(昭和 54 年 11 月 日本造船学会秋季講演会において講演)

熱弾塑性問題に関する研究 (その 4)

——パイプ円周溶接時の溶接変形と残留応力——

正員 藤 田 譲* 正員 野 本 敏 治*

正員 長 谷 川 壽 男**

Studies on Thermal Elasto-Plastic Problems (4th Report)

——Welding Deformations and Residual Stresses due to
Circumferential Welds in Cylindrical Shells——by Yuzuru Fujita, *Member* Toshiharu Nomoto, *Member*
Hisao Hasegawa, *Member*

Summary

The residual stress due to circumferential welds in cylindrical shells is one of the most important problems concerning stress corrosion cracking in piping structures in service. Recently in Japan, many researches are carried out with regard to the above problems.

It is well known that the state of stress in welded cylinder may be quite different from that in butt welds of flat plates. This is because not only hoop stress but also bending stress in the axial direction is produced. This bending stress is induced because radial displacement caused by circumferential shrinkage occurs.

In this paper, one dimensional thermal elasto-plastic analysis using Rayleigh-Ritz method is applied to the axi-symmetric thermal stress problems of thin cylindrical shells. The adoption of deflection function which satisfies the geometrical boundary condition yields more accurate solution compared with that of FEM even in case of smaller degree of freedom.

The following conclusions are obtained from this analysis. The effectiveness of this analytical method and reliability of its results are confirmed by comparison with the experimental results. The influence of size of cylindrical shells and welding heat input on welding deflections and residual stresses is clarified. This influence is described by the use of parameter $(Q/h) \cdot \beta$. The estimation chart of deflections and residual stresses for a given cylindrical shell is also presented.

1 緒 言

円筒殻構造はパイプとして配管系に用いられるほか、構造要素として種々の構造物に用いられる。円筒殻構造の溶接継手としては、シーム溶接継手、円周溶接継手、T-溶接継手などがあるが、本論文では上記継手のうち特に円筒殻の突合せ溶接継手である円周溶接に着目し、円筒殻構造物製作時に発生する溶接変形・残留応力の解析を行なう。

円筒殻構造はその形状的特性により、円周溶接による周方向の収縮によって面外撓みを生ずる。このため、円周方向の hoop stress が発生するばかりでなく、溶接線と直角方向に曲げ応力が発生し、円筒殻の内・外表面で

の残留応力の相違は著しい。

円筒殻溶接時の残留応力に関しては古く 1955 年頃、渡辺ら^{1)~3)}により、低温応力緩和法に関連して、残留応力の計測がなされている。ソ連では 1970 年頃から原子力用配管に関連し、円周溶接の残留応力の近似解析法の研究^{4),5)}が進み、アメリカでも同様の研究⁶⁾がなされている。これらの近似解析法はいずれも、平板の残留応力分布をもとに、これとエネルギー的に等価な円筒殻の変形状態を求め、これから円周溶接時の残留応力分布を推定しようとするものである。最近では日本でも原子力用ステンレス配管系の円周溶接部の応力腐食割れに関連し、種々のパイプ寸法の残留応力が計測^{7),8)}されるとともに応力腐食割れの原因となるパイプ内表面の引張残留応力の軽減方法⁹⁾が研究されている。さらに有限要素法による解析¹⁰⁾も実施されている。しかしながら、パイプ

* 東京大学工学部

** 東京大学工学系大学院

の寸法・溶接入熱による残留応力の傾向が若干明らかにされているにすぎないといっても過言ではない。

本論文では薄肉円筒殻の円周1パス溶接を軸対称問題とみなし、これに対して1次元熱弾塑性解析法を適用する。従来の1次元熱弾塑性解析法は1次元温度場にある帯板平板にその適用が限られてきたが、ここでは溶接による撓み変形を境界条件を満たす級数に展開し、Rayleigh-Ritz法を熱応力解析に適用した。本手法によれば円筒殻(以下パイプと称す)継手全体を物理的に意味のある解析的な撓み波形でおいているため、有限要素法のように自由度が大きくなりすぎないばかりでなく精度の良好な解が比較的容易に得られる。本手法の妥当性を実験により検証した後、パイプ寸法、溶接入熱量が溶接変形・残留応力に及ぼす影響を明らかにするとともに、これらがパラメータ $(Q/h) \cdot \beta$ で整理できることを示し、溶接変形・残留応力の推定方法についても述べる。

2 理 論

近年、電子計算機の発達に伴い有限要素法が発展を遂げ、最近では、溶接変形・残留応力解析の大部分がこれによっているといっても過言ではない。一方、従来から用いられてきた有効な解析手法として1次元熱弾塑性解析法がある。この手法は Martin¹¹⁾、渡辺¹²⁾、辻¹³⁾らによって応用され、溶接変形・残留応力に関し数多くの知見が得られてきた。ここでは、パイプ円周溶接の熱応力解析に対して1次元熱弾塑性解析法を適用する。

2.1 基礎式

パイプ円周溶接に対し、1次元解析手法を適用するに際し、以下の仮定を置く。

- 1) パイプを薄肉円筒殻とみなし、板厚方向の応力 (σ_z) と剪断力 (τ_{yz}, τ_{zx}) は零とみなす。
- 2) 溶接により全円周にわたって瞬間的に熱が投与されるものとする。1パス溶接を想定し、板厚方向にも均一な1次元温度場を考える。

Fig. 1 に示すように円筒殻の軸方向に x 軸、円周方向に y 軸、板厚方向に z 軸をとり、各方向の変位成分をそれぞれ u, v, w とする。

まず、この薄肉円筒殻の歪・変位関係を求める。仮定2) より円筒殻は対称変形を生ずるので、 $v=0, du/dy=dv/dy=dw/dy=0$ となり、Donnell 形、Novozhilov 形

いずれの場合も次式のようになる。

$$\begin{aligned}\varepsilon_x &= du/dx - (d^2w/dx^2) \cdot z \\ \varepsilon_y &= w/R \\ \tau_{xy} &= 0\end{aligned}\quad (1)$$

応力・歪関係は平面応力状態の場合と同様に

$$\begin{aligned}\sigma_x &= E(\varepsilon_x + \nu\varepsilon_y)/(1-\nu^2) \\ \sigma_y &= E(\varepsilon_y + \nu\varepsilon_x)/(1-\nu^2) \\ \tau_{xy} &= E \cdot \tau_{xy}^0/2(1+\nu) = 0\end{aligned}\quad (2)$$

熱弾塑性状態を考え、以下、増分について考えると、全歪増分 $\Delta\varepsilon_{ij}$ は、弾性歪増分 $\Delta\varepsilon_{ij}^e$ 、塑性歪増分 $\Delta\varepsilon_{ij}^p$ 、熱歪増分 $\Delta\varepsilon_{ij}^t$ を用いて次のようにあらわされる。

$$\Delta\varepsilon_{ij} = \Delta\varepsilon_{ij}^e + \Delta\varepsilon_{ij}^p + \Delta\varepsilon_{ij}^t \quad (3)$$

したがって応力・変位関係は次式のようになる。

$$\begin{aligned}\Delta\sigma_x &= \frac{E}{1-\nu^2} \left\{ \frac{d\Delta u}{dx} + \nu \frac{\Delta w}{R} \right. \\ &\quad \left. - (1+\nu)\alpha\Delta T - (\Delta\varepsilon_x^p + \nu\Delta\varepsilon_y^p) \right. \\ &\quad \left. - \frac{d^2\Delta w}{dx^2} \cdot z \right\} \\ \Delta\sigma_y &= \frac{E}{1-\nu^2} \left\{ \frac{\Delta w}{R} + \nu \frac{d\Delta u}{dx} \right. \\ &\quad \left. - (1+\nu)\alpha\Delta T - (\Delta\varepsilon_y^p + \nu\Delta\varepsilon_x^p) \right. \\ &\quad \left. - \nu \frac{d^2\Delta w}{dx^2} \cdot z \right\}\end{aligned}\quad (4)$$

いま、Fig. 1 に示す円筒殻端部が自由であるとする、 $x=l$ における力学的境界条件は軸方向の合応力 N_x が零と考えられ、

$$\Delta N_x = \iint \Delta\sigma_x dz dy = 0$$

より次式が得られる。

$$\begin{aligned}\frac{d\Delta u}{dx} &= -\nu \frac{\Delta w}{R} + (1+\nu)\alpha\Delta T \\ &\quad + \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} (\Delta\varepsilon_x^p + \nu\Delta\varepsilon_y^p) dz\end{aligned}\quad (5)$$

このとき、応力・変位関係は(4)、(5)式より

$$\begin{aligned}\Delta\sigma_x &= -\frac{E}{1-\nu^2} \left\{ (\Delta\varepsilon_x^p + \nu\Delta\varepsilon_y^p) - \Delta\varepsilon_x^p + \frac{d^2\Delta w}{dx^2} \cdot z \right\} \\ \Delta\sigma_y &= E \left(\frac{\Delta w}{R} - \alpha\Delta T \right) - \frac{E}{1-\nu^2} \left\{ (\Delta\varepsilon_y^p + \nu\Delta\varepsilon_x^p) \right. \\ &\quad \left. - \nu\Delta\varepsilon_m^p + \nu \frac{d^2\Delta w}{dx^2} \cdot z \right\}\end{aligned}\quad (6)$$

$$\text{ただし } \Delta\varepsilon_m^p \equiv \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} (\Delta\varepsilon_x^p + \nu\Delta\varepsilon_y^p) dz$$

となり、応力は変位 w のみの関数として与えられる。

2.2 撓み波形について

本論文では以上の基礎式をもとに撓み波形 w を仮定し Rayleigh-Ritz 法を適用し、熱応力解析を行なう。

Rayleigh-Ritz 法では撓み波形の採り

Fig. 1 Co-ordinate system of thin cylindrical shell

Fig. 2 Deflections calculated using eq. (8)
(elastic range)

方が解の精度を大きく左右する。先に列挙した近似解析法の研究^{1),4)-6)}では、いずれも円周溶接による撓み波形として、無限長の円筒殻の円形断面 ($x=0$) に沿って等分布している外圧 p によるシェルの曲げ問題の解を用いている。

$$w = \frac{p}{8\beta^3 D} e^{-\beta x} (\cos \beta x + \sin \beta x) \quad (7)$$

$$\text{ただし } \beta^4 = 3(1-\nu^2)/(Rh)^2$$

第1近似としては、この撓み波形のみを考えればよいが溶接に伴う熱伝導と局所的な塑性歪の発生を評価するには $x=0$ にのみ外力を負荷したこの撓み波形だけでは十分とはいえない。そこで本論文では次式に示すような N 項の多項式で撓み w を表示することにした。

$$\Delta w = \sum_{i=1}^N \Delta c_i e^{-i\beta_0 x} (\cos i\beta_0 x + \sin i\beta_0 x) \quad (8)$$

$$\text{ただし } \beta_0 = \beta/k, \Delta c_i: \text{未定係数}, k: \text{定数}$$

(8) 式の各項は境界条件 $(dw/dx)_{x=0}=0$ を満たしており、それぞれ波長、減衰率が異なる曲線をあらわしている。このため、Fig. 2 に示すように (8) 式は $x=0$ の荷重や円筒殻の端部効果をも十分に評価できる。

2.3 解析手法

前述の撓み波形を Rayleigh-Ritz 法に適用し、未定係数 Δc_i を決定する。なお、ひずみエネルギーは撓み w のみの関数として表わされるため、この問題は未定係数 Δc_j に関する N 元連立方程式を解く問題に帰着する。

まず、(8) 式を (6) 式に代入し、応力、歪成分を未定係数 Δc_i で表示すると次式のようにになる。

$$\Delta \sigma_x = -\frac{E}{1-\nu^2} \sum_{i=1}^N 2\Delta c_i i^2 \beta_0^2 e^{-i\beta_0 x} \times (\sin i\beta_0 x - \cos i\beta_0 x) \cdot z$$

$$\begin{aligned} & -\frac{E}{1-\nu^2} \{(\Delta \varepsilon_x^p + \nu \Delta \varepsilon_y^p) - \Delta \varepsilon_m^p\} \\ \Delta \sigma_y = & \frac{E}{R} \sum_{i=1}^N \Delta c_i e^{-i\beta_0 x} (\cos i\beta_0 x + \sin i\beta_0 x) \\ & -\frac{E}{1-\nu^2} \{(\Delta \varepsilon_y^p + \nu \Delta \varepsilon_x^p) - \nu \Delta \varepsilon_m^p\} - E\alpha \Delta T \\ & -\frac{\nu E}{1-\nu^2} \sum_{i=1}^N 2\Delta c_i i^2 \beta_0^2 e^{-i\beta_0 x} \\ & \times (\sin i\beta_0 x - \cos i\beta_0 x) \cdot z \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon_x = & -\frac{\nu}{R} \sum_{i=1}^N \Delta c_i e^{-i\beta_0 x} (\cos i\beta_0 x + \sin i\beta_0 x) \\ & + (1+\nu)\alpha \Delta T + \Delta \varepsilon_m^p - \sum_{i=1}^N 2\Delta c_i i^2 \beta_0^2 e^{-i\beta_0 x} \\ & \times (\sin i\beta_0 x - \cos i\beta_0 x) \cdot z \quad (10) \end{aligned}$$

$$\Delta \varepsilon_y = \frac{1}{R} \sum_{i=1}^N \Delta c_i e^{-i\beta_0 x} (\cos i\beta_0 x + \sin i\beta_0 x)$$

Δw なる撓み増分を生じた時に円筒殻に蓄えられるひずみエネルギー増分は

$$\Delta U = 1/2 \iiint \Delta \varepsilon_{ij} \cdot \Delta \sigma_{ij} dV$$

で求められる。先に考えた境界条件より外力仕事増分 $\Delta W=0$ となり、ポテンシャルエネルギーは $\Delta \Pi = \Delta U$ となる。したがって、最小ポテンシャルエネルギー原理より、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta \Pi}{\partial \Delta c_i} &= \frac{\partial \Delta U}{\partial \Delta c_i} \\ &= \frac{2\pi R}{E} \int_0^l \left[\left\{ \frac{E^2}{1-\nu^2} \sum_{j=1}^N 8\Delta c_j i^2 j^2 \beta_0^4 e^{-(i+j)\beta_0 x} \right. \right. \\ & \times (\sin i\beta_0 x - \cos i\beta_0 x) (\sin j\beta_0 x - \cos j\beta_0 x) \\ & \times h^3/12 + \left(\frac{E}{R} \right)^2 \sum_{j=1}^N 2\Delta c_j e^{-(i+j)\beta_0 x} \\ & \times (\cos i\beta_0 x + \sin i\beta_0 x) \\ & \times (\cos j\beta_0 x + \sin j\beta_0 x) h \Big\} \\ & + \left\{ \frac{E^2}{1-\nu^2} 4i^2 \beta_0^2 e^{-i\beta_0 x} (\sin i\beta_0 x - \cos i\beta_0 x) \right. \\ & \times \left(\int_{-h/2}^{h/2} (\Delta \varepsilon_x^p + \nu \Delta \varepsilon_y^p) z dz \right) \\ & - \frac{E^2}{R} 2e^{-i\beta_0 x} (\cos i\beta_0 x + \sin i\beta_0 x) \\ & \times \left(\int_{-h/2}^{h/2} \Delta \varepsilon_y^p dz + \alpha \Delta T h \right) \Big\} \Big] dx = 0 \quad (11) \end{aligned}$$

となり、 Δc_j に関する N 元連立 1 次方程式が得られる。これをマトリックス表示すると

$$[A]\{\Delta c\} = \{\Delta b\} \quad (12)$$

となり、 $[A]$ は $N \times N$ のマトリックスであり、 $\{\Delta c\}$ および $\{\Delta b\}$ は N 次元ベクトルとなる。それぞれの一般項 a_{ij} , Δb_i , Δc_i は以下のようにになる。

$$\begin{aligned} a_{ij} = & 1/R \int_0^l \{ (i^2 j^2 / k^4) e^{-(i+j)\beta_0 x} \\ & \times (\sin i\beta_0 x - \cos i\beta_0 x) (\sin j\beta_0 x - \cos j\beta_0 x) \\ & + e^{-(i+j)\beta_0 x} (\cos i\beta_0 x + \sin i\beta_0 x) \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times (\cos j\beta_0 x + \sin j\beta_0 x) \} dx \\
\Delta c_i &= \Delta c_i \\
\Delta b_i &= \int_0^l \left\{ e^{-i\beta_0 x} (\cos i\beta_0 x + \sin i\beta_0 x) \right. \\
& \times \left(\alpha \Delta T + \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} \Delta \varepsilon_y^p dz \right) \\
& - 2\sqrt{3/(1-\nu^2)} (i^2/k^2) e^{-i\beta_0 x} \\
& \times (\sin i\beta_0 x - \cos i\beta_0 x) \\
& \times \left(\frac{1}{h^2} \int_{-h/2}^{h/2} (\Delta \varepsilon_x^p + \nu \Delta \varepsilon_y^p) \cdot z dz \right) \} dx \quad (13)
\end{aligned}$$

この連立方程式を解くことにより撓みに関する未定係数 Δc_i が決定でき、(9)、(10) 式に代入することにより、応力、歪増分を求めることができる。

3 数値解析

パイプ円周溶接の熱応力問題について Rayleigh-Ritz 法を用いた 1 次元解析法による定式化を行なったが、ここでは数値解析上の諸点について述べる。

3.1 数値解析法

2.3 で求めた (12)、(13) 式で剛性行列に相当する $[A]$ はパイプ寸法と撓み形の採り方のみによって決定される。一方、外力ベクトルに相当する $\{\Delta b\}$ は温度増分と塑性歪増分の関数となっている。増分理論にもとづき解析する場合、 $[A]$ はその過程において不変であるため一度だけ求めておけば良い。各増分区間では温度増分 ΔT と塑性歪増分 $\Delta \varepsilon_y^p$ にしたがって $\{\Delta b\}$ を求めれば良い。しかしながら、ここで塑性歪増分は未知量である。本報では前報¹⁴⁾と同様に初期歪法を用いてこれを解く。この解法は応力増分の 2 次項をも考慮でき解の安定性については前報で明らかにした通り良好である。

3.2 降伏および負荷・除荷判定

本解析は薄肉円筒殻を対象としており、平面応力状態を考えている。また Kirchhoff-Love の仮定により、弾性域では応力は板厚方向に線形に変化している。本解析では Rayleigh-Ritz 法を用いているため要素分割の必要はないが、長手方向と板厚方向に積分点を設けている。降伏判定は、これら積分点における相当応力 $\bar{\sigma}$ と降伏応力 $\sigma_Y(T)$ によって行ない、負荷・除荷判定は前報¹⁴⁾と同様に Prandtl-Reuss の流れ則の $d\lambda$ を用いて行なう。このとき生ずる塑性歪増分は各積分点間で線形に変化するものとする。なお、実際の計算では板厚方向に 11 点、長手方向に 40~50 点の積分点を設けた。

3.3 温度分布と材料定数

先にも述べたように本解析では薄肉円筒殻の 1 パス円周溶接を想定し、さらに溶接熱源の移動を無視し、瞬間熱源と考えている。したがって温度分布は 1 次元熱伝導解析解を用いる。このように 1 次元軸対称問題として扱うため、溶接による板厚方向の不均一な温度分布にも

とづく角変形は考慮できない。また、熔融状態では応力が零であることを考慮し、1000°C の帯状瞬間熱源を考え、 $T_{\max}=800^\circ\text{C}$ まで熱伝導した時点で応力を零とし、冷却過程のみの解析を実施した。

材料定数の温度依存性は降伏応力についてのみ考慮した。材料としては軟鋼を対象とし、降伏応力 σ_Y は室温から 350°C まで 25 kg/mm²、700°C で 5 kg/mm²、1500°C で 1.5 kg/mm² とし、その間を直線近似した。ヤング率 $E=21000 \text{ kg/mm}^2$ 、ポアソン比 $\nu=0.3$ 、比重 $\rho=7.8 \text{ g/cm}^3$ 、比熱 $c=0.13 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$ 、線膨張係数 $\alpha=1.1 \times 10^{-5} 1/^\circ\text{C}$ 、熱効率 $\eta=0.7$ を用いた。

また、撓み波形は $N=40$ 項 (ただし $k=3$) に展開し、初期歪法による繰返し計算の収束判定は、全積分点に対して $|d\lambda_i - d\lambda_{i-1}|/d\lambda_i \leq 0.0125$ とし、各増分での繰返し計算は 7 回で打ち切った。

4 実験と数値解析

従来のパイプ円周溶接の残留応力計測結果^{1),2),7),8)}はいずれも多層溶接継手を対象としており、しかも溶接変形を計測したものは数少ない¹⁵⁾。そこで本節では、解析手法の妥当性を検証するために実施した実験について述べるとともに、解析結果との比較検討を行なう。

4.1 実験方法

実験は市販の軟鋼鋼管 (STK 41) を用い、Fig. 3 に示す寸法形状の試験体を用いた。溶接は手溶接とし、溶接条件を一定に保つために水平姿勢で実施した。試験体はアーク溶接鋼管であり残留応力を有しているため、実験に先立ち 625°C で 40 分の応力除去焼鈍を行なった。なお材料の降伏応力 $\sigma_Y=28.5 \text{ kg/mm}^2$ 、ヤング率 $E=20300 \text{ kg/mm}^2$ であった。

溶接変形については直径および溶接線近傍の局部的変形をそれぞれマイクロメータ、ダイヤルゲージを用いて計測した。残留応力はゲージ長 2 mm の 2 軸抵抗線歪ゲージを溶接スタート部から 120° の軸上の Fig. 3 に示す位置に貼付し、切出し法により計測した。

4.2 実験結果

Fig. 4(a) は円周溶接による溶接線近傍の変形状態を

Fig. 3 Size and shape of specimen and welding conditions.

(a) Welding deflections
(b) Welding residual stresses
Fig. 4 Experimental results

示したものである。溶接による撓み変形は溶接線上で最大となり、溶接線から遠ざかるにつれ零に近づく。この撓み形状は2.2で仮定した撓み形状と酷似しており、採用した撓み形の妥当性が検証できた。仮付前の撓み量は不明であるが、本溶接後の最大撓み量は約 -0.47 mm となっている。

Fig. 4 (b) はこのときのパイプ内外表面の残留応力分布を示したものである。パイプ内表面では軸方向応力 σ_x 、周方向応力 σ_y ともに溶接線近傍で大きな引張残留応力を示し、溶接線から 30mm 付近で圧縮残留応力に転じ、その後零に漸近し、100mm 付近ではほぼ残留応力は零になる。一方、外表面での σ_x は内表面の σ_x と対称の様相を呈し、溶接線近傍では大きな圧縮残留応力となる。これに対し、 σ_y は図に示すような複雑な様相を呈するが、全域にわたって比較的小さな残留応力となっている。

4.3 数値解析結果の検討

解析手法の妥当性を調べるために半径 $R=156.5$ mm、板厚 $h=6.4$ mm、入熱 $Q=3000$ cal/cm の解析を行なった。残留応力分布および撓み形状の解析結果を Fig. 5 に示す。撓み形状は実験と同様の傾向を示している。撓み変形を生ずる領域は約 80~90mm とほぼ等しいが、最大撓み量は -0.67 mm であり実験値より若干大きな値

(a) Welding deflections
(b) Welding residual stresses
Fig. 5 Calculated results

Fig. 6 Plastic zone, plastic strain distribution and residual stress distribution in z -direction

を示す。

残留応力分布は実験結果と同様にパイプ内表面では軸方向応力 σ_x 、周方向応力 σ_y ともに溶接線近傍で引張残留応力となり、外表面の σ_x は内表面とほぼ対称な分布を示す。さらに、外表面の σ_y は実験値に見られる複雑な分布形状もあらわれている。解析結果はこのように実験値とよく対応しているが、溶接線から離れた位置での残留応力の最大(最小)値が実験結果より大きな値を示しておりこの点については今後の検討が必要である。Fig. 6は塑性歪の発生域と内・外表面での塑性歪分布および残留応力の板厚方向分布を示したものである。(a), (c)を比較すると、残留応力分布は弾性域では板厚方向に線形であり、塑性域では塑性歪により直線からずれていることがわかる。

以上の検証により、本解析手法による解析結果が大きな仮定にもかかわらず実際の残留応力分布、撓み形状を比較的良好に表わしており、本解析手法の有効性が確かめられたと言える。

5 数値解析結果

実験値との比較検討により本解析手法の有効性が確かめられたので、種々のパイプ寸法 (R, h)、入熱量 (Q/h) に対しシリーズ計算を実施し、これらが溶接変形・残留応力におよぼす影響を明らかにする。

5.1 撓み変形について

Fig. 7 (a) は入熱量が一定でパイプ寸法が変化した場合の撓み形状を示している。板厚が一定ならば半径が増すにつれ撓み量は増大する。撓み変形を生ずる領域として、撓み w が零になる位置 $x_{w=0}$ を考えると半径の増大につれ $x_{w=0}$ も大きくなる。また、半径が一定ならば板厚が増大するにつれ撓み量は減少するが、撓み変形を

(a) Effect of size of cylindrical shells
(b) Effect of welding heat input
Fig. 7 Welding deflections

Fig. 8 Range of welding deflection (relation between $x_{w=0}$ and x^*)

生ずる領域は広がる。パイプの曲げ剛性をあらわすパラメータ $\beta (= \sqrt[4]{3(1-\nu^2)/(Rh^3)})$ が一定である破線 ($R=200, h=5$) と点線 ($R=100, h=10$) を比べると、撓み量は異なるが撓み形状は相似となる。このとき撓み量は半径にほぼ比例している。

Fig. 7 (b) はパイプ寸法が一定で入熱量が変化した場合の撓み形状を示している。入熱量が増大するにつれ撓み量は増大し、撓み変形を生ずる領域 $x_{w=0}$ は小入熱域では大差ないが、大入熱域では急速に増大する傾向にある。

Fig. 8 は撓み変形を生ずる領域をあらわすパラメータ $x_{w=0}$ をプロットしたものである。先にパイプ円周溶接の撓み波形はパラメータ β によって規定されることを述べたが、Fig. 8 の横軸 $x^* (=3\pi/4\beta)$ は $x=0$ に集中荷重を加えた場合 ((7) 式) の $x_{w=0}$ をあらわしている。

Fig. 9 Relation between max. deflection $w_{x=0}$ and β

Fig. 10 Relation between max. deflection $w_{x=0}/R$ and $(Q/h) \cdot \beta$

入熱量 Q/h が小さいほど、また β が小さい ($R \cdot h$ が大きく、パイプが剛である)ほど両者は良く一致している。

Fig. 9 は撓み量の代表値として最大撓み量 $w_{x=0}$ と β の関係を示したものである。入熱量が一定ならば薄板・太径ほど撓み量は大である。 (Q/h) 、 β ともに同じ場合、撓み量 w は半径 R に比例 (板厚 h に反比例) する。した

がって、 Q/h 、 β がそれぞれ同一ならばパイプの最大撓み量 $w_{x=0}/R$ は一義的に決定される。

Fig. 10 は横軸にパラメータ $(Q/h) \cdot \beta$ をとり、無次元最大撓み $w_{x=0}/R$ および撓み変形を生ずる領域をあらわす無次元幅 $\beta \cdot x_{w=0}$ を整理したものである。パイプ寸法、入熱量が異なる解析結果がそれぞれ、ほぼ 1 本の曲線で整理できる。熱履歴を決定する入熱量のパラメータ Q/h とパイプの曲げ剛性の逆数をあらわすパラメータ β の積であらわされるこのパラメータ $(Q/h) \cdot \beta$ は、パイプの曲げ剛性を考慮した入熱量を表わしており、これが変形量を規定するパラメータとなるものと考えられる。

以上の解析結果の整理により、円周溶接による変形状態は Fig. 10 に示すように入熱量およびパイプ寸法によって決まるパラメータ $(Q/h) \cdot \beta$ に対応する $w_{x=0}/R$ および $\beta \cdot x_{w=0}$ から推定できることが明らかになった。なお、パイプ長 l が非常に短い場合 ($\beta l < 5$) は、Fig. 2 (b) に示すように自由端の影響を受け撓み形状は異なるが、実際の構造物にはこのような寸法はほとんど存在しない。

5.2 残留応力について

残留応力分布形状の様相については 4.2 で述べたが、

(a)

(b)

(c)

(d)

Fig. 11 Residual stress distribution (effect of size of cylindrical shell)

ここではパイプ寸法および入熱量が残留応力分布に及ぼす影響について述べる。

Fig. 11 は入熱量 Q/h が一定でパイプ寸法が変化した場合の残留応力分布を示している。この入熱量では、板厚が一定ならば半径が増大するにつれ、内表面の軸方向応力 σ_x は最大値・最小値ともに小さくなり、最小値を示す位置は溶接線から遠ざかる傾向にある。外表面の σ_x はこれと逆符号であるが同様の傾向を示す。内表面

の周方向応力 σ_y は半径の増大につれ溶接線近傍の引張応力は増大する傾向にある。これらの傾向は半径が一定で板厚が増大した場合も同様である。パイプの曲げ剛性をあらわすパラメータ β が同一の場合を比較すると、残留応力 σ_x, σ_y いずれも内表面、外表面ともにほとんど一致している。先に $Q/h, \beta$ ともに同一の場合、無次元撓み w/R が全域にわたってほとんど一致することを述べたが、Fig. 11 はこのとき、点 $(x, z/h)$ の応力状態も

Fig. 12 Residual stress distribution (effect of welding heat input)

Fig. 13 Residual stress distribution for various value of $(Q/h) \cdot \beta$

Fig. 14 Chart for estimation of residual stress distribution

一致していることを示している。

Fig. 12 は入熱量がパイプ内表面の残留応力に及ぼす影響を示している。パラメータ β が一定の場合、図に示す条件では入熱量 Q/h が增大するにつれ、内表面の σ_x の最大値・最小値は増大し、 σ_y の最大値は減少する傾向にある。これらの傾向は Fig. 11 に示した β が増大する場合と同様である。入熱量 Q/h とパイプの曲げ剛性をあらわすパラメータ β の積が同一の場合を比較すると、最大値・最小値ともにほぼ等しく、その位置はほぼ β に反比例している。したがって、残留応力分布も撓み変形の場合と同様に $(Q/h) \cdot \beta$ がパラメータとなると考えられ、 $(Q/h) \cdot \beta$ が同一ならば無次元座標 $(\beta x, z/h)$ における応力状態は同一となる。

Fig. 13 はパラメータ $(Q/h) \cdot \beta$ による残留応力分布を無次元表示で図示したものである。内表面の σ_x は $(Q/h) \cdot \beta$ の増大につれ、溶接線近傍の引張残留応力の最大値は増大する。また、少し離れた位置の圧縮残留応力の最小値も増大し、その位置は溶接線から、遠ざかる傾向にある。しかし、 $(Q/h) \cdot \beta$ が相当大きくなると、逆に最大値・最小値とも減少する傾向にある。これに対し、内表面の σ_y は $(Q/h) \cdot \beta$ の増大につれ溶接線近傍の引張応

力は減少する。一方、圧縮残留応力の最大値は $(Q/h) \cdot \beta$ の小さな領域では増大するが、 $(Q/h) \cdot \beta$ の大きな領域では逆に減少する傾向にある。圧縮で最大値を示す位置は σ_x の場合と同様に $(Q/h) \cdot \beta$ の増大とともに溶接線から遠ざかる傾向にある。溶接線近傍の引張残留応力の分布形状は、 $(Q/h) \cdot \beta$ が小さな領域ではほぼ flat であるが、 $(Q/h) \cdot \beta$ の増大につれ、溶接線上の応力が減少し、溶接線近傍で最大値を示すようになり、さらに $(Q/h) \cdot \beta$ が増大すると、ふたたびなだらかな分布形状となる。

一方、外表面では、 σ_x は内表面の σ_x と逆符号であり、これと同様の傾向を示す。これに対し、 σ_y の溶接線近傍は $(Q/h) \cdot \beta$ の小さい領域では内表面の σ_y と同様に比較的大きな引張残留応力を示すが、 $(Q/h) \cdot \beta$ の増大につれ、溶接線上の残留応力は急激に減少し圧縮残留応力となる。さらに $(Q/h) \cdot \beta$ が増大すると溶接線近傍の最大値も圧縮応力となり、ついには溶接線近傍の広い範囲ではほぼ様な小さな圧縮残留応力分布となる。

以上、パイプ寸法・入熱量が残留応力分布に及ぼす影響について明らかにするとともに、これらを $(Q/h) \cdot \beta$ なるパラメータで整理できることを明らかにした。ここで得られた傾向はステンレス鋼管についての実験結果^{7),8)}

ともよく一致している。

5.3 残留応力分布の推定

パイプ円周溶接による撓み変形は $(Q/h) \cdot \beta$ をパラメータとして Fig. 10 を用いて推定できることを先に述べたが、ここでは、同様に残留応力分布の推定方法について述べる。残留応力分布を決定するために Fig. 14 に示すように各条件で残留応力分布の特性をあらわす点の応力 σ_i および座標 x_i を求め、これを $(Q/h) \cdot \beta$ をパラメータとして整理した。特に応力腐食割れに関係するパイプ内表面についてのチャートを Fig. 14 に示す。残留応力分布を求めるには、まず、パイプ寸法および入熱量より $(Q/h) \cdot \beta$ を求め、Fig. 14 (a), (c) にしたがって代表点の応力値を(b), (d)により、その座標を求める。次に Fig. 13 にしたがってそれらの間を補間することにより残留応力分布が推定できる。

6 結 言

従来の1次元熱弾塑性解析法はその適用が帯状平板に限られるため、熱応力解析には汎用性のある有限要素法が広く用いられてきた。本論文では薄肉円筒殻の軸対称熱応力問題に対し、Rayleigh-Ritz法を用いた1次元熱弾塑性解析法が適用できることを明らかにした。

本解析手法をパイプの円周1パス溶接の溶接変形・残留応力解析に適用し、本手法の有効性を実験により検証した。また、パイプ寸法・入熱量が溶接変形・残留応力に及ぼす影響を明らかにするとともに、変形・残留応力とも $(Q/h) \cdot \beta$ なるパラメータで整理できることを明らかにした。さらに溶接変形・残留応力の推定方法を示した。

なお、実験は川崎重工業(株)技術研究所溶接研究室のお世話になった。また、本研究の一部は文部省科学研究費の援助のもとになされ、東京大学大型計算機 HITAC 8700/8800 システムを使用させていただいた。

参 考 文 献

- 1) 渡辺, 峰久, 尾上: 溶接管の残留応力分布に関する二三の研究, 溶接学会誌, 24~2, 3 (1955), 84.
- 2) 渡辺, 峰久, 山本: 小型溶接管に対する低温応力緩和法の適用, 溶接学会誌, 24~1 (1995), 35.
- 3) 渡辺, 山内, 中井, 国広, 峰久: シーム溶接せる大型溶接管に対する低温応力緩和法の適用, 溶接学会誌, 24~1 (1955), 42.
- 4) V. I. Makhnenko, V. M. Shekera & L. A. Izbenko: Special features of the distribution of stresses and strains caused by making circumferential welds in cylindrical shells, Auto. Welding, No.12 (1970), 43.
- 5) S. M. Kiselev: The stresses and strains developing when cylindrical shells made of dissimilar metals are welded, Auto. Welding, No.2 (1977), 15.
- 6) S. Vaidyanathan, A.F. Todaro & I. Finnie: Residual Stresses due to Circumferential Welds, JI. of Eng. Materials and Technology, Oct. (1973), 23.
- 7) 日本溶接協会原子力研究委員会 6SS 小委員会: 原子力配管系の局部的構造挙動と安全性評価に関する試験研究(その2), JWES-AE 7706 (1977).
- 8) 条, 吉川, 岡林: オーステナイト系ステンレス鋼管の溶接残留応力について, 溶接学会講演概要集, 第20集 (1977), 62.
- 9) 原子力事業部総合設計部: 高周波加熱法を利用した残留応力の改善, 石川島播磨技報, 18~1 (1978), 29.
- 10) 日本溶接協会原子力研究委員会 7SS 小委員会: 原子力配管系の局部的構造挙動と安全性評価に関する試験研究(その3), JWES-AE-7807 (1978).
- 11) N.S. Boulton & H.E. Lance Martin: Residual Stresses in Arc-Welded Plates, Proc. Inst. Mech. Engnr., No.133 (1936), 235.
- 12) 渡辺: 一次元的温度分布による矩形板の熱応力ならびに残留応力に関する研究, 造船協会論文集, 第86号 (1954), 173.
- 13) 辻: 一次元的温度分布を有する矩形板の熱弾塑性応力問題に関する研究 (第1報), 造船協会論文集, 第115号 (1964), 116.
- 14) 藤田, 野本, 長谷川: 熱弾塑性問題に関する研究(その3), 日本造船学会論文集, 第144号 (1978), 499.
- 15) J.C. Downey, D.W. Hood & D.D. Keiser: Shrinkage in Mechanized Welded 16 Inch Stainless Pipe, Welding Journal, Mar. (1975), 170.