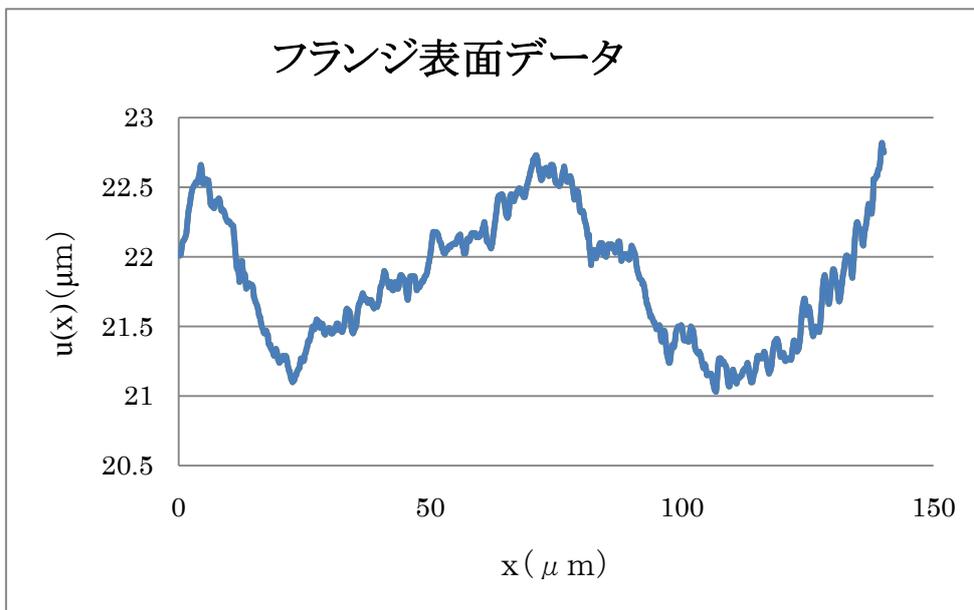


図 4-2 フランジ表面データ

4-2 Persson の理論の応用

4-2-1 Persson の理論(要約)

Persson の理論では、様々なスケール ζ における接触面の圧力分布 $P(\sigma, \zeta)$ 、見かけの接触面積比 $A(\zeta)/A_0$ は次の拡散方程式を解くことで表現できるということを第2章の前半で述べ、接触面積比 $A(\zeta)/A_0 = 0.4$ となったときに漏れに関わる流路が見られるということを第2章の後半で述べた。

$$\frac{\partial P}{\partial \zeta} = f(\zeta) \frac{\partial^2 P}{\partial \sigma^2} \quad (4-4)$$

$$f(\zeta) = \frac{\pi}{4} \left(\frac{E}{1-\nu^2} \right)^2 q_L q^3 C(q) \quad (4-5)$$

ここでは、第3章で紹介した FEM 解析によって得た接触部の圧力分布を初期条件として異なる境界条件のもと拡散方程式(4-4)を解いたとき、接触面積比がどのような挙動を示すのかについて考察する。比較のため初期条件として図4-3に示すような FEM 解析で得られた軸力 25.3kN のときのガスケット上部中側の圧力分布を用いた。

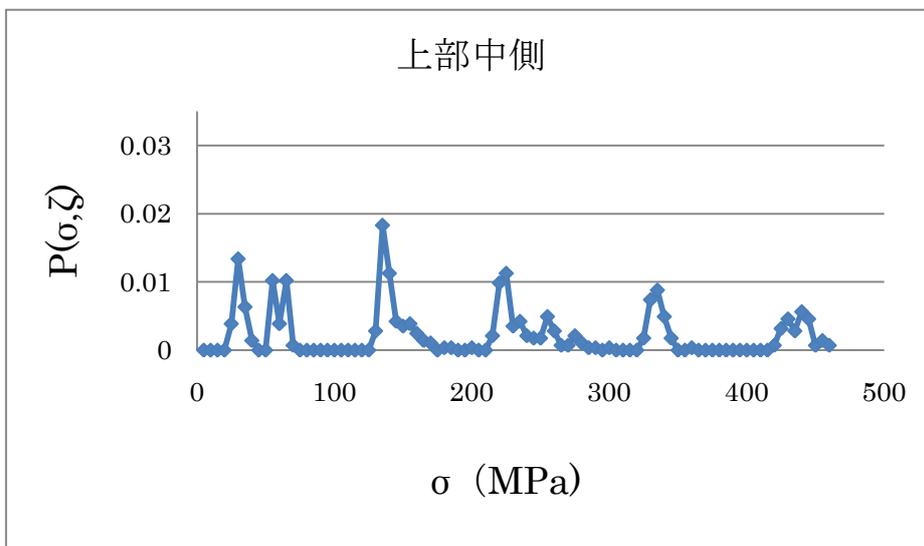


図 4-3 ガスケット上部中側の圧力分布 (25.3kN)

4-2-1 弾性体と仮定した場合

まず、弾性体として拡散方程式を解いたときについて考察する。粘着がないと仮定すると境界条件は次のようになる。

$$P(0, \zeta) = 0 \quad (4-6)$$

$$P(\infty, \zeta) = 0 \quad (4-7)$$

この境界条件をもとに拡散方程式を解いたときの接触面積比の倍率応答を図4-3に示す。材料はガスケット、フランジに用いられている SUS304 とし、パワースペクトルには式(4-3)を用い、ヤング率 205000MPa, ポアソン比 0.3 とした。また比較のために、他の条件は同じで、ヤング率のみ変えたときの接触面積比の倍率応答も図4-3に示した。

剛性が高くなるほど、低倍率で接触面積比が 0.4 以下になることがわかる。低剛性であるほど小さな荷重で変形できるため、微小な表面粗さを埋めることができ、高倍率でも接触面積比が 0.4 を超えず、一方高剛性では、変形に大きな荷重を必要とするため、表面粗さを埋めることができず、低倍率で接触面積比が 0 に近づいてしまうと考えられる。

ガスケット、フランジを弾性体と仮定すると、ほとんどシールできないという結果となる。しかし、実際には漏れを防ぐことができている。そのおもな理由として、ガスケット、フランジは塑性変形をするということが考えられる。塑性変形することで弾性変形よりも小さな荷重で変形することができるため、弾性体では埋めることができなかった微小な表面粗さを埋めることができ、漏洩しにくくなる効果があると考察できる。したがって、漏洩特性解析には、モデルが塑性するという効果を考慮することが必要である。

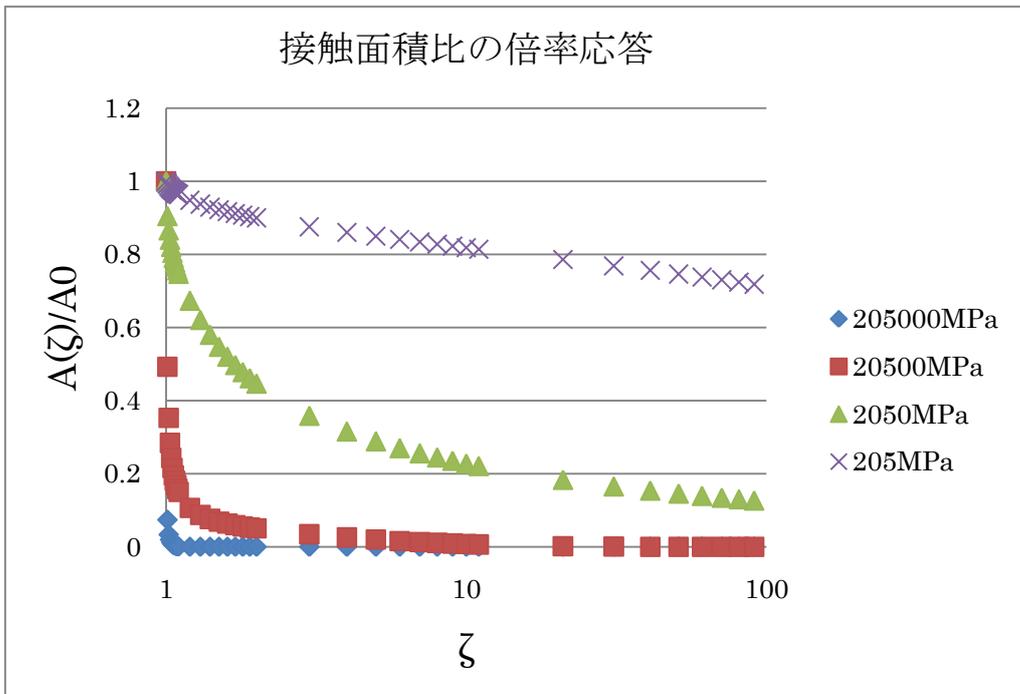


図 4-4 接触面積の倍率応答

4-2-2 塑性の効果を考慮した場合

ガasket, フランジが弾塑性体であるとして, 拡散方程式を解く. 接触部が降伏するときの圧力を σ_y とする. 注意しなければならないのは σ_y は降伏応力ではないことである. σ_y を降伏圧力と呼ぶことにする. 実際にどれほどの面圧を与えれば, 接触部が降伏するのかわかっていない. また, 降伏圧力は倍率 ζ に依存し, スケールが微小になっていくほど σ_y は大きくなるといわれている. そこで, σ_y を倍率 ζ に依存するという意味で $\sigma_y(\zeta)$ と記述しなおす. $\sigma_y(\zeta)$ が倍率によってどのように変化するかはわかっていない. そこで本研究では $\sigma_y(\zeta)$ は ζ に比例すると仮定する. つまり,

$$\sigma_y(\zeta) = \sigma_y(1) + \alpha(\zeta - 1) \quad (4-8)$$

とする. 倍率 $\zeta = 1$ のときの降伏圧力 $\sigma_y(1)$, および傾き α を変化させたときに, 接触面積比がどのように変化するかを考察する.

粘着がないと仮定して降伏圧力が倍率に依存するときの拡散方程式(4-4)の境界条件は, 次のようになる.

$$P(0, \zeta) = 0 \quad (4-9)$$

$$P(\sigma_y, \zeta) = \frac{\sigma_y'(\zeta)A_{pl}(\zeta)}{f(\zeta)A_0} \quad (4-10)$$

この境界条件のもとで, 拡散方程式を解いたときの接触面積比の倍率応答について考察する. 材料はSUS304でヤング率205000MPa, ポアソン比0.3とする. 図4-5は $\sigma_y(1) = 600(\text{MPa})$ のときの接触面積比の倍率応答である. 降伏圧力の傾きは $\alpha = 1$ とした. A_{el} は弾性変形による接触面積比, A_{pl} は塑性変形による接触面積比, A_{tot} は接触面積比の合計($A_{el} + A_{pl}$)である. A_{el} はほぼ0であるので, $A_{tot} \approx A_{pl}$ となる. 接触面積は塑性変形による接触が支配的となることがわかる. 図4-6は $\sigma_y(1)$ を変化させたときの接触面積比の倍率応答である. $\alpha = 1$ とした. また, 弾塑性体では $A_{tot} \approx A_{pl}$ となるため, A_{pl} のみをプロットした. 図4-7は傾き α を変化させたときの接触面積比の倍率応答である. 図4-6と同様に, A_{pl} のみをプロットし, $\sigma_y(1) = 300\text{MPa}$ とした. 図4-6から, $\sigma_y(1)$ が小さいほど $\zeta = 1$ に近い領域では, A_{pl} が大きくなっていることがわかる. これは, $\sigma_y(1)$ が小さいほど, 初期状態での塑性変形による接触面積が大きくなるためである. また, ζ が100より大きい領域では, $\sigma_y(1)$ の値に関わらず, 同じ漸近線上にあることがわかる. つまり ζ が小さい範囲では, 接触面積比は $\sigma_y(1)$ による影響を受けるが, ζ が大きい範囲では $\sigma_y(1)$ によらず同じ値をとるということがわかる. また, 図4-7より, この漸近線上に接触面積比がのるようになる倍率が降伏圧力の傾き α に依存することがわかる. α が大きいほど, 漸近線が小さな倍率 ζ で有効になることが図4-7のグラフからわかる. このことは, 接触面における力のつり合いを考えることで説明できる. $\zeta = 1$ のときに接触面全体にかかる力を F_0 とすると, どの倍率においても接触面全体にかかる力の和は F_0 となる. 弾性変形による接触部がほとんど存在しないので, 接触面にかかる力はその倍率のときの降伏圧力に塑性変形による

接触面積をかけたものとなる。したがって、 $F_0 = A_{pl}\sigma_y(\zeta)A_0$ と表され、式(4-8)から

$$A_{pl} = \frac{1}{\sigma_y(1) + \alpha(\zeta - 1)A_0} F_0 \quad (4-11)$$

と見積もることができる。ζが小さいときは、式(4-11)の分母の $\sigma_y(1)$ の項が支配的になり、 A_{pl} はほぼ一定の値をとる。しかし、ζが大きくなると、 $\alpha(\zeta - 1)$ の項が支配的になるため、 A_{pl} は急に小さくなり、接触面積比は $\sigma_y(1)$ に関わらず同じ漸近線上に集まると考えられる。また、αが大きいほど $\alpha(\zeta - 1)$ の項が支配的になる倍率が小さくなるため図4-7のように小さな倍率で漸近線が表れるのではないかと推測できる。

図4-6と図4-7から、初期の降伏圧力 $\sigma_y(1)$ の値で倍率ζ=1に近いときの接触面積比の値が決まり、降伏圧力の傾きαによってその後倍率が増加していったときの接触面積比の減少の仕方が決まると考えられる。図4-6より、 $\sigma_y(1)$ が400MPaより高くなると、ζ=1近くで接触面積比が0.4を下回っているため、塑性変形によって漏れを防ぐという効果が得られない。したがって、 $\sigma_y(1)$ は400MPaより小さな値であると考え、ガスケット(SUS304)の降伏応力に相当する $\sigma_y(1)=307\text{MPa}$ であると設定し、接触圧力は傾きαのみを変化させることとする。

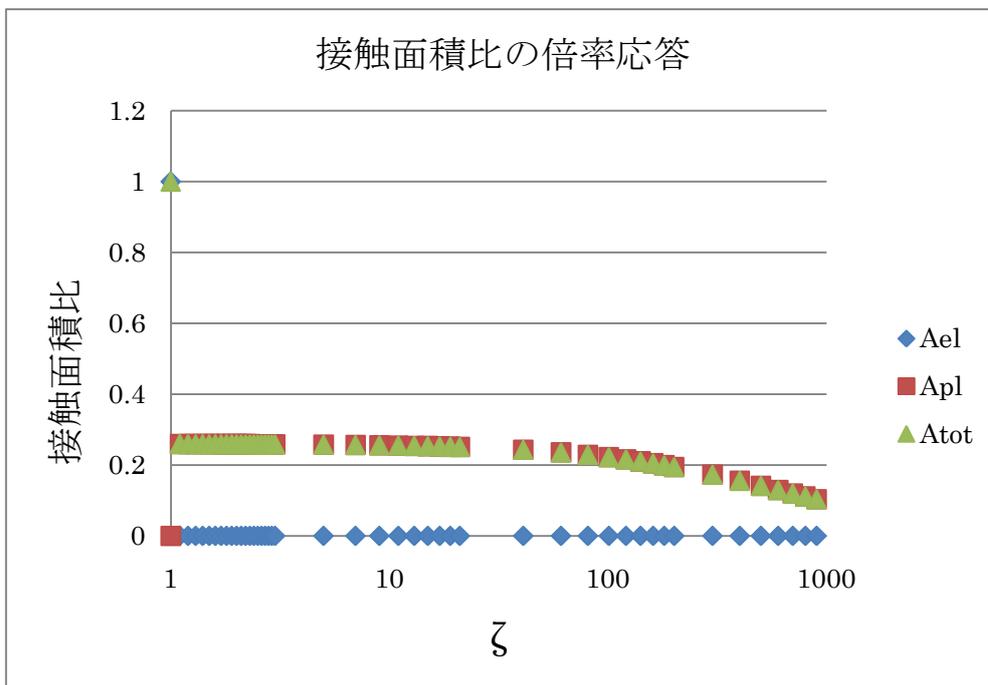


図 4-5 接触面積比の倍率応答($\sigma_y=600\text{MPa}$)

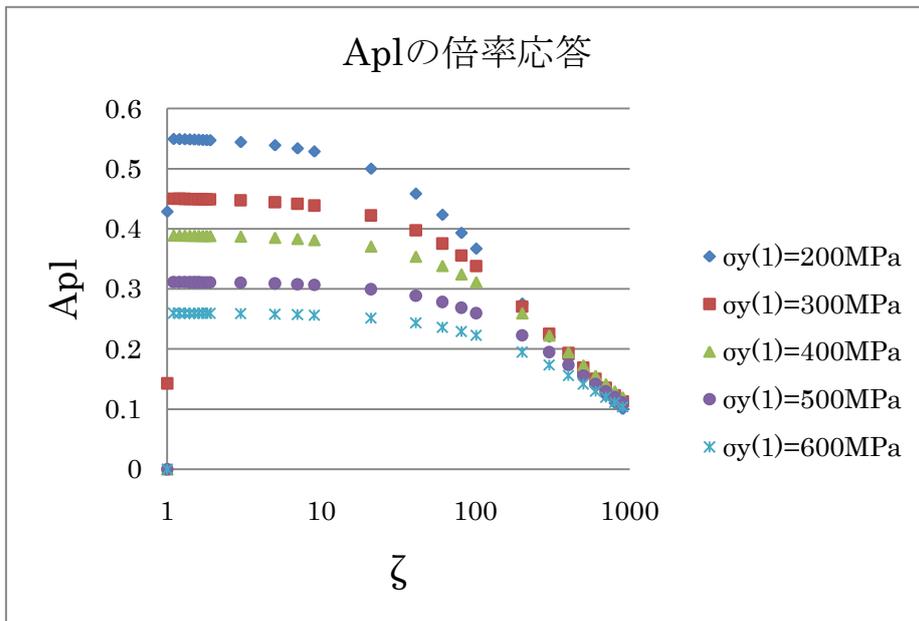


図 4-6 異なる $\sigma_y(1)$ での塑性変形による接触面積比 A_{pl} の倍率応答

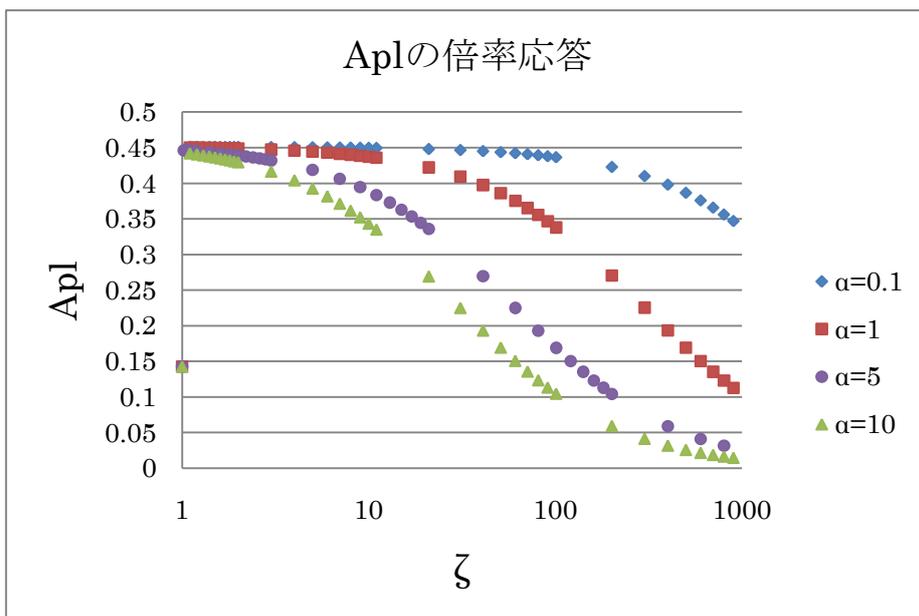


図 4-7 異なる α での塑性変形による接触面積比 A_{pl} の倍率応答

4-3 漏洩量の評価

第2章の後半で、接触部が長方形であるとしたときの漏洩量の推測について述べた。しかし、本研究で用いるガスケット、フランジ間の接触は環状に接触している。したがって、式(2-34)の漏洩の評価式の L_x と L_y の扱いが変わってくる。ここでは、環状に接触しているときの L_x と L_y の決め方について述べ、実際のモデルに適用できる評価式を導出する。

図4-8はガスケットとフランジの接触部の模式図である。接触部の内側の半径を r_1 、外側の半径を r_2 とすると、接触幅は $L_x = r_2 - r_1$ として決まる。図4-8からもわかるように接触部の円周に対し L_x は十分に小さいため、接触部を適当に分割すれば、1つの領域を1辺が L_x の正方形領域と近似することができる。したがって、有限な系の正方形格子におけるパーコレーション理論を適用でき、 L_y を半径 r_1 と r_2 の平均をとった半径の円周とすることで、式(2-34)から次の式を得る。

$$\dot{Q} = \frac{L_y}{L_x} \frac{u_1^3(\zeta_c) \Delta P}{12\eta} \frac{\Delta P}{L_x} \lambda_c = \frac{\pi(r_2 + r_1)}{r_2 - r_1} \frac{u_1^3(\zeta_c) \Delta P}{12\eta} \frac{\Delta P}{\zeta} \quad (4-12)$$

また、流体の密度を ρ とすると、質量流量 \dot{m} は

$$\dot{m} = \rho \dot{Q} \quad (4-13)$$

流体を理想気体であると仮定し、状態方程式に代入することで、次のような式を得る。

$$\dot{P}\dot{V} = \frac{\dot{m}}{M} RT = \rho \frac{\pi(r_2 + r_1)}{r_2 - r_1} \frac{u_1^3(\zeta_c) \Delta P}{12\eta} \frac{\Delta P}{\zeta} \frac{RT}{M} = K \Delta P \quad (4-14)$$

$$K = \rho \frac{\pi(r_2 + r_1)}{r_2 - r_1} \frac{u_1^3(\zeta_c) RT \lambda_c}{12\eta M \zeta} \quad (4-15)$$

R は気体定数、 M は気体の分子量、 T は温度である。 K は接触部ごとに定まる係数である。式(4-14)を最終的な漏洩量の評価式として用いることとする。

また、ガスケットは表裏それぞれ2か所に突起を有し、接触部が複数存在する。この場合の漏れ量の推測の方法について説明する。内圧 P_{in} 、外圧 P_{out} と n 個の接触部の間の圧力 $P_i(i=1 \sim n-1)$ について考え、各接触部からの漏洩量が等しいとする。漏洩量を $\dot{P}\dot{V}$ とすると各接触部からの漏れは式(4-14)を用いて、

$$\dot{P}\dot{V}_1 = K_1(P_{in} - P_1) = \dot{P}\dot{V}$$

$$\dot{P}\dot{V}_2 = K_2(P_1 - P_2) = \dot{P}\dot{V}$$

⋮

$$\dot{P}\dot{V}_{n-1} = K_{n-1}(P_{n-2} - P_{n-1}) = \dot{P}\dot{V}$$

$$\dot{P}\dot{V}_n = K_n(P_{n-1} - P_{out}) = \dot{P}\dot{V}$$

各式の両辺をそれぞれ係数 $K_i(i=1 \sim n)$ で割って、辺々足し合わせると次のようになる。

$$P_{in} - P_{out} = \dot{P}\dot{V} \left(\frac{1}{K_1} + \frac{1}{K_2} + \dots + \frac{1}{K_{n-1}} + \frac{1}{K_n} \right) \quad (4-16)$$

したがって漏洩量は、次のようにして表せる。

$$\dot{P}V = \frac{(P_{in} - P_{out})}{\left(\frac{1}{K_1} + \frac{1}{K_2} + \dots + \frac{1}{K_{n-1}} + \frac{1}{K_n}\right)} \quad (4 - 17)$$

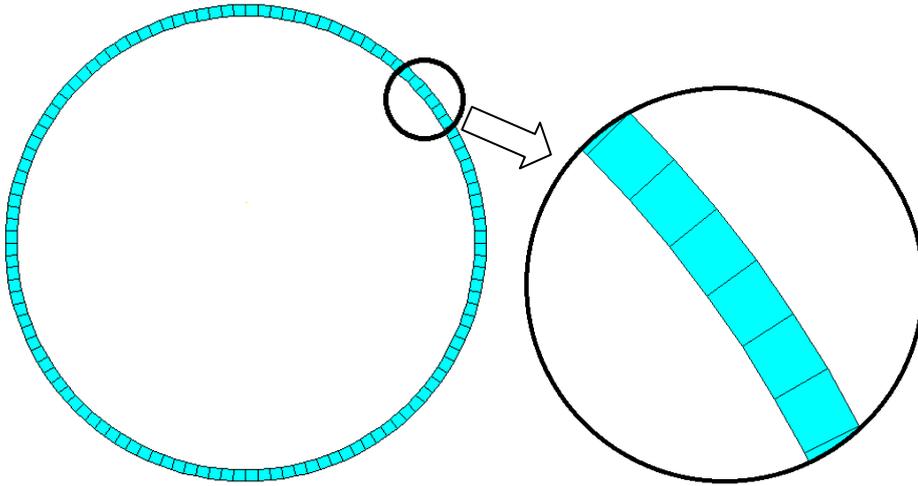


図 4-8 ガスケット，フランジの接触部

4-4 実験値との比較, 考察

4-4-1 実験方法

初めに, 実験方法について説明する. 図4-9は実験方法の概要である. 密閉したフランジの外側に適当な圧力になるまでヘリウムを満たす. ヘリウムはガスケットを抜けてフランジ内部へ向かって漏れていく. 漏洩したヘリウムをヘリウムディテクタで検出し, 検出したデータをパソコンに保存するというものである.

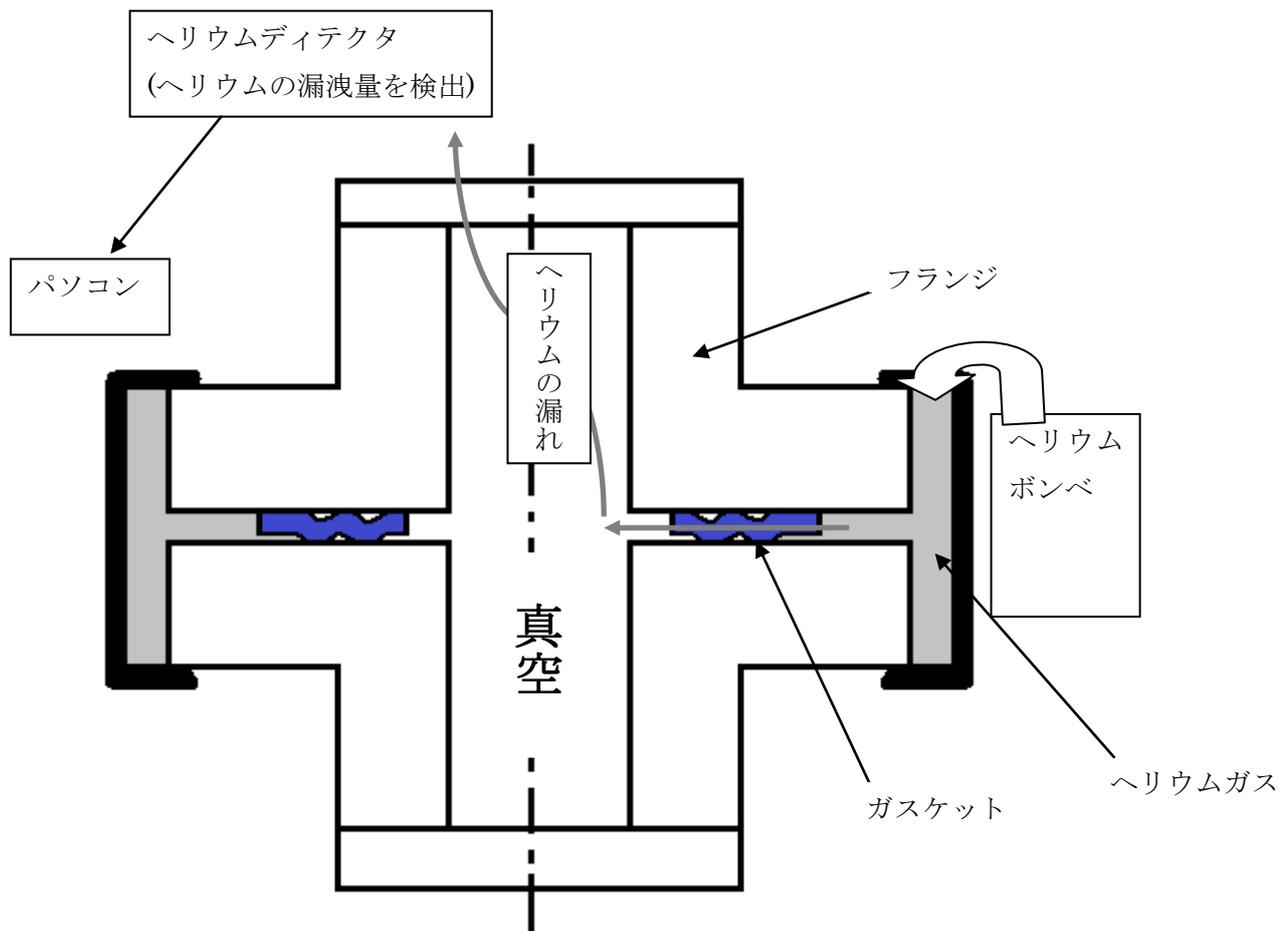


図 4-9 実験方法の概要

4-4-2 実験値との比較, 考察

ガスケットの漏洩量の解析値と実験値との比較を行う。図4-10は各軸力に対する漏洩量の解析値と実験値である。降伏圧力は $\sigma_y(1)=307\text{MPa}$ 、傾き $\alpha=10$ とした。実験値と解析値を比較すると、高軸力になるほど解析値の精度が悪くなっていることがわかる。表4-1は各接触部で接触面積比が0.4となったときの倍率 ζ_c である。図4-11に各接触部の位置を示す。 ζ_c が大きいほど漏れにくいということを意味するが、表4-1の上部外側、下部外側部分に着目すると、どの軸力でも ζ_c が1に近い値をとり、漏洩を防ぐ役割を果たしていないという結果になっている。しかし、図3-6から図3-10のガスケットの接触圧力のコンター図を見ると、上部外側、下部外側の接触面はほかの接触面に比べて大きく、実際に漏洩を防ぐ役割を果たしていないとは考えにくい。また、これらの接触面は高軸力になるほど顕著に表れる。しかし、本研究で用いた手法では、接触面積による影響は含まれない。また、接触面積が大きくなると、各接触部にかかる面圧は小さくなる。接触面が大きくなることによる効果は無視され、面圧が下がるという効果だけが有効となったため、接触面積が大きくなる高軸力では、解析値の精度が下がったのではないかと考察する。

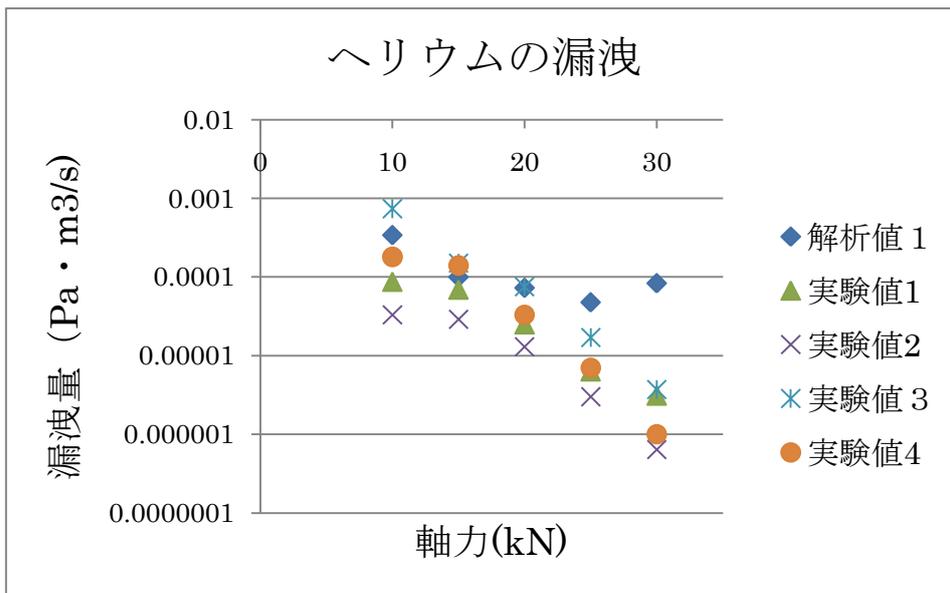


図 4-10 ヘリウムの漏洩

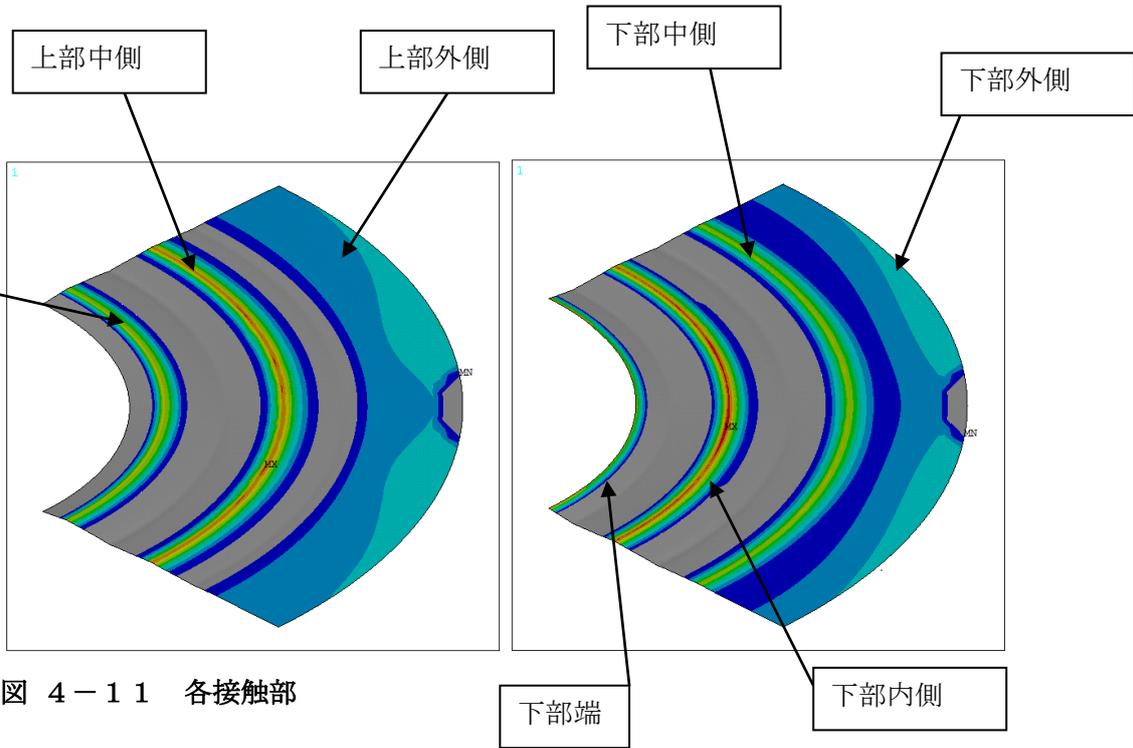


図 4-1-1 各接触部

表 4-1 各接触部の ζ_c

軸力	上部内側	上部中側	上部外側	下部端	下部内側	下部中側	下部外側
11.5kN	1.01	12.05	—	—	5.18	7.15	—
15.6kN	12.9	9.97	1.01	1.01	11.16	5.96	—
20kN	9.73	8.52	1.01	17.71	15.29	4.19	—
25.3kN	11.26	8.77	1.01	19.24	14.69	3.76	1.01
30kN	9.83	5.28	1.01	17.3	14.9	1.01	

第5章 結論

5-1 結論

Persson の理論をもとにしたガスケットの漏洩の評価は，低軸力下ではうまく評価できるが，高軸力になり，接触面積が大きくなるにつれて精度が下がる．

5-2 今後の課題

20kN より大きな軸力を与えたときに，より漏れにくくなるという実験結果に対し，解析結果ではそのようにならなかった．その理由として接触面積をうまく考慮できていないことが考えられる．高軸力下でも漏洩特性を追えるように評価方法を検討，改善することが今後の課題である．また，今回は比較的径の小さい25A ガスケットを研究の対象に用いた．これは，径が小さいほうが軸力のばらつきの影響が少ないためである．各ボルトに発生する軸力がばらつきやすい大口径のガスケットを用いた場合の漏洩特性の解析も今後の課題である．

謝辞

本論文の執筆にあたり，多くの方々にお世話になりました．この場を借りてお礼申し上げます．とくに多くの助言をしていただいた酒井教授，指導教員の泉准教授には深く感謝しております．ありがとうございました．

研究室の横山さん，山崎さんからは助言をいただき，理論を理解することができました．横山さんには FEM 解析についても直接ご指導していただきました．労働安全衛生研究所の山際様には，表面観察のためレーザー顕微鏡を貸していただき，使い方や表面の基礎知識を教えていただきました．共同研究先の大喜工業，山口大学の春山先生には表面観察のためにガスケットを貸していただきました．ありがとうございました．

熊谷助教には，プログラミングなどでわからないことを親切に教えていただき，非常に感謝しています．熊谷教授，ありがとうございました．

最後に，研究室の皆様のおかげで，快適な環境で本論文を執筆することができました．心より感謝申し上げます．ありがとうございました．

参考文献

1. <http://www1.bbiq.jp/daikikogyo/si-rugennrisetumeizu-image2.gif>.
2. On the nature of surface roughness with application to contact mechanics, sealing, rubber friction and adhesion. B.N.J. Persson, U. Tartaglino, A.I. Volokitin and E. Tosatti. *J. Phys.*, 2004年, 第17巻.
3. Contact mechanics for randomly rough surfaces. B.N.J. Persson. *Surface Science Reports*, 2006年, 第61巻.
4. A. Stalder and U. Dürig. Research Report Yielding mechanics on the nanometer scale: What makes it different from the macroscopic world? *Physical Sciences*, 1996.
5. Theory of the leak-rate of seals. C. Yang and B.N.J. Persson. *J. Phys.*, 2008年, 第20巻.
6. D.スタウファー, A.アハロニー著 小田垣孝訳. パーコレーションの基本原理. 吉岡書店, 2008.

以上

p.1～p.39 完

平成 22 年 2 月 5 日提出

80173 緒方公俊