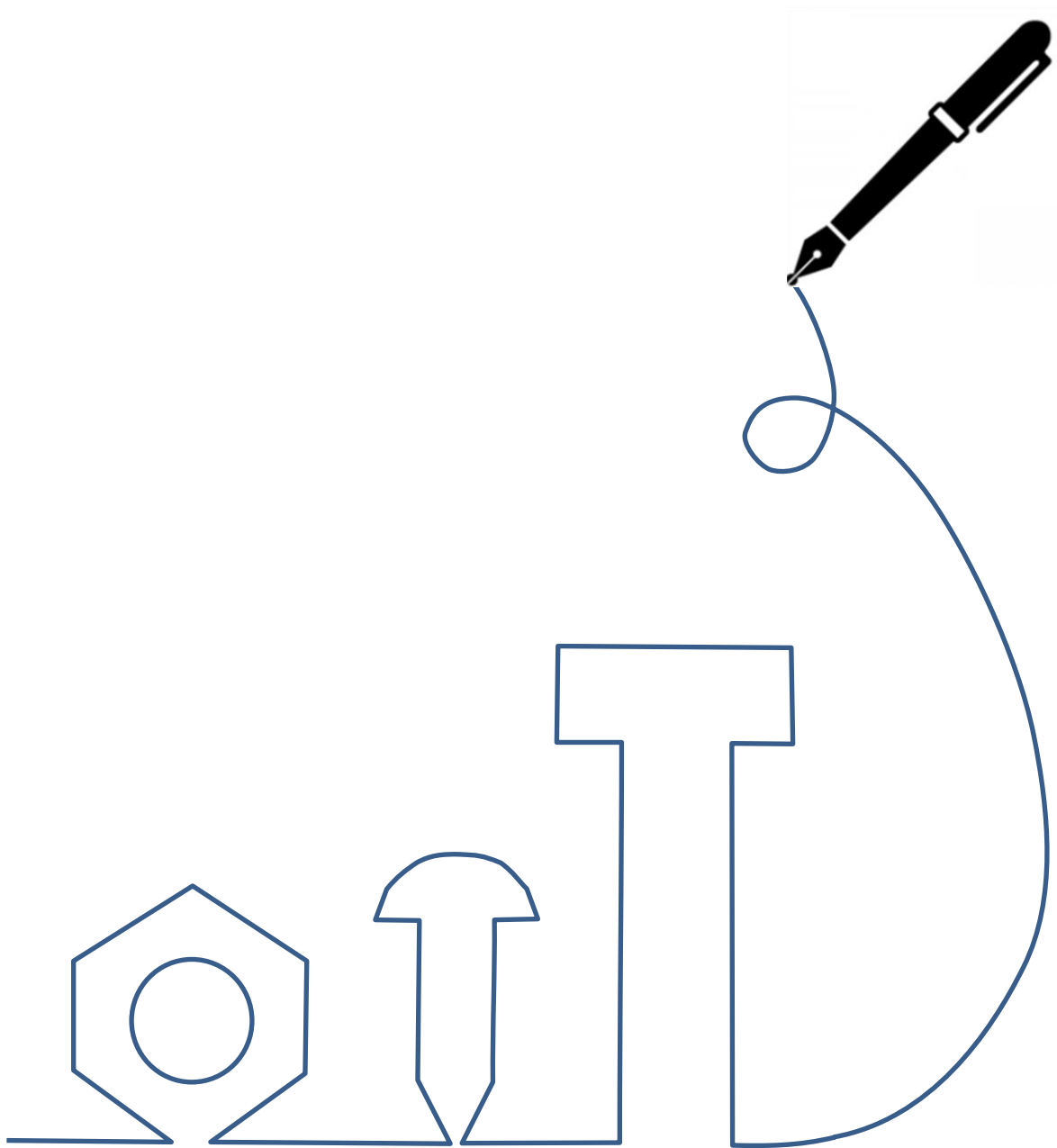


日本ねじ研究協会研究論文集 1巻1号

Transactions of the JFRI



日本ねじ研究協会研究論文集 1巻1号

目次

■ 巻頭言 「日本ねじ研究協会研究論文集第1巻発刊に寄せて」

■ 論文 軸方向外力を受ける中空円筒ボルト締結体の修正係数に及ぼす外力の着点の影響
..... 澤 俊行 1

■ 論文 ガasket付き管フランジ締結体のボルト締付け過程と締付け効率の評価
..... 高橋 聡美・M. U. KHAN・藤原 隆寛・澤 俊行 9

■ Foreword

■ Original Paper

Analysis of the effect of load application position on the correction factor
for bolted hollow cylinders under axial tensile loads
..... Toshiyuki SAWA 1

Evaluation of Bolt Tightening Process and Assembling Efficiency for Bolted Gasketed
Pipe Flange Connections
..... Satomi TAKAHASHI・M. U. KHAN・Takahiro FUJIHARA・Toshiyuki SAWA 9

日本ねじ研究協会研究論文集第 1 巻発刊に寄せて

「日本ねじ研究協会」は、1969 年に創立された歴史ある協会であり、2020 年に一般社団法人化され現在に至っている。本協会は、工学の各分野にわたる知識・経験を結集し、ねじに関する学術研究及び技術の向上を図るとともに、あわせて標準化を推進し、もって産業界の健全な発展に寄与することを目的とする団体であり、研究委員会、標準化委員会、技術委員会、出版委員会、企画・運営委員会、総務委員会、表彰委員会、及び人材育成委員会で構成されている。研究委員会においては 2011 年にねじ締結体設計委員会(委員長、澤 俊行、広島大学名誉教授、現本協会会長)が発足され、2016 年に「ねじ締結体設計法(初版)」、次いで 2022 年 3 月に委員会で実施した研究成果などを加えた「ねじ締結体設計法(第 2 版)」を発刊し、また 2018 年から年 1 回の頻度で「ねじ研究シンポジウム」を開催するなど、精力的に研究活動に取り組んでいる。しかし、本協会が目指している協力学術研究団体の称号取得、すなわち本協会に投稿された論文が公に認められ、その成果を会員に還元するためには、研究論文集を年 1 回継続して発行することが必要であり、この発刊に至っている。その準備は 2021 年度から進められており、研究委員会内に論文集編集委員会を設置(非公開)し、投稿規則、審査の基本方針、及びテンプレートを作成の上、研究論文の募集を行い、査読付きの 2 つの論文を掲載することになった。掲載数が少ないと思われる方もいると思うが、協力学術研究団体の称号取得へ向けた第 1 歩を踏み出すことができたことは大きな成果であり、尽力頂いた論文集編集委員会委員に感謝の意を表したい。現在、日本の論文数は世界第 4 位から第 5 位と後退、博士号取得者数は韓国・中国・米国が 2000 年度に対し 2 倍以上増加する中、減少傾向となっており、さらに STEM 教育のレベルも世界に対し遅れをとっている。ねじ業界の国際競争力を高めるためには、本協会がリーダーシップをとって取り組む必要がある。本研究論文集もその取り組みのひとつであり、今後も随時、研究論文の募集を行うので、皆様からの論文投稿を期待する次第である。

研究委員会委員長

白川 敦士

軸方向外力を受ける中空円筒ボルト締結体の 修正係数に及ぼす外力の着点の影響

Analysis of the effect of load application position on the correction factor for bolted hollow cylinders under axial tensile loads

沢 俊行 (広島大学名誉教授)

Toshiyuki SAWA, Professor Emeritus of Hiroshima University

Received: Nov. 27, 2022; Revised: Feb. 13, 2023; Accepted: Mar. 4, 2023

Abstract

In designing a bolted joint, it is important to know the load factor, which is the ratio of an increment in axial bolt force to an external tensile load. Usually, the value of the load factor Φ has been calculated by the equation $\Phi = K_t / (K_t + K_c)$ proposed by Thum where K_t is the stiffness of bolt-nut system and K_c is that of clamped members. Recently, it has noticed that the value of the load factor varies with the load application position on the joint. Junker proposed the correction factor for Thum's formula. In addition, Yoshimoto and the author proposed a new formula by introducing the tensile stiffness K_{pt} for the clamped members and it is shown that the value of K_c / K_{pt} corresponds to the correction factor proposed by Junker. In this paper, the method for the correction factor K_c / K_{pt} is demonstrated for bolted hollow cylinder joint using the axi-symmetrical theory of elasticity and the values of the correction factor are compared with those by Junker. It is found that the values of the correction factor are affected by the load application positions and the dimensions of hollow cylinders. Additionally, differences in the values of correction factor are substantial between Junker's values and the obtained results. Finally, the values of the load factor are obtained using the correction factor K_c / K_{pt} .

Key Words: bolted hollow cylinders, load applications position, correction factor, axial tensile loads, theory of elasticity

1. 緒言

ねじ締結体は機械装置に常用されている機械要素の一つであり、少なくとも概念的には重要視されている。しかしいざ設計する段階になると今までの設計法で破損しなかったという理由で古い設計法が踏襲されてきていると思われる。しかし最近の各種工業の発展に伴って、機械の精密化及び軽量化などの要求が高まり、さらに事故防止の観点からねじ締結体に対する重要性が指摘されるようになり、破損しなければよいという設計法からより合理的な設計法が必要となっている。

Junker⁽¹⁾⁻⁽³⁾によれば、ねじ締結体の設計に際して考慮しなければならない基本事項は、1)振動外力に対してねじがゆるまないこと、2)ボルトに発生する最大応力が破損応力(降伏応力あるいは耐力)を超えないこと、3)ボルトに発生する振動応力が疲労限度を超えないこと、の三点である。しかし他の研究および著者によると、さらに4)外力作用時に接合面応力が接合面分離を起こさないために必要な接触応力を維持していること、5)初期ボルト締付け力を大きく選択するので、座面応力が塑性変形を起こさないように限界面圧以下になるようにする、ことが挙げられる。

これらの5点の事項を満足させるためには、基本的には F_t の初期ボルト締付け力で締結された締結体に外力 W が作用するときボルト軸力の増加分 F_t がいくらになるか、同時に初期に F_t であった締結体の接合面の締付け力の減少分 F_c はいくらになるか、を推定することが必要である⁽⁴⁾⁽⁵⁾。ボルト軸力の増加分 F_t と外力 W の比を内力係数 Φ とすると、 $F_t = (1 - \Phi)W$ 、 $F_c / W = \Phi$ 、である。他方 $F_t + F_c = W$ であるため、二つの未知定数 F_t と F_c に対して与えられる方程式は1つであり、この問題は不静定問題である。このため、外力作用時の座面でのボルト・ナット系の伸び量と被締結部材の伸び量が等しい、という条件により F_t と F_c を求めざるをえない。ボルト・ナット系のばね定数を K_t 、被締結部材の圧縮ばね定数を K_c とするとき、Thum⁽⁴⁾は内力係数 Φ を $\Phi = K_t / (K_t + K_c)$ で求めることを提案した。 K_t は沢丸

山の公式⁽⁶⁾⁽⁷⁾で求めることができ、 K_c は最近の軸対称三次元弾性論による計算方法⁽⁸⁾、Lori⁽⁹⁾の求め方及びその他いくつかの方法が提案されている。

しかし近年になり、ばね定数 K_t 及び K_c をより正確に求められたとしてもThumらの提案式により求めた値が実際の測定結果より大きいことが示されるようになった⁽¹⁰⁾。このためThumの式から得られる内力係数の値を修正しようとする考え方がJunker⁽³⁾より示されたが、理論的根拠は明らかではない。さらにこの修正係数の妥当性を調べる必要がある。

先に著者ら⁽¹¹⁾は2枚の中空円筒をボルト・ナットで締結するねじ締結体に関して検討し、新たに被締結部材の引張りばね定数 K_{pt} を導入し、内力係数をより正確に求められる方法を提案し、計算結果は実験結果ともかなり良く一致することを示した。さらに提案した算出式中の K_c / K_{pt} がJunkerの提案する修正係数に相当することも示した。

そこで本論文では上記の考え方をを用いて、主に経験的に依っていた内力係数の計算式中の修正係数の値を理論的に求め、外力の作用点によって修正係数がどのように変化するかを計算し、Junkerの修正係数の値と比較し、その妥当性を検討することを目的としている。更に内力係数の値を求め、従来用いられてきたThumの式による値と比較する。

2. 理論解析

2.1 解析方法

図1(a)は2枚の中空円筒を初期ボルト締付け力 F_t で締結しているねじ締結体を示す。図1(b)はボルト・ナット及び被締結部材の座面の変形状態を示している。ボルト・ナット系の座面に一様分布力が作用している。ボルト頭部側座面の平均変位を α 、ナット側座面の平均変位を α' とする。すなわち F_t で締付けられるとボルト・ナット座面は $(\alpha + \alpha')$ だけ伸びる。他方被締結部材(中空円筒)では座面に F_t の力が一様分布で作用し、平均 ε_c の変位を生じている。すなわち締結時に被締結部材は $2\varepsilon_c$ だけ縮む。

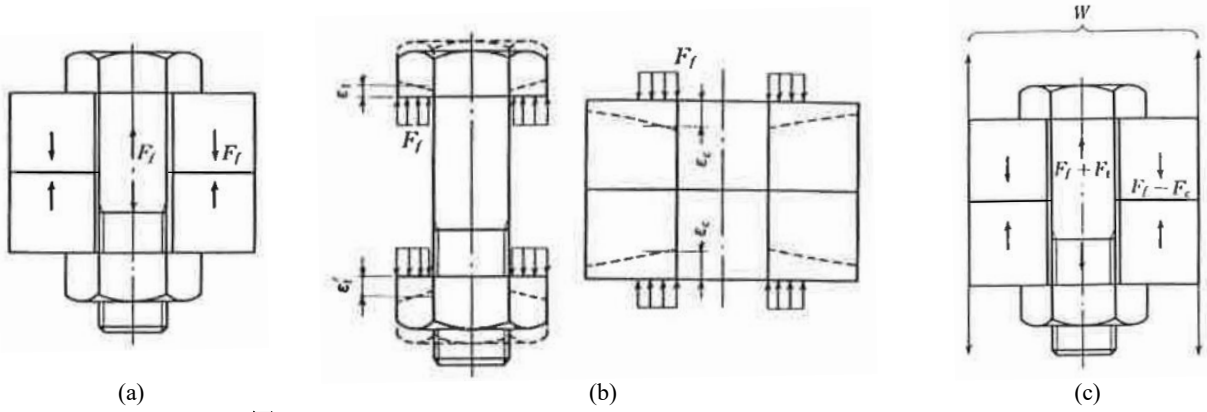


図1 A bolted joint of hollow cylinders subjected to an external axial load

このときボルト・ナット系のばね定数 K_t は $K_t = F_f / (\varepsilon_t + \varepsilon_t')$, 被締結部材の圧縮ばね定数 K_c は $K_c = F_f / (2\varepsilon_c)$, で求められる。図1(c)は外力 W が作用した中空円筒締結体を示す。ボルト軸力は F_t 増加し, $F_t + F_t$ となり, 他方接合面の力は F_t から $F_t - F_c$ となることを示している。すなわち $F_t + F_c = W$ となる。前述したように二つの未知数 F_t と F_c に対して与えられた式は一つであるので, 不静定問題となり, この式からだけでは二つの未知数の値は求められない。そこで, 座面の変位のつり合い条件を導入して, この問題を解く。

そのために締結部材の引張りばね定数 K_{pt} を導入する。図2は引張りばね定数 K_{pt} の定義のための座面の変位を示す。図2(a)に示すように, 外力 W が作用し, それによってボルト軸力が $F_t + F_t$ となるため座面には $F_t + F_t$ が作用する。この時の座面の平均変位を $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$ とし, 図2(b)に示すように座面に $(F_t + F_t)$ のみが作用するときの座面の平均変位を ε_1 とする。すなわち, 外力 W の作用による被締結部材の引張りばね定数 K_{pt} を, $K_{pt} = W / (2\varepsilon_1)$, により定義できる。

図1(c)に示すように外力 W が作用した時の, 座面でのボルト・ナット系の伸び量 F_t / K_t と被締結部材の座面での伸び量 $(W / K_{pt} - F_t / K_c)$ が等しい条件より, 式(1)が成り立つ。

$$\frac{F_t}{K_t} = \frac{W}{K_{pt}} - \frac{F_t}{K_c} \quad (1)$$

式(1)を変形すると, 内力係数 $\phi = F_t / W$ は次式(2)となる。

$$\phi = \frac{F_t}{W} = \frac{K_t}{K_t + K_c} \cdot \left(\frac{K_c}{K_{pt}} \right) \quad (2)$$

従って, 引張りばね定数 K_{pt} を求められれば内力係数が得られる。

なお, Thum による内力係数 ϕ_0 は次式(3)である。

$$\phi_0 = \frac{K_t}{K_t + K_c} \quad (3)$$

従って式(2)と(3)を比較すると, Junker の提案する修正係数は式(2)における右辺の K_c / K_{pt} に相当する。なお外力 W の増大に伴って接合面が分離する場合にも内力係数の値は存在するが, 前述したように接合面の分離は締結体の健全性に好ましくないため, 内力係数は接合面が完全に接触している範囲での値を扱うことにする。さらに, 式(2)の右辺において, $K_c = K_{pt}$ とすると, 式(3)となる。すなわち外力が座面に作用する場合が式(3)である。

2.2 K_{pt} の解析方法

2.2.1 基礎式

K_{pt} の解析にあたっては軸対称変形する有限円筒問題として扱い, 円柱座標 (r, θ, z) を用いる。Michell の応力関数 χ を用いると, 各応力成分は次式(4)となる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{\partial}{\partial z} \left(v \nabla^2 \chi - \frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} \right) \\ \sigma_\theta &= \frac{\partial}{\partial z} \left(v \nabla^2 \chi - \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial r} \right) \\ \sigma_z &= \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (2 - \nu) \nabla^2 \chi - \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} \right\} \\ \tau_{rz} &= \frac{\partial}{\partial r} \left\{ (1 - \nu) \nabla^2 \chi - \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

r 及び z 方向の変位をそれぞれ u, w とすると, これらは次式(5)で得られる。

$$\left. \begin{aligned} u &= -\frac{1 + \nu}{E} \frac{\partial^2 \chi}{\partial r \partial z} \\ w &= \frac{1 + \nu}{E} \left\{ (1 + 2\nu) \nabla^2 \chi + \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial r} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ただし,

$$\nabla^2 \nabla^2 \chi = 0 \quad (6)$$

ここで, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, なお E は縦弾性係数, ν はポアソン比である。本研究では外力 W の増加に伴って締結体の接合面が分離をするが, 分離前の接合面が完全に接触している場合を解析する。

2.2.2 K_{pt} の解析

図3は締結体に外力 W が作用した時の図2の場合(接合面が完全に接触)の座面変位 ε_2 を解析する。内径 $2a$, 外径 $2b$

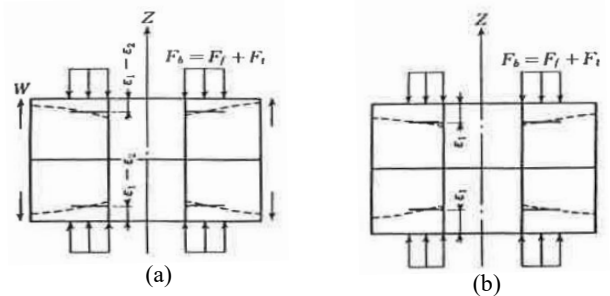


Fig.2 Definition of K_{pt}

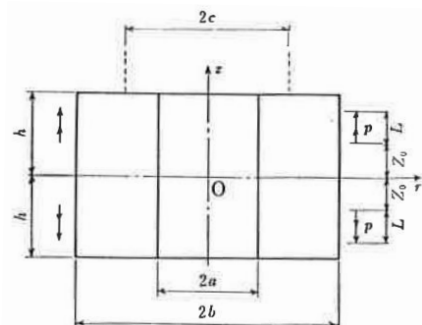


Fig.3 Dimensions and designations of hollow cylinders

とし高さは $2h$ である。これより、 $K_{pt} = W/(2\epsilon_2)$ で求められる。外力は中空円筒の外周 ($r=b$) に幅 $L(z=Z_0 \sim Z_0+L)$ に一様せん断応力 p (単位面積当たり) が軸対称に作用するものとする。この場合の境界条件は次式(7)となる。

$$\left. \begin{aligned} r = a \text{ において, } \sigma_r = \tau_{rz} = 0 \\ r = b \text{ において, } \sigma_r = 0 \\ \tau_{rz} = \frac{-2p}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \\ \left\{ \cos\left(\frac{z_0+L}{h}n\pi\right) - \cos\left(\frac{z_0}{h}n\pi\right) \right\} \sin\left(\frac{n\pi}{h} \cdot z\right) \\ z = \pm h \text{ において, } \sigma_z = \tau_{rz} = 0 \end{aligned} \right\} (7)$$

上記式(7)の境界条件下での有限円筒を解析するための Michell の応力関数 χ は式(6)で表される重調和関数の変数分離解の中から境界条件を考慮して、以下の式(8)を選ぶ。

$$\begin{aligned} \chi = A_0 \frac{z^3}{6} + B_0 z \ln r + C_0 z r^2 / 2 \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\Delta_n \beta_n^3} \left[\{ \Delta_A^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_A^2 \beta_n r I_0(\beta_n r) \right. \\ + \Delta_A^3 K_0(\beta_n r) + \Delta_A^4 \beta_n r K_1(\beta_n r) \} \bar{A}_n \\ + \{ \Delta_B^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_B^2 \beta_n r I_0(\beta_n r) \\ + \Delta_B^3 K_0(\beta_n r) + \Delta_B^4 \beta_n r K_1(\beta_n r) \} \bar{B}_n \\ + \{ \Delta_C^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_C^2 \beta_n r I_0(\beta_n r) \\ + \Delta_C^3 K_0(\beta_n r) + \Delta_C^4 \beta_n r K_1(\beta_n r) \} \\ \times \bar{d}_n \sin \beta_n z \\ + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{C}_s}{\Omega_s \gamma_s^3} \left[-2\nu \sinh(\gamma_s h) \right. \\ + \gamma_s h \cosh(\gamma_s h) \} \\ + \gamma_s z \sinh(\gamma_s h) \cosh \gamma_s z \} C_0(\gamma_s r) \end{aligned} \quad (8)$$

ただし

$$\bar{d}_n = -\frac{2p}{n\pi} \left\{ \cos\left(\frac{z_0+L}{h}n\pi\right) - \cos\left(\frac{z_0}{h}n\pi\right) \right\}$$

$I_0(\beta_n r)$, $I_1(\beta_n r)$, $K_0(\beta_n r)$, $K_1(\beta_n r)$ はそれぞれ零次, 1 次の第 1 種変形ベッセル関数, 第 2 種変形ベッセル関数であり, $C_\mu(\gamma_s r)$ という関数は

$$C_\mu(\gamma_s r) = J_\mu(\gamma_s r) - J_1(\gamma_s a) Y_\mu(\gamma_s r) / Y_1(\gamma_s a)$$

を表し、ここで $J_\mu(\gamma_s r)$, $Y_\mu(\gamma_s r)$ はそれぞれ μ 次の第 1 種, 第 2 種ベッセル関数である。また

$$\beta_n = n\pi/h \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

$$\gamma_s = \lambda_s/a \quad (s = 1, 2, 3, \dots)$$

であって λ_s は $C_1(\lambda_s) = 0$ ($0 < \lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 \dots$) の第 s 番目の正根である。

さらに $\Delta_A^1, \Delta_A^2, \Delta_A^3, \Delta_A^4, \Delta_B^1, \Delta_B^2, \Delta_B^3, \Delta_B^4, \Delta_C^1, \Delta_C^2, \Delta_C^3, \Delta_C^4$ はそれぞれ 4 行 4 列の行列式

$$\Delta_n = \begin{vmatrix} a_1 & b_1 & c_1 & d_1 \\ a_2 & b_2 & c_2 & d_2 \\ a_3 & b_3 & c_3 & d_3 \\ a_4 & b_4 & c_4 & d_4 \end{vmatrix}$$

における $a_3, b_3, c_3, d_3, a_4, b_4, c_4, d_4, a_2, b_2, c_2, d_2$ の余因数であって, $a_1, b_1, c_1, d_1, a_4, b_4, c_4, d_4$ はそれぞれ次式で与えられる。

$$\begin{aligned} a_1 &= I_1(\beta_n a) \\ b_1 &= 2(1-\nu)I_1(\beta_n a) + \beta_n a I_0(\beta_n a) \\ c_1 &= -K_1(\beta_n a) \\ d_1 &= 2(1-\nu)K_1(\beta_n a) - \beta_n a K_0(\beta_n a) \\ a_2 &= I_1(\beta_n b) \\ b_2 &= 2(1-\nu)I_1(\beta_n b) + \beta_n b I_0(\beta_n b) \\ c_2 &= -K_1(\beta_n b) \\ d_2 &= 2(1-\nu)K_1(\beta_n b) - \beta_n b K_0(\beta_n b) \\ a_3 &= -I_0(\beta_n a) + I_1(\beta_n a)/\beta_n a \\ b_3 &= -(1-2\nu)I_0(\beta_n a) - \beta_n a I_1(\beta_n a) \\ c_3 &= -K_0(\beta_n a) - K_1(\beta_n a)/\beta_n a \\ d_3 &= (1-2\nu)K_0(\beta_n a) - \beta_n a K_1(\beta_n a) \\ a_4 &= -I_0(\beta_n b) + I_1(\beta_n b)/\beta_n b \\ b_4 &= -(1-2\nu)I_0(\beta_n b) - \beta_n b I_1(\beta_n b) \\ c_4 &= -K_0(\beta_n b) - K_1(\beta_n b)/\beta_n b \\ d_4 &= (1-2\nu)K_0(\beta_n b) - \beta_n b K_1(\beta_n b) \end{aligned}$$

また Ω_s は

$$\Omega_s = \sinh(\gamma_s h) \cosh(\gamma_s h) + \gamma_s h$$

をみたす。

式(8)を式(4)に代入して各応力成分を求めると以下に示す式(9)~(12)になる。

$$\sigma_r = A_0 \nu + B_0 / r^2 + C_0 (2\nu - 1) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \beta_n z + \sum_{s=1}^{\infty} \{ B_s C_0(\gamma_s r) + C_s C_1(\gamma_s r) / \gamma_s r \} \quad (9)$$

ここで

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{\bar{A}_n}{\Delta_n} \left[\Delta_A^1 \{ -I_0(\beta_n r) + I_1(\beta_n r) / \beta_n r \} + \Delta_A^2 \{ -(1-2\nu)I_0(\beta_n r) - \beta_n r I_1(\beta_n r) \} + \Delta_A^3 \{ -K_0(\beta_n r) - K_1(\beta_n r) / \beta_n r \} \right. \\ &\quad + \Delta_A^4 \{ (1-2\nu)K_0(\beta_n r) - \beta_n r K_1(\beta_n r) \} \} \\ &\quad + \frac{\bar{B}_n}{\Delta_n} \left[\Delta_B^1 \{ -I_0(\beta_n r) + I_1(\beta_n r) / \beta_n r \} + \Delta_B^2 \{ -(1-2\nu)I_0(\beta_n r) - \beta_n r I_1(\beta_n r) \} + \Delta_B^3 \{ -K_0(\beta_n r) - K_1(\beta_n r) / \beta_n r \} \right. \\ &\quad + \Delta_B^4 \{ (1-2\nu)K_0(\beta_n r) - \beta_n r K_1(\beta_n r) \} \} \\ &\quad + \frac{\bar{d}_n}{\Delta_n} \left[\Delta_C^1 \{ -I_0(\beta_n r) + I_1(\beta_n r) / \beta_n r \} + \Delta_C^2 \{ -(1-2\nu)I_0(\beta_n r) - \beta_n r I_1(\beta_n r) \} + \Delta_C^3 \{ -K_0(\beta_n r) - K_1(\beta_n r) / \beta_n r \} \right. \\ &\quad + \Delta_C^4 \{ (1-2\nu)K_0(\beta_n r) - \beta_n r K_1(\beta_n r) \} \} \end{aligned}$$

$$B_s = \frac{\bar{C}_s}{\Omega_s} \left[\{ \sinh(\gamma_s h) - \gamma_s h \cosh(\gamma_s h) \} \cosh(\gamma_s z) + \gamma_s z \sinh(\gamma_s h) \sinh(\gamma_s z) \right]$$

$$C_s = \frac{\bar{C}_s}{\Omega_s} \left[\{ (2\nu - 1) \sinh(\gamma_s h) + \gamma_s h \cosh(\gamma_s h) \} \cosh(\gamma_s z) - \gamma_s z \sinh(\gamma_s h) \cosh(\gamma_s z) \right]$$

$$\sigma_\theta = A_0 \nu - B_0 / r^2 + C_0 (2\nu - 1) + \sum_{n=1}^{\infty} D_n \cos \beta_n z + \sum_{s=1}^{\infty} \{ E_s C_0(\gamma_s r) + F_s C_1(\gamma_s r) / \gamma_s r \} \quad (10)$$

ここで

$$D_n = \frac{\bar{A}_n}{\Delta_n} \left[-\Delta_A^1 I_1(\beta_n r) / \beta_n r - \Delta_A^2 (1-2\nu)I_0(\beta_n r) + \Delta_A^3 K_1(\beta_n r) / \beta_n r + (1-2\nu)\Delta_A^4 K_0(\beta_n r) \right]$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\bar{B}_n}{\Delta_n} [-\Delta_B^1 I_1(\beta_n r) / \beta_n r - \Delta_B^2 (1 - 2\nu) I_0(\beta_n r) + \Delta_B^3 K_1(\beta_n r) / \beta_n r + (1 - 2\nu) \Delta_B^4 K_0(\beta_n r)] \\
 & + \frac{\bar{d}_n}{\Delta_n} [-\Delta_C^1 I_1(\beta_n r) / \beta_n r - \Delta_C^2 (1 - 2\nu) I_0(\beta_n r) + \Delta_C^3 K_1(\beta_n r) / \beta_n r + (1 - 2\nu) \Delta_C^4 K_0(\beta_n r)] \\
 E_s &= \frac{\bar{C}_s}{\Omega_s} 2\nu \sinh(\gamma_s h) \cosh(\gamma_s h) \\
 F_s &= \frac{\bar{C}_s}{\Omega_s} [(1 - 2\nu) \sinh(\gamma_s h) - \gamma_s h \cosh(\gamma_s h)] \cosh(\gamma_s z) + \gamma_s z \sinh(\gamma_s h) \sinh(\gamma_s z) \\
 \sigma_z &= A_0(1 - \nu) + 2C_0(2 - \nu) + \sum_{n=1}^{\infty} G_n \cos \beta_n z + \sum_{s=1}^{\infty} H_s C_0(\gamma_s r) \tag{11}
 \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned}
 G_n &= \frac{\bar{A}_n}{\Delta_n} [\Delta_A^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_A^2 \{2(2 - \nu) I_0(\beta_n r) + \beta_n r I_1(\beta_n r)\} + \Delta_A^3 K_0(\beta_n r) + \Delta_A^4 \{-2(2 - \nu) K_0(\beta_n r) + \beta_n r K_1(\beta_n r)\}] \\
 & + \frac{\bar{B}_n}{\Delta_n} [\Delta_B^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_B^2 \{2(2 - \nu) I_0(\beta_n r) + \beta_n r I_1(\beta_n r)\} + \Delta_B^3 K_0(\beta_n r) \\
 & + \Delta_B^4 \{-2(2 - \nu) K_0(\beta_n r) + \beta_n r K_1(\beta_n r)\}] \\
 & + \frac{\bar{d}_n}{\Delta_n} [\Delta_C^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_C^2 \{2(2 - \nu) I_0(\beta_n r) + \beta_n r I_1(\beta_n r)\} + \Delta_C^3 K_0(\beta_n r) \\
 & + \Delta_C^4 \{-2(2 - \nu) K_0(\beta_n r) + \beta_n r K_1(\beta_n r)\}] \\
 H_s &= \frac{\bar{C}_s}{\Omega_s} [\{r_s h \cosh(\gamma_s h) + \sinh(\gamma_s h)\} \cosh(\gamma_s z) - \gamma_s z \sinh(\gamma_s h) \sinh(\gamma_s z)] \\
 \tau_{rz} &= \sum_{n=1}^{\infty} L_n \sin \beta_n z + \sum_{s=1}^{\infty} M_s C_1(\gamma_s r) \tag{12}
 \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned}
 L_n &= \frac{\bar{A}_n}{\Delta_n} [\Delta_A^1 I_1(\beta_n r) + \Delta_A^2 \{2(1 - \nu) I_1(\beta_n r) + \beta_n r I_0(\beta_n r)\} - \Delta_A^3 K_1(\beta_n r) + \Delta_A^4 \{2(1 - \nu) K_1(\beta_n r) - \beta_n r K_0(\beta_n r)\}] \\
 & + \frac{\bar{B}_n}{\Delta_n} [\Delta_B^1 I_1(\beta_n r) + \Delta_B^2 \{2(1 - \nu) I_1(\beta_n r) + \beta_n r I_0(\beta_n r)\} - \Delta_B^3 K_1(\beta_n r) + \Delta_B^4 \{2(1 - \nu) K_1(\beta_n r) - \beta_n r K_0(\beta_n r)\}] \\
 & + \frac{\bar{d}_n}{\Delta_n} [\Delta_C^1 I_1(\beta_n r) + \Delta_C^2 \{2(1 - \nu) I_1(\beta_n r) + \beta_n r I_0(\beta_n r)\} - \Delta_C^3 K_1(\beta_n r) + \Delta_C^4 \{2(1 - \nu) K_1(\beta_n r) - \beta_n r K_0(\beta_n r)\}] \\
 M_s &= \frac{\bar{C}_s}{\Omega_s} \{-r_s h \cosh(\gamma_s h) \sinh(\gamma_s z) + \gamma_s z \sinh(\gamma_s h) \cosh(\gamma_s z)\}
 \end{aligned}$$

また各変位は式(8)を式(5)に代入して次式(13)及び(14)となる。

$$u = -\frac{1 + \nu}{E} (C_0 r + B_0 / r) + \frac{1 + \nu}{E} \sum_{n=1}^{\infty} N_n \cos \beta_n z + \frac{1 + \nu}{E} \sum_{s=1}^{\infty} O_s C_1(\gamma_s r) \tag{13}$$

ここで

$$\begin{aligned}
 N_n &= \frac{\bar{A}_n}{\beta_n \Delta_n} \{-\Delta_A^1 I_1(\beta_n r) - \Delta_A^2 \beta_n r I_0(\beta_n r) + \Delta_A^3 K_1(\beta_n r) + \Delta_A^4 \beta_n r K_0(\beta_n r)\} \\
 & + \frac{\bar{B}_n}{\beta_n \Delta_n} \{-\Delta_B^1 I_1(\beta_n r) - \Delta_B^2 \beta_n r I_0(\beta_n r) + \Delta_B^3 K_1(\beta_n r) + \Delta_B^4 \beta_n r K_0(\beta_n r)\} \\
 & + \frac{\bar{d}_n}{\beta_n \Delta_n} \{-\Delta_C^1 I_1(\beta_n r) - \Delta_C^2 \beta_n r I_0(\beta_n r) + \Delta_C^3 K_1(\beta_n r) + \Delta_C^4 \beta_n r K_0(\beta_n r)\} \\
 O_n &= \frac{\bar{C}_s}{\gamma_n \Omega_n} [(1 - 2\nu) \sinh(\gamma_s h) - \gamma_s h \cosh(\gamma_s h)] \cosh(\gamma_s z) + \gamma_s z \sinh(\gamma_s h) \sinh(\gamma_s z) \\
 w &= \frac{1 + \nu}{E} \{(1 - 2\nu) A_0 + 4(1 - \nu) C_0\} z + \frac{1 + \nu}{E} \sum_{n=1}^{\infty} P_n \sin \beta_n z + \frac{1 + \nu}{E} \sum_{s=1}^{\infty} Q_s C_0(\gamma_s r) \tag{14}
 \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned}
 P_n &= \frac{\bar{A}_n}{\beta_n \Delta_n} [\Delta_A^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_A^2 \{4(1 - \nu) I_0(\beta_n r) + \beta_n r I_1(\beta_n r)\} + \Delta_A^3 K_1(\beta_n r) - \Delta_A^4 \{4(1 - \nu) K_0(\beta_n r) - \beta_n r K_1(\beta_n r)\}] \\
 & + \frac{\bar{B}_n}{\Delta_n} [\Delta_B^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_B^2 \{4(1 - \nu) I_0(\beta_n r) + \beta_n r I_1(\beta_n r)\} + \Delta_B^3 K_1(\beta_n r) - \Delta_B^4 \{4(1 - \nu) K_0(\beta_n r) - \beta_n r K_1(\beta_n r)\}] \\
 & + \frac{\bar{d}_n}{\Delta_n} [\Delta_C^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_C^2 \{4(1 - \nu) I_0(\beta_n r) + \beta_n r I_1(\beta_n r)\} + \Delta_C^3 K_1(\beta_n r) - \Delta_C^4 \{4(1 - \nu) K_0(\beta_n r) - \beta_n r K_1(\beta_n r)\}] \\
 Q_s &= \frac{\bar{C}_s}{\gamma_s \Omega_s} [(2(1 - \nu) \sinh(\gamma_s h) + \gamma_s h \cosh(\gamma_s h)) \sinh(\gamma_s z) - \gamma_s z \cosh(\gamma_s z) \sinh(\gamma_s h)]
 \end{aligned}$$

式(12)より $r=a$, $r=b$, $z=\pm h$ での応力 τ_{rz} は

$$\tau_{rz}|_{r=a} = 0, \quad \tau_{rz}|_{r=b} = 0, \quad \tau_{rz}|_{z=\pm h} = 0 \tag{15}$$

となり, また円筒内の内外面の応力 σ_r および上, 下端面の応力 σ_z は次のようになる。

$$\begin{aligned}\sigma_r|_{r=a} &= A_0\nu + B_0/a^2 + C_0(2\nu - 1) + \sum_{n=1}^{\infty} \bar{A}_n \cos \beta_n z \\ &\quad + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{C}_s C_0(\gamma_s a)}{\Omega_s} [\{\sinh(\gamma_s h) - \gamma_s h \cosh(\gamma_s h)\} \cosh(\gamma_s z) + \gamma_s z \sinh(\gamma_s h) \sinh(\gamma_s z)]\end{aligned}\quad (16)$$

$$\begin{aligned}\sigma_r|_{r=b} &= A_0\nu + B_0/b^2 + C_0(2\nu - 1) + \sum_{n=1}^{\infty} \bar{B}_n \cos \beta_n z \\ &\quad + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{C}_s C_0(\gamma_s b)}{\Omega_s} [\{\sinh(\gamma_s h) - \gamma_s h \cosh(\gamma_s h)\} \cosh(\gamma_s z) + \gamma_s z \sinh(\gamma_s h) \sinh(\gamma_s z)]\end{aligned}\quad (17)$$

$$\begin{aligned}\sigma_z|_{z=\pm h} &= A_0(1 - \nu) + C_0 2(2 - \nu) + \sum_{s=1}^{\infty} \bar{C}_s C_0(\gamma_s r) \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{\bar{A}_n}{\Delta_n} [\Delta_A^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_A^2 \{2(2 - \nu) I_0(\beta_n r) + \beta_n r I_1(\beta_n r)\} + \Delta_A^3 K_0(\beta_n r) \\ &\quad - \Delta_A^4 \{2(2 - \nu) K_0(\beta_n r) + \beta_n r K_1(\beta_n r)\}] \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{\bar{B}_n}{\Delta_n} [\Delta_B^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_B^2 \{2(2 - \nu) I_0(\beta_n r) + \beta_n r I_1(\beta_n r)\} + \Delta_B^3 K_0(\beta_n r) \\ &\quad - \Delta_B^4 \{2(2 - \nu) K_0(\beta_n r) + \beta_n r K_1(\beta_n r)\}] \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{\bar{d}_n}{\Delta_n} [\Delta_C^1 I_0(\beta_n r) + \Delta_C^2 \{2(2 - \nu) I_0(\beta_n r) + \beta_n r I_1(\beta_n r)\} + \Delta_C^3 K_0(\beta_n r) \\ &\quad - \Delta_C^4 \{2(2 - \nu) K_0(\beta_n r) + \beta_n r K_1(\beta_n r)\}]\end{aligned}\quad (18)$$

そこでこれらの境界における応力式(16)、(17)および(18)にそれぞれフーリエ展開、ベッセル展開を施せば、次式(19)~(21)となる。

$$\sigma_r|_{r=a} = A_0\nu + B_0/a^2 + C_0(2\nu - 1) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\bar{A}_n + \sum_{s=1}^{\infty} \bar{C}_s \frac{(-1)^n 4\gamma_s h (n\pi)^2 \sin^2 h^2(\gamma_s h) C_0(\gamma_s a)}{\Omega_s \{(n\pi)^2 + (\gamma_s h)^2\}^2} \right] \cos \beta_n z \quad (19)$$

$$\sigma_r|_{r=b} = A_0\nu + B_0/b^2 + C_0(2\nu - 1) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\bar{B}_n + \sum_{s=1}^{\infty} \bar{C}_s \frac{(-1)^n 4\gamma_s h (n\pi)^2 \sin^2 h^2(\gamma_s h) C_0(\gamma_s b)}{\Omega_s \{(n\pi)^2 + (\gamma_s h)^2\}^2} \right] \cos \beta_n z \quad (20)$$

$$\begin{aligned}\sigma_z|_{z=\pm h} &= A_0(1 - \nu) + C_0 2(2 - \nu) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \bar{A}_n}{\Delta_n} [\Delta_A^1 X_1 + \Delta_A^2 \{2(2 - \nu) X_1 + X_2\} + \Delta_A^3 X_3 - \Delta_A^4 \{2(2 - \nu) X_3 + X_4\}] \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \bar{B}_n}{\Delta_n} [\Delta_B^1 X_1 + \Delta_B^2 \{2(2 - \nu) X_1 + X_2\} + \Delta_B^3 X_3 - \Delta_B^4 \{2(2 - \nu) X_3 + X_4\}] \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \bar{d}_n}{\Delta_n} [\Delta_C^1 X_1 + \Delta_C^2 \{2(2 - \nu) X_1 + X_2\} + \Delta_C^3 X_3 - \Delta_C^4 \{2(2 - \nu) X_3 + X_4\}] \\ &\quad + \sum_{s=1}^{\infty} \left[\bar{C}_s \right. \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\bar{A}_n}{\Delta_n} \frac{2(-1)^n S_A}{(b^2 C_0^2(\gamma_s b)^2 - a^2 C_0(\gamma_s a)^2) (\beta_n^2 + \gamma_s^2)} + \frac{B_n}{\Delta_n} \frac{2(-1)^n S_B}{(b^2 C_0^2(\gamma_s b)^2 - a^2 C_0(\gamma_s a)^2) (\beta_n^2 + \gamma_s^2)} \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\bar{d}_n}{\Delta_n} \frac{2(-1)^n S_C}{(b^2 C_0^2(\gamma_s b)^2 - a^2 C_0(\gamma_s a)^2) (\beta_n^2 + \gamma_s^2)} \right\} \right] C_0(\gamma_s r)\end{aligned}\quad (21)$$

ここで X_1, X_2, X_3, X_4 は

$$X_1 = \{bI_1(\beta_n b) - aI_1(\beta_n a)\}/\beta_n$$

$$X_2 = b^2 I_0(\beta_n b) - a^2 I_0(\beta_n a) - 2X_1$$

$$X_3 = \{-bK_1(\beta_n b) + aK_1(\beta_n a)\}/\beta_n$$

$$X_4 = -b^2 K_0(\beta_n b) + a^2 K_0(\beta_n a) - 2X_3$$

を表し、 S_A, S_B, S_C はつぎのものを表す。

$$S_1 = \{\Delta_1^1 + 2(2 - \nu)\Delta_1^2\} \{\beta_n b I_1(\beta_n b) C_0(\gamma_s b) - \beta_n a I_1(\beta_n a) C_0(\gamma_s a)\}$$

$$+ \Delta_1^2 \left\{ \beta_n^2 b^2 I_0(\beta_n b) C_0(\gamma_s b) - \beta_n^2 a^2 I_0(\beta_n a) C_0(\gamma_s a) - \frac{2\beta_n^2}{\beta_n^2 + \gamma_s^2} (\beta_n b I_1(\beta_n b) C_0(\gamma_s b) - \beta_n a I_1(\beta_n a) C_0(\gamma_s a)) \right\}$$

$$+ \{\Delta_1^3 - 2(2 - \nu)\Delta_1^4\} \{-\beta_n b K_1(\beta_n b) C_0(\gamma_s b) + \beta_n a K_1(\beta_n a) C_0(\gamma_s a)\}$$

$$+ \Delta_1^4 \left\{ -\beta_n^2 b^2 K_0(\beta_n b) C_0(\gamma_s b) + \beta_n^2 a^2 K_0(\beta_n a) C_0(\gamma_s a) + \frac{2\beta_n^2}{\beta_n^2 + \gamma_s^2} (\beta_n b K_1(\beta_n b) C_0(\gamma_s b) + \beta_n a K_1(\beta_n a) C_0(\gamma_s a)) \right\}$$

ただし $i=A, B, C$ である。

境界条件 $\sigma_r|_{r=a} = 0$, $\sigma_r|_{r=b} = 0$, $\sigma_z|_{z=\pm h} = 0$, を満たすには次の等式が成り立たねばならない。

$$\left. \begin{aligned} \bar{A}_n + \sum_{s=1}^{\infty} P_{sn} \bar{C}_s &= 0 \\ \bar{B}_n + \sum_{s=1}^{\infty} Q_{sn} \bar{C}_s &= 0 \\ \bar{C}_s + \sum_{n=1}^{\infty} (R_{nt} \bar{A}_n + S_{sn} \bar{B}_n) &= - \sum_{n=1}^{\infty} T_{sn} \bar{d}_n \end{aligned} \right\} \quad (22-1)$$

$$\left. \begin{aligned} A_0 \nu + B_0/a^2 + C_0(2\nu - 1) &= 0 \\ A_0 \nu + B_0/b^2 + C_0(2\nu - 1) &= 0 \\ A_0 \nu + C_0 2(2 - \nu) &= - \sum_{n=1}^{\infty} U_n \end{aligned} \right\} \quad (22-2)$$

ここで

$$\begin{aligned} P_{sn} &= \frac{(-1)^n 4\gamma_s h (n\pi)^2 \sin^2 h^2(\gamma_n h) C_0(\gamma_s a)}{\Omega_s \{(\gamma_s h)^2 + (n\pi)^2\}^2} \\ Q_{sn} &= \frac{(-1)^n 4\gamma_s h (n\pi)^2 \sin^2 h^2(\gamma_n h) C_0(\gamma_s b)}{\Omega_s \{(\gamma_s h)^2 + (n\pi)^2\}^2} \\ R_{sn} &= \frac{2(-1)^n S_A}{\Delta_n \{b^2 C_0(\gamma_s b)^2 - a^2 C_0(\gamma_s a)^2\} \{\beta_n^2 + \gamma_s^2\}} \\ S_{sn} &= \frac{2(-1)^n S_B}{\Delta_n \{b^2 C_0(\gamma_s b)^2 - a^2 C_0(\gamma_s a)^2\} \{\beta_n^2 + \gamma_s^2\}} \\ T_{sn} &= \frac{2(-1)^n S_C}{\Delta_n \{b^2 C_0(\gamma_s b)^2 - a^2 C_0(\gamma_s a)^2\} \{\beta_n^2 + \gamma_s^2\}} \\ U_n &= \frac{(-1)^n \bar{A}_n}{\Delta_n} [\Delta_A^1 X_1 + \Delta_A^2 \{2(2 - \nu)X_1 + X_2\} + \Delta_A^3 X_3 - \Delta_A^4 \{2(2 - \nu)X_3 + X_4\}] \\ &\quad + \frac{(-1)^n \bar{B}_n}{\Delta_n} [\Delta_B^1 X_1 + \Delta_B^2 \{2(2 - \nu)X_1 + X_2\} + \Delta_B^3 X_3 - \Delta_B^4 \{2(2 - \nu)X_3 + X_4\}] \\ &\quad + \frac{(-1)^n \bar{d}_n}{\Delta_n} [\Delta_C^1 X_1 + \Delta_C^2 \{2(2 - \nu)X_1 + X_2\} + \Delta_C^3 X_3 - \Delta_C^4 \{2(2 - \nu)X_3 + X_4\}] \end{aligned}$$

以上式(22-1)及び式(22-2)の連立方程式を解くことによって、未定係数 A_0 , B_0 , C_0 , \bar{A}_n , \bar{B}_n , \bar{C}_s が決定される。その後式(9)~(12)を用いて各応力成分が、式(13)及び(14)により各変位成分が求められる。ここでは特に式(14)により、座面の平均変位を求めることによって、2.1で述べた締結体の引張りばね定数 K_{pt} の定義に従って求める。

3. 数値計算及び考察

数値計算において外力の着点の影響を調べるために図3に示す外力の着点を $z_0 = 0.7h$, $0.35h$ および 0 の3通りとし、 $L = 0.3h$, を一定としている。図4はこれをまとめて示している。さらに座面に近い方から着力点が(上), (中), (下)と呼ぶ(なお図中ではUpper, Middle及びLowerとしている)。図5~図7は1枚の中空円筒の厚さ h と内半径 a の比 $h/a = 2.0, 3.0$ 及び 5.0 を一定としたときの修正係数 K_c/K_{pt} に及ぼす着点の影響を示している。ただし横軸は b/a , 縦軸は修正係数 K_c/K_{pt} である。 K_c/K_{pt} における K_c の算出は文献(8)によった。なお座面の半径 c (図3)は $c = 1.6a$ とした。これらの結果より外力の着点(上), (中), (下)の順に修正係数 K_c/K_{pt} の値は小さくなり、 b/a が小さい時には着点の影響がより大きい、 b/a が大きくなるにつれその影響はより小さく、かつ値もより小さくなっていくことが認められる。

$h/a = 2.0$ の場合は $b/a \cong 3.5$ 付近で、 $h/a = 3.0$ の場合は $b/a = 4.0$ 付近で K_c/K_{pt} の値が 0 になる。これは K_{pt} の値が K_c の値に比べて極めて大きくなるからである。なお本論文では扱わないが、円筒の厚さ h が一定の時に上述の b/a の値より大きくなると、初期ボルト締付け時にすでに接合面の一部に分離が発生することがある。この場合では外力 W が作用してもボルト軸力の増加 R が極めて小さく、かつ R と W の関係は非

線形となる。この時にも K_{pt} の値が大きくなり K_c/K_{pt} の値も小さくなる。同図中にJunkerの修正係数を破線で示している。Junkerの修正係数は b/a に依らず、外力の着点にのみ影響されている。しかし本計算結果とJunkerの修正係数の差異は明白であり、本計算結果より大きい値を示している。ただし $h/a = 5.0$ で、 $b/a = 1.6$ の場合(外径が座面径と一致の場合)、すなわち細円筒を締結する特別な場合にはかなりよい一致を示している。このことは細円筒をねじ込みボルトで締結する場合の修正係数を示したKlausの考え方と一致していると推測される。図8はKlaus⁹⁾が示したねじ込みボルト締結細円筒である。細円筒に外力が作用するときの内力係数 ϕ を次式(23)で示した。

$$\phi = \frac{K_t}{K_t + K_c} \cdot \frac{x}{l_f} \quad (23)$$

すなわち修正係数は x/h が修正係数に相当する。

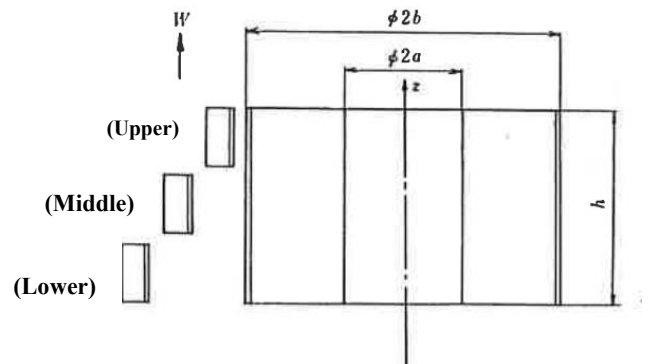


Fig.4 Load application position for hollow cylinder

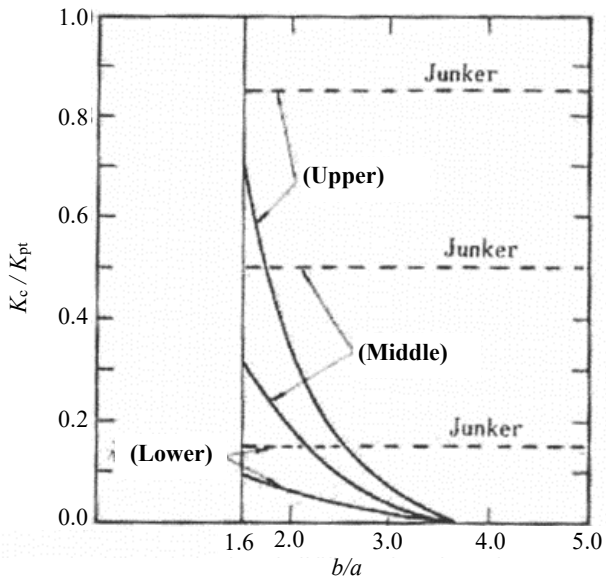


Fig.5 Numerical results (in case of $h/a=2.0$)

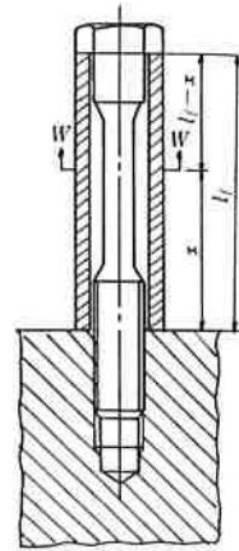


Fig.8 Correction factor by Klaus ⁽¹²⁾

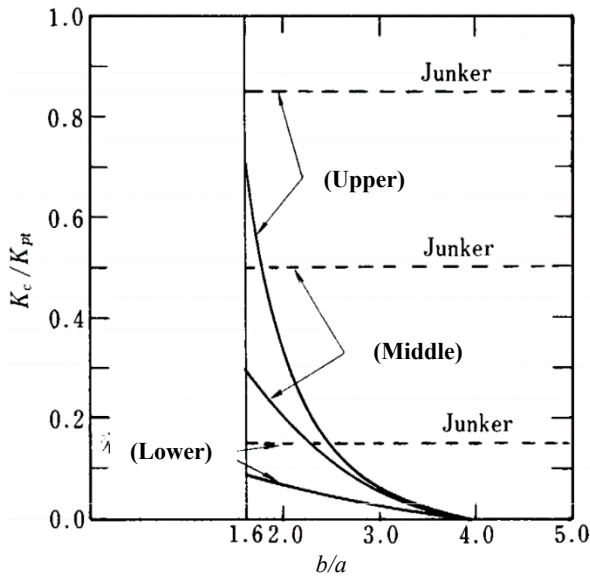


Fig.6 Numerical results (in case of $h/a=3.0$)

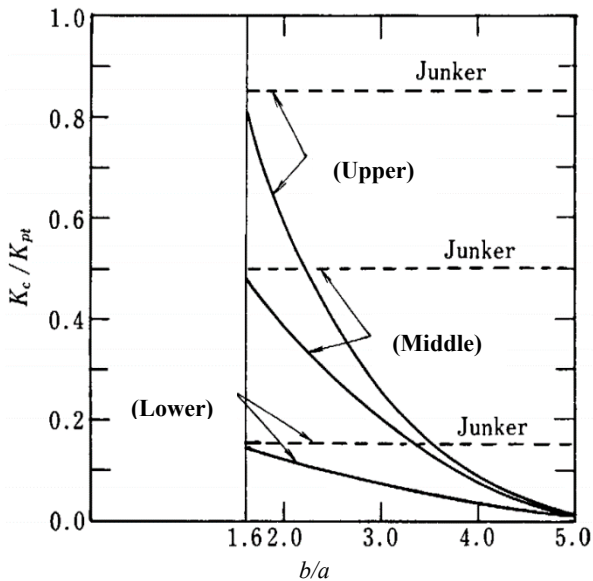


Fig.7 Numerical results (in case of $h/a=5.0$)

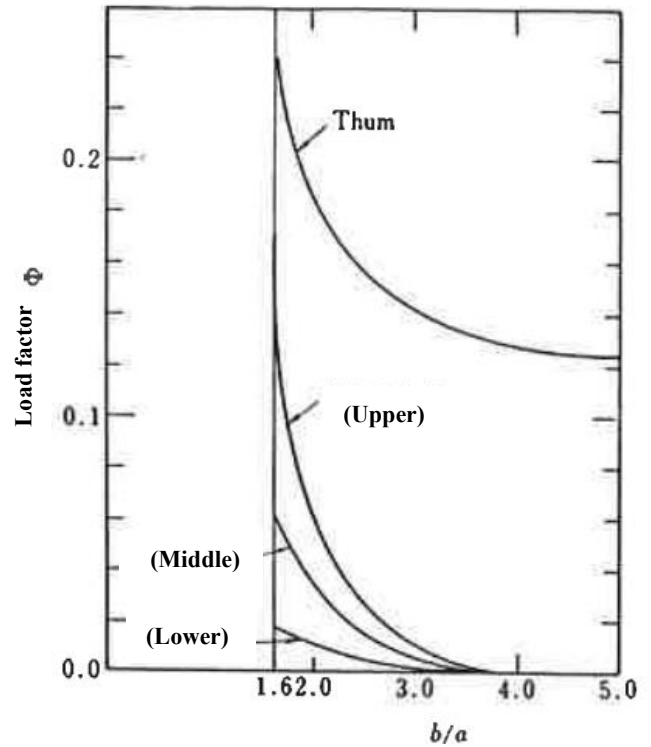


Fig.9 Numerical results of the load factor
(in case of $a=12.5\text{mm}$, $h=25.0\text{mm}$)

Klaus⁽¹²⁾ が示した計算方法は細円筒を締結する特別な場合であるが、本論文で示した式(3)を用いて説明できる。式(3)の修正係数 K_c/K_{pt} において、 K_c は細円筒なので、フックの法則より $K_c=AE/l$ で求められる。 A は細円筒の断面積、 E は縦弾性係数である。 K_{pt} は外力 W が接合面から x の位置に作用しているの、 K_{pt} の定義から伸ばされる部分は長さ x の細円筒とみなされる。従って、 $K_{pt}=AE/x$ 、と近似的における。したがって、修正係数 $K_c/K_{pt}=x/l$ となる。しかし実際にはこのような場合はほとんどなく、外径が大きくなれば図5~7に示したように大きな差異が生じていることが分かる。

図9は内力係数の値の算出例を示す。円筒寸法を $a=12.5\text{mm}$ 、 $h=25.0\text{mm}$ を一定とし、外半径 b を変化させて内力係

数の値を求めた。横軸は b/a を縦軸が内力係数を示している。式(3)における K_t の値は文献(6)より, $K_t=1000\text{N}/\mu\text{m}$ となり, K_c の値は文献(8)で求める。さらに式(3)の Thum の結果も示している。この結果より Thum の値は本計算結果に比べてかなり大きいことを示しており, 外径が大きくなるにつれてその差異が大きくなる。また外力の着点の影響も大きいことが示されている。特に Thum の方法では接合面の分離は考慮されていないため, 外径が大きくなっても内力係数はかなり大きいことを示している。

4. 結言

本研究では 2 枚の中空円筒をボルト・ナットで締結するねじ締結体の円筒外周に外力が作用する場合に, 外力の着点によって内力係数の中の修正係数の値がどのように変化するかを理論的に解析し, Junker の提案する修正係数の値と比較し, 以下の結果がえられた。

- 1) 円筒の厚さ h と内半径 a を一定とし, 外径を変化させた場合に外力の着点を 3 種類にかえて, まず修正係数 K_c/K_{pt} を求めたところ, 外力の着点によって K_c/K_{pt} の値は著しく変化することが分かった。
- 2) 1) で求めた修正係数 K_c/K_{pt} を Junker の提案する修正係数と比較したところ, Junker の修正係数は本研究によって得られた値より大きい値を示すことが分かった。
- 3) 円筒の厚さ h と内半径 a の比 (h/a) を変化させて修正係数 K_c/K_{pt} を求めた。その結果 h/a が大きく, かつ外径と内径の比 (b/a) が小さい時には Junker の修正係数にかなり近い値となることが分かり, これを本研究の算出方法により説明することができることを示した。
- 4) 以上の修正係数を用いて, 一例として締付け長さ $l=50\text{mm}$ ($h=25\text{mm}$) の締結体の内力係数を計算し, 従来用いられてきた Thum の方法による結果は本研究による結果よりかなり大きい値であることを示した。さらに外

力が締結体の座面に作用すると, 本研究に示した内力係数の値は Thum の内力係数の式に一致することを示した。すなわち Thum の内力係数は外力が座面に作用する特別場合を示し, 当然内力係数の値は実際より大きくなることが示された。

参考文献

- (1)結合特集：日本機械学会, 76-651 (1973-3).
- (2)ねじ特集：精密機械, 40-6 (1974-6).
- (3)Junker,G.: Draft-Welt, 50-8 (1964-8), 527 ; 50-10 (1964-10), 633 ; 50-12 (1964-12), 791.
- (4)Thum,A.(石谷訳編), ねじ接手の疲, (昭 30), 16, コロナ社.
- (5)沢・丸山：設計製図, 10-44 (昭 50-3), 2.
- (6)沢・丸山：日本機械学会論文集, 41-346 (昭 50-6), 1917.
- (7)山本,ねじ締結の原理と設計(平成 7 年),38,養賢堂.
- (8)柴原・尾田：日本機械学会誌, 72-611 (昭 44-12), 9.
- (9)文献(7)に同じ, 49,養賢堂.
- (10)Клячкин, Н. Л.: Вестник Машиностроения. 47-12 (1967), 21.
- (11)吉本・丸山・沢・西口：日本機械学会論文集, 42-359(昭 51-7), 2174.
- (12)Klaus,V.: VDI Zeitschrift, 86-22 (1942-8), 508.

ガスケット付き管フランジ締結体のボルト締付け過程と締付け効率の評価

Evaluation of Bolt Tightening Process and Assembling Efficiency for Bolted Gasketed Pipe Flange Connections

高橋 聡美 (バルカー) M. U. KHAN (バルカー)

藤原 隆寛 (バルカー) 澤 俊行 (広島大名教授)

Satomi TAKAHASHI, M. U. KHAN and Takahiro FUJIHARA

VALQUA, LTD., 5-2 Technopark Nara, Sugawa-cho, Gojo-city, Nara

Toshiyuki SAWA, Professor Emeritus Hiroshima University, Minamisuna, Koto-city, Tokyo

Received: Jan. 6, 2023; Revised: Feb. 22, 2023; Accepted: Mar. 7, 2023

Abstract

In bolted gasketed pipe flange connections, the contact gasket stress by initial bolt tightening is important for better sealing. However, each axial bolt force changes due to the elastic interaction effect in the connection and the creep characteristics of the gasket. In this study, three types of gaskets were inserted into 4inch and 24inch bolted pipe flange connections, then the "assembling efficiency η " which is obtained from the ratio of the actual axial bolt force to the target axial bolt force of the connections is calculated using measured changes in the axial bolt forces. Also, the "assembling efficiency η " is obtained using Finite Element Method (FEM). The FEM results are compared with the experimental results. The experiment results are in a fairly good agreement with the FEM results. As a result, it is found that the value of η is less than 1.0 due to the elastic interaction of the gaskets. By multiplying the value of the target axial bolt force by $1/\eta$, the target axial bolt force taking the axial bolt force fluctuation into account can be obtained. Since the elastic interaction of pipe flange connections differs with various gaskets and their sizes, a method to determine the "assembling efficiency η " using FEM analysis is shown to be useful. It can be applied to predict the value of for η another bolted flange joints with another types of gaskets.

Key Words: Scattered Bolt Preload, Pipe flange, FEM, Gasket

1. 緒言

ガスケット付き管フランジ締結体において、ガスケットの密封性能が正常に機能するためには、ガスケットに必要な接触応力が保持される初期ボルト締付けが重要である。管フランジ締結体の締付け作業では、片締めを防ぎより均等にボルトを締め付けるために、段階的に各ボルト軸力を上げることが推奨され、加えて、目標締付けトルクで複数回にわたって周回締めを行う手順も重要である。

管フランジ締結体のように複数ボルトを順に締め付ける場合、あるボルトを締め付けている間に、締結体の弾性相互作用により、周辺のボルト軸力はばらつき低下する。弾性相互作用とは、一旦締付けを終えたボルトの軸力が、他のボルトを締め付けることによって変動する現象である。また、ガスケットのクリープ特性によっても、ボルト軸力は低下する。クリープ特性とは、ガスケットに一定荷重を負荷した際に、時間とともにガスケットの厚さ方向の圧縮ひずみが増加する現象である。このように締結体の弾性相互作用及びガスケットのクリープ特性によりボルト軸力は低下するが、複数回にわたって周回に各ボルトを締め付けることにより、徐々に各ボルト軸力は目標ボルト軸力に近い値に収束することが知られている⁽¹⁾⁽²⁾。この各ボルトの軸力変動は、ガスケットの種類や締結体の管フランジ呼び径によって異なり、いくつかの研究がなされているものの、その挙動は十分に明らかにされていないようである⁽³⁾⁽⁴⁾。

特に初期ボルト締付け力が目標ボルト軸力に達するののかという問題に対して、締付け効率 η (得られた初期ボルト軸力の平均値/目標ボルト軸力) が重要な因子であり、各ガスケットの種類及び管フランジの条件に対して、この締付け効率を理解しておくことが必要である⁽⁵⁾。締付け効率 η の値が求められると、目標ボルト軸力の値を $1/\eta$ 倍するこ

とにより、目標ボルト軸力の値を大きくし、軸力変動を加味した目標ボルト軸力が得られる。

本研究では、材料が異なる3種類のガスケットを挿入した4インチ管フランジ締結体及び24インチ管フランジ締結体における「締付け効率 η 」を実験で求める。また、周回数によるボルト軸力の変化も調べ、適切な周回数を検討する。さらに実験で様々な種類のガスケット、及びフランジとガスケットの寸法の影響を評価することは難しいため、有限要素法 (FEM) 解析を用いたボルト軸力挙動を調べ、実験結果と比較検討する。

2. 実験及び有限要素法(FEM)解析条件

2.1 実験条件

実験及び FEM 解析に用いるガスケットは、ジョイントシートガスケット(CFS:No.6500⁽⁶⁾ 厚さ 3.0mm)、充填材入りふっ素樹脂圧延シートガスケット(PTFE:No.7020⁽⁶⁾ 厚さ 3.0mm)及びうず巻形ガスケット(SWG:No.6596V⁽⁶⁾ 厚さ 4.5mm)とする。ジョイントシートガスケットは繊維、ゴム、充填材をシート化したソフトシートガスケットである。充填材入りふっ素樹脂圧延シートガスケットは、ふっ素樹脂に充填材を加え、ロール圧延して成形したシートガスケットである。うず巻形ガスケットは密封性能を担うテープ状のV字形金属薄板と膨張黒鉛とを巻き重ね、リング状に形成した部分及び金属リング(内輪、外輪)で構成されるガスケットである。ジョイントシートガスケット及び充填材入りふっ素樹脂圧延シートガスケットは、剛性が金属を用いたガスケットより低く、低内圧条件で使用される。加えて充填材入りふっ素樹脂圧延シートガスケットの特徴はクリープ特性が大きいことである。うず巻形ガスケットは、剛性がソフトシートガスケットより高く、高内圧条件で使用

されるガスケットである。なお、挿入するガスケットは平面座管フランジ用リングガスケットとする。

管フランジの呼び寸法は JPI Class300 4inch(フランジ外径 255mm)⁽⁷⁾, JPI Class300 24inch(フランジ外径 915mm)⁽⁷⁾ 及び JPI Class600 24inch(フランジ外径 940mm)⁽⁷⁾を用いる。図 1 は JPI Class300 4inch 管フランジ締結体, 図 2 は JPI Class300 24inch 管フランジ締結体の試験装置を示す。JPI Class600 24inch 締結体の試験装置は JPI Class300 24inch 締結体の試験装置と同様の構成である。なお, Class300 などはフランジの耐圧強度の区分を意味し, 数字が大きいほど高内圧条件で使用できる。管フランジ締結体にガスケットを組込み, 目標ガスケット面圧になるようにボルトを締め付けた時のボルト軸力を軸部に貼られたひずみゲージにより測定する。表 1 は使用する各ガスケットの目標ボルト軸力の値を示す。目標ガスケット面圧は, 高木⁽¹⁾をもとに CFS(ジョイントシートガスケット)及び PTFE(充填材入りふっ素樹脂圧延シートガスケット)が石綿ジョイントシートガスケットと同様の平均面圧 30MPa, SWG(うず巻形ガスケット)は平均面圧 60MPa とする。

締め付け方法は JIS B 2251⁽⁸⁾に基づいて実施する。図 3 は 4 インチ管フランジ締結体及び 24 インチ管フランジ締結体における締め付けるボルト順を示す。4 インチ管フランジ締結体の対角締めは, ボルト番号 1, 5, 3, 7, 2, 6, 8, 4 の星形に段階的に締め付けトルクを上げながら締め付けた後, 目標トルクでボルト番号 1 から順次時計回りに 4 周締め付ける。JIS B 2251 では, ボルト番号 1, 5, 3, 7, 2, 6, 4, 8 の順で規定されているが, その場合隣り合うボルトであるボルト番号 8 及び 1 を順に締め付けることになるため, ボルト番号 8 と 4 を入れ替える。24 インチ管フランジ締結体は, ボルト番号 1, 7, 13, 19 のみ星形に段階的に締め付けトルクを上げながら締め付けた後, 目標トルクでボルト番号 1 から順次時計回りに 6 周締め付ける。ボルト締め付け作業は事前に管フランジ締結体ごとに, 締め付けトルク T に対するボルト軸力 F を測定し, トルク係数 K を実験的に算出し, 締め付けトルク T を指標にして行う。ボルトには二硫化モリブデン潤滑剤を塗布する。なお, トルク係数 K は $T=KFd$ で求め, 各ボルトの平均値を用いる。ここで, F は目標ボルト軸力, d はボルトの呼び径である。表 2 は本研究で用いたボルト締め付けの周回数と締め付けトルクを示す。なお, ボルトは SNB7(強度区分 9.8), ナットは S45C(強度区分 8.8)を用いる。JPI Class300 4inch 締結体は JIS B 2251 に基づき目標ガスケット面圧から算出した締め付けトルクの 100%を目標締め付けトルクとする。JPI Class300 24inch 及び JPI Class600 24inch 締結体は, 目標ガスケット面圧から算出した締め付けトルクの 110%を目標締め付けトルクとする。

式(1)は, 「締め付け効率 η 」の定義を示し, 目標ボルト軸力 F_G と実際に測定する各ボルト軸力 F_A から算出する。目標ボルト軸力 F_G は, 各ガスケットの目標締め付けトルクから算出したボルト軸力である。実際のボルト軸力 F_A は, 各ボルトのボルト軸力の実測値を平均した値とする。

$$\eta = \frac{F_A}{F_G} \quad (1)$$

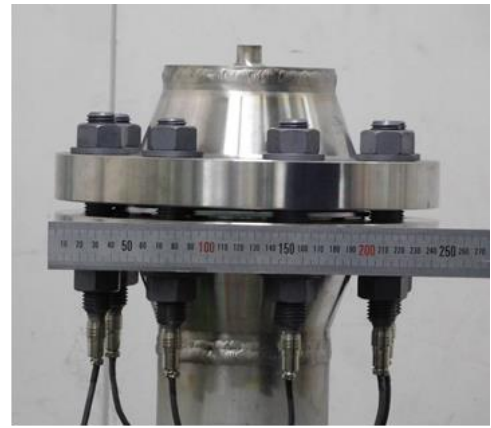


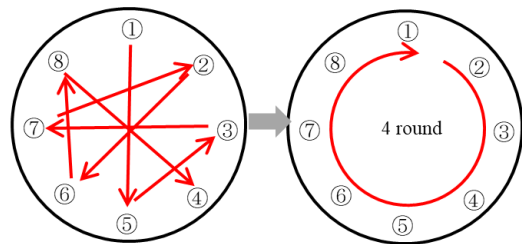
Fig. 1 Test equipment for bolted gasketed pipe flange connections (JPI Class300 4inch)



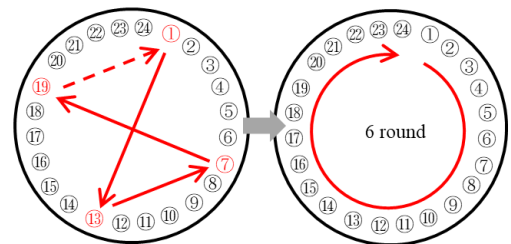
Fig. 2 Test equipment for bolted gasketed pipe flange connections (JPI Class300 24inch)

Table 1 Target axial bolt force for gaskets

Gasket	Contact gasket stress [MPa]	Axial bolt force [kN]	
		JPI Class300 4inch	JPI Class300 24inch / JPI Class600 24inch
CFS/PTFE	30	33.2	113 (Class300)
SWG	60	30.9	153 (Class600)



(a) JPI Class300 4inch



(b) JPI Class300 / 600 24inch

Fig. 3 Bolt tightening order for 4inch and 24inch connections

Table 2 Number of round and tightening torque

	JPI Class300 4inch	JPI Class300 24inch JPI Class600 24inch
Bolt	8×M20	24×M39 24×M48
Number of round	4 cycles	6 cycles
Torque	100% of target value	110% of target value

for both connections

2.2 解析条件

管フランジ締結体における FEM 解析は、円周方向の対称モデルを作成し、全てのボルトを同時に締め付けることが多い(4)(9)。その場合、締結体の弾性相互作用を考慮することができない、そのため今回は円周方向において、全てのモデルを作成し、各ボルトを順番に締め付ける手法を用いる。

まず FEM 解析に用いるため、室温でのガスケットの圧縮における応力-ひずみ関係を測定する。ガスケットの応力-ひずみ関係は締付け時のボルト軸力挙動に寄与し、ガスケットの種類によって異なるため、実験にて測定しておく。図 4 は圧縮試験装置を示す。プラテンにガスケットを挟み、材料試験機によって圧縮し、ガスケット厚さ方向の変位を等間隔に配置した 3 台の変位計にて測定する。図 5 は室温におけるガスケットの応力-ひずみ関係を示す。図 5(a)及び同(b)は実験から得られた CFS 及び PTFE におけるガスケット寸法 JPI Class 150 4inch 及び JPI Class 150 18inch の応力-ひずみ関係であり、口径の影響を調べている。同(c)は SWG におけるガスケット寸法 JPI Class 300 4inch, JPI Class 600 4inch, 及び JPI Class 1500 4inch の応力-ひずみ関係であり、圧力クラスの影響を調べている。ひずみの値は 3 つの変位計の平均値から得られた圧縮量を初期厚さで除したものである。図 5(a)及び同(b)より、ソフトシートガスケットである CFS と PTFE では、口径によって圧縮量に違いは見られないが、除荷曲線が異なる。同(c)より SWG では、圧力クラスが高いと外径側の金属リングである外輪の幅が広くなるため、剛性が高くなる。実験で得られた応力-ひずみ関係のうち、再圧縮時は除荷曲線を FEM 解析に用いるため、再圧縮を除く圧縮曲線及び除荷曲線を FEM 解析には用いる。

FEM 解析は、汎用有限要素解析コード ABAQUS を用いる。図 6 は管フランジ締結体の FEM 解析モデルを示す。上下対称の 1/2 モデルとしている。ボルト・ナット部のねじは省略し、ナットは六角形から同じ断面積の円に簡略化しボルトとナットは一体としている。対称面のガスケット下面は完全固定し、各ボルトに軸力に相当する引張り力を与えている。フランジ及びボルトは弾性要素とし、縦弾性係数 200 GPa, ポアソン比 0.3 を用いる。ガスケットは ABAQUS ガスケット要素によってモデリングし、材料物性として応力-ひずみ関係を用いる。ガスケットとフランジは摩擦係数 0.06, ボルトとワッシャー及びワッシャーとフランジは摩擦係数 0.15 とする。このモデルに使用した要素数は 57,034, 及び節点数は 86,010 であり、六面体要素を用いた。対象ボルトを締め付ける際、他のボルトは X, Y, Z 軸の並進方向及び回転方向をその位置で固定することで、弾性相互作用の影響を考慮している。JIS B 2251 に基づいた締め付け方法でボルトに荷重を負荷する。FEM 解析では、各ボルトのボルト軸力を周回ごとに算出し、締め付け効率を求める。

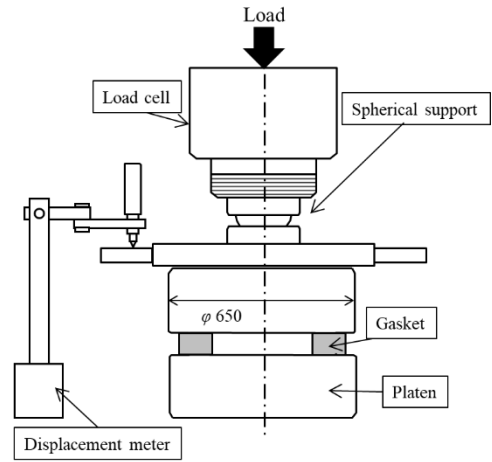


Fig. 4 Compression test equipment

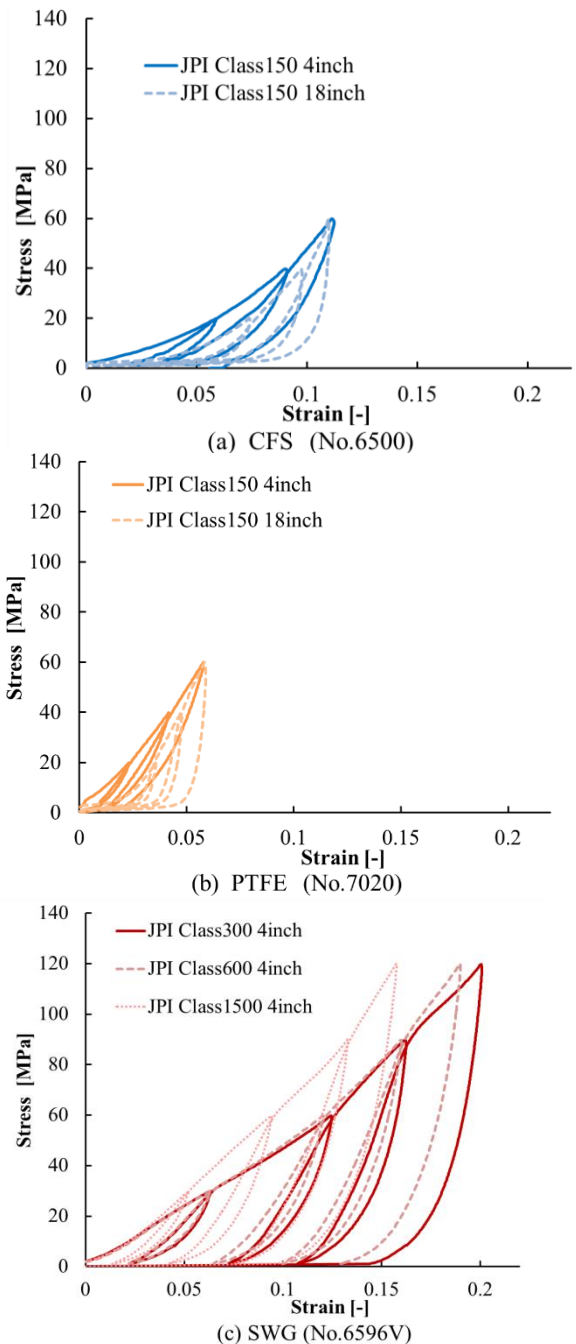


Fig. 5 Stress strain curve for each gaske

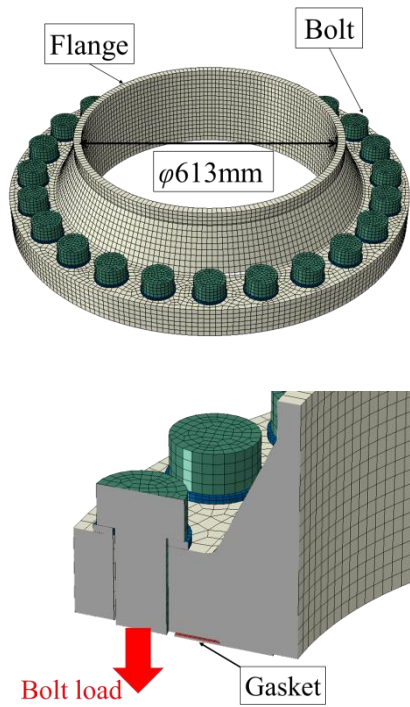


Fig. 6 FEM model for analysis

3. 実験結果

図7は段階的に対角締めを行う手順と周回締めの手順における各締め付け過程の各ボルト軸力の平均値を示す。図7(a)は JPI Class300 4inch フランジ締結体, 同7(b)は CFS 及び PTFE を挿入した JPI Class300 24inch フランジ締結体, SWG を挿入した JPI Class600 24inch の場合である。横軸は各締め付け段階を示し, 縦軸がボルト軸力を示す。横軸は, 目標トルク 0%から 100%までが段階的な対角締め, round 1 から round 6 が周回締めである。JIS B 2251 の締め付け方法では, 24 インチ管フランジ締結体は仮締め付けボルトが 4 本である。仮締め付けでは, 締め付けているボルトと締め付けていないボルトがあるため, 締め付け効率は算出していない。

図7より, 周回締めの初期にあたる round 1 及び round 2 では目標トルクで締め付けているにも関わらず, 目標ボルト軸力よりボルト軸力は低い。これは締結体の弾性相互作用及びガスケットのクリープ特性により, ボルト軸力が低下してしまうためと考えられる。しかし, 周回締めを繰り返すことで, 弾性相互作用の影響は収まり, 4 インチ管フランジ締結体では round 3, 24 インチ管フランジ締結体では round 4 あたりから締め付け効率の変化は少なくなり一定値にほぼ収束する。

式(1)より, 各ガスケット付き管フランジ締結体の締め付け完了時における締め付け効率 η を求める。締め付け効率 η から, 目標ボルト軸力の値を $1/\eta$ 倍することで, 締め付け作業による軸力変動を加味した目標ボルト軸力が得られる。表3は, 締め付け効率 η をまとめたものである。表3より, 締め付け効率 η はいずれの場合も 1 より小さい結果であった。

また同じトルクで締め付けを行った場合でも, 締結体の弾性相互作用及びボルトごとのトルク係数のばらつきにより, 各ボルトのボルト軸力にも差が生じる。図8は初期締め付け完了時(round 4 もしくは round 6 完了後)の各ボルトのボルト軸力とそのばらつきを示す。図の黒の実線, 破線は目標ボルト軸力である。4 インチ締結体と比較すると 24 インチの場合は, 目標値に届いていないボルトも多く, ボルト毎のばらつきも大きい。表4は各ガスケットの最大値(F_{fmax}),

最小値(F_{fmin}), 平均値(F_{fave}), および最大値/最小値(F_{fmax}/F_{fmin})をまとめたものである。表4より, 各ボルトのばらつき(F_{fmax}/F_{fmin})は, 呼び寸法の大きい 24 インチ管フランジ締結体が大きい結果となった。これは呼び寸法が大きいとフランジローテーションにより弾性相互作用が大きくなることが影響していると考えられる。フランジローテーションとは, ボルト締めによってフランジがたわむ現象である。

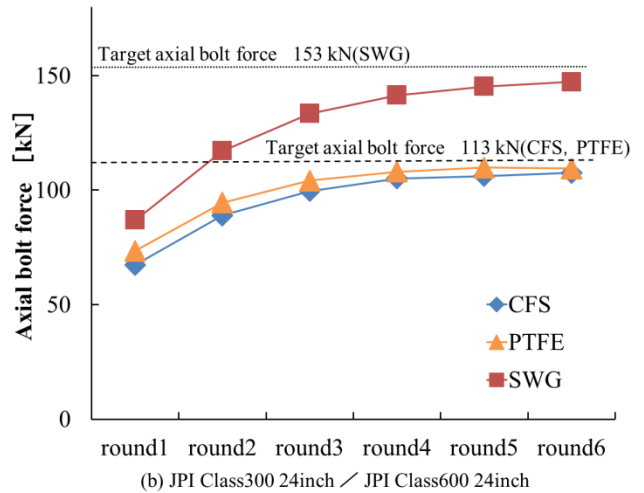
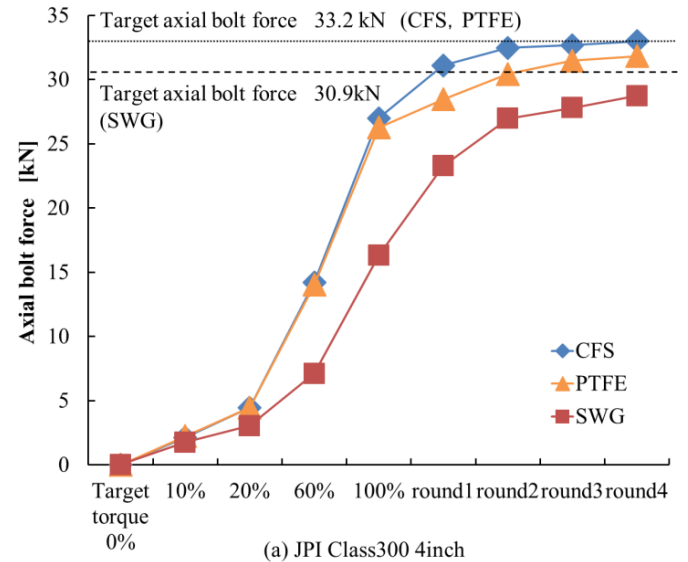


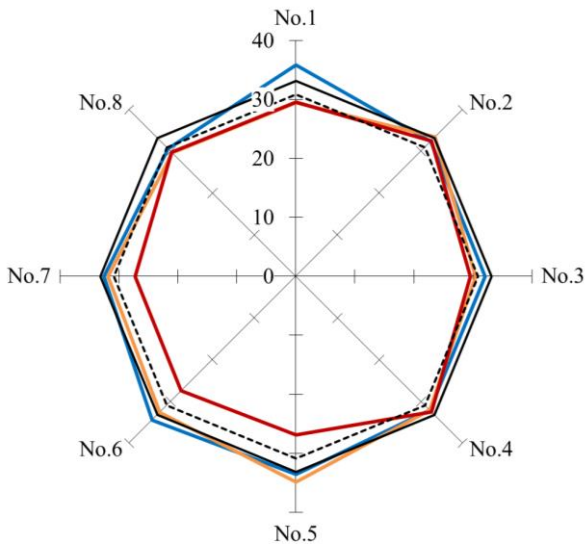
Fig. 7 Axial bolt forces in the tightening process

Table 3 Assembling Efficiency η

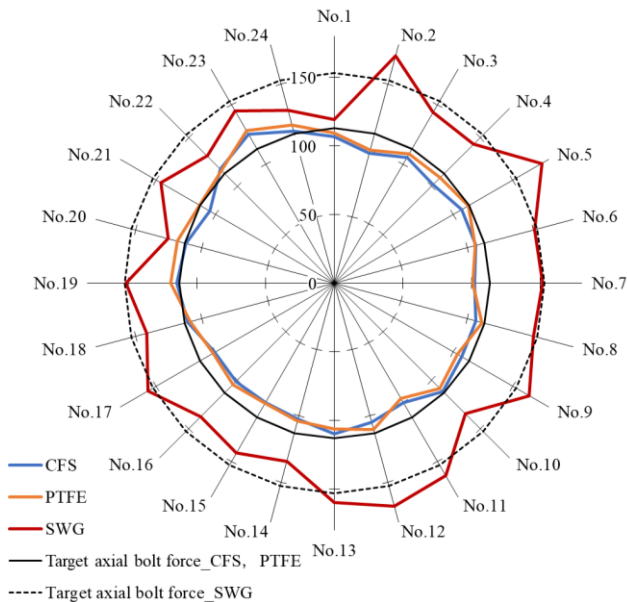
Connections	JPI Class300 4inch			JPI Class300 24inch		JPI Class600 24inch
	CFS	PTFE	SWG	CFS	PTFE	SWG
Gasket	0.99	0.96	0.93	0.95	0.97	0.96
η	0.99	0.96	0.93	0.95	0.97	0.96
$1/\eta$	1.01	1.04	1.08	1.05	1.03	1.04

4. 解析結果

図9は、FEM解析より得られた JPI Class300 24inch 締結体における各ボルトのボルト軸力変化を示す。図9(a)が CFS 及び PTFE、同(b)が SWG を挿入した締結体を示す。ボルト軸力は、JIS B 2251 における本締付けの round 1(破線)、round 6(実線)の抜粋となる。比較として、CFS、PTFE 及び SWG の実験で得られた round 1 のボルト軸力も並記した。図9の結果より、round 1 後のボルト軸力は目標ボルト軸力より小さい。また各ボルトのボルト軸力値にも差がある。特に No.24 ボルト締付け時に No.1 ボルトのボルト軸力が大きく低下しており、FEM 解析においても締結体の弾性相互作用の影響が示されている。次に round 1 の CFS 及び PTFE のボルト軸力解析結果は実験結果とよく一致しているが、SWG は実験結果と差が見られる。なお実験と同様に、FEM 解析結果においても周回締めを繰り返すことで各ボルト軸力の差は極めて小さくなっている。



(a) JPI Class300 4inch

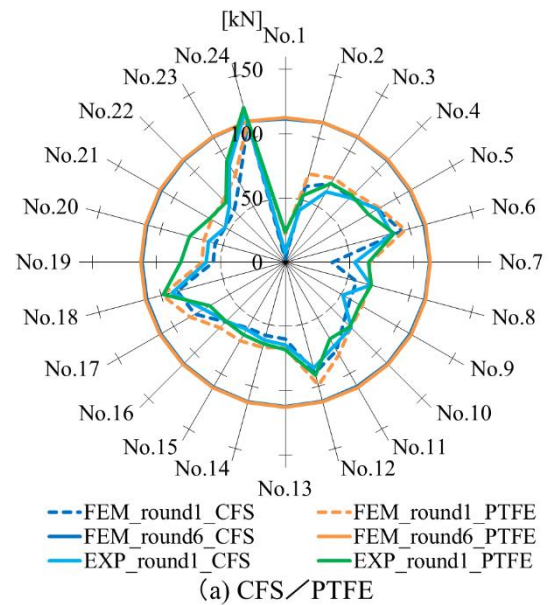


(b) JPI Class300 24inch / JPI Class600 24inch

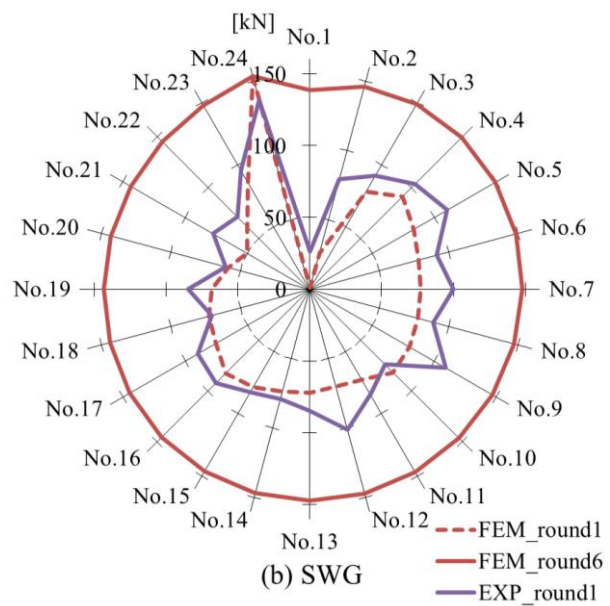
Fig. 8 Scatter in axial bolt forces

Table 4 Scatter in axial bolt forces

Connections	Axial Bolt Force [kN]					
	JPI Class300 4inch			JPI Class300 24inch		JPI Class600 24inch
Gasket	CFS	PTFE	SWG	CFS	PTFE	SWG
F_{fmax}	35.9	34.9	32.6	125.4	127.7	174.5
F_{fmin}	30.5	29.5	26.9	98.3	97.2	119.0
F_{fave}	32.9	31.9	29.5	107.4	109.6	147.3
F_{fmax}/F_{fmin}	1.17	1.18	1.21	1.28	1.31	1.47



(a) CFS/PTFE



(b) SWG

Fig. 9 FEM results of axial bolt forces

図 10 は JPI Class300 24inch 及び JPI Class600 24inch における CFS, PTFE 及び SWG を挿入した締結体の締付け効率の実験結果と FEM 解析結果の比較を示す. 図 10 より, CFS 及び PTFE の FEM 解析結果と実験結果はよく一致しており, FEM 解析の妥当性が示されている. また SWG の round1 及び 2 において, 実験結果と解析結果に差があるのは, FEM 解析の材料特性に用いている SWG の応力-ひずみ関係の除荷曲線が変位量に対して少ないためと考えられる.

次にこの FEM 解析手法を用いて, 他の管フランジの呼び寸法における締付け効率を求める. 表 5 は圧力クラス 300 において目標締付けトルクが 100% から 110% に変わる手前の JPI Class300 5inch 締結体の FEM 解析結果を示す. 表 6 は, SWG を挿入した圧力クラス 300, 600 及び 1500 の締結体における締付け効率の FEM 解析結果を示す. 表 5 より, 5 インチ締結体の round4 後の締付け効率は, 各ガスケットとも 1.0 程度であり, 目標締付けトルクは目標値の 100% で問題ないと考えられる. また表 6 より, 圧力クラスによって締付け効率に大きな違いは見られず, 圧力クラスが締付け効率に及ぼす影響は小さいことがわかる.

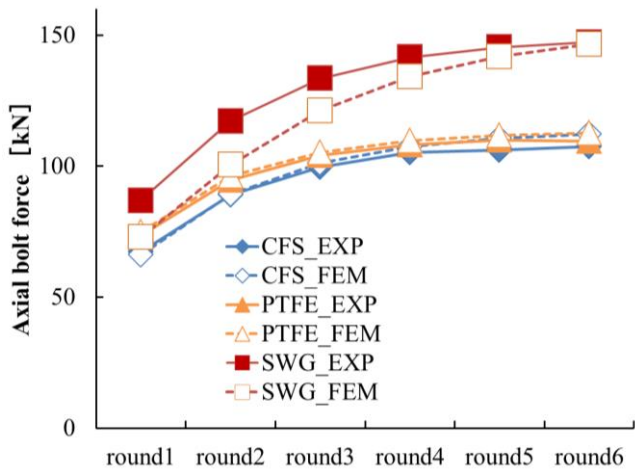


Fig. 10 Comparison of axial bolt forces obtained from FEM analysis and experiments

Table 5 FEM analysis result of assembling efficiency η

Gasket	η (JPI Class300 5inch)	
	round	FEM results
CFS	round3	1.01
	round4	1.01
PTFE	round3	1.01
	round4	1.01
SWG	round3	0.89
	round4	0.97

Table 6 FEM analysis result of assembling efficiency η (Effect of pressure class)

Class	η (SWG 5inch)	
	round	FEM results
Class300	round3	0.89
	round4	0.97
Class600	round3	0.98
	round4	1.01
Class1500	round3	0.85
	round4	0.94

5. 結言

ジョイントシートガスケット(CFS), 充填材入りふっ素樹脂圧延シートガスケット(PTFE), うず巻形ガスケット(SWG)を, JPI Class300 4inch, JPI Class300 24inch 及び JPI Class600 24inch 管フランジに挿入した締結体において, 締付け時のボルト軸力挙動, 及び締付け効率 η (平均ボルト軸力/目標ボルト軸力) を実験及び FEM 解析にて検討した.

その結果, いずれの締結体も弾性相互作用やガスケットのクリープ特性により, 締付け効率 η は 1 以下であった. このため, 実際の締結体の設計施工にあたっては, 目標初期ボルト締付け力は従来の目標初期ボルト締付け力に対して $1/\eta$ 倍することが必要である. さらに, 呼び径が大きい 24 インチ締結体の場合は 4 インチ締結体の場合と比較して, 各ボルト軸力のばらつきが大きく, ボルト軸力も収束しにくい結果であった. 大口径フランジ締結体はフランジローテーションが発生するため, 締結体の密封性能が低下することが知られており⁽⁶⁾, η の算出に当たってもこの影響が考えられる.

また, FEM 解析にて求めたボルト軸力挙動は SWG の round 初期を除き実験結果とよく一致することが示された. このように種々のガスケット及びフランジ呼び寸法によって締結体の弾性相互作用は異なるため, 有限要素法(FEM)解析を用いた締付け効率を求める方法は今後有用であると考えられる.

なお, 本研究ではボルト軸力基準の η を検討したが, 各ボルト軸力のばらつきが漏洩量に及ぼす影響も大きい⁽¹⁰⁾ ので, 今後は許容漏洩量を満足させる設計施工では, 漏洩量基準の η の検討が必要である.

参考文献

- (1) 高木知弘, “有限要素解析による管フランジ締結体の締付けおよび力学的特性の評価に関する研究”, 神戸商船大学博士論 (2003).
- (2) 渡邊芳和, 山口篤志, 金田忍, 辻祐一, “JIS フランジ継手締付け方法の適用範囲拡大(延伸 PTFE ガスケットの締付けシミュレーション)”, 山梨講演会講演論文集 (2009), 152.
- (3) K. SATO, A. MURAMATSU, T. KOBAYASHI, T. SAWA, “FEM Stress Analysis and Sealing Performance of Bolted Flanged Connections using PTFE Blended Gaskets under Internal Pressure”, Proceeding of ASME PVP 2015 Conference, PVP2015 45268.
- (4) A. MURAMATSU, K. SATO, M. U. KHAN, T. SAWA, “FEM Stress Analysis and the Sealing Performance evaluation of Bolted Pipe Flange Connections with Large Nominal Diameter Subjected to Internal Pressure”, Proceeding of ASME PVP 2016 Conference, PVP2016 63407.
- (5) X. Zheng, K. Sato, T. Fujihara, Y. Akamatsu, T. Sawa, “Effect of Tightening Procedure on the Sealing Performance of Bolted Gasketed Pipe Flange Connections”, Proceedings of ASME PVP 2019 Conference, PVP2019 93497.
- (6) バルカーハンドブック技術編.
- (7) JPI-7S-15, 石油工業用フランジ (2011).
- (8) JIS B2251, フランジ継手締付け方法 (2008).
- (9) K. SATO, T. SAWA, X. Zheng, “FEM Stress Analysis and Mechanical Characteristics of Bolted Pipe Connections with Larger Nominal Diameter Inserting PTFE Blended Gasket under Internal Pressure”, Proceedings of ASME PVP 2018 Conference, PVP2018 84224.
- (10) 高橋聡美, 澤俊行, “管フランジ締結体における締付け効率の評価”, 山梨講演会予稿集 (2022), C33



日本ねじ研究協会研究論文集 1巻1号

Transactions of the JFRI

ISSN 2758-772X 2023年5月

一般社団法人日本ねじ研究協会

〒105-0011 東京都港区芝公園3-5-8 (機械振興会館508)
TEL 03-3436-4988 FAX 03-3578-1038 <http://jfri.jp/>