

Title	厚肉体の有限要素解析法と大型ピストン強度解析への 応用に関する研究
Author(s)	蔦, 紀夫
Citation	大阪大学, 1977, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1481
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

厚肉体の有限要素解析法と大型ピストン 強度解析への応用に関する研究

昭和51年10月

蔦

紀 夫

厚肉体の有限要素解析法と大型ピストン

)

強度解析への応用に関する研究

昭和51年10月

蔦 紀 夫

目

次

緒		Ì	論		1
第	1	編	肉厚	「方向に直交関数を用いる厚肉体の有限要素解析法	7
	第	1	章	緒言	7
				主要記号	11
	第	2	章	厚肉回転般の軸対称問題の解析理論	16
			8.1	基礎式の誘導	16
			2.2	要素の仮想仕事	27
			2.3	剛性方程式	33
			2.4	計算例による精度の検討	37
	第	3	章	厚肉体の三次元問題の解析理論	40
			3.1	変位関数	40
			3.2	応力一歪一変位関係	43
			3.3	要素の仮想仕事	49
			3.4	剛性方程式	51
			3.5	計算例による精度の検討	52
	第	4	章	厚肉体の熱伝導問題の解析理論	54
			4.1	基礎式の誘導	54
			4.2	熱伝導方程式	58
			4.3	計算例による精度の検討	65
	第	1	編参	考文献	66
	付録	1	. A	厚肉回転殻の外力の仮想仕事	73
	付録	1	.в ,	厚肉体の三次元問題の外力の仮想仕事	80

第	5 2	編	厚	肉体の	接触複合構造物の有限要素解析法	8 3
	第	1	章	緒		84
				主	要記号	8 5
	第	2	章	厚肉	体の接触問題の有限要素解析法	87
			2.1	接	線力の非可逆性	87
			2.2	仮	定	87
			2.3	要	素の増分仮想仕事	88
			2.4	接續	触面の連続条件と選択条件	90
			2.5	接触	触複合構造物の剛性方程式	94
			2.6	プロ	コグラム	100
			2.7	計1	尊例による解 析法の妥当性の検討	101
·	第	2	編	参 考	文 献	103
				•		
第	3	編	יט	ブなしと	ピストンの強度問題	105
	第	1	章	緒	言	106
				主要	图 記 号	109
	第	2	章	ピスト	、ンの熱伝導解析	111
			2.1	定常	まサイクル中の温度変動解析	111
			2.2	過渡	£状態での温度変動の解析	117
			2.3	隅角	部の局部昇温の解析	119
			2.4	局部	る熱負荷による昇温の解析	120
	第	3	章	リブな	:しピストンの応力解析	123
			3.1	構造	様式と解析条件	123
			3.2	ガス	圧荷重をうける場合の解析	124
			3.2	. 1	各部の応力分布	124

— ii —

		3	. 2. 2		厚肉	解と薄肉解の差の原因の検討	125
		3	. 2. 3		構造	様式と隅角部固着度および主要点内力との関係	128
		3. 3		熱応	ったの	対する解析	131
		3	. 3. 1		温度	条件	131
		3	. 3. 2		熱曲	けが作用する場合の解析	132
		3	. 3. 3		熱伸	びが作用する場合の解析	134
		3	. 3. 4		隅角	部に局部昇温をうける場合の解析	$1\ 3\ 6$
		3.4		隅角	前部の	応力集中	$1\ 3\ 6$
第	4	章	IJ	ブな	こと	"ストンの強度実験	138
		4.1		ガス	. 王 強	度実験	138
		4.2		熱応	力実		139
•.	÷	4.3		実機	実験		140
第	3	編	参	考	文	R	143
付錡	ł,	3. A	薄	i肉殼	理論	によるリブなしピストンの応力解析	147
4	編	IJ	ブ付	ピス	トン	および分割型ピストンの強度問題	152
第	1	章	緖		言		153
			主	要	記	号	156
第	2	章	IJ	ブ付	ピス	トンの応力解析	159
		2.1		円周	型リ	ブ付ピストンのリブ配置	159
		2.2		—円	周型	リブ付ピストンのガス圧応力の解析	161
		2.3		二円	周型	リブ付ピストンのガス圧応力の解析	162
		2.4		放射	型リ	ブ付ピストンのガス圧応力の解析	164
		2.5		リブ	付ピ	ストンの熱曲げ応力の解析	166

第

— 道 —

第	3	章 リブ付ピストンのリブル	ート部の拘束熱応力解析法	167
		3.1 解析方針		167
		3.2 帯板要素に対する基礎	方程式	168
		3.3 長縁の連続条件		171
		3.4 リブとリブクラウン(な	対する基礎方程式と一般解	173
		3.5 リブ間クラウンに対す	る基礎方程式と一般解	180
		3.6 積 分定数の決定		183
		3.7 数値計算結果および考	察	184
		3.7.1 代表的変位および	応力の分布	184
		3.7.2 リブ間隔,巾およ	び肉厚比の影響	186
第	4	章 リブ付ピストンのガス月	E 強度実験	188
		4.1 模型,実験装置,実験	方法	188
		4.2 実験結果および考察		188
第	5	章 分割型ピストンの応力解	析	190
		5.1 挙動の基礎的検討		190
		5.2 熱負荷が作用する場合	の挙動	191
		5.2.1 単位荷重による各	部の応力	191
		5.2.2 熱負荷による接触	面反力	193
		5.3 ガス圧荷重が重畳する	場合の挙動	195
		5.4 非線形挙動の影響		197
		5.4.1 すべり,接線力の	影響	197
		5.4.2 接触面の傾きの影	響	199
第	4	編参考文献		202

- iv --

耛			論		
著	者	発	表	論	文
謝			辞		
第	1	編	付	Ø	
第	2	編	付	×	
第	3	編	付	Ø	
第	4	編	付	図	

Sec. 1

• .

.



厚肉構造物は大型ビストンやシリンダーカバーなどの燃焼室構造部材を始め、タービン ケーシングや原子力圧力容器など、大型機械構造物では最もひんばんに使われる重要な構造 要素の一つである。厚肉体の応力解析は三次元的な取扱いを必要とするため、場の方程式を 厳密に解く古典解法は、実際の複雑な構造系を解析することにはあまり用いられず、数学的 に取扱いの可能な基礎的な分野にとどまつていた。しかし、近年、電子計算機を利用したマ トリックス構造解析法が発達し、三次元塊体の解析用として開発された四面体要素や軸対称 体要素などを適用することによつて厚肉体の解析もできるようになつた。そして主として、 厚肉軸対称数など二次元的な取扱いの可能な分野で実用構造物への多くの適用が計られてき た。

しかし, これらの解析法では厚肉体のもつ構造の簡易さや, それに基づく挙動の平易さ の割には,入出力手続きの繁雑さや,問題の離散化による工学的判断の困難化, など取扱い が複雑となりすぎるきらいがある。

そこで本論文の第1編では,薄肉体と塊体の中間に位置する,この厚肉体の構造特性に 適した解析法を研究する。すなわち厚肉体においては肉厚内の変位や応力の分布はそれほど 複雑にならないことに注目して,これを直交関数の和に展開し,厚肉体の広がり方向にのみ 要素分割を施す解法であつて,各節点での直交関数のモード別の解を重畳して所要の解を得 ようとするものである。この方法によれば,従来,塊体として構造系を複雑化して取扱つて いた厚肉体の解析に対して,次元を一つ下げた薄肉体と同じ取扱いが可能となり,計算が著 しく簡易化されることになる。本編ではこの手法により,厚肉回転穀,厚肉体の三次元問題 の解析理論を基き,基本的な例題を解いて解析法の妥当性を検討する。また同時に熱応力解 析などに不可欠の厚肉体の熱伝導解析理論も導く。

次に厚肉体は,単独で一つの構造物を構成する場合と,いくつかの厚肉体が接触部を介 して力を伝えあうような複合構造系として一つの構造物を構成する場合とがある。圧力容器 などは前者に,シリンダカバー,ライナ,ジャケット,吸排気弁などで構成される燃焼室周 壁構造は後者に属し,一般に機械が大型化するにつれて複合構造系を構成する割合や構成要

- 2 -

素の数は増加する。

複合構造系内の一つの構造要素の応力,変形状態を正しく評価するためには接触部を介 して伝えられる外力が明確でなければならないが,これらの力やその分布は,たとえば嵌合 問題に見られるように,一般に不明な場合が多い。このような場合には,一機械要素のみで なく,複合構造系全体を解析し,接触境界での作用力の詳細を明確にするか,あるいは一挙 に各要素の応力状態までも明らかにしていくような解析法が必要となつてくる。

複合構造物の古典解法としては、古くはHertzの問題や嵌合問題などにつき、種々の 有用な解が求められてきているが、そのいずれも解析的な取扱いが可能な、比較的単純な構 造の組合せの場合に限られている。一方、近年の連続体に対するマトリックス有限要素解析 法の接触問題への応用は、問題ごとに個別的に解法を工夫して適用されているとはいえ、実 際に用いられている多種類の複合構造物に汎用的に適用できるような手法の開発はまだ行な われていない。

そこで本論文の第2編では,接触結合部の非線形挙動の基礎的考察をもとに,接触複合 構造物の有限要素解析法を研究する。すなわち,接触面の挙動には,接線力とすべりの非線 形性に由来して,線形挙動や可逆的非線形挙動のほかに非可逆的な非線形挙動の特性がある ことをまず明らかにする。そして増分仮想仕事の原理から,初期不整を含み,任意の接触面 形状を有する複合構造系の増分型剛性方程式を求め,この解を接触両面間の連続条件の選択 的適用によつて定める汎用的な解析法を導く。 そして基本的な例題を解いてその有用性を 明らかにする。

第1編,第2編で得られる解析理論を用いて,第3編,第4編では大型ピストンの構造 強度に関する基礎的諸問題を研究する。舶用の大型ディーゼル機関に用いられる大型ピスト ンの構造様式は,舶用主機の型式や,機関の大きさによつて異なるが,大別すれば,種々の 形状から成る厚肉回転殻構造,この構造を種々のリブによつて補強した,リブ付厚肉回転殻 構造,およびいくつかの厚肉回転殻が結合されてできた複合厚肉回転殻構造のいずれかに分 けられる。これらの構造物の応力解析法としては,古くは Eicherberg 以来の薄肉設理論

- 3 -

を用いた解析法があり,また近年に至つては有限要素法を用いた研究などが報告されてきた。 しかし,薄肉殻理論による解法は,ピストンのような厚肉体の挙動を表わしうるかどうか明 らかでなく,また一定歪要素を用いた有限要素解析法は,離散化手続きが膨大で特定の機種 形状に対する事例的な計算例の域を出ていない。

しかるに近年の建造船舶の大型化や,過酷な使用条件で跡をたたない損傷事故,などに 起因して,機関を大型化したり新機種の開発のための研究が日常化してきているため,構造 様式と挙動に関する,より合理的な解析法の開発と,基礎的な研究成果の集積が強く要望さ れるようになつてきている。そこで第3編では,このうちまず,大型リブなしピストンの構 造強度に関する問題を研究する。ピストンのクラウン部に作用する主要外力は,燃焼ガスよ りのガス圧荷重と熱負荷に基づく不均一温度分布によるものに大別される。

第2章では、このうち、熱負荷下で構造物に生じる各種温度分布の発生状況を解析する。 そして常用出力1サイクル中に生じるピストンクラウン部のサイクル平均温度分布、触火面 付近の温度変動状態、起動、停止および運転変動条件下で生じる過渡温度変動の状態、隅角 部の局部昇温の状態、および局部高熱負荷による昇温の様相などを明らかにする。

第3章では、実用ビストンを代表する3種の構造様式で種々の形状を有する大型リブな しビストンが、ガス圧荷重および熱負荷をそれぞれ単独にうける場合の挙動を、第1編の手 法に薄肉般理論による解を併用して解析する。その際、取扱いを一般化するため、熱負荷に よる温度分布を、肉厚平均伸び成分、表裏符号逆の温度勾配成分および隅角部の局部昇温成 分に分けて取扱う。そして、各作用負荷のもとで、構造各部に生じる応力分布特性が3種類 の構造様式とそれぞれの形状によつてどのように変化するかを明らかにし、3種類の構造を 代表する4個の形状パラメータと構造主要点の断面内力、隅角部の固着度などとの関係を広 範囲に求めて図表化する。また、ガス圧応力解析の際に薄肉解と厚肉解の間にかなり大きな 差異が生じることの原因と、薄肉解に対する補正法を検討する。次に隅角部内面に生じる応 力集中の様相を、隅角部の丸み半径、ビストン径および負荷様式を変えて解析し、これを明 らかにする。

- 4 -

第4章では、520mm径の代表的な実用大型ピストンを用いて油圧負荷実験、バーナーを 用いた熱応力実験、およびこれを実際の機関に組込んだ実働下での実機実験を実施し、実用 大型ピストンの応力発生の実態を把握するとともに、解析解と比較して以上に求めた解析解 の妥当性を検討する。

第4編では大型リブ付ピストンおよび分割型ピストンの構造強度に関する問題を研究する。

このうち第2章,第3章では超大型機関に用いられるクラウン部をリブによつて補強し たリブ付ビストンの挙動を解析する。ビストンのクラウン部は熱負荷対策上あまり厚くでき ないため,ある径以上のものでは必然的にリブ付ビストン構造様式が採用されることになる が、この構造様式では、ガス圧荷重下の挙動がリブなし型の場合と著しく異なることや、高 熱負荷を直接うけるクラウンと、冷却室に位置するリブの接合部において両者の熱伸び差が拘 されるなど、新しい構造上の問題が介在する。しかし、これらはいずれも三次元的な取扱い を必要とするため、従来の研究では、リブ部を周方向に剛性のない直交異方性軸対称体とし て解析する方法などが示されているにすぎない。

そこで第2章では、まずリブ付ピストンの主要構造様式である。円周型リブ配置および 放射型リブ配置を有するピストンにガス圧荷重が作用する場合の挙動を第1編の手法を用い て解析し、構造各部の発生応力の特徴、それらの挙動を支配するパラメータ、リブ形状寸法 と発生応力の関係などを明らかにする。また熱曲げ荷重下の熱応力の状態も解析する。

第3章では、クラウンとリブの接合縁での熱伸び差の拘束応力の問題を解析する。これ らは第1編の手法によつてももちろん取扱えるが、ここでは、この問題が立体板構造の面内 問題になつていることに注目して、これに適した新しい理論解析法を導く。すなわち対称性を 考慮してリブとクラウンを含む一構成要素を取出して、これを帯板要素に分割し、各帯板内 の挙動を支配する偏微分方程式を、帯板縁辺での常微分方程式の連立系に置き直してこれを 解くものである。これにより、接合縁上の発生応力の特性や、それらのリブの配置や剛性な どによる変化の特性を明らかにする。

- 5 -

第4章では、実用の大型リブ付ピストンに生じている応力の実態を把握し、併せて解析 解の妥当性を検討するため、1,050mm径の超大型実用リブ付ピストンがガス圧荷重をうける 場合の挙動を燃焼室内に油圧を負荷する実験により調べる。

第5章では中速四サイクル機関などに用いられる分割型ピストンの構造強度の問題を研 究する。分割型ピストンの構造は、高熱負荷やガス圧荷重を直接うける上側ピストン部と、 これを支持する下側ピストン部の二つの構造に分割し、クラウン中間部に円周状のリブを設 けて、このリブ支持部でボルト結合、外周のスカート部は接触結合する方式をとる。この種 の構造の挙動は、接触境界での相互作用力が、両構造の変形に支配されるなど、二つ以上の 連続体の接触問題を取扱わねばならないという特徴があり、単位荷重の合成で所定の解を得 る重畳の法則が必ずしも成立しない。

このため、従来の研究は事例についての実験的な研究が主体で、接触面に通常設けられ る初期すきまや接触力による挙動の変化などが充分考察されていない。

そこで第2編の手法と撓性行列法を併用してこの種の構造系の挙動特性を研究する。ま ずガス圧,熱曲げ,熱伸びおよびスカート部反力などの基本荷重がそれぞれ独立に作用する 場合の上側ピストン各部の応力および変形を求める。次にこれを組合せて,熱負荷が作用す る場合およびこれにガス圧荷重が重畳する場合の挙動が,スカート下縁に設けた初期すきま や熱負荷作用時の上下両ピストンの相対熱変形および下側ピストンの剛性などによつてどの ように変化するかを解析する。そして各場合の接触力の大きさと,それに伴う応力状態の変 化の様相を明らかにする。また各負荷過程での接触面接線力やすべりおよび熱変形による接 触面の傾き角の変化などの非線形頃の影響も同時に検討を加える。

- 6

肉 厚 方 向 に 直 交 関 数 を 用 い る 厚 肉 体 の 有 限 要 素 解 析 法

第 1

編

54 M

٩

第1章 緒 言

三次元体の応力解析^(1.1)は古く1885年に変位を調和関数の和の形で求める 解析手法 を開発した Boussinesq^(1.2)以来 Galerkin^(1.3), Love^(1.4), Westergaard (1.5) 等を 経て今日まで種々の問題が解かれた。このうち厚肉体のように一方向の寸法が他の二方向に 比べて比較的小さい構造系の解析は、薄肉体の解との類似性の観点から、古典理論によつて もかなり取扱われた。

厚板解析に対する薄板的手法に三次元的な影響を初めて論じたのは E. Reissner^(1,6) (1.7)(1.8)である。彼は変分法を用いて場の支配方程式を求め、平面問題や板曲げ問題に対 する三次元的な影響を調べた。この手法は薄板の断面力や断面モーメントによる取扱いに剪 断変形の影響を含めたものであつたが、Poniatovskii^(1,9), Gol[']denveizer^(1,10) は 三次元弾性体の基礎式を、関数展開法によつて数組の基礎方程式群に分け、これを繰返し法 によつて解く、別の厚板曲げ問題の近似解法を示した。厚肉裂に対する基礎方程式に関して は、Green と Naghdi^(1,11), John^(1,12), Zerna^{(1,13)(1,14)}, Reissner^(1,15), Sensenig^(1,16) ちによつて、三次元弾性論からの線形般理論の誘導が、境界付近の三次 元的効果を含めて行なわれた。また Visarion と Stanescu^(1,17) や Rutten^(1,18) は関 数展開法によつてこれらを取扱う方法を示した。

しかし、厚肉体のように三次元的な応力状態を示す構造系を、このようにして得られた テンソル場の境界値問題として厳密に解くことは一般に困難で、このため、従来これらによ り解かれた問題は、数学的な取扱いが可能な基礎的な分野に限られていた。これに対し、1956 年、航空機の構造解析に端を発した^(1.19)マトリックス有限要素法の手法は、この種の三次元的方解 析を必要とする分野の取扱いを著しく容易にする可能性を与えた。マトリックス有限要素法の厚肉体 構造解析問題への応用は、主として、薄肉体の曲げ問題に剪断変形の影響を考慮する方法と、三次元塊 体に対する取扱いを直接この問題に用いる方法の二つの方向から研究が行なわれてきた。

薄肉体的手法からのアプローチとしては、9自由度の三角形要素を変位法変分原理によ

- 8 -

つて解いたMelosh^(1.20) およびHellinger – Reissner の変分原理に基づく混合法に より解いたHerrmann^(1.21)らによつて最初に始められた。その後種々の自由度および形状 の要素が開発され、三角形要素についてはMartin^(1.22), Utku^(1.23)により、長方形要 素はSmith^(1.24), MonfortonとSchmit^(1.25), Pryor et al^(1.26), Greimann^(1.27) らにより、また任意形状の四辺形要素はCloughとFelippa^(1.28)により、さらに混合法 に基づく要素はFianとTong^(1.29), Anderheggen^(1.30)およびCook^(1.31)らにより 研究が行なわれた。

次に塊体に対する取扱いもいままでに多く行なわれてきた。厚肉体解析の基礎となる三 次元要素の開発は、Gallagher、PadlogおよびBijlaard ^(1.32) により始められた。彼 らは変位法により、4面体要素の剛性行列を求めたが、同じ要素はPrzemieniecki ^(1.33) により、操性行列法を用いて取扱われ、その後Argyris ^(1.34) に引継がれた。これとは別 にMelosh ^(1.35) は六面体要素の剛性方程式を導いた。Irons ^(1.37) は Taig ^(1.36) の考 えをもとに斜交六面体 8 節点要素の剛性行列を求めたが、^(1.37) 彼はさらにこれを発展させ、 要素ブロックの稜線に沿つて多くの節点を取り、高次の補間多項式を用いる六面体多節点要 素および節点変位の微分量の連続性まで保証する高精度の要素を考えた。 ^(1.38) (1.39) このような内挿関数を用いた四面体および六面体多節点要素の発展はその後、Ergatoudis ^(1.40) により引継がれ、曲面体要素が開発され、これらはさらに、Zienkiewicz 一派 (1.41) (1.42) (1.43)、および Argyris 一派 ^(1.44) (1.45) (1.46) (1.47)、によりアイソ パラ×トリック要素を始めとする曲面体多節点要素として発展させられた。

以上は塊体解法の発展の経緯であるが、実用上非常に多く生じる厚肉構造系の問題への これら三次元要素の適用についての研究はあまり行なわれず、わずかに Ahmad, Irons お よび Zienkiewicz (1.48)(1.49) とAhmad(1.50) らが、厚肉酸の肉厚方向の応力を無視し、肉厚 内の応力分布が直線の場合を、座標と共通の変位関数を用いて取扱つたものがあるにすぎない。

さて以上のような従来の諸研究を厚肉体の構造解析問題に適用していくにはいくつかの問題点が指摘できる。

- 9 -

厚板,厚肉回転穀や厚肉曲面構造など厚肉体は肉厚方向の剪断力を伝達するほか,曲り 梁などに見られるように肉厚内の応力分布が一次以上の高次の分布をする場合があり,した がつて,薄肉体に剪断変形の影響のみを考慮する手法や,応力分布を直線近似する厚肉体の 解析法ではその取扱いが充分でない。次に,塊体要素を用いた厚肉体解法のうちでも,最も 基本的な四面体あるいは六面体の一定歪要素を用いる場合には,要素分割の際,肉厚方向の 要素辺の長さが短くなるから,広がり方向の分割をそれに合わせて短くすれば節点数が膨大 となつて,一つの問題の答を得るのに多大の計算時間を要するし,逆に広がり方向の分割を 荒くすれば偏平な要素形状となつて精度上の問題を生じる。このため,従来この種の要素を 用いて汎用プログラムが開発されても^(1.51)実際問題への適用はほとんど行なわれていない のが現状である。

三次元要素のうちでも、四面体あるいは六面体多節点要素を用いれば、肉厚内の応力分 布の形状に応じて要素節点を増すことにより、肉厚内応力の非線形性等は取扱えるが、アイ ソパラメトリツク要素に代表されるこれら多節点要素の解析法自体が、局所曲線座標系表示 によるきわめて一般的な取扱い法で、かつ高次の自由度を持つため、エネルギ積分など要素 剛性行列の作成がかなり繁雑となり、またこれを数値積分に持込む場合には誤差が増加する など、運用時に各種の問題が生じることが多い。

さらにこのような塊体要素による取扱いでは,計算に先立つ構造系の有限要素への分割, 節点座標や要素構成などの離散化手続きが二次元の場合に比べて飛躍的に繁雑になり,デー タエラなど解析上の二次的なトラブルがそれに応じて増大するが,一つの問題の解析費用が 膨大なこの種の取扱い法としては,これはかなり深刻な問題である。同時に,この種の解析 は、試行錯誤を必要とする試設計や開発段階で必要となる場合が多いため,手数や費用の多 いことが、その活用を著しく阻害することになる。

そこで本論文では、これらの問題点を解消し、薄肉体と塊体の中間に位置するこの種の 厚肉体の取扱いに適した新しい解析法を考える。それは厚肉体の肉厚内の応力の分布形状が それほど複雑な形をしないことに注目して、肉厚内の応力、変位などの分布を、肉厚方向に

-10 -

べき型の直交関数に展開して解く方法である。そして,各節点(断面)での肉厚内の変位分 布をモード別分布の和の形で表わし,直交関数の特性を利用して,各モード別の解の振巾を 求める問題に帰着させるものである。

この方法によれば,要素分割は肉厚方向には不要で,広がり方向のみでよいから,厚板 三次元構造,厚肉曲面構造など,従来三次元塊体として取扱つていたものは薄肉体と同じ二 次元的な取扱いに,また厚肉回転骰のように二次元的な取扱いが必要であつたものは一次元 的な取扱いに,それぞれ自由度を落とした解析が可能となる。このため,構造系の離散化に 伴う入出力手数の著しい簡素化や,これに伴うデータエラ,さらには計算誤差の減小が可能 となり,また,従来法では離散化しすぎるために工学的判断が容易でなかつた解析結果の評 価についても,断面力,断面モーメントおよび自己平衡応力成分などによる表示が可能とな る。 さらに,後出のごとく剛性行列についてもいくつかの基本剛性行列を単純に組合わせ ることにより,高次モードの剛性行列を作ることができること,剛性行列が直交条件により 対角化することにより計算時間の相当な短縮が期待できる,などの長所がある。

以下ではべき型直交関数に Legendre 関数を選び,第2章では厚肉回転殻軸対称問題に 対する解析理論を,第3章では厚肉体の三次元問題に対する解析理論を,また第4章では, 熱負荷をうける構造系に必須の,厚肉体熱伝導問題の解析理論をそれぞれ誘導することにす る。

以下に第1編で用いる主要記号を列記する。

第 2 章

IBc, IBJ, IBN; 歪一変位行列と式(1.2.12),式(1.2.13)で与えられるその成分 *D', IDG ID*; 局部座標系,全体座標系および両座標系共通の応力一歪行列

ffB, ffBn ; 物体力とその振巾

F, **F**n ; 節点内力とその振巾

- 11 -

Fej, Fej	; 外表面と内表面の節点外力
Gi	; 式(1.2.3 4.)で与えられる行列
h	;要素の肉厚
Jnz	; 式(1.2.3 4.)で与えられる定数
Jz, Jij	; ヤコビアン行列とその逆行列の成分
l	;要素の長さ
n	; Legendre 級数の次数
1N, 1Ns	;変位関数
Pn, On	; Legendre級数と,その組合せ関数
IP_I , \overline{IP}_I	;外表面の法線圧と接線圧
IP-1, IP-1	;内表面の法線圧と接線圧
Ro	; 肉厚中心の半径
IR , ĪŔ	;変位ーー般変位変換行列および変位振巾変換行列
Sn, Szu	;要素の剛性行列とその成分
t	; 転 置
T, \overline{T}_n	;温度,箭点温度振巾
XR	;全体座標 = {R Z 0}
×́ө	;局部座標 = $\{x' y' \theta'\}$
Xio	;無次元局部座標 = { ζ ξ θ }
Zr	;式(1.2.45)で与えられる行列
X	;線膨張係数
17,17	;分布荷重行列
δ	;仮想量
б'	;局部座標系の変位 = $\{U_x' \cup U_y'\}^t$
$\delta_{\scriptscriptstyle D}$;全体座標系の変位 = $\{U_R U_Z\}^t$

- 12 -

ðg	;	全体座標系の一般変位 = $\{ \mathcal{E}_{\theta} U_{z} \}^{t}$
ð gn	;	全体座標系の一般変位振巾 = $\{ \mathcal{E}_{\theta n} \mathcal{U}_{Zn} \}^{t}$
aSGN	;	全体座標系の一般変位振巾の別表示 = $\{\gamma_{on} \mathcal{J}_{zn}\}^t$
$\bar{\delta}_n, \bar{\delta}_n$;	全体座標系の節点変位振巾, 局部座標系の変位振巾 — $\left\{ U_{xn} \right\}$
aðn	;	局部座標系の変位振巾の別表示 = $\{V_{xn}, V_{yn}\}^t$
Eo	;	初期歪
£'	;	局部座標系の歪 = $\{ \mathcal{E}_{\mathbf{x}} : \mathcal{E}_{\mathbf{y}} : \mathcal{E}_{\mathbf{\theta}} : \mathcal{E}_{\mathbf{x}} \}^{t}$
EG	;	全体座標系の歪 = $\{ \mathcal{E}_R \ \mathcal{E}_Z \ \mathcal{E}_\theta \ \mathcal{E}_{RZ} \}^t$
Écn	;	式(1.2.44)で与えられる歪振巾
$ar{ heta}$;	要素の斜交性を表わす角度
$ar{ heta}_j$, $ar{ar{ heta}}_j$;	両表面の節点力の荷重行列
$\boldsymbol{\lambda}$;	全体座標と局部座標の間の座標変換行列 = $\{\lambda_x : \lambda_y\}^t$
AL	;	局部座標と無次元局部座標の間の座標変換行列
5	;	局部座標系の応力 = $\{ \mathcal{O}_{\mathbf{x}} \mathcal{O}_{\mathbf{y}} \mathcal{O}_{\mathbf{\theta}} \mathcal{O}_{\mathbf{x}\mathbf{y}} \}^{t}$
Je	;	全体座標系の応力 = { \mathcal{O}_R \mathcal{O}_Z \mathcal{O}_{θ} \mathcal{O}_{RZ} }
ϕ	;	肉厚中心線の傾き角
μ	;	温度荷重行列
Ŵ	;	式(1,2,54)で与えられる変換行列
\mathfrak{L}	;	物体力荷重行列

第 3 章 (第2章と異なる部分のみ)

/D'; 局部座標系の応力一歪行列

- 13 -

G: ;式(1.4.18)で与えられる行列

Hn, $h_{\lambda\mu}$; 温度剛性行列とその成分

R ; 熱伝導率,

第

- 14

 除
 ; 熱伝導率および熱伝導率行列 = 「Rz Ry Rz」

 lx, ly, lz
 ; 表面の法線の方向余弦

 Q1, Q-1
 ; 要素の表面熱伝達量行列

 ご
 ; 時間

 78, TB
 ; 表面媒体温度,節点の媒体温度

 7, Tn, aTn
 ; 温度,節点温度振巾とその別表示

 菜
 ; 表面熱伝達行列

 了
 ; 表面熱伝達所称

 Q
 ; 茶面熱伝達所称

 ジ
 ; 表面熱伝達所称

 ジ
 ; 家方方

 ジ
 ; ※熱量,節点発熱量振巾

 シ
 ; 発熱行列

- 15 -

第 2 章 厚肉回転殻の軸対称問題の解析理論

2.1 基礎式の誘導

図 1.2.1 のような厚肉回転殻の一つの断面要素を考え,全体座標系の円柱座標 $\chi_R \equiv \{R \ Z \ \theta\}$ のほかに,肉厚中心線に沿う方向に ξ 軸,肉厚中心から外向きに ζ 軸,円周方向 に θ 軸の無次元局部座標系 $\chi_{L\theta} = \{\zeta \ \xi \ \theta\}$ を定める。ここで取扱う要素は簡単のため,図 のように両端と中点の三つの節点(断面)から成るものとし,その長さをl,肉厚をhとす る。また $\xi = \pm l$ が要素の分割辺を, $\zeta = \pm l$ が外内表面を表わすものとする。このような 要素について開発された手法は容易に多節点要素の場合にも拡張しうる。

さて、図1.2.1 で、任意の断面 ξ の一般変位として、全体座標系の変位成分 U_R , U_Z を 取る代りに、エネルギ 積分を求める時の取扱いを容易にするため、このうち U_R に代えて周 方向の歪成分 ϵ_{θ} を用いる。そしてまずこの ξ での変位成分 $\epsilon_{\theta}(\zeta, \xi)$ および $U_Z(\zeta, \xi)$ を ζ 方向に Legendre の直交関数 $P_n(\zeta)$ を用いて級数展開する。すなわち

$$\&_{G} = \sum_{n=0}^{\infty} P_{n}(\zeta)_{a} \,\overline{\mathscr{S}}_{Gn}$$

(1.2.1)

ただし

$$\delta_{G} = \left\{ \varepsilon_{\theta} \ U_{z} \right\}^{t} , \quad a \overline{\delta}_{Gn} = \left\{ \gamma_{\theta n}^{t} \ V_{Zn} \right\}^{t}$$

ここに \mathcal{Y}_{on} および \mathcal{V}_{zn} は各次数 n での関数 P_n の振巾に相当し, ξ の関数 である。また P_n (5)は次式で与えられる。

$$P_n(\zeta) = \frac{1}{2^n \cdot n!} \frac{d^n}{d\zeta^n} (\zeta^2 - 1)^n \qquad (1.2.2)$$

次に解析の便宜上もう一つの局部座標系 $\chi_{\theta} = \{ \chi' g' \theta \}$ をg'軸と肉厚中心線が一致するよう に定め(図1.2.1参照), この変位を δ とすれば、両座標系変位の間には

$$\delta = \lambda \cdot R \cdot \delta$$

ただし

$$\delta' = \{ u_{\mathbf{x}}' \quad u_{\mathbf{y}}' \}^{t} \qquad \int \int (1.2.5)^{t} d\mathbf{y}' d\mathbf{$$

なる関係がある。ここに入は両座標系間の座標変換行列であつて,

$$\lambda = \begin{bmatrix} \cos\phi & \sin\phi \\ -\sin\phi & \cos\phi \end{bmatrix}$$
(1.2.4)

で、またRは Eoを UR に変換するための行列であつて

$$R = \left(\begin{array}{ccc} R & O \\ O & I \end{array} \right)$$
(1.2.5)

١

ただし

$$R = R_0 + \frac{h}{2} \zeta \cos \phi$$

で与えられる。 両式中 ∲は殻の中心線と肉厚中心線との間の傾き角, Roは肉厚中心線に沿う半径座標である。式(1.2.1)を式(1.2.3)に用いれば

が得られる。

次に、局部座標系で表わした歪一変位関係式は次のように書ける。

$$\begin{cases} \vec{\varepsilon}_{\vec{x}} \\ \vec{\varepsilon}_{\vec{y}'} \\ \vec{\varepsilon}_{\vec{\theta}} \\ \vec{\varepsilon}_{\vec{x}y'} \end{cases} = \begin{pmatrix} \partial/\partial x' & 0 \\ 0 & \partial/\partial y' \\ \frac{1}{R} \cos \phi & -\frac{1}{R} \sin \phi \\ \partial/\partial y' & \partial/\partial x' \end{pmatrix} \begin{cases} U_{\vec{x}} \\ U_{\vec{y}'} \\ U_{\vec{y}'} \end{cases}$$
(1.2.7)

あるいは

$$\varepsilon' = B_c \cdot \delta$$

- 17 -

さて,要素のエネルギ積分を行なうときの積分領域は無次元局部座標系 XLO で規定される。 ので,式(1,2.7)はこの座標成分による表示に変換する必要がある。この変換は

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} = \frac{\partial}{\partial \chi}, \frac{\partial \chi'}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \gamma}, \frac{\partial \gamma'}{\partial \zeta}$$

のような操作により容易に得られる。すなわち √2を

$$\mathbf{J}_{\mathbf{z}} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{x}'}{\partial \boldsymbol{\zeta}} & \frac{\partial \mathbf{y}'}{\partial \boldsymbol{\zeta}} \\ \frac{\partial \mathbf{x}'}{\partial \boldsymbol{\xi}} & \frac{\partial \mathbf{y}'}{\partial \boldsymbol{\xi}} \end{bmatrix}$$
(1.2.8)

と置けば, 両座標系の微分演算子の間には

$$\begin{cases} \partial/\partial \chi' \\ \partial/\partial \gamma' \end{cases} = \mathbf{J}_{2}^{-1} \begin{cases} \partial/\partial \zeta \\ \partial/\partial \xi \end{cases}$$
 (1.2.9)

の関係があるから、これを式 (1.2.7) に用いれば、式 (1.2.7) 中の $I\!B_C$ 行列は

$$B_{c} = \left\{ \begin{array}{ccc} J_{11}' \frac{\partial}{\partial \xi} + J_{12}' \frac{\partial}{\partial \xi} & 0 \\ 0 & J_{21}' \frac{\partial}{\partial \xi} + J_{22}' \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{i}{R} \cos \phi & -\frac{i}{R} \sin \phi \\ J_{21}' \frac{\partial}{\partial \zeta} + J_{22}' \frac{\partial}{\partial \xi} & J_{11}' \frac{\partial}{\partial \xi} + J_{12}' \frac{\partial}{\partial \xi} \end{array} \right\}$$
(1.2.10)

ただし

$$\begin{bmatrix} J_{11}' & J_{12}' \\ J_{21}' & J_{22}' \end{bmatrix} \equiv J_2^{-1}$$

となる。これを微分演算子を含む項とそれ以外の項に分けてマトリックス表示すれば

$$|B_c = |B_J \cdot |B_N \tag{1.2.11}$$

ただし

$$B_{J} = \begin{pmatrix} J_{II}' & J_{I2}' & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & J_{2I}' & J_{22}' \\ 0 & 0 & I & I & 0 & 0 \\ J_{2I}' & J_{22}' & 0 & 0 & J_{II}' & J_{I2}' \end{pmatrix}$$

$$= 18 - 18 - 100$$

(1.2.12)

$$B_{N} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial \zeta} & 0 \\ \frac{\partial}{\partial \xi} & 0 \\ \frac{1}{R} \cos \phi & 0 \\ 0 & -\frac{1}{R} \sin \phi \\ 0 & \frac{\partial}{\partial \zeta} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial \xi} \end{pmatrix}$$

(1.2.13)

が得られる。これを用いれば式(1.2.7)の関係は

$$\boldsymbol{\xi}' = \boldsymbol{B}_{\boldsymbol{J}} \cdot \boldsymbol{B}_{\boldsymbol{N}} \cdot \boldsymbol{\delta}' \tag{1.2.14}$$

となる。**5**′は後出の式(1.2.42)のごとく**(5、5)**系で表わされるから、上式によつて式 (1.2.7)の**(5,5)**系による表示が得られたことになる。

以下では簡単のため、まずℓおよびカが要素内で一定の場合を考えることにする。両局 部座標系間の関係を、入して座標変換行列を表わして

$$X_{\theta}^{\prime t} = \begin{bmatrix} \Lambda_{L} & \\ & \end{pmatrix} X_{L\theta}^{t}$$
(1.2.15)

と置けば、いまの場合入しおよび式(1.2.8)の J2 はともに

 $\lambda_{L} = J_{z} = \begin{bmatrix} \frac{h}{2} & \frac{l}{2} \end{bmatrix}$ (1.2.16) ただし、「」は対角行列である。これより J_{z}^{-1} を求め、これを式 (1.2.12) に

用いて B_J 行列を求めたのち、式(1.2.14)に用いれば局部座標系の歪 E'の各成分は次式のように表わせる。

$$\begin{aligned} & \mathcal{E}_{\chi'} = \frac{2}{h} \frac{\partial \mathcal{U}_{\chi'}}{\partial \zeta} \\ & \mathcal{E}_{y'} = \frac{2}{\ell} \frac{\partial \mathcal{U}_{y'}}{\partial \zeta} \\ & \mathcal{E}_{\theta} = \frac{\mathcal{U}_{\chi'} \cos \phi - \mathcal{U}_{y'} \sin \phi}{R_{o} + \frac{h}{2} \zeta \cos \phi} \\ & \mathcal{E}_{\chi'} = \frac{2}{\ell} \frac{\partial \mathcal{U}_{\chi'}}{\partial \zeta} + \frac{2}{h} \frac{\partial \mathcal{U}_{y'}}{\partial \zeta} \end{aligned}$$

$$(1.2.17)$$

上式中**ち**の微分形を含まない第2式,第3式および第4式の右辺第1項($E_{x'y'}$ とする) に式(1.2.6)を用い,局部座標系の変位振巾によつて表示すると

$$\begin{aligned} & \mathcal{E}_{g'} = \sum P_n \frac{2}{\ell} \frac{d \mathcal{V}_{g'n}}{d \xi} \\ & \mathcal{E}_{\theta} = \sum P_n \frac{\mathcal{V}_{\chi'n} \cos \phi - \mathcal{V}_{g'n} \sin \phi}{R_o + \frac{h}{2} \zeta \cos \phi} \end{aligned}$$
 (1.2.18)

 $E_{z'y'_{1}} = \sum P_{n} \cdot \frac{2}{l} \frac{d U z'_{n}}{d \xi}$ となる。式 (1.2.17)の残り, すなわち第1式および第4式の第2項 ($E_{z'y'_{2}}$ とする) は式 (1.2.6)を代入したとき P_{n} の微分形を含み, そのままではエネルギ積分時の直交条 件の導入が容易でない。そこでこれを解決するため, δ_{G} および δ の表示を式 (1.2.1)お

よび式(1.2.6)の代りに以下に示す表示へ置き換えることを考える。すなわち、いま Qn(5)を

$$Q_n(\zeta) = P_n(\zeta) - P_{n-2}(\zeta) \qquad (1.2.19)$$

$$El, Chefind G_{g} \approx U \sigma' \epsilon$$

$$\delta_{G} = \sum Q_{n}(\zeta) \cdot \delta_{Gn}$$

$$\delta' = \sum Q_{n}(\zeta) \cdot \delta'_{n}$$
(1.2.20)

٦

ただし

$$\mathcal{D}_{Gn} = \left\{ \mathcal{E}_{\partial n} \quad \mathcal{U}_{Zn} \right\}^{t}, \quad \mathcal{D}_{n} = \left\{ \mathcal{U}_{Xn}, \mathcal{U}_{yn} \right\}^{t}$$

のように置き直す。このようにすれば関数 Pn には

$$\frac{dQ_n}{d\zeta} = (2n-1)p_{n-1}$$
(1.2.21)

なる性質があるから,式(1.2.17)の第1式および第4式の右辺第2項はこれを用いて

$$\mathcal{E}_{\mathbf{x}'} = \sum (2n+1) \mathcal{P}_n \cdot \frac{2}{h} \mathcal{U}_{\mathbf{x}'n+1}$$

$$\mathcal{E}_{\mathbf{x}'\mathbf{y}'} = \sum (2n+1) \mathcal{P}_n \cdot \frac{2}{h} \mathcal{U}_{\mathbf{y}'n+1}$$

$$\left. \right\}$$

$$(1.2.22)$$

と表わし得ることがわかる。また式(1.2.1)および式(1.2.6)の変位振巾は新しい表示 の対応成分を用いて

$$\left. a \delta_{qn} = \delta_{qn} - \delta_{qn+2} \right\}$$

$$\left. a \delta_{n}' = \delta_{n}' - \delta_{n+2}' \right\}$$

$$\left. (1.2.23) \right\}$$

のように書き表わせる。そこで式(1.2.18)の Vy'_n 等を式(1.2.23)を用いて Uz'_n 等で表わした後,式(1.2.22)と合せて書けば,歪成分の新しい局部座標系節点変位振巾 による表示が得られる。すなわち

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\chi'} &= \sum (2n+1) p_n \frac{2}{h} \mathcal{U}_{\chi'n+1} \\ \mathcal{E}_{\chi'} &= \sum \frac{2}{\ell} \left(\frac{d\mathcal{U}_{\chi'n}}{d\xi} - \frac{d\mathcal{U}_{\chi'n+2}}{d\xi} \right) \\ \mathcal{E}_{\theta} &= \sum p_n \frac{1}{R} \left\{ (\mathcal{U}_{\chi'n} - \mathcal{U}_{\chi'n+2}) \cos \phi \\ - (\mathcal{U}_{\chi'} - \mathcal{U}_{\chi'n+2}) \sin \phi \right\} \end{aligned}$$
(1.2.24)
$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\chi' \chi'} &= \sum p_n \left\{ \frac{2}{\ell} \left(\frac{d\mathcal{U}_{\chi'n}}{d\xi} - \frac{d\mathcal{U}_{\chi'n+2}}{d\xi} \right) + (2n+1) \\ \frac{2}{h} \mathcal{U}_{\chi'n+1} \right\} \end{aligned}$$

さて,式(1.2.20)の第1式で与えられる5断面での全体座標系の変位振巾 δ_{Gn} は Lagrangeの内挿関数を用いて全体座標系の節点変位振巾の関数として表わすことができ、

21 -

$$\delta_{Gn} = M(\xi) \cdot \overline{\delta}_n \qquad (1.2.25)$$

J

と書ける。ここに $\overline{\delta_n}$ は節点での P_n 関数の n 次のモードに対する変位振巾であつて $\overline{\delta_n}^t = \left\{ \mathcal{E}_{\theta in} \quad \mathcal{E}_{\theta jn} \quad \mathcal{E}_{\theta kn} \quad U_{zin} \quad U_{zjn} \quad U_{zkn} \right\}$ (1.2.26)

であり、 (図1.2.1参照), また IN(5)は内挿関数であつて、いまの場合

で与えられる。式(1.2.20)の両式の間には,式(1.2.3)の関係があるから,これを用いれば局部座標系の変位振巾は

$$\delta_n = \lambda \cdot R \cdot \delta_{Gn} \tag{1.2.28}$$

のように全体座標系の変位振巾によつて表わすことができ、これに式(1.2.25)を代入し、 演算の順序を入れ替えれば、

た

$$\left. \begin{array}{l} \delta_{n} = \lambda \cdot N \cdot \overline{R} \ \overline{\delta}_{n} \\ \\ \pi \downarrow \\ R_{i} = \Gamma_{Roi} + \frac{h_{i}}{2} \cos \phi_{i} \ R_{oj} + \frac{h_{j}}{2} \cos \phi_{j} \\ \\ R_{oR} + \frac{h_{R}}{2} \cos \phi_{k} \ 1 \ 1 \ 1 \end{array} \right\} (1.2.29)$$

となつて局部座標系変位振巾の全体座標系節点変位振巾による表示が得られる。上式を式 (1.2.24) の各式に用いれば局部座標系の各歪成分を全体座標系の節点変位振巾によつ て表わすことができる。すなわち

$$\begin{split} & \mathcal{E}_{\chi'} = \sum (2n+1) P_n \frac{2}{h} \lambda_{\chi'} N \cdot \overline{R} \cdot \overline{\delta}_{n+1} \\ & \mathcal{E}_{\chi'} = \sum P_n \frac{2}{\ell} \lambda_{\chi'} \cdot \frac{dN}{d\xi} \cdot \overline{R} (\overline{\delta}_n - \overline{\delta}_{n+2}) \\ & \mathcal{E}_{\theta} = \sum P_n \cdot \mathcal{E}_{z} \cdot N \cdot (\overline{\delta}_n - \overline{\delta}_{n+2}) \end{split}$$
(1.2.30)

- 22 -

$$\begin{aligned} \mathcal{E}x'y' &= \sum P_n \left\{ \frac{2}{\ell} \lambda_{x'} \frac{d/N}{d\xi} \, \bar{R} \left(\bar{\delta}_n - \bar{\delta}_{n+2} \right) \right. \\ &+ (2n+1) \frac{2}{h} \lambda_{y'} / N \, \bar{R} \, \bar{\delta}_{n+1} \left. \right\} \end{aligned}$$

てこん

$$\left\{\begin{array}{c} \underline{\lambda} \underline{x'} \\ \overline{\lambda} \underline{y'} \end{array}\right\} \equiv \lambda \tag{1.2.31}$$

$$\mathcal{C}_{z}^{t} = \left\{\begin{array}{c} l & 0 \end{array}\right\} \tag{1.2.32}$$

である。上式をマトリックス形で表わせば次式となる。

$$\pounds' = \sum_{n=0} \mathcal{P}_n \left(\sum_{\lambda=0}^2 J_{n\lambda} \cdot \mathcal{G}_{\lambda} \cdot \bar{\mathcal{S}}_{n+\lambda} \right)$$
(1.2.33)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{c} & \subset \mathcal{L}_{i} \Rightarrow \mathcal{L}_{c} \mathcal{L}_{d} \mathcal{L}_{n} \mathcal{L}_{i} \mathcal{L}_{d} \mathcal{L}_{n} \mathcal{L}_{d} \mathcal$$

である。

以上では形状ℓおよびhが要素内で一定の場合を考えた。

المراجع والمراجع

通常の厚肉回転殻はこれらの要素関係式を用いて取扱えるが,特に要素内のℓおよびhが場 所によつて変化する場合に,式(1.2.34) がどのような形をとるかを,上の場合と同様に して求めてみると以下のようになる。

いま要素形状が図1.2.2に示すような直線境界で与えられる四辺形リング要素の場合を考え、その肉厚および長さを

23 -

$$h(\xi) = h_0 + h_1 \xi$$

 $l(\zeta) = l_0 + l_1 \zeta$
 $(1.2.35)$

と置く。図のように \mathbf{z} 軸と $\mathbf{5}$ 軸の間の傾き角を $\bar{\boldsymbol{\theta}}(\mathbf{g})$ とすれば、式(1.2.15)の $\boldsymbol{\lambda}_{\boldsymbol{L}}$ 行列は、図より

$$A_{L} = \begin{pmatrix} \frac{h}{2} \cos \bar{\theta} & 0\\ \\ \frac{h}{2} \sin \bar{\theta} & l_{0/2} \end{pmatrix}$$
(1.2.36)

となるから,式(1.2.8)の J2 行列は

$$\mathbf{J}_{2} = \begin{bmatrix}
\frac{h}{2}\cos\bar{\theta} & \frac{h}{2}\sin\bar{\theta} \\
\frac{(h'}{2}\cos\bar{\theta} - \frac{h}{2}\sin\bar{\theta}, \bar{\theta}')\zeta & (\frac{h'}{2}\sin\bar{\theta} + \frac{h}{2}\cos\bar{\theta} \\
& \cdot \bar{\theta}')\cdot\zeta + \frac{\ell_{0}}{2}
\end{bmatrix} \left\{ (1.2.37)\right\}$$

ただし

$$h' = \frac{dh}{d\xi}$$
, $\bar{\theta}' = \frac{d\bar{\theta}}{d\xi}$

したがって、この逆行列は $1/J_2 | \epsilon \zeta o \sim \epsilon 級数に展開して <math>\zeta^3$ 以下を省略すれば $J_2' = \frac{4}{h \hat{\ell}} \{ J_A + (\zeta - \zeta^2 f) (-f J_A + J_B) \}$

ただし

$$J_{A} = \begin{pmatrix} l_{0/2} & -\frac{h}{2} \sin \bar{\theta} \\ 0 & \frac{h}{2} \cos \bar{\theta} \end{pmatrix}$$

$$J_{B} = \begin{pmatrix} \frac{h'}{2} \sin \bar{\theta} + \frac{h}{2} \cos \bar{\theta} \cdot \bar{\theta}' & 0 \\ -\frac{h'}{2} \cos \bar{\theta} + \frac{h}{2} \sin \bar{\theta} \cdot \bar{\theta}' & 0 \end{pmatrix}$$

$$f = \frac{h\bar{\theta}'}{R} , \qquad \hat{l} = l_{0} \cos \bar{\theta}$$

(1.2.38)

と表わせる。これを式 (1.2.12) に用いれば $I\!B_J$ 行列は

$$B_{J} = B_{J(0)} + (\zeta - \zeta^{2} f) B_{J(1)}$$
(1.2.39)

となる。ここに IBJ(0)および IBJ(1) は

$$|B_{J(0)} = \frac{4}{h\hat{l}} \left\{ \begin{array}{ccccccc} \frac{l_0}{2} & -\frac{h}{2}\sin\bar{\theta} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{h}{2}\cos\bar{\theta} \\ 0 & 0 & \frac{h\hat{l}}{4} & \frac{h\hat{l}}{4} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{h}{2}\cos\bar{\theta} & 0 & 0 & \frac{l_0}{2} & -\frac{h}{2}\sin\bar{\theta} \end{array} \right\}$$
(1.2.40)

および

である。特別の場合としてはlおよびhが要素内で一定の場合にはl, = h, =. $\bar{\theta}$ =0を上式 に用い,さらにこれを(1.2.14)式に用いれば、先に求めた式(1.2.17)式が得られる ことが容易に証明できる。

さて BJが求められたから、これを用いてこの場合の E'と Sn の関係が定められる。 すなわち、式 (1.2.20)の第2式に式 (1.2.29)を用いれば

$$\delta' = \sum_{n=0}^{\infty} Q_n \cdot \lambda \cdot N \cdot \overline{R} \cdot \overline{\delta}$$
(1.2.42)

が得られるから,これと式(1.2.13)の両式から式(1.2.14)中の**Bn S**が次のように求 められる。

$$\begin{aligned}
\mathcal{B}_{N} \cdot \tilde{\delta}' &= \begin{cases} \Sigma (2n+1) P_{n} \lambda_{\chi'} N \cdot \bar{R} \ \bar{\delta}_{n+1} \\
\Sigma P_{n} \lambda_{\gamma'} \frac{dN}{d\xi} \cdot \bar{R} (\bar{\delta}_{n} - \bar{\delta}_{n+2}) \\
\Sigma P_{n} \frac{f}{R} \cos \phi \cdot \lambda_{\chi'} N \cdot \bar{R} (\bar{\delta}_{n} - \bar{\delta}_{n+2}) \\
\Sigma - P_{n} \frac{f}{R} \sin \phi \cdot \lambda_{\gamma'} \cdot N \cdot \bar{R} (\bar{\delta}_{n} - \bar{\delta}_{n+2}) \\
\Sigma (2n+1) P_{n} \lambda_{\gamma'} N \cdot \bar{R} \bar{\delta}_{n+1} \\
\Sigma P_{n} \lambda_{\chi'} \frac{dN}{d\xi} \bar{R} (\bar{\delta}_{n} - \bar{\delta}_{n+2})
\end{aligned}$$
(1.2.43)

上式の第3行,第4行の成分和をとり, $\overline{B}_{J(0)}$ および $\overline{B}_{J(1)}$ を式 (1.2.40)および 式 (1.2.41)の右辺の第4列を落したものとして定義しなおせば,求めるべき $\pounds \ge \overline{\delta}_n$ の 関係は

$$\begin{split} & \boldsymbol{\xi}' = \sum p_n \left\{ \boldsymbol{B}_{J(0)} + (\boldsymbol{\zeta} - \boldsymbol{\zeta}^2 f) \boldsymbol{B}_{J(1)} \right\} \boldsymbol{\xi}'_{cn} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{Z}_{\lambda} \cdot \boldsymbol{\overline{\partial}}_{n+\lambda} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} = \sum J_{n\lambda} \cdot \boldsymbol{\xi}'_{cn} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn} \\ & \boldsymbol{\xi}'_{cn}$$

であり, Jnҳ は式(1.2.34)で与えられるものと同じである。

したがつて要素形状が式(1.2.35)あるいは図1.2.2で与えられるような場合には、 \pounds と $\overline{\delta}_n$ の関係は式(1.2.34)の代りに上式を用いればよいことがわかる。

さて、全体座標系の歪を

となる

$$\mathcal{E}_{G}^{t} = \left\{ \mathcal{E}_{R} \quad \mathcal{E}_{Z} \quad \mathcal{E}_{\theta} \quad \mathcal{E}_{RZ} \right\}$$
(1.2.46)

とすれば、式(1.2.8)と同様の関係を用いて

- 26 -

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial U_R}{\partial R} & \frac{\partial U_R}{\partial Z} \\ \frac{\partial U_Z}{\partial R} & \frac{\partial U_Z}{\partial Z} \end{bmatrix} = \lambda^t \begin{bmatrix} \frac{\partial U'}{\partial \chi'} & \frac{\partial U'}{\partial y'} \\ \frac{\partial V'}{\partial \chi'} & \frac{\partial V'}{\partial y'} \end{bmatrix} \lambda \qquad (1.2.47)$$

が得られ、これより全体座標系の歪成分と局部座標系の歪成分の間には次のような関係があることがわかる。

$$\boldsymbol{\xi}_{\boldsymbol{G}} = \boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{\xi} \tag{1.2.48}$$

ただしのは

$$\boldsymbol{\omega} = \begin{bmatrix} \cos^2 \phi & \sin^2 \phi & 0 & \sin \phi \cos \phi \\ \sin^2 \phi & \cos^2 \phi & 0 & \sin \phi \cos \phi \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 2\sin \phi \cos \phi & -2\sin \phi \cos \phi & 0 & \cos^2 \phi - \sin^2 \phi \end{bmatrix}$$
(1.2.49)

であつて中のみの関数である。

2.2 要素の仮想仕事

以上で歪,変位,節点変位間の基礎的な関係が得られたので,次にこれらをもとに要素の仮想仕事に対する関係式を誘導する。応力および応力一歪行列を**の**および**D**とし,全体座標系および局部座標系の成分に添字Gおよび肩記号","を付けて区別すれば応力と歪の関係はそれぞれ次式で表わせる。

- 27 -

および

$$\mathbf{T}' = \mathbf{D}' (\mathbf{E}' - \mathbf{E}_o)$$

ただし

$$\mathcal{O}^{\prime t} = \{ \mathcal{O}_{\mathcal{X}}' \quad \mathcal{O}_{\mathcal{Y}}' \quad \mathcal{O}_{\theta}' \quad \mathcal{O}_{\mathcal{X}}' \}$$

次に応力のする仮想仕事は、全体座標系および局部座標系の両表示によつてそれぞれ

(1.2.51)

$$\begin{split} \delta V_{eG} &= \int \delta \mathcal{E}_{G}^{t} \, \mathcal{O}_{G} \, dV_{G} \\ \text{tot} \\ \delta V_{e}^{\prime} &= \int \delta \mathcal{E}^{\prime t} \cdot \mathcal{O}^{-\prime} \cdot dV^{\prime} \end{split}$$

のように与えられる。上式の第一式に式(1.2.50)および式(1.2.48)を用いて局部座標 系の歪成分で表わせば

$$\delta V_{eG} = \int \delta \boldsymbol{\xi}'^{t} \cdot \boldsymbol{\omega}^{t} \cdot \boldsymbol{D}_{G} \cdot \boldsymbol{\omega} \left(\boldsymbol{\xi}' - \boldsymbol{\xi}_{o} \right) dV' \qquad (1.2.53)$$

となるから巾を定義座標系によつて使いわけて

$$D = \begin{cases} \omega^{t} \cdot D_{G} \cdot \omega & (X_{R} \tilde{R}) \\ D' & (X_{\theta}^{'} \tilde{R}) \end{cases} \end{cases}$$
(1.2.54)

とすれば、式(1.2.52)中の両式は共通に

$$\delta Ve = \int \delta \mathcal{E}'^{\tau} \cdot D \cdot (\mathcal{E}' - \mathcal{E}_o) \, dV'$$

$$\equiv \delta Ve\sigma + \delta VeTem$$
 (1.2.55)

と書けることがわかる。

そこで以下では式(1.2.55)を用いて応力のする仮想仕事を求める。両局部座標系の 体積要素 $dV_L = |J_2| d\zeta d\xi d\theta \ge dV' = d\chi' dy' d\theta$ の間には式(1.2.36)の
入しを用いて

$$dV' = |\lambda_L| dV_L$$

の関係があるから、これと式(1.2.44)の両式を式(1.2.55)に用いれば 応力のする仮想仕事は

$$\delta V_{e\sigma} = \int \sum P_n \, \delta \mathcal{E}_{cn}^{\prime t} \left\{ I \overline{B}_{J(o)}^{\dagger} + (\zeta - \zeta^2 f) I \overline{B}_{J(1)}^{\dagger} \right\} \\ \times I D \cdot \left(\sum P_m \left\{ I \overline{B}_{J(o)} + (\zeta - \zeta^2 f) I \overline{B}_{J(1)} \right\} \right)$$

$$(1. 2.56)$$

$$|\lambda_L| \, dV_L$$

と表わしうる。これを5べきによつて展開し、3次以上の項を省略すれば、各べきの係数に 添字(i)をつけて

が得られる。したがつてこれらの具体的な形を求めることによつて応力による仮想仕事が得られる。

さて、上の各エネルギ積分中、まず第2式はLegendre 関数の直交性の性質

$$\int_{-1}^{1} p_{m} p_{n} d\zeta = \begin{cases} 0 & (n \neq m) \\ \frac{2}{2n+1} & (n = m) \end{cases}$$
(1.2.58)

を用いてらに関する積分を直ちに行なうことができ、

$$\delta V_{e_{\sigma(o)}} = \sum \frac{2}{2n+1} \cdot 2\pi \int_{-1}^{1} \delta \mathbf{E}_{cn}' \cdot \mathbf{B}_{J(o)} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{B}_{J(o)}' \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{B}_{J(o)}' \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{B}_{J(o)}' \cdot \mathbf{D} \cdot$$

となる。上式中のf'に式(1.2.44)の第2式の関係を用いれば次式が得られる。

$$SVeo_{(0)} = \sum \frac{2}{2n+1} \left\{ S \overline{\delta}_{n}^{t} (2n+1) S \overline{\delta}_{n+1}^{t} S \overline{\delta}_{n+2}^{t} \right\}$$

$$\times \left\{ \begin{array}{c} S_{00}^{(0)} & S_{01}^{(0)} & -S_{00}^{(0)} \\ & S_{11}^{(0)} & -S_{01}^{(0)} \\ & (Sym) & S_{01}^{(0)} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{c} \overline{\delta}_{n} \\ (2n+1) \overline{\delta}_{n+1} \\ & \overline{\delta}_{n+2} \end{array} \right\}$$

$$(1.2.60)$$

ただし

$$S_{\lambda\mu}^{(0)} = 2\pi \int_{-1}^{1} \mathbb{Z}_{\lambda}^{t} A_{(0)} \mathbb{Z}_{\mu} \cdot |\lambda_{L}| d\xi$$

$$(\lambda, \mu = 0, 1)$$

$$|A_{(0)} = \overline{B}_{J(0)}^{t} \cdot |D \cdot \overline{B}_{J(0)}$$

上式の $S_{A\mu}^{(o)}$ は剛性行列の成分であつてれに無関係な3個の基本剛性行列 $S_{oo}^{(o)}$, $S_{o'}^{(o)}$ および $S_{II}^{(o)}$ で表わせる。したがつてれの高次モードの剛性はこれら3個の基 本剛性行列の組合わせで求められることがわかる。さて、上式中の仮想変位には $\delta \overline{\delta}_n^t$ 以 外の成分も含まれるから、これを $\delta \overline{\delta}_n$ 別に整理しなおせば

$$\begin{split} \delta V_{e_{\sigma(o)}} &= \sum \delta \, \bar{\delta}_{n}^{t} \cdot \, S_{n}^{(o)} \cdot \, \bar{\delta}_{G_{n(o)}} \\ & & \\ \pi t \in L \\ S_{n}^{(o)} &= \left(\frac{-2}{2n-3} S_{\infty}^{t} \quad \left(\frac{2(2n-i)}{2n-i} S_{oi}^{t} - \frac{2(2n-3)}{2n-3} S_{oi} \right) \quad \left(\left(\frac{2}{2n+i} + \frac{2}{2n-3} \right) \right) \\ & & \\ S_{oo} + 2(2n-i) S_{ii} \right) \quad (2 S_{oi} - \frac{2(2n-i)}{2n-i} S_{oi}^{t}) \quad \frac{-2}{2n+i} S_{oo} \\ & \\ \bar{\delta}_{Gn(o)}^{t} &= \left\{ \bar{\delta}_{n-2}^{t} \quad \bar{\delta}_{n-i}^{t} \quad \bar{\delta}_{n}^{t} \quad \bar{\delta}_{n+i}^{t} \quad \bar{\delta}_{n+i}^{t} \right\} \end{split}$$

が得られる。次に**5**べきの1次の微小項に関するエネルギ積分式(1.2.57)の第3式は, Legendre 関数の漸化式

$$\zeta P_n = \frac{n+1}{2n+1} P_{n+1} + \frac{n}{2n+1} P_{n-1}$$
(1.2.62)

を用いて得られる

 $\zeta \sum p_n \mathcal{E}_{cn}^{\prime t} = \sum p_n \left(\frac{n}{2n-l} \mathcal{E}_{n-l}^{\prime t} + \frac{n+l}{2n+3} \mathcal{E}_{cn+l}^{\prime t} \right)$

等の関係を用いることによつて求められ

$$\left\{ \begin{array}{c} 5\delta V_{e\sigma_{(1)}} = \sum \frac{2}{2n+i} \left\{ \delta \bar{\delta}_{n}^{t} (2n+i) \delta \bar{\delta}_{n+i}^{t} - \delta \bar{\delta}_{n+2}^{t} \right\} \\ \times \left\{ \begin{array}{c} S_{oo}^{(1)} & S_{oi}^{(1)} & S_{oi}^{(1)} & S_{oi}^{(1)} \\ S_{oi}^{t(i)} & S_{ii}^{(1)} & S_{oi}^{t(i)} & S_{oi}^{(1)} \\ \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{c} \frac{n}{2n-i} \bar{\delta}_{n-i} \\ n \frac{2n-i}{2n-i} \bar{\delta}_{n} \\ \left(\frac{n+i}{2n+3} - \frac{n}{2n-i} \right) \bar{\delta}_{n+i} \\ \left(\frac{n+i}{2n+3} \bar{\delta}_{n+3} \right) \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{c} (1.2.63) \end{array} \right\}$$

ただし

$$S_{\lambda\mu}^{(1)} = 2\pi \int \mathbb{Z}_{\lambda}^{t} A_{(1)} \mathbb{Z}_{\mu} |\lambda_{L}| d\xi$$

のようになる。1次の剛性行列の成分 $S_{\lambda,\mu}^{(\prime)}$ も0次の解の場合と同様、3個の基本剛性行列 $S_{00}^{(\prime)}$ 、 $S_{01}^{(\prime)}$ および $S_{11}^{(\prime)}$ のみによつて構成され、これらはnに無関係である。これを $\delta\overline{\delta}_n$ 別に整理し直せば

 $\zeta \delta Ve_{\sigma(i)} = \sum \delta \bar{\delta}_n^t \, S_n^{(i)} \, \bar{\delta}_{Gn(i)}$

ただし

$$\begin{split} S_{n}^{(\prime)} &= \left(-\frac{2(n-2)}{(2n-3)(2n-5)} S_{00}^{(\prime)} - \frac{2(n-2)}{2n-3} S_{01}^{(\prime)} + \frac{2(n-1)}{2n-3} S_{01}^{(\prime)} + \frac{2(n-1)}{(2n+1)(2n-1)} - \frac{2}{2n-3} \right) \\ &\left(\frac{n-1}{2n-1} - \frac{n-2}{2n-5} \right) \left\{ S_{00}^{(\prime)} + 2(n-1) S_{11}^{(\prime)} \left(\frac{2n}{2n+1} - \frac{2(n-1)}{2n-3} \right) S_{01}^{(\prime)} + 2\left(\frac{n}{2n+1} - \frac{n-1}{2n-1} \right) \right) \\ &\cdot S_{01}^{(\text{ut}} \quad \left\{ \frac{2}{2n+1} \left(\frac{n+1}{2n+3} - \frac{n}{2n-1} \right) + \frac{2(n-1)}{(2n-3)(2n-1)} \right\} S_{00}^{(\prime)} + 2n S_{11}^{(\prime)} \quad \frac{2(n+1)}{2n+1} S_{01}^{(\prime)} \\ &- \frac{2n}{2n+1} S_{01}^{\text{ut}} \quad \frac{-2(n+1)}{(2n+1)(2n+3)} S_{00}^{(\prime)} \right\} \end{split}$$

および

$$\bar{\delta}_{Gn(i)}^{t} = \left\{ \bar{\delta}_{n-3}^{t} \quad \bar{\delta}_{n-2}^{t} \quad \dots \quad \bar{\delta}_{n+3}^{t} \right\}$$

(1.2.64)

となる。さらにくの2次の微小項, すなわち式 (1.2.57) の第4式も全く同様にして求めることができ

$$\varsigma^{2} \delta V_{e\sigma(2)} = \sum \delta \overline{\delta}_{n}^{t} S_{n}^{(2)} \cdot \overline{\delta}_{gn}^{(2)}$$

$$\uparrow (1.2.65)$$

$$\overline{\delta}_{gn}^{(2)} = \{\overline{\delta}_{n-4}^{t} \quad \overline{\delta}_{n-3}^{t} \quad \dots \quad \overline{\delta}_{n+4}^{t}\}$$

の形に書くことができる。式(1.2.61),式(1.2.64)および式(1.2.65)の各式を式 (1.2.57)の第1式に用いれば応力のする仮想仕事は

$$\delta V_{eo} = \sum \delta \bar{\delta}_n^t \sum_{\lambda=0}^2 S_n^{(\lambda)} \cdot \delta_{Gn}^{(\lambda)} \qquad (1.2.66)$$

で表わせることがわかる。

以上で応力のする仮想仕事の節点変位振巾による表示が得られたが、対応する外力の仮想仕事も付録1.Aに示すように同様な過程で求めることができ、それぞれ次のように表わせる。

まず熱荷重による仮想仕事, すなわち式 (1.2.55)の SVeTem は次のように書ける。

$$\delta V_{eTem} = -\sum_{n=0}^{\infty} \delta \bar{\partial}_n^T \sum_{\lambda=0}^3 \psi^{(\lambda)} \overline{T}_{Gn}^{(\lambda)} \qquad (1.2.67)$$

ここに $\psi^{(\lambda)}$ および $\overline{\Pi}_{Gn}^{(\lambda)}$ は付録(1.A.5)~(1.A.7)の各式で与えられ,それぞれ温 度荷重行列,および節点温度振巾 $\overline{\Pi}_n$ からなる要素温度振巾ベクトルである。

次に物体力による仮想仕事, SUB は,物体力の節点振巾ベクトルを fBn とすれば

$$\delta U_{B} = \sum \delta \overline{\delta}_{n}^{t} \cdot \Omega \cdot \left(\frac{-2}{2n-3} \, \overline{f}_{Bn-2} + \frac{2}{2n+1} \, \overline{f}_{Bn} \right) \tag{1.2.68}$$

と表わせる。ただしΩは物体力による荷重行列で付録(1.A。12)式で与えられる。

同様にして、表面分布力および節点内力による仮想仕事 δU_P および δU_F はそれぞれ

- 32 -

$$\delta U_P = \sum_{n=0} \delta \overline{\delta}_n^t (\mathcal{T} \cdot \mathcal{P}_i + (-1)^n \mathcal{T} \cdot \mathcal{P}_{-1}) \qquad (1 \cdot 2 \cdot 69)$$

および

$$\delta U_{F} = \sum \delta \overline{\delta}_{n}^{t} \cdot 2\pi I \overline{R}^{t} \times \left(\frac{-2}{2n-3} \overline{F}_{n-2} - \frac{2}{2n+1} \overline{F}_{n} \right) \qquad (1.2.70)$$

となる。ここに見および P_{-1} は外内表面(S = + 1)での表面圧の節点振巾ベクトルであり、 Fn は節点内力の振巾ベクトル、また Γ, Γ は表面圧荷重行列であつて付録 1。A の式 (1.A。 19)で与えられる。

2.3 剛性方程式

以上で内外力各成分による仮想仕事の表示が得られたから,これらより要素の剛性方程 式を容易に求めることができる。既出の表示を用いれば,要素に対する仮想仕事の原理は次 式で表わせる。

(1.2.71)

(1, 2, 72)

 $\delta V_e - \delta U_e = 0$

ただし

 $\delta Ve = \delta Ver + \delta VeTem$

 $\delta U_e = \delta U_B + \delta U_P + \delta U_F$

式(1.2.66)~式(1.2.70)の各式を上式に用いれば次式が得られる。

$$\sum_{\lambda=0}^{\zeta} S_n^{(\lambda)} \cdot \overline{\mathfrak{F}}_{Gn}^{(\lambda)} = \mathbb{R}_n \qquad (n=0, 1, 2, \cdots)$$

ただし

$$\left\| R_{n} = \sum_{\lambda=0}^{3} \psi^{(\lambda)} \cdot \pi_{Gn}^{(\lambda)} + \Omega \left(\frac{-2}{2n-3} f_{Bn-2} + \frac{2}{2n+1} f_{Bn} \right) + \pi \cdot \overline{P}_{i} + (-1)^{n} \overline{P}_{i} \overline{P}_{i} + 2\pi R \left(-\frac{2}{2n-3} \overline{F}_{n-2} + \frac{2}{2n+1} \overline{F}_{n} \right) \right\}$$

上式が要素の剛性方程式であり、 $n \ge 2$ に対しては上の第2式中、 P_{n}, P_{-} に関する項が不要となる。

このようにして得られた各要素の剛性方程式を、構造系内の全要素について合成すると

き、"ある節点jにつき、その節点を含む全要素の、その節点に対する未知断面力を合成した ものは、その節点の内外表面に作用する節点外力に等しい。"という、各節点での力学的な 平衡条件により、式(1.2.72)中の Fn に関する項は、節点外力による成分に置き換える ことができる。ここでは一般変位に歪成分を用いているので仮想仕事の等価性に置き換えて この関係を求めると次のようになる。

節点jで両表面に作用する全体座標系表示の節点外力を

 $Fe_{j} = \{Fe_{R} \ Fe_{Z}\}_{j}^{t} \qquad (\zeta = 1)$ $\Rightarrow IV$ (1.2.73)

 $\overline{F}_{ej} = \{\overline{F}_{eR} \quad \overline{F}_{ez}\}_{j}^{t} \qquad (\zeta = -/)$

とすれば、同方向の変位は式(1.2.20)の第1式および式(1.2.25)の両式から

$$\delta_{j} = \sum |R_{\xi=1} \cdot |N_{\xi=\xi_{j}} \cdot \overline{\delta}_{n}$$

$$\overline{\delta}_{j} = \sum (-1)^{n} |R_{\xi=1} \cdot |N_{\xi=\xi_{j}} \cdot \overline{\delta}$$

$$(1.2.74)$$

となるから、この場合の仮想仕事 δU_{Fej} は

$$\delta U_{Fej} = \sum_{n=0}^{l} \delta \overline{\delta}_{n}^{t} \left(\widehat{\mathcal{B}}_{j} | F_{ej} + (-1)^{n} \, \overline{\widehat{\mathcal{B}}}_{j} : \overline{F}_{ej} \right)$$

ただし

$$\widehat{B}_{j} = N_{\mathfrak{F}} \cdot R_{\mathfrak{F}} \cdot R_{\mathfrak{F}} = I$$

$$\widehat{B}_{j} = N_{\mathfrak{F}} \cdot R_{\mathfrak{F}} \cdot R_{\mathfrak{F}} = -I$$

となる。したがつて式 (1.2.72) の第2式の FGA に関する項は

$$2\pi \widehat{R}^{t}\left(-\frac{2}{2n-3}\overline{F}_{n-2}+\frac{2}{2n+1}\overline{F}_{n}\right)=\widehat{H}_{j}\overline{F}_{ej}+(-1)^{n}\widehat{H}_{j}\overline{F}_{ej} \quad (1.2.76)$$

のように既知外力の項でおきかえられる。このような置き換えののち,構造全体の剛性方程 式は,添字 Gをつけて次のように表わせる。

$$S_{gn}^{(0)} \overline{\delta}_{GGn} + S_{Gn}^{(1)} \cdot \overline{\delta}_{GGn} + S_{Gn}^{(2)} \cdot \overline{\delta}_{GGn} = R_{Gn} \qquad (1.2.77)$$

上式で要素形状を表わすℓおよびhが要素内で一定とみなしうる場合には,第1項のみを考 えればよく,この場合の全体剛性方程式は次の形に書ける。



この場合, 剛性行列は帯巾3の対角行列となり, 各小行列は式(1.2.60) を構造全体 に合成した3個の基本行列以外は含まない。したがつて高次モードに必要な剛性の組立ても nを含む係数を変えるだけで容易に組立てられる。たとえば上式で肉厚内の応力分布が Pn の0次と1次のみから成る問題を取扱うには, 上の剛性行列中, 始めの(2,2)のみを扱え ばよく, 2次, 3次と高次モードが必要になるにつれて, この取扱い行と列の巾を広げてゆ けばよい。

次に,全体剛性方程式(1.2.77)中, **ζ**の1次まで考慮する場合には,式(1.2.78) に重畳すべき付加剛性方程式は,式(1.2.64)を全要素について合成することによつて得 られ



となる。この場合にも、付加剛性行列は式(1.2.63)で与えられる3個の基本剛性を構造 全体に集めた3個の基本小行列の組合わせによつてすべての小行列が構成できる。式(1.2. 78)、式(1.2.79)を重ね合わせて解けば、5の1次の微小項を考慮した場合の剛性方 程式が得られる。5²の微小項まで考慮する場合も同様に取扱える。



さて,解くべき剛性方程式(1.2.7 8)は次の形をしている。

- 36 -

上式中の剛性行列はある巾おきに非零の剛性が対角状に並んだ粗な行列となつているため, このまま消去法等により解けば,計算の過程で零部にも非零要素がつまつて計算効率が悪い。 この欠点を解消するには,モード別に並んでいる変位ベクトルを節点ごとに全モードを並べ るように剛性方程式の組変えを行なえばよい。このようにすれば,式(1.2.80)の剛性方 程式は



となつてきわめて帯巾の縮小された対角状行列となる。このような方法によつて,要素数 100,節点数200が解けるパイロットプログラムをFACOM230-35を用いて開発した。

2.4 計算例による精度の検討

このプログラムを用いて基本的な例題を解き,解析解あるいは別解法による解と比較し て精度の検討を行なつた。

図 1.2.3 は内半径 100 mm, 肉厚 20 mmの厚肉円周に 600^{%g}/rad の軸引張荷重が作用 する場合の軸変位 (Uz の 0 次)と軸応力 Oz の分布を解析解と比較したものであつて,要 素1個による計算結果は解析解とよく一致する。

図 1.2.4 は内半径 100 mm, 外半径 200 mm, 肉厚 10 mm 中空円板の内間に, P = 2 kg / mm²の内圧が作用する場合を解いて得られる半径変位 (U_R の0次)と半径応力 O_R の分 布を厳密解と比較したものである。この場合厳密解は $\frac{1}{R}$ または $\frac{1}{R^2}$ を含む形で与えられる

- 37 -

ため,要素数が1の場合には最大変位は正解の76%であるが,要素数が2になると変位, 応力ともほぼ正解と一致することがわかる。

図1.2.5 は内半径20 mm, 肉厚10 mmの厚肉円筒に内圧が作用する場合の,肉厚内の半 径変位 U_R の分布および半径応力 G_R , 周応力 G_θ の分布を厳密解と比較したものである。 図中n = 0の表示が0次の分布, n = 0 + 1が0次に1次の分布を合成した結果, n = 0 + 1 + 2が2次までの合成結果である。合成結果は U_R , G_R および G_θ とも厳密解とよく一 致することがわかる。

図1.2.6は傾いた要素の精度を調べるため内半径85mm,肉厚10mmの球酸に,内圧が作 用する場合を要素数8で解いて厳密解と比較したもので,外表面の法線変位の分布,肉厚内 の半径変位,半径応力および周応力の各分布とも,計算結果は解析解とほぼ一致しているこ とがわかる。

図1.2.7は、中空円板の内周に、面外方向に100^{kg}/_{rad}の輪状荷重が作用する場合を 解いて解析解と比較したものであつて、軸方向変位 Uz(0次)が面外変形として生じる場 合の一例である。要素が2個では内周の最大変位は78.2%であるが、4個になると95.5% となり、半径応力および周応力の分布とともにほぼ正解を表わすことがわかる。

次に図1.2.8(a)に示すような内半径85 mm, 肉厚 30 mmの厚肉円筒の自由端に半径方向 輪状荷重が作用する場合を解析し,一定歪要素を用いた有限要素解と比較した。図1.2.8(b) (c)はそれぞれ,一定歪要素および本解法を用いたときの要素分割を比較したものであつて, 一定歪要素の解析では要素数78を,また本解法のモデルでは要素数4を用いた。図1.2.9 は外周での半径変位 UR の軸方向分布のモード別解,およびモード別解を合成した分布を一 定歪要素による解と比較したものである。合成解は一定歪要素による解とよく一致する。図 1.2.10 は肉厚内の半径変位の分布を,自由端 Z=0,自由端より10 mmおよび20 mm の各 断面で一定歪要素による解と比較したものであつて,本解はいずれも一定歪要素による解と ほぼ一致することがわかる。

以上の諸解析の結果、本解法による解はいずれも他の解法による解とよく一致し、本解法の

- 38 -

妥当性が検証された。

۰.

第 3 章 厚肉体の三次元問題の解析理論

3.1 変位関数

図1.3.1 に示すような代表的な立体三次元要素を考え,デカルト系全体座標(χ, g, Z) と、二つの局部座標系(χ', g', χ') および($\xi, ?, \varsigma$)を定める。デカルト系局部座標 ($\chi', g' \chi'$) は無次元局部座標系($\xi, ?, \varsigma$)の中心と一致させ、かつ、 χ' 軸とく軸を肉厚 方向に、 $\chi', g' \chi'$ および $\xi, ? を広がり方向に選ぶ。そして取扱いを簡単にするためZ軸とく$ $軸は近似的に一致する場合を考える。<math>\xi = \pm 1$ および $? = \pm 1$ をそれぞれ広がり方向分割両 縁の境界とし、 $\zeta = \pm 1$ で肉厚方向の両表面を表わす。 $\xi, ?$ および ζ に沿う要素の長さを それぞれ ℓ, S および h とする。要素節点は広がり方向の四つの隅角点(断面)と四つの辺 の中間点(断面)の八つの節点(断面)から成るものとする。

さて、全体座標系の変位を(u, v, w)とし、要素内の任意点 (ξ, γ) の断面内の変位 分布を Legendre の直交関数 $p_n(\zeta)$ を用いて次のように表わす。

u		(aUn))	
v	$=\sum P_n(\zeta)$	avn	•				
w	n=0	awn				ļ	(1.3.1)
				۰.	•		. •
いは							

 $\delta_{G} = \sum P_{n}(\varsigma) \cdot a \delta_{Gn}$

ここに aUn 等は 長,2の関数であり、 れ次の分布 Pn に対する振巾を表わす。次に前章 と同様にして、エネルギ積分の取扱いを容易にするために

$$Q_n(\zeta) = P_n(\zeta) - P_{n-2}(\zeta)$$

によつて定義される δ_{G} の別のモード別表示

ある

$$\begin{pmatrix} \mathcal{U} \\ \mathcal{V} \\ \mathcal{W} \end{pmatrix} = \sum_{n=0}^{\infty} Q_n (\zeta) \begin{cases} \mathcal{U}_n \\ \mathcal{V}_n \\ \mathcal{W}_n \end{cases}$$

あるいは

(1.3.2)

$$\delta_{G} = \sum_{n=0}^{\infty} Q_n(\varsigma) \cdot \delta_{Gn}$$

を式 (1.3.1) と併用することにする。このときには、両振巾 δGn と $a\delta Gn$ の間には

$$a\delta gn = \delta gn - \delta g_{n+2} \qquad (1.3.3)$$

の関係がある。そこで要素内の任意点の変位振巾 δGn を Lagrangeの内挿公式を用いて節 点変位振巾 $\overline{\delta}_n$ と両広がり方向座標の二次式によつて表わせば次式となる。

- $\left. \begin{array}{c} \delta_{Gn} = \mathcal{N}(\xi, \gamma) \cdot \overline{\delta}_{n} \\ \\ \varepsilon \subset \mathcal{K} \\ \\ \overline{\delta}_{n}^{t} = \left\{ \overline{\mathcal{U}}_{in} \quad \overline{\mathcal{U}}_{2n} \quad \cdots \quad \overline{\mathcal{V}}_{in} \quad \cdots \quad \overline{\mathcal{W}}_{8n} \right\} \end{array} \right\} (1.3.4)$
- ただし, \overline{U}_{in} 等は節点1でのれ次の変位振巾である。また $N(\xi, \gamma)$ は内挿関数から成る 行列であつて

$$|N(\mathfrak{F}, \mathfrak{Y}) = \left(\begin{array}{c} |N_{\mathcal{S}} \\ |N_{\mathcal{S}} \\ |N_{\mathcal{S}} \\ |N_{\mathcal{S}} \end{array}\right) \qquad (1.3.5)$$

rab, Nst

$$N_S = \{ N_1 \quad N_2 \quad \dots \quad N_8 \}$$

ただし

$$\begin{cases} N_{l} \\ N_{4} \end{cases} = -\frac{l}{4} (l - \xi) (l \mp \eta) (l + \xi \pm \eta) \\ N_{2} \\ N_{3} \end{cases} = \frac{l}{4} (l + \xi) (l \mp \eta) (\xi \mp \eta - l)$$
 (1.3.6)

である。式(1.3.2)に式(1.3.4.)を用いれば

$$\delta_{G} = \sum_{n=0}^{\infty} Q_{n} \cdot N \cdot \overline{\delta}_{n} \qquad (1.3.7)$$

が,また式(1.2.19)を上式に用いて式(1.3.1)と比較すれば

$$a\delta Gn = N \cdot (\overline{\delta}_n - \overline{\delta}_{n+2}) \qquad (1.3.8)$$

が得られる。これを式(1.3.1)に代入すれば

$$\delta_{G} = \sum P_{n} \cdot |N \cdot (\overline{\delta}_{n} - \overline{\delta}_{n+2})$$
(1.3.9)

となる。式(1.3.7)と式(1.3.9)により、全体座標系変位の直交関数 P_n および Q_n の 両者による展開形を節点変位振巾 $\overline{\delta}_n$ を未知量として表わせた。

仮想仕事は局部座標系の成分によつて表示するのが便利であるので,次に局部座標系の 成分を上の全体座標系節点変位振巾 \overline{s}_n によつて表示していくことを考える。全体座標およびデ カルト系局部座標(以下では(x', y', Z')系などのように呼ぶことがある)間の関係を方向 余弦行列**Q**を用いて

$$X' = \alpha (X - X_o)$$

ただし

$$\begin{aligned} & X = \{ \chi \ Y \ Z \} \\ & X' = \{ \chi' \ Y' \ Z' \} \\ & X_o = \{ \chi_o \ Y_o \ Z_o \} (局部座標の原点) \end{aligned}$$
 (1.3.10)

- 42 -

と表わせば, (x', y', z')系の変位 δ' と全体座標系の変位の間の関係は

$$\delta' = \alpha \cdot \delta_G$$

ただし

$$\delta' = \{ u' \quad v' \quad w' \}^t$$

と書ける。式(1.3.11) に式(1.3.7)を用いれば

$$\delta' = \sum Q_n \cdot \delta'_n$$

ただし

$$\delta'_n = \alpha \cdot N \ \delta_n$$

また,式(1.3.9)を用いれば

$$\delta' = \sum p_n \cdot a \delta n$$

ただし

$$a\delta_n' = \alpha \cdot N \cdot (\overline{\delta}_n - \overline{\delta}_{n+2})$$

となって、 (χ', y', z') 系の変位 δ' の $\overline{\delta}_n に$ よる表示が得られた。

3.2 応力一歪一変位関係

次に(ヹ,y, ヹ)系での歪一変位関係式は次式で与えられる。

$$\begin{cases} \mathcal{E} \mathbf{x}' \\ \mathcal{E} \mathbf{y}' \\ \mathcal{E} \mathbf{z}' \\ \mathcal{E} \mathbf{z}' \\ \mathcal{E} \mathbf{x}' \mathbf{y} \\ \mathcal{E} \mathbf{x}' \mathbf{z} \\ \mathcal{E} \mathbf{x}' \mathbf{y} \\ \mathcal{E} \mathbf{x}' \mathbf{z} \\ \mathcal{E} \mathbf{y}' \mathbf{z} \end{cases} = \begin{cases} \partial/\partial \mathbf{x}' & 0 & 0 \\ 0 & \partial/\partial \mathbf{y}' & 0 \\ \partial/\partial \mathbf{y}' & \partial/\partial \mathbf{x}' & 0 \\ \partial/\partial \mathbf{z}' & 0 & \partial/\partial \mathbf{x}' \\ 0 & \partial/\partial \mathbf{z}' & 0 /\partial \mathbf{y}' \end{cases} \begin{pmatrix} \mathcal{U}' \\ \mathcal{U}' \\ \mathcal{U}' \\ \mathcal{U}' \\ \mathcal{U}' \\ \mathcal{U}' \\ \mathcal{U}' \end{pmatrix}$$

1 ₂₃

(1.3.14)

1

(1.3.11)

(1.3.12)

(1.3.13)

あるいは

$$\mathcal{E}' = B_{c} \cdot \delta$$

上式で δ' は(5,7,5)系座標の関数で与えられるため、上式中の(z', y', z')系の微分 演算子は(5,7,5)系で表わしていく必要がある。(z', y', z')系と(5,7,5)系との間 には

$$\frac{\partial}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial x'} \frac{\partial x'}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial y'} \frac{\partial y'}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial z'} \frac{\partial z'}{\partial \xi}$$

等の関係があるから、 **J**3 を

	२२/२६	२५%३ ह	∂Z'/∂Ę]	
J ₃ =	פצ'/שת	שין/שת	az'/an	(1.3.15)
	əz'/əz	24/25	əz'/aς	

とすれば、両座標系の微分演算子間の関係は次のように書ける。

$$\begin{cases} \partial/\partial \chi' \\ \partial/\partial y' \\ \partial/\partial \chi' \\ \partial/\partial \chi' \\ \partial/\partial \chi' \\ \partial/\partial \chi' \\ \partial/\partial \zeta \\ \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} J_{11}' & J_{12}' & J_{13}' \\ J_{21}' & J_{22}' & J_{33}' \\ J_{31}' & J_{32}' & J_{33}' \\ J_{31}' & J_{32}' & J_{33}' \\ \partial/\partial \chi \\ \partial/\partial \chi \\ \end{pmatrix}$$
(1.3.16)

これを式(1.3.14)に用いて、演算子行列 Bcを(5,7,5)系で表わせば次式が得られる。

$$B_{C} = B_{JJ} \cdot B_{NJ} \tag{1.3.17}$$

ここに B13および BN3 はそれぞれ次式で与えられる。

44 ---

$$\begin{bmatrix} J_{21}^{\prime} & J_{22}^{\prime} & J_{23}^{\prime} & J_{11}^{\prime} & J_{12}^{\prime} & J_{13}^{\prime} & 0 & 0 \\ J_{31}^{\prime} & J_{32}^{\prime} & J_{33}^{\prime} & 0 & 0 & 0 & J_{11}^{\prime} & J_{12}^{\prime} & J_{13}^{\prime} \\ 0 & 0 & 0 & J_{31}^{\prime} & J_{32}^{\prime} & J_{33}^{\prime} & J_{21}^{\prime} & J_{22}^{\prime} & J_{23}^{\prime} \end{bmatrix}$$

(1.3.19)

式(1.3.17)を式(1.3.14)に用いれば

 $\mathcal{E}' = B_{J_3} \cdot B_{N_3} \cdot \delta'$ (1.3.20)

となつて、演算子行列を含めて E'が(5,7,5)系で表わされた。

そこで以下では両局部座標系間の関係から。 IB_{J3} 行列の具体的な形を求めることを 考える。図 1.3.2 は ς = const,面での両局部座標系間の関係を表わしたものである。図で 要素形状を

$$\begin{aligned}
\ell &= \ell_{0} + \ell_{1} \eta \\
\bar{S} &= S_{0} + S_{1} \xi \\
\bar{\theta} &= \bar{\theta}_{0} + \bar{\theta}_{1} \eta
\end{aligned}$$
(1.3.21)

- 45 -

とすれば両座標系間には

$$\begin{cases} \chi' \\ \chi' \\ \chi' \\ \chi' \\ \chi' \end{cases} = \begin{pmatrix} \frac{\ell}{2} \cos \overline{\theta} & 0 & 0 \\ \frac{\ell}{2} \sin \overline{\theta} & \frac{S_0}{2} & 0 \\ 0 & 0 & h/2 \end{pmatrix} \begin{cases} \xi \\ \gamma \\ \zeta \\ \zeta \end{cases} \equiv \overline{\lambda}_{\mathcal{L}} \begin{cases} \xi \\ \gamma \\ \zeta \\ \zeta \end{cases}$$
(1.3.22)

の関係がある。上式より式(1.3.15)の **J**3 は

$$\mathbf{J}_{3} = \begin{bmatrix} \frac{\ell}{2} \cos \bar{\theta} & \frac{\ell}{2} \sin \bar{\theta} & 0\\ \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\ell}{2} \cos \bar{\theta} \right) & \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\ell}{2} \sin \bar{\theta} \right) & 0\\ 0 & 0 & h/2 \end{bmatrix}$$
(1.3.23)

となるから、この逆行列は

$$\mathbf{J}_{3}^{-l} = \frac{l}{|\mathbf{J}_{3}|} \begin{pmatrix} \frac{h}{2} \left(\frac{So}{2} + \frac{\ell}{2}' \sin \bar{\theta} + \frac{\ell}{2} \cos \bar{\theta} \cdot \bar{\theta}' \right) & -\frac{\ell h}{4} \sin \bar{\theta} & 0 \\ -\frac{h}{2} \left(\frac{\ell'}{2} \cos \bar{\theta} - \frac{\ell}{2} \sin \bar{\theta} \cdot \bar{\theta}' \right) & \frac{\ell h}{4} \cos \bar{\theta} & 0 \\ 0 & 0 & 2|\mathbf{J}_{3}|/h \end{pmatrix}$$

$$(1 \cdot 3 \cdot 24)$$

ただし

$$| \mathbb{J}_{3} | = \frac{h}{2} \left(\frac{\ell^{2}}{4} \overline{\theta}' + \frac{\ell S_{0}}{4} \cos \overline{\theta} \right)$$

$$\ell' = d\ell/d\eta \quad , \qquad \overline{\theta}' = d\overline{\theta}/d\eta \qquad \} \qquad (1 \cdot 3 \cdot 25)$$

となり、これを式(1.3.16)と比較することにより、その成分 J'_{II} 等が定まる。これを式 (1.3.18)に用いることにより、斜交性の影響を表わす B_{J3} が定まる。式(1.3.24)

- 46 -

が 5,2のみの関数であるから, BJ3の各成分もすべて 5,2のみの関数となることがわかる。

さて、方向余弦行列 Q を便宜上

$$\boldsymbol{a} = \left\{ \begin{array}{c} \boldsymbol{a}_{u} \\ \boldsymbol{a}_{v} \\ \boldsymbol{a}_{w} \end{array} \right\}$$
(1.3.26)

のように分ける。次に式(1.3.12),式(1.3.13)を成分別表示したものを式(1.3.20) に用いるに、演算子行列 B_{N_3} の要素中、 5,7の偏微分を含むものには式(1.3.13) を、またくの微分を含むものには式(1.3.12)を用い、その際

$$dQ_n(\zeta)/d\zeta = (2n-1)p_{n-1}(\zeta) \qquad (1.2.11)$$

の関係を考慮すると、式(1.3.20)の各成分は以下の各式のように表わすことができる。

$$\begin{array}{c} \varepsilon_{x}^{\prime} \\ \varepsilon_{x}^{\prime} \\ \varepsilon_{y}^{\prime} \\ \varepsilon_{y}^{\prime}$$

これより、歪成分は次式のように、単純な級数和の形にまとめることができる。

ここに 気が は式 (1.3.27) より

$$\mathscr{E}'_{n} = \sum_{\lambda=0}^{2} J_{n\lambda} \cdot \mathscr{G}_{\lambda} \,\overline{\delta}_{n+1} \tag{1.3.29}$$

と表わせる。上式中 $J_{n\lambda}$ は式 (1.2.34) で与えられ,また G_{λ} はいまの場合、次のようになる。

$$\begin{aligned}
\mathcal{G}_{o}^{t} &= \left\{ \left(\mathcal{Q}_{u} \frac{\partial N}{\partial \xi} \right)^{t} \quad \left(\mathcal{Q}_{u} \frac{\partial N}{\partial \eta} \right)^{t} \quad \mathcal{O} \quad \left(\mathcal{Q}_{v} \cdot \frac{\partial N}{\partial \xi} \right)^{t} \quad \left(\mathcal{Q}_{v} \cdot \frac{\partial N}{\partial \eta} \right)^{t} \\
\mathcal{O} \quad \left(\mathcal{Q}_{w} \frac{\partial N}{\partial \xi} \right)^{t} \quad \left(\mathcal{Q}_{w} \cdot \frac{\partial N}{\partial \eta} \right)^{t} \quad \mathcal{O} \quad \right\} \\
\mathcal{G}_{i}^{t} &= \left\{ \mathcal{O} \quad \mathcal{O} \quad \left(\mathcal{Q}_{u} \cdot N \right)^{t} \quad \mathcal{O} \quad \mathcal{O} \quad \left(\mathcal{Q}_{v} \cdot N \right)^{t} \\
\mathcal{O} \quad \mathcal{O} \quad \left(\mathcal{Q}_{w} \cdot N \right)^{t} \quad \right\} \\
\end{aligned}$$

$$(1.3.30)$$

以上で(x', y', z')系歪成分の全体座標系節点変位振巾 δ_n による表示が得られた。 応力と歪の関係は、応力一歪行列をDとすれば

$$\mathbf{T}' = \mathbf{D}'(\mathbf{E}' - \mathbf{E}_o')$$

- 48 -

ただし

$$\mathbf{O}' = \{\mathbf{O}_{\mathbf{x}}' \quad \mathbf{O}_{\mathbf{y}}' \quad \cdots \quad \mathbf{O}_{\mathbf{y}\mathbf{z}}'\}^t$$

で与えられ,初期歪が温度の場合には

$$\begin{cases} \mathbf{e}_{o} = \alpha' T \cdot \mathcal{C}_{T_{3}} \\ \mathbf{e}_{T_{3}} = \{ 1 \ 1 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \}^{t} \end{cases}$$

(1.3.31)

(1.3.34)

と表わせる。

ただし

3.3 要素の仮想仕事

(ズ, ý, ヹ)系で表わした応力の成す仮想仕事は次式で表わせる。

$$\frac{\partial Ve'}{\partial Ve'} = \int (\partial \mathcal{E}')^{t} \cdot \int dV'$$

$$\frac{\partial V'}{\partial V'} = d\chi' d\gamma' dZ'$$

$$(1.3.33)$$

上式に式 (1.3.31) と式 (1.3.28)を用い

$$dV' = | \mathbf{J}_3 | dV_L$$

ただし

$$dV_L = d\xi d\eta d\zeta$$

を考慮すれば

$$\delta V_e' = \int (\sum P_n | B_{J_3} \cdot \delta \mathcal{E}'_n)^t \cdot | D'(\sum P_m | B_{J_3} \cdot \mathcal{E}'_m - \mathcal{E}'_o) \cdot | \mathbf{J}_3 | dV_L$$

あるいは

$$\delta Ve' = \delta Veo' + \delta Ve_{Tem}$$
(1.3.35)

ただし

$$\delta Ve_{\sigma} = \int (\sum P_n |B_{J_3} \cdot \delta \mathfrak{E}_n')^t \cdot |D'(\sum P_m |B_{J_3} \cdot \mathfrak{E}_m')| \, J_3 | dV_L$$

$$\delta Ve_{Tem} = -\int (\sum P_n |B_{J_3} \cdot \delta \mathfrak{E}_n')^t \cdot |D' \cdot \mathfrak{E}_o'| \, J_3 | dV_L$$

$$- 49 -$$

が得られる。上の第1式の右辺第1項は応力のする仮想仕事であり、第2項は温度による等 価節点力のする仕事である。

第2式は式(1.2.58)を用いて容易に積分が行なえ、

$$\delta Ver = \sum \frac{2}{2n+l} \int (B_{J_3} \cdot \delta \mathcal{E}_n)^t \cdot D' \cdot B_{J_3} \cdot \mathcal{E}_n' \cdot (1.3.36)$$

 $|J_3| d \xi d \gamma$

あるいは式(1.3.29)を用いて

 $\delta Ve\sigma = \sum \frac{2}{2n+1} \left(\delta \bar{\delta}_n^t (2n+1) \delta \bar{\delta}_{n+1}^t \delta \bar{\delta}_{n+2}^t \right)$ $\begin{array}{cccc} x & S_{00} & S_{01} & -S_{00} \\ & S_{11} & -S_{01}^{t} \\ (Sym) & S_{00} \end{array} \right] \left\{ \begin{array}{c} \bar{\delta}_{n} \\ \bar{\delta}_{n+1} \\ \\ \bar{\delta}_{n+2} \end{array} \right\}$

(1.3.38)

ただし

$$\begin{split} S_{\lambda,\mu} &= \int G_{\lambda}^{t} \cdot B_{J_{3}}^{t} \cdot D' \cdot B_{J_{3}} \cdot G_{\mu} \cdot |J_{3}| d\xi d\eta \\ &\quad (\lambda, \mu = 0, 1) \end{split}$$

となる。上式を $\delta \overline{\delta}_n$ 別に整理し直せば次式が得られる。

$$\delta Ve\sigma = \sum \delta \overline{\delta}_n^T \cdot S_n \cdot \overline{\delta}_{Gn}$$

ただし

$$\begin{split} S_{n} &= \left\{ \frac{-2}{2n-3} S_{00}^{t} \frac{2(2n-1)}{2n-1} S_{01}^{t} - \frac{2(2n-3)}{2n-3} S_{01} \left(\frac{2}{2n+1} + \frac{2}{2n-3} \right) S_{00} + 2(2n-1) S_{11} \frac{2(2n+1)}{2n+1} S_{01} - \frac{2(2n-1)}{2n-1} S_{01}^{t} \right\} \\ &= \frac{-2}{2n+1} S_{00} \end{split}$$

および

$$\overline{\delta}_{Gn}^{t} = \{ \overline{\delta}_{n-2} \quad \overline{\delta}_{n-1} \quad \overline{\delta}_{n} \quad \overline{\delta}_{n+1} \quad \overline{\delta}_{n+2} \}$$

これがこの場合の応力がする仮想仕事である。外力による仮想仕事は第2章の場合と同様に して付録 1. Bのように求められる。

3.4 剛性方程式

要素に対する仮想仕事の原理は式(1.2.71)で与えられ,これに式(1.3.38)および付録1.Bに示す外力の各仕事式の表示を用いれば,モード別仮想変位の任意性から次の要素剛性方程式が得られる。

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{n} \cdot \overline{\delta}_{Gn} = I R_{n} \\ & \\ & \\ & \\ & \\ & \\ R_{n} = \Psi_{Gn} \cdot \alpha \, \overline{I} \overline{f}_{Gn} + \Omega \left(-\frac{2}{2n-3} \, \overline{f}_{Bn-2} + \frac{2}{2n+1} \, f_{Bn} \right) + \overline{I}^{2} \cdot \overline{I} \overline{P}_{I} \\ & \\ & \\ & + (-I)^{n} \, \overline{I} \overline{I}^{*} \cdot \overline{P}_{-I} - \frac{2}{2n-3} \, \overline{I} \overline{F}_{n-2} + \frac{2}{2n+1} \, \overline{I} \overline{F}_{n} \end{array} \right\}$$

$$(1.3.39)$$

なお上の第2式の右辺第1項は熱荷重,第2項は物体力,第3項,第4項は表面圧,また第 5項,第6項は節点内力による項を表わし, *n* ≥ 2 に対しては表面圧の項は消滅する。

このようにして得られた各要素の剛性方程式を、構造系内の全要素について合成するとき、式(1.2.76)と同様の関係によつて、上式中の未知断面力 **F**nに関する項は、各節点 jで、内外表面に作用する節点外力

$$\overline{Fe_j} = \{Fe_x \ Fe_y \ Fe_z\}_j^t, \quad (\zeta = 1)$$

$$\overline{Fe_j} = \{\overline{Fe_x} \ \overline{Fe_y} \ \overline{Fe_z}\}_j^t, \quad (\zeta = -1)$$

によつて置き換えることができ

- 51 -

$$\sum \left(\frac{-2}{2n+3} \,\overline{F}_{n-2} + \frac{2}{2n+j} \,\overline{F}_n \right) = F_{ej} + (-1)^n \,\overline{F}_{ej} \tag{1.3.40}$$

となる。なお上式の右辺はれ≥2に対し零となる。

このような置き換えののち,得られる系全体の剛性方程式は,節点当りの自由度が異な るだけで式(1.2.78)と同じ形に書くことができる。式(1.2.81)のような未知変位の 並べ換えを行ない,帯巾を縮少したのち,第2章の場合と同様にして容易にこれを解くこと ができる。

3.5. 計算例による精度の検討

以上の解法に基づいて, パイロットプログラムを作り基本的な例題を解いて精度の検討 を行なつた。

図1.3.3は長さ400mm, 巾40mm, 厚さ40mm (紙面に直角方向)の捧が単純引張をう ける場合を要素数1で解いて, 軸変位 Uz(0次)の分布を, 理論解と比較したものである。 本解は梁理論によるものと完全に一致した。

図 1.3.4 は同じモデルが、自由端に純曲げモーメントをうける場合の撓みおよび応力の 分布を要素数1で解いて梁理論による解と比較した。解析では肉厚を 40 mm、 80 mmおよび 120 mmに変化させて長さに対する肉厚の影響も同時に調べた。この場合の撓み W(0 %)は、 軸方向に二次曲線で、また軸応力 G_X は一定で5方向にのみ変化するため、いずれの結果も 一つの要素でその挙動を表わせる場合である。図より明らかなごとく、撓みおよび軸応力は 肉厚比のいかんにかかわらず、ほぼ正解を表わしていることがわかる。

図1.3.5は、図1.3.3と同じモデルの自由端に面外方向の集中荷重が作用する場合を要素数1および2で解いたものである。この場合の撓みは、軸方向に三次式で変化するから、 要素数1の場合には梁理論よりかなり小さいが、要素数が2になると、ほぼ正解となつている ことがわかる。

- 52 -

分布荷重に対する同様の結果を図1.3.6 に示す。この場合には撓みは四次式でまた応力 が二次式で変化するが、要素数2 でほぼその挙動を表わしうることがわかる。

次に形状変化の影響を調べるため、変巾片持梁が自由端に集中荷重をうける場合の撓み および応力の軸方向分布を、解析解と比較した(図1.3.7)。この場合には撓みおよび応力 とも要素数1でほぼ正解を表わしていることがわかる。

二次元的な曲げをうける厚板問題の解析精度を検討するため,図1.3.8 に示す 半巾10 mm,肉厚1mmの周辺固定正方形板が,中央集中荷重をうける場合を解いて, Timoshenko による薄肉解肉解^(1.53) および Zienkiewicz による薄板曲げ要素による解^(1.52)と比 較した。同(b)図は**Z**軸に沿う撓み分布で最大撓みは解析解とほぼ一致する。同(c)図は応 力の**X**軸に沿う分布を比較したものであつて,荷重集中点の近傍を除いて両解はほぼ一致す ることがわかる。

以上の解析の結果,本解法による解はいずれも別解法による解とよく一致し,本解法の 有用性が明らかとなつた。

- 53 -

第4章 厚肉体の熱伝導問題の解析理論

4,1 基礎式の誘導

第3章で用いたと同じ三次元体の一つの有限要素およびその対応する座標系(図1,3,1) を考え,温度を7,時間をそ,熱伝導率をR,比熱,密度をC,了,発熱を至とすれば,熱 伝導の基礎方程式は

$$\frac{\partial}{\partial \chi} (R_{\chi} \frac{\partial T}{\partial \chi}) + \frac{\partial}{\partial y} (R_{y} \frac{\partial T}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (R_{z} \frac{\partial T}{\partial z}) + \overline{\Phi} - C \overline{P} \frac{\partial T}{\partial \overline{z}} = 0$$
(1.4.1)

で与えられる。また l_x , l_y , l_z を境界面外向法線と χ, y, z 軸との間の方向余弦, T_B , \overline{d} をそれぞれ境界表面媒体温度,媒体と表面との間の表面熱伝達係数とすれば,表面の 熱的境界条件は一般に

$$k_{\chi} \frac{\partial T}{\partial \chi} l_{\chi} + k_{\chi} \frac{\partial T}{\partial y} \cdot l_{\chi} + k_{\chi} \frac{\partial T}{\partial Z} l_{\chi} - \overline{\alpha} T_{B} + \overline{\alpha} T = 0 \qquad (1.4.2)$$

と書ける。

式(1.4.1)が停留関数としての Euler の方程式となり,式(1.4.2)がこの自然境界 条件となるような汎関数は,式(1.4.1)の左辺 $\partial T/_{\partial \overline{\epsilon}}$ が各瞬間において不変量である とすると次式となる。

$$\mathcal{X} = \iiint \frac{1}{2} \left\{ k_{\mathcal{X}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{X}} \right)^2 + k_{\mathcal{Y}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Y}} \right)^2 + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right)^2 - \left(\overline{\mathcal{P}} - C \overline{\mathcal{P}} \frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) T \right\} dV_{\mathcal{G}}$$
$$- \iint \overline{\mathcal{A}} T_{\mathcal{B}} T dA_{\mathcal{G}} + \iint \frac{1}{2} \overline{\mathcal{A}} T^2 dA_{\mathcal{G}}$$
(1.4.3)

ただし、上式の右辺第2項第3項は境界周辺に沿う表面積分を表わす。上式が成立すること は、この第1変分をとり、Greenの定理を用いることによつて、式(1.4.1)、式(1.4. 2)が得られることにより容易に証明することができる。 さて、要素内の任意点(ξ , γ)の断面内の温度分布をLegendreの直交関数 $P_n(\zeta)$ とLagrangeの内挿関数 $N(\xi, \gamma)$ および節点温度を用いて次のように表わす。

$$T = \sum Q_n(\zeta) \cdot IN_S(\xi, \gamma) \cdot T_n$$
 (1.4.4)
ただし $Q_n(\zeta)$ は式 (1.2.19) で与えられる $P_n(\zeta)$ の組合せ関数であり、また $\overline{T_n}$
は各節点(断面)の Q_n に対する温度振巾であつて

$$\overline{\mathcal{T}}_{n}^{t} = \left\{ \overline{\mathcal{T}}_{in} , \overline{\mathcal{T}}_{2n} , \cdots , \overline{\mathcal{T}}_{n} \right\}$$
(1.4.5)

で与えられる。 式(1.4.4)を式(1.4.3)に代入し,各未知節点温度振巾 7/n 等に対して変分を取れば, $\delta X = \sum_{n=0} \left(\iiint \left\{ k_{\mathcal{X}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{X}} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \overline{T}_{in}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{X}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Y}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Y}} \right) \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{in}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Y}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{in}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{Z}} \right) \delta \overline{T}_{in} + k_{\mathcal{Z}} \left(\frac{\partial T}{\partial \mathcal{$ $\frac{\partial}{\partial \overline{T}_{in}} \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right) \delta \overline{T}_{in} - \left(\overline{\Phi} - C \overline{P} \frac{\partial T}{\partial \overline{T}} \right) \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{in}} \delta \overline{T}_{in} \right\} dV_{G} - \iint dT_{B} \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{in}} \delta \overline{T}_{in} dA_{G} +$ + $\iint \overline{dT} \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{n}} \delta \overline{T}_{n} dA_{G} + \iint \{k_{\chi}(\frac{\partial T}{\partial \chi}) \frac{\partial}{\partial \overline{T}_{n}}(\frac{\partial T}{\partial \chi}) \delta \overline{T}_{2n} + k_{\chi}(\frac{\partial T}{\partial \chi}) \frac{\partial}{\partial \overline{T}_{2n}}(\frac{\partial T}{\partial \chi}) \delta \overline{T}_{2n}$ $+k_{z}\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)\frac{\partial}{\partial \overline{T}_{2n}}\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)\delta\overline{T}_{2n}-\left(\overline{\varPhi}-C\overline{\rho}\frac{\partial T}{\partial \overline{t}}\right)\frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{2n}}\delta\overline{T}_{2n}\right\}\cdot dV_{G}$ $-\iint \overline{aT_B} \frac{\partial T}{\partial \overline{T_{2n}}} \delta \overline{T_{2n}} dA_G + \iint \overline{aT} \frac{\partial T}{\partial \overline{T_{2n}}} \delta \overline{T_{2n}} dA_G$ $+ \iiint \left\{ k_{\chi} \left(\frac{\partial T}{\partial \chi} \right) \frac{\partial}{\partial \overline{T}_{gn}} \left(\frac{\partial T}{\partial \chi} \right) \delta \overline{T}_{gn} + k_{\chi} \left(\frac{\partial T}{\partial \chi} \right) \frac{\partial}{\partial \overline{T}_{gn}} \left(\frac{\partial T}{\partial \chi} \right) \delta \overline{T}_{gn} + k_{\chi} \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right) \right\}$ $\frac{\partial}{\partial \overline{T}_{sn}} \left(\frac{\partial T}{\partial \overline{z}}\right) \delta \overline{T}_{sn} - \left(\overline{\Psi} - C \overline{P} \frac{\partial T}{\partial \overline{t}} \right) \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{sn}} \delta \overline{T}_{sn} \Big\} dV_G - \iint \overline{d} T_B \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{sn}} \delta \overline{T}_{sn}.$ $dA_{G} + \iint \overline{\alpha} T \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{sn}} \delta \overline{T}_{sn} dA_{G}$ (1.4.6)

が得られる。そこで上式から、たとえば変分量 δT_{in} を含む成分をとりだせば、

- 55 -

$$\frac{\delta \chi}{\delta \overline{T}_{in}} = \iint \left\{ k_{\chi} \left(\frac{\partial T}{\partial \chi} \right) \frac{\partial}{\partial \overline{T}_{in}} \left(\frac{\partial T}{\partial \chi} \right) + k_{y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \frac{\partial}{\partial \overline{T}_{in}} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \\
+ k_{\chi} \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right) \frac{\partial}{\partial \overline{T}_{in}} \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right) - \left(\overline{\Phi} - c \overline{P} \frac{\partial T}{\partial \overline{T}} \right) \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{in}} \right\} dV_{q} \\
- \iint \overline{\alpha} \overline{T}_{B} \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{in}} dA_{q} + \iint \overline{\alpha} \overline{T} \cdot \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{in}} dA_{q} \qquad (1.4.7)$$

$$(n = 0, 1, 2, \cdots)$$

あるいは、これをマトリツクス形で表わせば

$$\frac{\delta \chi}{\delta \overline{T}_{in}} = \iiint \left\{ \frac{\partial}{\partial \overline{T}_{in}} \left(\frac{\partial T}{\partial \chi} \right) \frac{\partial}{\partial \overline{T}_{in}} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \frac{\partial}{\partial \overline{T}_{in}} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \right\}$$

$$\times \left\{ \begin{array}{c} k_{\chi} \\ k_{y} \\ k_{z} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{c} \partial T/\partial \chi \\ \partial T/\partial y \\ \partial T/\partial z \end{array} \right\} dV_{G} + \iint \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{in}} \overline{\alpha} T dA_{G} \\ \partial \overline{T}_{in} \overline{\alpha} \overline{T}_{dA_{G}} \end{array}$$

$$- \iint \left\{ \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{in}} \left(\overline{\Psi} - C \overline{P} \frac{\partial T}{\partial \overline{t}} \right) dV_{G} - \iint \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{in}} \overline{\alpha} \overline{T}_{B} dA_{G} \right\} (1.4.8)$$

が得られる。上式は要素の特定の節点1に対する関係であるが,同様の関係を他の節点のも のについても求め,簡単のため,問題を定常問題,すなわち

 $\partial T / \partial \bar{t} = 0 \tag{1.4.9}$

の場合に限定して、これらの各関係をマトリックス表示すれば次式が得られる。

$$\left\{\frac{\delta \chi}{\partial T_{n}}\right\} = \int_{V} A_{n} \cdot lR \, T_{\mathbf{X}} \cdot dV_{G} + \int_{A} lB_{n} \bar{\alpha} \, T \, dA_{G} - \int_{A} lB_{n} \bar{\alpha} \, T_{B} \, dA_{G} - \int_{V} lB_{n} \, \bar{\varphi} \, dV_{G}$$

$$(1.4.10)$$

$$(n = 0, 1, 2, \cdots)$$

ここに式中の各行列は

- 56 -

$$\begin{cases} \frac{\delta x}{\delta T_n} \\ = \begin{cases} \frac{\partial x}{\delta \overline{T}_{in}} & \frac{\delta x}{\delta \overline{T}_{2n}} & \cdots & \frac{\delta x}{\delta \overline{T}_{8n}} \\ \end{bmatrix}^{t} \\ \beta_n = \begin{cases} \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{in}} & \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{2n}} & \cdots & \frac{\partial T}{\partial \overline{T}_{8n}} \end{cases}^{t} \end{cases}$$
(1.4.11)

および

で与えられる。なお、非定常問題への拡張は、後出の文献(3.22)に示すのとほぼ同様の 取扱いによつて容易にこれを行なうことができる。

さて、T は一価かつ連続な関係であるから、式(1.4.3)の汎関数Xは、このTの各頂点 での未知節点温度振巾 $T_{\lambda n}$ に関して停留値を取る。たとえば図1.4.1 で $C_{I} \sim C_{4}$ の各要 素に対する式(1.4.10)の関係が定まつたとすると、このうちj点に関する成分だけを取 出して寄せ集めたものは次の停留条件を満足する。

$$\sum_{e=e_{i}}^{e_{4}} \left(\frac{\delta \chi}{\delta \overline{T}_{jn}}\right)_{e} = 0 \qquad (1.4.13)$$

上のような関係は全節点(断面)について成立するから,これらを未知節点変位振巾につい て解けば解が定まる。

そこで以下では式 (1.4.4)を式 (1.4.10) ~式 (1.4.12) に用いて各行列の積分 を行ない、これらの具体的な関係を誘導することにする。

4.2 熱伝導方程式

さて,要素内の温度分布式(1.4.4)は局部座標系(**5**,**7**,**5**)の関数として与えら れているから,式(1.4.12)のように(**2**,**9**,**2**)系の微分演算子を含む成分はこれを (**5**,**7**,**5**)系の表示に変換しなければならない。まず式(1.4.12)の第1式は式(1. 3.10),式(1.3.16)の両式を用いて

$$\begin{cases} \partial T/\partial \chi \\ \partial T/\partial y \\ \partial T/\partial z \end{cases} = \mathcal{Q}^{T} \mathcal{J}_{3}^{-1} \begin{cases} \partial T/\partial \xi \\ \partial T/\partial \eta \\ \partial T/\partial \eta \\ \partial T/\partial \zeta \end{cases}$$
(1.4.14)

と書ける。ここに J_{3}^{-1} は式 (1.3.24) で与えられる量であり、aは (χ , y, z)系 と (χ ', y', z')系の間の方向余弦である。

さて,前章の場合と同様,直交条件の導入を容易にするために,7の別表示

$$\mathcal{T} = \sum \mathcal{P}_n(\varsigma) \cdot \mathcal{N}_s(\varsigma, \gamma) \cdot a \overline{\mathcal{I}}_n \qquad (1.4.15)$$

を本解析においても併用する。このときには、式(1.4.4)との関係から $a\overline{ln}$ は

$$a\overline{T}n = \overline{T}n - \overline{T}n-2$$

ただし

$$a\overline{T}_n^t = \left\{ a\overline{T}_{in} \quad a\overline{T}_{2n} \quad \dots \quad a\overline{T}_{n} \right\}$$

- 58 -

と書ける。これを式(1.4.15)に用いれば

$$T = \sum P_n \, |N_s \left(\,\overline{T}_n - \overline{T}_{n-2} \,\right) \tag{1.4.17}$$

上式を式(1.4.14)右辺の **5**,7 に関する微分系に,式(1.4.4)を **5** の微分形に用いれば

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \sum P_n \begin{pmatrix} \frac{\partial IN_S}{\partial \xi} \\ \frac{\partial IN_S}{\partial \xi} \\ \frac{\partial IN_S}{\partial \eta} \\ \frac{\partial IN_S}{\partial \eta}$$

あるいは

$$\left. \begin{array}{l} \partial T/\partial \xi \\ \partial T/\partial \eta \end{array} \right\} = \sum P_n \sum_{\lambda=0}^2 G_i \, J_{n\lambda} \, \overline{T}_{n+\lambda} \\ \partial T/\partial \zeta \end{array}$$

ただし

$$\mathcal{G}_{o}^{t} = \left(\begin{pmatrix} \partial INs / \partial E \end{pmatrix}^{t} & (\partial INs / \partial \eta)^{t} & \mathcal{O} \end{pmatrix} \\
 \mathcal{G}_{i}^{t} = \left(\begin{array}{cc} \mathcal{O} & \mathcal{O} & INs^{t} \end{pmatrix} \\
 \mathcal{G}_{i}^{t} = - \mathcal{G}_{i0} \\
 \end{array} \right)$$

が得られる。したがつて式(1.4.14)は次のようになる。

$$\left. \begin{array}{c} \partial T_{\partial \chi} \\ \partial \overline{T}_{\partial y} \\ \partial \overline{T}_{\partial Z} \end{array} \right\} = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \cdot \mathcal{Q}^t \, \overline{J}_3^{-1} \sum_{\lambda=0}^{2} G_{\lambda} \, \overline{J}_{n\lambda} \, \overline{\overline{I}}_{n+\lambda} \qquad (1.4.19)$$

- 59 -

(1.4.18)

上の関係を式(1.4.12)の第2式に用いれば、 Anは次のようになる。

$$A_{n} = \left\{ P_{n-2} G_{2}^{t} + P_{n-1} (2n-1) G_{1}^{t} + P_{n} G_{0}^{t} \right\} J_{3}^{-1t} \mathcal{Q} \qquad (1.4.20)$$

また式(1.4.4)を式(1.4.11)の第3式に用いれば, *IBn* は

$$B_{n} = (P_{n} - P_{n-2}) \cdot N_{s}^{t}$$
(1.4.21)

(1.4.22)

となる。したがつて式(1.4.17),式(1.4.19)~式(1.4.21)を用い, 発熱量**更**および表面熱伝達量 & T_B の両者に対する熱的境界条件をそれぞれ

 $\Phi = \sum p_n N_s \overline{\Phi}_n$

 $\overline{\Phi}_{n}^{t} = \left\{ \overline{\Phi}_{in} , \overline{\Phi}_{2n} , ---- \overline{\Phi}_{8n} \right\}$

$$\overline{\mathcal{A}} T_{\mathcal{B} \boldsymbol{\zeta} = l} = l N_{\mathcal{S}} \cdot \overline{\mathcal{Q}}_{l}$$

$$\overline{\mathcal{A}} T_{\mathcal{B} \boldsymbol{\zeta} = l} = l N_{\mathcal{S}} \cdot \overline{\mathcal{Q}}_{l}$$

ただし

$$\overline{Q}_{I} = \{\overline{d} \cdot \overline{T}_{B}\}_{\varsigma=I}$$
 $\overline{Q}_{-I} = \{\overline{d} \cdot \overline{T}_{B}\}_{\varsigma=-I}$
 $\overline{d} ; 節点の表面熱伝達係数行列$
 $\overline{T}_{B} ; 節点の表面媒体温度$

と置くことによつて、式(1.4.10)が、各節点での温度振巾 Tnを未知量とする形に整理 することができる。

$$\left\{\frac{\delta \chi}{\delta T_n}\right\} = \sum_{\mu=1}^{4} \left\{\frac{\delta \chi}{\delta T_n}\right\}_{\mu}$$

ただし

$$\left\{\frac{\delta \chi}{\delta T_{n}}\right\}_{I} = \iiint A_{n} \ /R \left\{\begin{array}{c} \frac{\partial T}{\partial \chi} \\ \frac{\partial T}{\partial y} \\ \frac{\partial T}{\partial z} \end{array}\right\}_{I} dV_{G}$$

$$\left\{\frac{\delta \chi}{\delta T_{n}}\right\}_{2} = \iint /B_{n} \cdot \overline{\alpha} \ T dA_{G}$$

$$\left\{\frac{\delta \chi}{\delta T_{n}}\right\}_{3} = -\iint /B_{n} \ \overline{\alpha} \ T_{B} \ dA_{G}$$

$$\left\{\frac{\delta \chi}{\delta T_{n}}\right\}_{4} = -\iint /B_{n} \ \overline{\Phi} \ dV_{G}$$

(1.4.23)

と置けば、第2式は式(1.4.19)、式(1.4.20)を用いて得られる

$$\left\{\frac{\delta \chi}{\delta T_{n}}\right\}_{I} = \iiint \left\{P_{n-2} \mathcal{G}_{2}^{t} + (2n-1)P_{n-1} \mathcal{G}_{1}^{t} + P_{n} \mathcal{G}_{0}^{t}\right\}$$
$$\times \mathcal{J}_{3}^{-it} \cdot \mathcal{Q} \cdot l\mathcal{R}\left(\sum_{n=0}^{\infty} P_{n} \mathcal{Q}^{t} \cdot \mathcal{J}_{3}^{-i} \sum \mathcal{G}_{i} \mathcal{J}_{n\lambda} \overline{\mathcal{I}}_{n+\lambda}\right) |\mathcal{J}_{3}| dV_{L}$$

の関係を積分することによつて得られ

$$\left\{\frac{\delta\chi}{\delta T}\right\}_{I} = IH_{n} \cdot \overline{T}_{Gn}$$

ただし

$$\begin{aligned} \overline{\pi}_{Gn} &= \left\{ \overline{\pi}_{n-2}^{t} \quad \overline{\pi}_{n-1}^{t} \quad \overline{\pi}_{n}^{t} \quad \overline{\pi}_{n+1}^{t} \quad \overline{\pi}_{n+2}^{t} \right\}^{t} \\ H_{n} &= \left\{ \frac{-2}{2n-3} \|h_{oo}^{t} \left(\frac{2(2n-1)}{2n-1} \|h_{ol}^{t} - \frac{2(2n-3)}{2n-3} \|h_{ol} \right) \right\} \\ &\left(\left(\frac{2}{2n+1} + \frac{2}{2n-3} \right) \|h_{oo} + 2(2n-1) \|h_{11} \right) \\ &\left(2\|h_{o1} - \frac{2(2n-1)}{2n-1} \|h_{o1}^{t} \right) \quad \frac{-2}{2n+1} \|h_{oo} \right\} \\ H_{\lambda,\mu} &= \int_{-1}^{1} \mathcal{G}_{\lambda} \cdot \mathcal{J}_{3}^{-it} \mathcal{Q} \cdot \|k \cdot \mathcal{Q}^{t} \mathcal{J}_{3}^{-i} \mathcal{G}_{\mu} \|\mathcal{J}_{3} \| d\xi d\gamma \end{aligned}$$

となる。

次に第3式は,式(1.4.21),式(1.4.4)を用いれば

$$\left\{\frac{\delta X}{\delta T_n}\right\}_2 = W_{\xi=1} + W_{\xi=-1}$$

ただし

$$W = \iint (P_n - P_{n-2}) \cdot |N_s^t \vec{\alpha} (\Sigma Q_n | N_s \overline{\pi}_n) dA_G$$

より

$$\left\{ \frac{\delta \chi}{\delta T_n} \right\}_2 = \left\{ \overline{\Gamma}_T + (-1)^n \overline{\overline{\Gamma}}_T \right\} \overline{\overline{T}}_0 + \left\{ \overline{\Gamma}_T - (-1)^n \overline{\overline{\Gamma}}_T \right\} \cdot \overline{\overline{T}}_1$$

$$(n = 0, 1)$$

ただし

$$\overline{I}_{T}^{r} = \iint |N_{s}^{t} \overline{\alpha}_{\varsigma=1}| |N_{s} dA_{G\varsigma=1}|$$
$$\overline{I}_{T}^{r} = \iint |N_{s}^{t} \overline{\alpha}_{\varsigma=-1} \cdot |N_{s} d\overline{A}_{G\varsigma=-1}|$$

となる。

また第4式は式(1.4.21)と式(1.4.22)の第2,第3式を用いれば同様にして

$$\left\{\frac{\delta \chi}{\delta T_n}\right\}_{3} = -\left\{ \prod_{T} \bar{Q}_{I} + (-I)^n \overline{\prod_{T}} \bar{Q}_{-I} \right\}$$

$$(1.4.26)$$

$$(n = 0, I)$$

第5式は式(1.4.21),式(1.4.22)の第1式を用いて

$$\left\{\frac{\delta\chi}{\delta T_n}\right\}_4 = -\Omega_T \left(\frac{2}{2n+1}\overline{\varPhi}_n - \frac{2}{2n-3}\overline{\varPhi}_{n-2}\right)$$

(1.4.27)

(1.4.25)

ただし

$$\mathfrak{P}_{\mathsf{T}} = \iint N_{\mathsf{S}}^{\mathsf{t}} N_{\mathsf{S}} | \mathfrak{I}_{\mathsf{3}} | d \xi d \eta$$

と表わせる。

ゆえに式(1.4.23)はこれらの結果を用いれば

$$\left\{ \frac{\delta \chi}{\delta T_n} \right\} = /H_n \,\overline{\Pi}_{Gn} + \left\{ \Pi_T + (-1)^n \,\overline{\Pi}_T \right\} \overline{\Pi}_0 + \left\{ \Pi_T - (-1)^n \,\overline{\Pi}_T \right\} \overline{\Pi}_1 - \left\{ \Pi_T \cdot \overline{Q}_1 + (-1)^n \,\overline{\Pi}_T \cdot \overline{Q}_{-1} \right\}$$

$$- \,\Omega_T \left(\frac{2}{2n+1} \,\overline{\varPhi}_n - \frac{2}{2n-3} \,\overline{\varPhi}_{n-2} \right)$$

$$(1.4.28)$$

となる。これが求める要素の停留関数である。なお上式中の右辺第2~第4項は境界条件が 与えられる場合にのみ有効で、かつ*れ*≥2に対しては零と置かねばならない。

式(1.4.28)のような関係を各要素ごとに求め、停留条件式(1.4.13)に用いると節点 ごとに熱伝導の平衡方程式が得られる。すなわち

$$lK_{nj} \overline{T}_{Gnj} = lR_{Tj}$$
, $(n = 0, 1,)$

ただし

$$\begin{split} \mathcal{K}_{nj} \,\overline{\Pi}_{Gnj} &= \sum_{e} \left\{ \mathcal{H}_n \,\overline{\Pi}_{Gn} + \left\{ \overline{\Pi}_T + (-1)^n \,\overline{\Pi}_T \right\} \,\overline{\Pi}_o \\ &+ \left\{ \overline{\Pi}_T - (-1)^n \,\overline{\Pi}_T \right\} \,\overline{\Pi}_i \,\right\}_j \end{split}$$

$$R_{Tj} = \sum_{e} \left\{ \left\{ \overline{T} \ \overline{Q}_{i} + (-1)^{n} \overline{T} \ \overline{Q}_{-i} \right\} + \Omega_{T} \right\}$$
$$\left(\frac{2}{2n+i} \ \overline{T}_{n} - \frac{2}{2n-3} \ \overline{T}_{n-2} \right) \right\}_{j}$$

このような関係を構造系内の全節点について求めれば

$$lK_n T_{GGn} = lR_{Tn}$$
(1.4.30)

$$(n = 0, 1, 2, \dots)$$

- 63 -

なる全節点に関する熱伝導の平衡方程式が得られ、これを解くことによつて所要の解が定まる。式(1.4.30)を式(1.4.24)、式(1.4.25)等を用いてもう少し見やすい形に書き 表せば




となる。上式の左辺第1項は式(1.4.24)より得られるもの,また第2項は式(1.4.25) より得られる表面境界条件に関する項である。また右辺は表面熱伝達量および発熱量を表わ す式(1.4.26)および式(1.4.27)よりなる。なお,領域内の温度が指定される場合に は拘束条件として無条件に式(1.4.31)中に導入することにより取扱うことができる。

上式を第3章の場合と同様にして解けば,各節点の温度振巾が定められ,これより所要の解が求められる。

4.3 計算例による精度の検討

以上の解法に基づいて, パイロツトプログラムを作り, 基本的な例題を解いて精度の検 討を行なつた。

図1.4.2は、図中に示す巾100mm,長さ200mm,肉厚1mmの長方形板が長手方向の 両端で図に示す熱負荷条件をうける場合の一次元熱伝導問題を、長手方向を肉厚方向(ち向)として解析を行ない、解析解と比較したものである。これより解析解と本解は完全に 一致することがわかる。

次に図 1.4.3 は,図中に示す半径 500 mm,肉厚 50 mmの円板の肉厚両表面に,それぞれ 異なる一様熱負荷が作用し,さらに上表面の半径 235 mmから 50 mm巾のリング状の部分が, 他の一様熱負荷部分の 1.5 倍の熱負荷をうける場合の温度分布を,図中に示す開角 30^cの 扇形モデルによつて解析し,文献(1.58)に示す別の有限要素解法による解と比較したも のである。これより両結果はほぼ一致することがわかる。これらにより本解法の妥当性が明 らかになつた。

- 65 -

第1編参考文献

- (1.1) 宮本博 "三次元弾性論", 裳華房, 1968
 - (1.2) Boussinesq, J., "Application des Potentiels à L'éstude de L'équilibre et du Mouvement des Solides Elastique" Paris, Gauthiers-Villas, 1885
 - (1.3) Galerkin, B., "Contribution a la Solation Generale du Problence de la Théorie de L'élasticité dans le Cas de Trois Dimensions", C.R. Acad. Sci, Paris 190, 1930, P1047
 - (1.4) Love, A.E.H., "A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity", Cambridge Univ. Press, 1959
 - (1.5) Westergaard, H.M., "Theory of Elasticity and Plasticity",
 Harvard Univ. Press, 1952
 - (1.6) Reissner, E., "On the Calculation of Three-Dimensional Corrections for the Two-Dimensional Theory of Plane Stress", Proc. 15th. Eastern Photoelast. Conf., 1942, P.23
 - (1.7) Reissner, E., "The Effect of Transverse-Shear Deformation on the Bending of Elastic Plates", J. Appl. Mech. Vol. 12, No.2, 1945, P.65
 - (1.8) Reissner, E., "On Bending of Elastic Plates" Quart. Appl. Math.
 Vol. 5, 1947, P.55
 - (1.9) Poniatovskii, V.V., "Theory for Plates of Medium Thickness",
 J. Appl. Math. and Mech. (PPM), Vol. 26, No.2, 1962, P.478
- (1.10) Gol'denveizer, A.L., "Derivation of an Approximate Theory of Bending of a Plate by the Method of Asymptotic Integration of

- 66 -

the Equations of the Theory of Elasticity", J. Appl. Math. and Mech., Vol. 26, No.4, 1962. Pl000

- (1.11) Green, A.E., and Naghdi P.M., "Some Remarks on the Linear Theory of Shells", Quart. J. Mech. Appl. Math. Vol. 18, 1965, P.257
- John, F., "Estimates for the Derivative of the Stresses in a
 Thin Shell and Interior Shell Equations", Comm. Pure & Appl.
 Math., Vol. 18, 1965, P.235
- (1.13) Zema, W., "A New Formulation of the Theory of Elastic Shells",
 IASS-Bulletin, Vol. 36, 1968, P.61
- (1.14) Zerna, W., "Herleitung der ersten Approximation der Theorie
 Elastischer Shalen", Abh. Braunschw. Wissensch. Sesellsch Vol.19, 1967, P.52
- (1.15) Reissner, E., "On the Foundation of Generalized Liner Shell
 Thery", Proc. of Symp. Int. Union Theor. and Appl. Mech., 1967
 on Thin Shells, Copenhagen, Springer-Verlag, 1969, P.15
- (1.16) Sensenig, C.B., "A Shell Theory Compared with the Exact Three Dimensional Theory of Elasticity" Int. J. Engng. Sci., Vol.6,
 1968, P.435
- (1.17) Visarion, V., and Stanescu, K., "Analysis of Non-Thin Shells",
 J. Appl. Math. and Mech., Vol. 32, No.6, 1968, P.1043
- (1.18) Rutten, H.S., "Asymptotic Approximation in the Three-Dimensional Theory of Thin and Thick Elastic Shells", Proc. of Symp. Int. Union Theor. and Appl. Mech., 1967 on Thin Shells, Copengagen,

- 67 -

Springer-Verlag, 1969, P.115

- (1.19) Turner, M. J., Clough, R.W., and Martin, H. C., "Stiffness and Deflection Analysis of Complex Structures", J. Aeron, Sci. Vol. 23, 1956. P.805
- Melosh, R. J., "A Flat Triangular Shell Element Stiffness
 Matrix", Proc. 1st Conf. Matrix Meth. Struct. Mech., Wright Patterson Air Force Base, Ohio, AFFDL-TR-66-80, 1965, P.503
- (1.21) Herrmann, L. R., "A Bending Analysis for Plates", Proc. 1st Conf.
 Matrix Meth. Struct. Mech., Wright-Patterson Air Force Base, Ohio,
 AFFDL-TR-66-80, 1965, P.577
- Martin, H. C., "Stiffness Matrix for a Triangular Sandwich
 Element in Bending", Jet Propulsion Labor. Report No.32-1158, 1967
- (1.23) Utku, S., "Stiffness Matrices for Thin Triangular Elements of Nonzero Gaussian Curvature", J. Amer. Inst., Aeron . and Astron., Vol. 5, No.9, 1967, P.1659
- (1.24) Smith, I. M., "A Finite Element Analysis for "Moderately Thick" Rectangular Plates in Bending", Int. J. Mech. Sci., Vol. 10, 1968, P.563
- Monforton, G. R., and Schmit L. A., "Finite Element Analysis of Sandwich Plates and Cylindrical Shells with Laminated Faces", Proc. 2nd Conf. Matrix Meth. Struct. Mech., Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, AFFDL-TR-68-150, 1968, P.573

(1.26) Pryor. C. W., Barker R. M. and Frederick, D., "Finite Element

- 68 -

Bending Analysis of Reissner Plates", Proc. Amer. Soc. Civil Engrs, Engng Mech. Div., Vol. 96, 1970 P.957

- (1.27) Greimann L. F. and Lynn, P.P., "Finite Element Analysis of Plate Bending with Transverse Shear Deformation" Nucl. Engng Des., Vol. 14, 1970, P.223
- (1.28) Clough, R.W. and Felippa, C. A., "A Refined Quadrilateral Element for Analysis of Plate Bending", Proc. 2nd Conf. Matrix Meth. Struct. Mech., Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, AFFDL-TR-68-150, 1968, P.399
- (1.29) Pian, T.H.H. and Tong, P., "Rationalization in Deriving Element Stiffness Matrix by Assumed Stress Approach", Proc. 2nd Conf.
 Matrix Meth. Struct. Mech., Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, AFFDL-TR-68-150, 1968, P.441
- (1.30) Anderheggen, E., "Finite Element Plate Bending Equilibrium
 Analysis" Proc. Amer. Soc. Civil Engrs, Engng Mech. Div. Vol.
 93, 1967, P.13
- (1.31) Cook, R.D., "Two Hybrid Elements for Analysis of Thick, Thin and Sandwich Plates" Int. J. Num. Meth. in Engng, Vol. 5, 1972, P.277
- (1.32) Gallagher, R.H., Podlog, J. and Bijlaard, P.P., "Stress Analysis
 of Heated Complex Shapes", J. Amer. Rocket Soc. Vol. 32, 1962,
 P.700
- (1.33) Przemieniecki, J. S., "Tetrahedron Elements in the Matrix Force
 Method of Structural Analysis", J. Amer. Inst. Aeron and Astron...

- 69 -

Vol. 2, No.6, 1964, P.1152

- (1.34) Argyris, J. H., "Matrix Analysis of Three-Dimensional Elastic
 Media-Small and Large Displacements, J. Amer. Inst, Aeron. and
 Astron., Vol. 3, No.1, 1965, P.45
 - (1.35) Melosh, R. J., "Structural Analysis of Solids" Proc. Amer. Soc.
 Civil Engrs, Struct. Div., Vol. 89, 1963, P.205
 - (1.36) Taig, I.C., "Structural Analysis by the Matrix Displacement
 Method", Engl. Electric Aviation Report, No. S017, 1961
 - (1.37) Irons, B. M., "Stress Analysis by Stiffnesses using Numerical Iutegration" Rolls-Royce Co. (Internal Report), June, 1963
 - (1.38) Irons, B. M., "Engineering Applications of Numerical Integration in Stiffness Methods", J. Amer. Inst. Aeron and Astron.,
 Vol. 4. No.11, 1966, P.2035
 - (1.39) Irons, B. M., "Numerical Integration Applied to Finite Element Methods", Conf. on use of Digital Computers in Struct. Engng, Univ. of New-Castle, July, 1966
 - (1.40) Ergatoudis, J. G., "Quadrilateral Elements in Plane Analysis:
 Introduction to Solid Analysis", M. Sci. thesis, Univ. of Wales,
 Swansea, 1966
 - (1.41) Ergatoudis, J. G., Irons, B.M. and Zienkiewicz, O.C., "Three
 Dimensional Analysis of Arch Dams and Their Foundations", Symp.
 on Arch Dams, Inst. Civil Engng., London, 1968
 - (1.42) Zienkiewicz, O.C., Iron B.M., Ergatoudis, J. G., Ahmad, S. and
 Scott, F. C., "Isoparametric and Associated Element Families for

Two and Three Dimensional Analysis", Proc. Course on Finite Element Methods in Stress Analysis ed. Holand and Bell, Trond heim Tech. Univ., 1969

- (1.43) Zienkiewicz, O.C., Irons, B. M., Campbell, J. and Scott, F.,
 "Three Dimensional Stress Analysis", Symp. Int. Union Theor. and
 Appl. Mech., High Speed Computing in Elasticity, Liege, 1970
- (1.44) Argyris, J. H., "The LUMINA Flement for the Matrix Displacement Method". Aeron J. Roy. Aeron. Soc., Vol. 72, 1968, P.514
- (1.45) Argyris, J. H., Fried, I, and Scharpf, D. W., "The Hermes 8
 Flement for the Matrix Displacement Method" Aeron. J. Roy.
 Aeron. Soc., Vol. 72, 1968, P.613
- (1.46) Argyris, J. H., Fried, I. and Scharpf, D. W., "The TET 20 and TEA Elements for the Matrix Displacement Method" Aeron. J.
 Roy, Aeron. Soc., Vol. 72, 1968, P.618
- (1.47) Argyris, J.H., and Scharpf, D.W., "The Curved Tetrahedronal and Triangular Elements TEC and TRIC for the Matrix Displacement Method" Aeron. J. Roy, Aeron. Soc., Vol. 73., 1969, P.55
- . (1.48) Ahmad, S., Irons, B.M., and Zienkiewicz, O.C., "Curved Thick Shell and Membrane Elements with Particular Reference to Axi-Symmetric Problems", Proc. 2nd Conf. Matrix Meth. Struct. Mech., Wright Patterson Air Force Base, Ohio, 1968
 - (1.49) Ahmad, S., Irons, B.M. and Zeinkiewicz, O.C., "Analysis of Thick and Thin Shell Structures by Curved Elements", Int. J.
 Num. Meth. Engng, Vol. 2, 1970, P.419

- 71 -

- (1.50) Ahmad, S., "Curved Finite Elements in the Analysis of Solid, Shell and Plates Structures", Ph. D. thesis, Univ. of Wales, Swansea, 1969
- (1.51) 安川,森,蔦,川上"多目的有限要素法システム
 KAMPFES-Elastic1-"川崎技報,48号,1971,p1
- (1.52) Zienkievincz, O.C., "The Finite Element Method in Engineering Science", McGrew-Hill, 1971
- (1.53) Timoshenko, "Theory of Plates and Shells", McGraw-Hill, 1940
- (1.54) 蔦,山地, ["]肉厚方向に直交関数を用いた厚肉体の有限要素解析法(第1報, 厚肉回転設軸対称問題)["],日本機械学会論文集,42巻353号,昭51,P73
- (1.55) 蔦,山地, "肉厚方向に直交関数を用いた厚肉体の有限要素解析法(第2報,厚肉体の三次元問題)",日本機械学会講演論文集,第51期全国大会, *M* 730-13,昭48-10, P163(日本機械学会論文集 昭51-8掲載予定)
- (1.56) 蔦,山地, "肉厚方向に直交関数を用いた厚肉体の有限要素解析法(第3報,厚肉体の熱伝導解析)",日本機械学会関西支部第49期定時総会講演論文集,昭49-3,p1 (日本機械学会論文集昭52-2 掲載予定)
- (1.57) 蔦,山地, "肉厚方向に直交関数を用いた厚肉体の有限要素解析法(第4報, 解析法に関する2~3の検討とビストン強度解析への応用)",日本機械学会 関西支部第49期定時総会講演論文集,昭49-3, P4
- (1.58) 蔦, "三次元非定常熱伝導解析プログラム", 川崎重工技研速報, 昭46-1,
 (未公表), P8

- 72 -

1. A.1 熱荷重による仮想仕事

熱荷重による仮想仕事, すなわち式 (1.2.55)の右辺第2項 δ VeTem は, 要素内の 温度分布を

(1.A.1)

(1.A,2)

$$T = \sum P_n \, |N_s \cdot \overline{T}_n|$$

ただし

$$\overline{T}_n^t = \{ T_{in} \quad T_{jn} \quad T_{kn} \}$$

と置くことによつて以下のように求まる。

まず式(1.2.55)の £oを

$$\mathcal{E}_o = \mathcal{C}_T \cdot \alpha T$$

ただし

$$\mathcal{C}_{T}^{t} = \{ 1 \ 1 \ 1 \ 0 \}$$

と置けば,両式から

 $\mathfrak{E}_{o} = \sum P_{n} \mathfrak{C}_{T} \cdot N_{S} \propto \overline{\mathfrak{T}}_{n} \tag{1.A.3}$

が得られる。上式および式(1.2.44)の第1式を式(1.2.55)に用いれば

となり, これより

- 73 -

$$\delta VeTem = -\delta VeTem^{(0)} - \zeta \delta VeTem^{(1)} - \zeta^2 \delta VeTem^{(2)}$$

ただし

$$\delta Verem = \sum \frac{4\pi}{2n+1} \int_{-1}^{1} \delta \mathcal{E}_{cn}^{'t} \cdot \mathcal{B}_{J(o)}^{t} \cdot \mathcal{D} \cdot \mathcal{C}_{T} \cdot \mathcal{N}_{S} \, \not \prec \, \overline{\mathcal{T}}_{n} \cdot |\mathcal{N}_{L}| \, d \, \xi$$

$$\begin{split} \delta V_{eTem}^{(\prime)} &= \sum \frac{4\pi}{2n+1} \int \delta \mathcal{E}_{cn}^{t} |\overline{B}_{J(\prime)}^{t} \cdot |D \cdot \mathcal{C}_{T} \cdot |N_{S}(\frac{n}{2n-1} \alpha) \\ &= \overline{\pi}_{n-1} + \frac{n+1}{2n+3} \alpha |\overline{\pi}_{n+1}\rangle |\lambda_{L}| d\xi \\ \delta V_{eTem}^{(2)} &= \sum \frac{2}{2n+1} \int (\frac{n}{2n-1} \delta \mathcal{E}_{cn-1}^{\prime t} + \frac{n+1}{2n+3} \delta \mathcal{E}_{cn+1}^{\prime t}) (-f) |\overline{B}_{J(\prime)}^{t} \cdot |D \cdot |\delta \mathcal{C}_{T} \cdot |N_{S} \cdot (\frac{n}{2n-1} \alpha |\overline{\pi}_{n-1}| + \frac{n+1}{2n+3} \alpha |\overline{\pi}_{n+1}\rangle) |\lambda_{L}| d\xi \end{split}$$

(1.A.4)

が得られる。したがつて上の E_{cn} に式 (1.2.44)の第2式を用いて各成分の積分を行ない、変分量 $\delta \overline{\delta}_n$ によつて整理すれば次の各式のようになる。

$$\begin{split} \delta V_{eTem} &= \sum \delta \overline{\phi}_{n}^{t} \cdot \psi^{(o)} \cdot \overline{\pi}_{gn}^{(o)} \\ \hbar \mathcal{E} L \\ \psi^{(o)} &= 2\pi \int_{-1}^{\prime} \left(\frac{2}{2n+1} \frac{t}{2(n-1)} \frac{2(2n-1)}{2n-1} \overline{Z}_{1(o)}^{t} - \frac{2}{2n-3} \overline{Z}_{o(o)} \right) \overline{B}_{J(o)}^{t} \cdot \\ \cdot \mathcal{D} \mathcal{E}_{T} \cdot \mathcal{M}_{S} |\lambda_{L}| d\xi \\ \overline{\pi}_{gn}^{(o)} &= \left\{ \alpha \overline{\pi}_{n}^{t} \quad \alpha \overline{\pi}_{n-1}^{t} \quad \alpha \overline{\pi}_{n-2}^{t} \right\}^{t} \\ \delta V_{eTem}^{(\prime)} &= \sum \delta \overline{\delta}_{n}^{t} \psi^{(\prime)} \overline{\pi}_{gn}^{\prime} \\ \hbar \mathcal{E} L \\ \psi^{(\prime)} &= \int_{-1}^{\prime} \left(\frac{2}{2n+1} \overline{Z}_{0}^{t} - \frac{2(2n-1)}{2n-1} \overline{Z}_{1}^{t} - \frac{-2}{2n-3} \overline{Z}_{0} \right) \overline{B}_{J(\iota)}^{t} \cdot \\ \cdot \mathcal{D} \cdot \mathcal{E}_{T} \cdot \mathcal{M}_{S} \cdot |\lambda_{L}| d\xi \\ \overline{\pi}_{gn}^{(\prime)} &= \left\{ \begin{array}{c} \frac{n}{2n-1} \alpha \overline{\pi}_{n-1} + \frac{n+1}{2n+3} \alpha \overline{\pi}_{n+1} \\ \frac{n-1}{2n-3} \alpha \overline{\pi}_{n-2} + \frac{n}{2n+1} \alpha \overline{\pi}_{n-1} \\ \frac{n-2}{2n-5} \alpha \overline{\pi}_{n-3} + \frac{n-1}{2n-1} \alpha \overline{\pi}_{n-1} \end{array} \right\} \end{split}$$
(1.A. 6)

- 74 -

および

$$\begin{split} \xi^{2} \delta V e_{Tem}^{(2)} &= \sum \delta \bar{\delta}_{n}^{t} \left(\psi^{(2)} \cdot \overline{\pi}_{gn}^{(2)} + \psi^{(3)} \cdot \overline{\pi}_{gn}^{(3)} \right) \\ & \hbar \pi U \\ \psi^{(2)} &= 2\pi \int_{-1}^{1} \left(\frac{2(n+1)}{(2n+1)(2n+3)} \mathbf{z}_{0}^{t} \cdot \frac{2n}{2n-1} \mathbf{z}_{1}^{t} \cdot \frac{-2(n-1)}{(2n-1)(2n-3)} \mathbf{z}_{0}^{t} \right) \\ & (-f) \cdot |\vec{B}_{J(1)}^{t} \cdot |D \cdot \mathcal{C}_{T} \cdot |N_{S}| \lambda_{L}| d\xi \\ & \psi^{(3)} &= 2\pi \int_{-1}^{1} \left(\frac{n(n-1)}{(2n-1)(2n+1)} \mathbf{z}_{0}^{t} \cdot \frac{(n-1)(n-2)}{2n-1} \mathbf{z}_{1}^{t} \cdot \frac{-(n-2)(n-3)}{(2n-3)(2n-5)} \mathbf{z}_{0} \right) \\ & (-f) \cdot |\vec{B}_{J(1)}^{t} \cdot |D \cdot \mathcal{C}_{T} \cdot |N_{S}| \lambda_{L}| d\xi \end{split}$$

$$\overline{\mathcal{T}}_{Gn}^{(2)} = \begin{cases} \frac{n+1}{2n+1} \propto \overline{\mathcal{T}}_n + \frac{n+2}{2n+5} \propto \overline{\mathcal{T}}_{n+2} \\ \frac{n}{2n-1} \propto \overline{\mathcal{T}}_{n-1} + \frac{n+1}{2n+3} \propto \overline{\mathcal{T}}_{n+1} \\ \frac{n-1}{2n-3} \propto \overline{\mathcal{T}}_{n-2} + \frac{n}{2n+1} \propto \overline{\mathcal{T}}_n \end{cases}$$

$$\overline{\mathcal{T}}_{gn}^{(3)} = \begin{cases} \frac{n-l}{2n-3} \, \alpha \, \overline{\mathcal{T}}_{n-2} + \frac{n}{2n+l} \, \alpha \, \overline{\mathcal{T}}_n \\ \frac{n-2}{2n-5} \, \alpha \, \overline{\mathcal{T}}_{n-3} + \frac{n-l}{2n-l} \, \alpha \, \overline{\mathcal{T}}_{n-l} \\ \frac{n-3}{2n-7} \, \alpha \, \overline{\mathcal{T}}_{n-4} + \frac{n-2}{2n-3} \, \alpha \, \overline{\mathcal{T}}_{n-2} \end{cases}$$

これらより温度の成す仮想仕事式(1.44)は結局次のように書ける。

$$\delta V_{eTem} = -\sum_{n=0}^{\infty} \delta \overline{\delta}_n^t \sum_{\lambda=0}^{3} \psi^{(\lambda)} \cdot \overline{\pi}_{Gn}^{(\lambda)}$$

(1.A.8)

(1.A.7)

1. A.2 物体力による仮想仕事

要素の全体座標系表示による R, Z 方向の単位体積当たりの物体力を

$$f_{B} \equiv \begin{cases} f_{R} \\ f_{Z} \end{cases} = \sum p_{n} \cdot IN \ \overline{f}_{Bn}$$

ただし

$$\overline{f}_{Bn}^{t} = \{f_{Rin}, f_{Rj^{n}}, f_{Rkn}, f_{Zi^{n}}, f_{Zjn}, f_{ZRn}\}$$

とすれば、この位置エネルギの変化による仮想仕事るUBは

$$\delta U_{\mathcal{B}} = \int_{V} \delta \delta_{\mathcal{D}}^{t} \cdot f_{\mathcal{B}} \, dV \qquad (1.A.10)$$

と書ける。ただし、 *SD* は全体座標系の変位であつて式 (1.2.1),式 (1.2.23)の第1 式および式 (1.2.25)より

$$\delta_{D} = IR \,\delta_{G} = \sum P_{n} \cdot IN \cdot \left(\bar{\delta}_{n} - \bar{\delta}_{n+2}\right) \tag{1.A.11}$$

と書ける。そこで式(1.A.9),式(1.A.11)の両式を式(1.A.10)に用いて δU_{β} の ζ に関する積分を行なえば

$$\delta U_{B} = \int_{V} \{ \Sigma P_{n} | R \cdot | N (\bar{\delta}_{n} - \bar{\delta}_{n+2}) \}^{t} (\Sigma P_{n} | N \bar{f}_{Bn}) \cdot |\lambda_{L}| dV_{L}$$

となり、これより

$$\delta U_B = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{2n+1} \left(\delta \overline{\delta}_n^t - \delta \overline{\delta}_{n+2}^t \right) \cdot \Omega \cdot \overline{f}_{Bn}$$

(1.A.12)

(1.A.9)

ただし

$$\mathcal{D} = 2\pi \int_{-1}^{1} |N^{t} \cdot |R^{t} \cdot N| |\lambda_{L}| d\xi$$

が得られる。これを几の変分量別に整理し直せば

- 76 -

$$\delta U_{B} = \sum \delta \overline{\delta}_{n}^{t} \Omega \cdot \left(\frac{-2}{2n-3} \overline{f}_{Bn-2} + \frac{2}{2n+1} \overline{f}_{Bn} \right)$$
(1.A.13)

となる。上式が物体力 **f**B による仮想仕事である。

1. A.3 表面分布力による仮想仕事

次に表面分布力による仮想仕事を考える。表面圧の経線方向の分布を簡単のため座標系 と共通とし、外内表面でのて方向および **5**方向の表面圧の分布を

$$|P_{i} = \left\{ \begin{array}{c} P_{\zeta} \\ P_{\zeta \xi} \end{array} \right\}_{\zeta = i} = |N \cdot \overline{P}_{i}|$$

ただし

$$\overline{P_{i}t} = \left\{ P_{\xi i} \quad P_{\xi j} \quad P_{\xi R} \quad P_{\xi \xi i} \quad P_{\xi \xi j} \quad P_{\xi \xi$$

および

$$|P_{-1} = \begin{cases} P_{5} \\ P_{55} \end{cases} = |N \cdot \overline{P}_{-1}|$$

ただし

と置く。ここに P,および P, は表面圧の節点値である。式 (1.A.14) および式 (1.A.15) に対応する方向の変位は式 (1.2.20) の第2式および式 (1.2.29) で

$$Q_n(\zeta = \pm 1) = \begin{cases} (\pm 1)^n, & n = 0, 1 \\ 0 & n \ge 2 \end{cases}$$
(1.A.16)

として求まり

 $\delta'_{\zeta=1} \equiv \delta'_{S} = \sum \lambda \cdot N \cdot \overline{R}_{\zeta=1} \cdot \overline{\delta}_{n}$

(1.A.14)

(1.A,15)

$$\delta_{\varsigma_{\ast-1}} \equiv \overline{\delta}_{\varsigma} = \sum (-1)^{n} \cdot \lambda \cdot |N \cdot |\overline{R}_{\varsigma_{\ast-1}} \cdot \overline{\delta}_{n} \qquad \left\{ \begin{array}{c} (1.A.17) \\ \end{array} \right.$$

1

(1.A,20)

となる。ゆえに、表面圧の成す仮想仕事は式(1.2.15)の入しを用い、

$$\delta U_{P} = \int \delta \delta_{s}^{\prime t} \lambda_{L}^{-\prime t} \cdot N \cdot \overline{P}, dA_{\xi\theta}$$

$$+ \int \delta \overline{\delta}_{s}^{\prime t} \lambda_{L}^{-\prime t} N \cdot \overline{P}, d\overline{A}_{\xi\theta}$$

$$(1.A.18)$$

に上式を用いて,次のように表わせる。

$$\begin{split} \delta U_{P} &= \sum_{n=0}^{t} \delta \overline{\delta_{n}}^{t} \left(\prod^{T} \overline{P_{I}} + (-1)^{n} \overline{\Pi^{T}} \overline{P_{-I}} \right) \\ & \uparrow t \in L \\ \overline{\Pi^{T}} &= \int \overline{R_{\xi=-1}^{t}} N^{T} \cdot \overline{\lambda_{L}}^{t} \cdot \overline{N} \cdot dA_{\xi\theta} \\ & \overline{\Pi^{T}} &= \int \overline{R_{\xi=-1}^{t}} N^{T} \cdot \overline{\lambda_{L}}^{t} \cdot \overline{N} \cdot dA_{\xi\theta} \\ \end{split}$$

$$(1.A.19)$$

となる。

1. A.4 節点力による仮想仕事

次に要素各節点の未知断面力を FF とし、これを Pn で展開して

 $\overline{F} = \sum Pn \cdot \overline{F}n$

ただし

$$\overline{F}_n = \{F_{Rni} \ F_{Rnj} \ ---- \ F_{ZnR} \}$$

$$\overline{F} = \{F_{Ri}(5) \ F_{Rj}(5) \ ---- \ F_{ZR}(5)\}$$

の形に表わせば、これによる仮想仕事 δU_F は、式 (1.2.1)、式 (1.2.23)の第1式および式 (1.2.25)を用いて

$$\delta U_{F} = \int_{-1}^{1} \{ \Sigma p_{n} \cdot \overline{R} (\delta \overline{\delta}_{n} - \delta \overline{\delta}_{n+2}) \}^{t} (\Sigma P_{n} \overline{F}_{n}) d\zeta$$

と書ける。式(1.2.58)を利用して積分を行なえば

$$\delta U_F = \sum \frac{2}{2n+1} \left(\delta \bar{\delta}_n^t - \delta \bar{\delta}_{n+2}^t \right) \cdot 2 \pi I \bar{R}^t \cdot \bar{F}_n$$

あるいは

$$\delta U_F = \sum \delta \overline{\delta}_n^t \left(-\frac{2}{2n-3} \cdot 2\pi I \overline{R}^t \overline{F}_{n-2} + \frac{2}{2n+1} 2\pi I \overline{R}^t \overline{F}_n \right) \quad (1.A.21)$$

が得られる。これが節点内力による仮想仕事である。

1

厚肉体の三次元問題の外力の仮想仕事は付録 1.A に示す厚肉回転設構造の場合と同様に して求めることができ、それぞれ以下のようになる。

まず、熱荷重による仮想仕事は、要素内の温度分布を

$$\mathcal{T} = \sum P_n \cdot I N_s \cdot T_n$$

$$(1.B.1)$$

 $\overline{\pi}_n = \{\overline{\tau}_{in} \quad \overline{\tau}_{2n} \quad \dots \quad \overline{\tau}_{8n} \}^t$

と表わし, これと式 (1.3.32)を式 (1.3.35)の第4式に用いることによつて容易に求まり, 次のようになる。

$$\delta VeTem = -\delta \overline{\delta}_n^t \, \mathcal{W}_{Gn} \cdot \mathcal{A} \, \overline{\Pi}_{Gn}$$

ただし

ただ

$$\overline{\pi}_{Gn} = \left\{ \overline{\pi}_{n-2}^{t} \quad \overline{\pi}_{n-1}^{t} \quad \overline{\pi}_{n}^{t} \right\}$$

$$(1.B.2)$$

$$\mathcal{W}_{Gn} = \left\{ \frac{2}{2n-3} \mathcal{W}^{(2)} \quad \frac{2(2n-1)}{2n-1} \mathcal{W}^{(1)} \quad \frac{2}{2n+1} \mathcal{W}^{(0)} \right\}$$

$$\mathcal{W}^{(\lambda)} = \int \mathcal{G}_{\tau\lambda}^{t} \quad \mathcal{B}_{J_{3}}^{t} \cdot \mathcal{D}^{'} \mathcal{C}_{\tau} \cdot \mathcal{N}_{S} \cdot | \mathbf{J}_{3} | d \xi d \eta$$

次に物体力による仮想仕事 *SUB*は,要素内の単位体積当たりの物体力を

$$ff_{\mathcal{B}} = \begin{cases} f_{\chi} \\ f_{y} \\ f_{z} \end{cases} = \sum \mathcal{P}_{\pi} \cdot I N \cdot \overline{f}_{\mathcal{B}\pi} \\ (1.B, 3)$$

ただし

$$\widehat{f}_{\beta n} = \left\{ f_{\chi_1} \quad f_{\chi_2} \quad \dots \quad f_{y_1} \quad \dots \quad f_{z_1} \quad \dots \quad f_{z_8} \right\}^t$$

とすれば、付録1.Aで用いたと同じ手続きによつて

$$\delta U_{B} = \sum \delta \overline{\delta}_{n}^{t} \cdot \Omega \cdot \left(\frac{-2}{2n-3} \overline{f}_{Bn-2} + \frac{2}{2n+1} \overline{f}_{Bn} \right)$$

ただし

$$\mathfrak{D} = \int |N^{t} |N \cdot | \mathfrak{J}_{3}| d\xi d\gamma$$

となる。

表面圧による仮想仕事 SUp は、両表面上の分布荷重を

$$IP_{i} = IN \cdot \overline{IP}_{i}$$

および

$$IP_{-1} = IN \cdot \overline{IP}_{-1}$$

ただし

$$\left. \begin{array}{c} |P_{i} \\ P_{j} \end{array} \right\} = \left\{ P_{\xi} P_{\gamma} P_{\zeta} \right\}_{\zeta=\pm 1}^{t}$$

$$\left. \begin{array}{c} \overline{P}_{1} \\ \overline{P}_{-1} \end{array} \right\} = \left\{ \overline{P}_{\mathfrak{F}_{1}} \quad \overline{P}_{\mathfrak{F}_{2}} \cdots \quad \overline{P}_{\mathfrak{F}_{1}} \cdots \quad \overline{P}_{\mathfrak{F}_{n}} \right\}_{\mathfrak{F}_{n}}^{\mathfrak{T}} \mathfrak{F}_{\mathfrak{F}_{n}} \mathfrak{F}_{n}} \mathfrak{F}_{\mathfrak{F}_{n}} \mathfrak{F}_{n}} \mathfrak{F}_{n}} \mathfrak{F}_{n}} \mathfrak{F}_{n} \mathfrak{F}_{n} \mathfrak{F}_{n}} \mathfrak{F}_{n}} \mathfrak{F}_{n}} \mathfrak{F}_{n}} \mathfrak{F}_{n} \mathfrak{F}_{n}} \mathfrak{F}_{n}}$$

とすれば、同様にして次式のようになる。

$$\delta U_{P} = \sum_{n=0}^{l} \delta \overline{\delta}_{n}^{t} \left(\prod \cdot \overline{P}_{l} + (-1)^{n} \overline{P} \cdot \overline{P}_{l} \right)$$

ただし

τ

$$T^{*} = \int |N^{t} a^{t} \cdot \overline{\lambda}_{L} \cdot |N \cdot dA \xi \eta , \quad (5 = 1)$$

$$\overline{IP} = \int IN^{t} \cdot a^{t} \cdot \overline{\lambda}_{L} \cdot IN \cdot d\overline{A} = \eta , \quad (\varsigma = -1)$$

節点内力による仮想仕事 δU_F は、各節点の未知断面力をFとし、これをPn で展開し

(1.B.5)

(1.B.6)

(1.B.4)

- 81 -

ļ

の形に表わせば

$$\delta U_F = \sum \delta \overline{\delta}_n^t \left(-\frac{2}{2n-3} \overline{F}_{n-2} + \frac{2}{2n+1} \overline{F}_n \right) \qquad (1.B.8)$$

と表わせる。

第 2 編

厚肉体の接触複合構造物の

有限要素解析法

第1章緒言

厚肉体は単独で一つの構造物を形成する場合と,いくつかの厚肉体が接触部を介して力 を伝え合うような複合構造系として一つの構造物を構成する場合とがあり,一般に機械が大 型化するにつれて複合構造系を構成する要素の数は増加する。

複合構造系内の一つの構造要素の応力,変形状態を正しく評価するためには,接触部を 介して伝えられる外力が明確でなければならないが,これらの力やその分布は,たとえば嵌 合問題に見られるように,一般に不明な場合が多い。このような場合には,一機械要素のみ でなく,複合構造系全体を解析し,接触境界での作用力の詳細を明確にするか,あるいは一 挙に各要素の応力状態までも明らかにしていくような解析法が必要となつてくる。

複合構造物の古典解法による解は,古くは Hertz の問題や嵌合問題などにつき,種々 の有用な解が求められてきているが,そのいずれも解析的取扱いが可能な比較的単純な構造 の組合せの場合である。一方,近年の連続体有限要素法の非連続体接触問題への応用は,圧 入軸^{(2,1)(2,2)}やブロックの塑性圧縮^{(2,3)(2,4)},Hertzの問題^{(2,3)(2,5)(2,6)}など. 実用上重要な問題ごとに解を工夫して解かれてきた。Wilson^(2,7)は圧入問題に対し,お のおのの接触表面で組立てた二つの剛性方程式を組合わせて,一つの新しい剛性方程式を求 める方法を,対応面に摩擦のない状態で,接触面が全体座標系の一つの軸に平行な場合につ いて示した。大手^(2,8)はその方法を摩擦条件を有する問題に拡張し,同様の圧入問題を解い た。しかしこの手法では,接触と非接触の境界が負荷とともに変化するHertzの問題など は取扱えない。このように,従来の接触問題の取扱いは,個別の問題ごとに解を工夫するや り方であつたため,実用上現れる,いろいろな種類の複合構造系の問題に共通に適用できな

そこで本編では,接触結合部の非線形挙動の基礎的考察をもとに,複合構造物の汎用的 解析法を研究する。すなわち,まず,接触面の傾きが連続的に変化し,かつ複雑な負荷過程 をうける一般的な場合につき,解析法の考え方を考察する。そして接触面の挙動には,線形

- 84 -

挙動や可逆的非線形挙動のほか,接線力とすべりの非線形性に由来して非可逆的な非線形挙 動を生じる場合があることを明らかにし,この取扱いに,非可逆性を含まないように負荷過 程を区切つて荷重増分法を,また可逆的な非線形性の取扱いには,繰り返し法をそれぞれ導 入し,一つの荷重増分内の非線形性を繰返し法で取扱う解法を考える。

そして増分型仮想仕事の原理から,接触境界面の作用力や対応変位を未知量として含む 増分型剛性方程式をまず求める。次に,接触対応面間の力学的平衡条件や幾何学的連続条件 は,接触面作用力や変位によつて一価ではなく,連続体のごとく一体に挙動する場合のほか に,対応面がすべる場合や,自由境界に帰着する場合などがあり,それぞれの連続条件は皆 異なる。そこで,任意の接触面形状で,ギャップやラップのような初期不整を含み,接触範 囲が荷重とともに変化する一般的な場合について,上の各場合の連続条件およびその選択条 件を表式化し,これを増分形で表示する。そして増分型剛性方程式に含まれる接触面未知量 をこの連続条件を用いて,初期値などの既知量によつて表示して,複合構造系全体の剛性方 程式を求めて,その形をくずさずにこれを解く汎用的マトリックス解法を考える。そして解 の明らかな数種の基本的な例題を解いて本解法の有用性を明らかにする。

以下に本編で用いる主要記号を列記する。

- *B*; 歪一節点変位行列
- *ID*; 応力一歪行列
- *IK*; 剛性行列
- Laj, Lej ; 方向余弦
- *|Mej, |Mpj*; 式(2.26)で与えられる行列
- IMuj,IMsj ; 式 (2.25),式 (2.28) で与えられる行列

/N : 変位関数

P, *Q*, *Y*; 面圧,最大摩擦力方向とその直交方向の接線圧

(*þ*, *IP*; 全体座標系表示の接触面圧と接触面節点力)

IPn, IPo ; 局部座標系表示の接触面節点力と増分解析時の初期節点力

IR,\$,F; 節点力

t ; 転 置

- *π* ;温度
- *(U, IŪ*; 変位, 節点変位)
- *Up*, *Uq*, *Ur*; *P*, *Q*, *Y*方向の変位
- *て*, *y*, *z*; 全体座標
- Xa, Ya, Za ; 局部座標
- ♂ ; 線膨張係数
- δ_P , δ_P° ; 接触面の初期不整量, 增分解析時の初期不整量
- △ ; 增 分,
- €, Eo ; 歪, 初期歪
- ▶ ; 表 2.2 で与えられる行列
- μ ; 摩擦係数
- μ ; 表 2.1 で与えられる行列
- **⑦**;応力
- **χ, χ_ν;** 物体力, 表面力
- "o"(添字) ; 增分解析の初期値
- "o"(肩記号) ; 繰返し解析の一つ前の解

第2章 厚肉体の接触問題の有限要素解析法

2,1 接線力の非可逆性

図 2.1 (a) に示すように、三つの物体 (A), (B), (C) が二つの独立な外力 P および Q をうける 問題を考える。荷重 P がまず作用し、 Po で一定値に保持され、そののち横荷重 Q が O → Qo → O のように重畳するとき、 (A) と (B)の境界面の 1 点での接線圧 8 の履歴は図 2.1 (b)のよう な形をとる。 (簡単のため、8 は Po のみの場合に零とする。) すなわち、 Po を一定にし たまま Q を増すと、8 は t, で限界摩擦力 – μ Po (μ は摩擦係数) に達し、そののち、最 大値 Qo まで 8 は - μ Po 一定のまますべりのみが進行する。

Qo からQが減少するにつれて,接線変位の食い違いは一定のまま, g がまず減り始め, tz 点で g は反対の摩擦力 μPo に達する。その後gはμPoのまま反対方向へのすべりが Q の除荷の終りまで続く。この最終状態 t3 は同じ荷重条件にもかかわらず,初期状態to と著しく異なる。

ここに示されたような接線力とすべりの非可逆性を取扱うためには,負荷履歴を非可逆 性を含まない間隔にわけて取扱う必要がある。そこで本研究では,この取扱いに,弾塑性解 析などで使われる荷重増分法を用いることにする。

2.2 仮 定

次の仮定を設ける。

- (1) 剛体運動はないものとする。
- (2) 接触面間の中間介在物(油など)の現象は無視し,静摩擦係数のみで扱える。動摩 擦は考えない。
- (3) 応力一歪, 歪一変位関係は線形とする。
- (4) 分割要素の辺長に比し、変位などは十分小さい。

- 87 -

2.3 要素の 増分仮想仕事

いくつかの物体④④②②…… が互に接触面を構成する場合を考える。各物体を有限の要素に分割したのち,図2.2に示すように代表的な物体 ④ ⑧ から成る接触境界を考える。

④側の境界面を含む一つの要素をAi, ③側の対応要素をBi とし,接触対応面の節点は 図のja, jbのごとく互に対応させる。全体座標を(x, y, z), AiとBi に共通の局部座標 を (χ_a, χ_a, χ_a) とし、 χ_a , χ_a を接触面内に χ_a をAiの外向法線の方向にとる。

このとき,非可逆過程を含まない一つの負荷増分に対する Ai の増分仮想仕事の原理は, (2.9)前増分までの増分仮想仕事式が完全に満足されているものとすれば,次式で表わせる。

(2.1)

$$\Delta W = \int \Delta \sigma_{ai}^{t} \delta \Delta E_{ai} dV - \int \Delta X_{ai}^{t} \cdot \delta \Delta N_{ai} dV$$
$$- \int \Delta X_{vai}^{t} \delta \Delta N_{ai} dS - \int \Delta P_{ai}^{t} \delta \Delta N_{ai} dS$$

$$-\Delta Fa_i^{\dagger} \delta \Delta \overline{IU}a_i = 0$$

221

𝕶ai, €ai ; 応力, 歪
𝔄ai, 𝔄ai ; 変位, 節点変位
𝒴ai, 𝔄vai ; 物体力, 表面力
𝑘ai ; 全体座標系表示の接触圧力
𝑘ai ; 節点力

であり、またδは仮想量、Δは増分を、 *a*i は要素番号を、t は転置行列をそれぞれ表わす。 変位関数,歪一節点変位関係および応力一歪関係を

$$\Delta IUai = IN \Delta I\overline{U}ai$$

$$\Delta Eai = IB \cdot \Delta I\overline{U}ai$$

$$\Delta \overline{O}ai = ID \cdot (\Delta Eai - \Delta Eoai)$$

$$(2.2)$$

- 88 -

とする。ここに IN は変位関数, IB は歪一変位行列, ID は応力一歪行列である。熱負荷のある問題では, 初期歪は

$$\Delta \mathcal{E}_{oai} = \alpha \cdot \Delta \mathcal{T}_{ai} \tag{2.3}$$

で与えられる。ただし♂は線膨張係数,丌は温度を表わす。

式(2.2)を式(2.1)に代入すれば,増分仮想変位の任意性から,次の剛性方程式が 得られる。

$$lK_{ai} \cdot \Delta l\overline{U}_{ai} = \Delta S_{ai} + \Delta lP_{ai} + \Delta lF_{ai}$$

ここに

$$|K_{ai} = \int |B^{\dagger} \cdot |D \cdot |B \, dV$$

$$\Delta S_{ai} = \int |B^{\dagger} \cdot |D \cdot \Delta \mathcal{E}_{oai} \, dV + \int |N^{\dagger} \Delta \mathcal{K}_{ai} \, dV$$

$$+ \int |N^{\dagger} \Delta \mathcal{K}_{rai} \, dS$$

$$\Delta |P_{ai} = \int |N^{\dagger} \Delta P_{ai} \, dS$$
(2.4)

④内の内部要素 Ak に対しても、式(2.4)の第1式の右辺第2項を落すだけで同様の関係
が得られる。したがつて④内の全要素に対する剛性方程式は次のようになる。

$$IK_a \cdot \Delta IU_a = \Delta S_a + \Delta IP_a + \Delta IF_a$$

N55

$$IKa = \sum IKai + \sum IKar$$

 $\Delta \$a = \sum \Delta \$ai + \sum \Delta \$ak$

 $\Delta IP_a = \sum \Delta IP_{ai}$

$$\Delta Fa = \sum \Delta Fai + \sum \Delta FaR$$

- 89 -

(2.5)

上式の第1式の右辺第2項の未知接触圧力に対する等価節点力がいまの場合未知である。 既知節点力を

$$\Delta IR_a = \Delta S_a + \Delta IF_a \tag{2.6}$$

と置いて式(2.5)に用いたのち、同様の関係を全物体 (A)(Q)(C)・・・・に集めると次のよう な物体別全体剛性方程式が得られる。

$$\begin{bmatrix} IK_{a} & & \\ IK_{b} & \\ & IK_{c} & \\ & \ddots & \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Delta I\overline{U}_{a} \\ \Delta I\overline{U}_{b} \\ \Delta I\overline{U}_{c} \\ \vdots & \end{bmatrix} = \begin{cases} \Delta IR_{a} \\ \Delta IR_{b} \\ \Delta IR_{c} \\ \vdots & \end{bmatrix} + \begin{cases} \Delta IP_{a} \\ \Delta IP_{b} \\ \Delta IP_{c} \\ \vdots & \end{bmatrix}$$
 (2.7)

あるいは

$$|K \cdot \Delta |U| = \Delta |R| + \Delta |P|$$

上式は接触面力およびその対応変位を未知量として含む。これを解くためには,接触対応面間の連続条件を使つて △ Pa などを既知量で表わしていくことが必要である。そこで次にこれについて考える。

2.4 接触面間の連続条件と選択条件

接触面間の連続条件は、その部分に作用する力と変形の大きさによつて異なる。これら は通常次のように分類できる。すなわち

- (a) 接触対応両面の力と変位が連続体のごとくすべて連続している場合
- (b) 接触対応面間に作用する接線力は限界摩擦力に保持されたまま,最大摩擦力方向に すべりが生じる。

これらに加えて、Hertz の問題のように接触範囲が負荷の大きさとともに変る場合の取扱

いを容易にするために、次の条件(0)を追加するのが都合がよい。

(C) 接触両面が自由境界の条件に帰着する場合

これは,解析に先立つ段階では荒く広い目の接触範囲を定め,真の接触範囲は(0)の条件を使 つて定めてゆけるからである。

そこで、上の(a)~(c)の各場合に対する接触面間の力学的平衡条件および幾何学的連続条 件を次に考える。図2.2を参照して、接触面上に作用する分布力の垂直成分をや、最大摩擦 力作用方向の接線圧をg, それらに直交する方向の成分をYとし,対応する変位を U_b , U_g および U_r とする。そして添字 a, bを要素 A_i と B_i を区別するのに用いる。接触境界で は力,変位ともに未知であるから,連続条件は自由度の2倍の連続条件式が必要である。こ れらは先の条件(a)(b)および(c)に対応して、それぞれ次のように書ける。

上の3種の連続条件のうちどれを適用するかは、解析に先立つ段階ではわからないから、ま ず仮の連続条件を定めて計算を行ない、この結果得られる境界の力と変位で仮の条件の適否

J

- 91 -

を判定し,この条件を改良して解析を繰返すような試行錯誤の過程が必要となる。上式中の 各不等式はこれらの選択条件を表わし,肩記号の〇印は繰返し計算の一つ前の解を意味する。

以上は接触境界面が負荷前に同一面にある場合であるが、すべての接触面が負荷前に同 一面にあるような場合は実際の構造系ではまれで、通常、何らかの口開き状態にあるか。あ るいは圧入構造のごとく、初期重合がある場合が多い。したがつて、上の各連続条件のうち 法線変位に関する条件はこれらを含むように拡張しておく必要がある。いま、対応面の初期 不整量を δ_p とすると、両面の法線変位が連続する場合の条件は式(2.8)~式(2.10) 中の $U_{Pa} - U_{Pb} = 0$ の代りに

$$U_{Pa} - U_{Pb} - \delta \rho = 0 \qquad (2.11)$$

とすればよい。ただし δ_P は初期口開きの場合正、初期重合の場合負に取るものとする。

自由境界の条件(c)を用いた解析結果によつて新たに連続条件を定める場合には,式(2. 8) ~式(2.10) 中に示す力による判定は使えないが,それに代つて変位を用いた次の判 定条件を用いることができる。

さて,式(2.8)~式(2.12)を式(2.7)に適用するためには,各式を増分形で表示しなければならない。式中の各変数を増分量と初期値を用いて表わし,

と置く。ただし添字"0"は増分解析時の初期値で,前増分までの解である。上の関係を式 (2.8)~式(2.12)に用いれば,各連続条件および判定条件は次のようになる。

$$\begin{split} P_{ao} + \Delta P_{a}^{o} &\leq 0 \\ (\pm \hbar \kappa i - \Delta U p_{a}^{o} + \Delta U p_{b}^{b} + \delta p_{p}^{o} \leq 0), \\ |g_{ao} + \Delta g_{a}^{o}| - \mu |P_{a}^{o} + \Delta P_{a}^{o}| \leq 0 \quad \text{ind} \\ |Y_{ao} + \Delta Y_{a}^{o}| - \mu |P_{a}^{o} + \Delta P_{a}^{o}| \leq 0 \quad \text{ind} \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () , \quad \Delta g_{a} + \Delta g_{b} = 0 \quad () , \\ \Delta Y_{a} + \Delta Y_{b} = 0 \quad () , \quad \Delta U p_{a} = \Delta U p_{b} + \delta p_{p}^{o} \quad () , \\ \Delta U g_{a} = \Delta U g_{b} \quad () , \quad \exists^{\pm} I^{U} \quad \Delta U r_{a} = \Delta U r_{b} \quad () \\ P_{ao} + \Delta P_{a}^{o} \leq 0 \\ (\pm \hbar \kappa i - \Delta U p_{a}^{o} + \Delta U p_{b}^{b} + \delta p_{p}^{o} \leq 0), \\ |g_{ao} + \Delta g_{a}^{o}| - \mu |P_{a}^{o} + \Delta P_{a}^{o}| \geq 0 \quad \text{ind} \\ |Y_{ao} + \Delta Y_{a}^{o}| - \mu |P_{a}^{o} + \Delta P_{a}^{o}| \leq 0 \quad \text{ind} \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () , \quad \Delta g_{a} + \Delta g_{b} = 0 \quad () , \\ A T_{a} + \Delta Y_{b} = 0 \quad () , \quad \Delta U p_{a} = \Delta U p_{b} + \delta p_{p}^{o} \quad () , \\ |g_{ao} + \Delta g_{a}| = \mu |P_{ao} + \Delta P_{a}| \quad () , \quad \exists^{\pm} I^{U} \\ \Delta U r_{a} = \Delta U r_{b} \quad () \\ P_{ao} + \Delta P_{a}^{o} > 0 \\ (\pm \hbar \kappa i - \Delta U p_{a}^{o} + \Delta U p_{b}^{b} + \delta p_{p}^{o} > 0) \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () , \quad \Delta g_{a} + \Delta g_{b} = 0 \quad () \\ \pi h + \Delta P_{b} = 0 \quad () , \quad \Delta g_{a} + \Delta g_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () , \quad \Delta g_{a} + \Delta g_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () , \quad \Delta g_{a} + \Delta g_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () , \quad \Delta g_{a} + \Delta g_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta Y_{b} = 0 \quad () , \quad \Delta g_{a} + \Delta g_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta Y_{b} = 0 \quad () , \quad \Delta g_{a} + \Delta g_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta Y_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{a} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{a} = 0 \quad () \\ \kappa \# L \\ \Delta P_{a} + \Delta P_{b} = 0 \quad$$

(2.14)

- 93 -

および

 $gao + \Delta ga = 0$?

 $\gamma_{ao} + \Delta \gamma_a = 0$ (0)

(a)

(b)

(c)

ただし

$$\delta p' = \delta p - U p_{ao} + U p_{bo} \qquad (2.15)$$

式(2.14)中,()内の選択条件は自由境界条件(c)を用いた解析結果に適用すればよい。

2.5 接触複合構造物の剛性方程式

さて,上の関係を式 (2.7) に導入することを考える。いま,図2.2の節点ja,jb に関する剛性方程式が,式 (2.7) 中で次の形になつているものとする。

上式に連続条件を導入するためには,右辺第2項を局部座標系の成分として書き表わす必要 がある。

全体座標系で表わした接触力の各成分は局部座標系成分 △ Panj と, 両座標系間の方向 余弦行列 Laj を用いて次のように関係づけられる。

$$\Delta |Panj = |Laj \cdot \Delta |Paj \qquad (2.17)$$

したがつて,式(2.16)の各項に左から方向余弦行列 *Lej*を乗ずることにより次式が得られる。

$$\mathbb{L}_{ej} \mathbb{K}_{\Delta \overline{U}} = \mathbb{L}_{ej} \Delta \mathbb{R} + \mathbb{P}_{nj} \qquad (2.18)$$

ここに

- 94 -

$$\Delta P_{nj}^{t} = \{ \dots \Delta P_{anj} \dots \Delta P_{bnj} \dots \}$$

次に2.4節で分布接触力に対してたてた関係が,そのまま等価節点力に対する関係として成立つものとすれば,式(2.14)中の力学的平衡条件①,②,③,⑦,⑧,⑨および① は次のようにして式(2.18)中に導入できる。まず条件①②および③は式(2.14)の条 件(a)~(d)に共通に成立し、マトリックス形で次のように書ける。

$$\Delta |Panj + \Delta |Pbnj = 0$$

$$(2.20)$$

 $\Delta Pan_j^{t} = \left\{ \Delta Pan_j \quad \Delta Qan_j \quad \Delta Ran_j \right\}, \dots,$

ここに \triangle Panj 等は式 (2.14) 中 \triangle Pa 等に相当する。式 (2.20) を式 (2.18) に導入するためには次の行列

ただし

; 節点の自由度元の単位行列

を同式の左から乗ずればよい。このとき、式 (2.18)の 右辺第2項は次のようになる。

I

$$|Me_{j}| \cdot \Delta |P_{nj}| = \begin{cases} \vdots \\ \Delta |P_{anj}| \\ \vdots \\ O \\ \vdots \end{cases}$$

$$(2.22)$$

١

すなわち,式(2.20)の導入によつてj節点に関する未知節点力の半分は消去できた。 他の条件⑦⑧⑨および ①は条件(a)~(c)によつて適用の仕方が異なるが,いま式(2.14) (b)の場合を例として取上げれば⑦式が成り立ち,これらはマトリックス形で次のように書ける。

٢

$$|\mu| |Panj = - |\mu| |Panjo \qquad (2.23)$$

CCIC IM および IPanjo はそれぞれ

および

であつて Panjo 等は式 (2.14) 中の Pao 等に相当し, 接触圧等価節点力の初期値で ある。

式(2.23)を式(2.18)に導入するためには、次の行列



(2.24)

を同式の左から乗ずればよい。

このとき, 式(2.22)は

となつて,式(2.18)の右辺第2項はすべて既知量によつて表示し得たことになる。他の 条件式(2.14)の(a)および(c)に対しても、上式中の行列/4 をその性質に応じて表2.1に 与えられる値を用いることによつて,式(2.25)と同じ形に書ける。ただし、表2.1中0は零行列, C_{nRl} は(n, n)の行列で,その(k, l)成分が1,他がすべて0の行列単位 である。

したがつて, Mej を

$$|Me_j = |Me_{j2} \cdot |Me_{j1} = \begin{pmatrix} \dots & |M| & \dots & |M| \\ \dots & |M| & \dots & |M| \\ \dots & |M| & \dots & |M| \\ \dots & |M| & \dots & |M| \end{pmatrix}$$
(2.26)

- 97 -

とし、これを式(2.18)に乗じたのち式(2.25)を用いれば、次式が得られる。

$$|Mej \cdot |Lej | K \cdot \Delta | \overline{U} = |Mej \cdot |Lej \cdot \Delta | R - |Mpj \cdot |P_{oj} \qquad (2.27)$$

次に,幾何学的連続条件,式(2.14)中の④,⑤,⑥は,仮想仕事の原理,式(2.1) を求める際の仮定から,拘束条件として取扱うことができ,たとえば式(2.23)の第1行 のような力の平衡条件を取扱つていないブランク行を使つてこれを導入すればよい。すなわ ち

(2.28)

ただし

$$\overline{\delta}_{j}^{t} = \{\overline{\delta}_{pj} \quad 0 \quad 0\}$$

なお、上式中 δ_{pj} は式(2.15)で与えられる増分解析時の初期不整量であり、また入 は接触面の条件(a)~(c)に応じて表 2.2 中の各値をとるものとする。

式 (2.27) と式 (2.28) を重ね合わせれば, 節点 ja と jb に対する求めるべき剛 性方程式が得られる。すなわち

- 98 -

 $(M_{ej} | L_{ej} \cdot K + M_{uj} \cdot L_{ej}) \cdot \Delta W$

= $Mej \cdot Lej \cdot \Delta IR - IMpj IPoj + IMoj oj$ (2.29) 上式は特定の節点 $ja \geq jb$ に対するものであるが、このような関係を対象構造系の全接触 点に集めたものの行列表示を、それぞれ

$$\begin{split} &\|L_{e}^{*} = \sum \|L_{ej}, \|M_{e}^{*} = \sum \|M_{ej}, \|M_{p} = \sum \|M_{pj}, \\ &\|P_{o} = \sum \|P_{oj}, \quad \delta_{o} = \sum \delta_{oj}, \|M_{u} = \sum \|M_{uj}, \\ &\|M_{\delta} = \sum \|M_{\delta j} \end{split}$$

とし、さらに行列 ILe および IMe を

$$le = le' + I'', Me = Me' + I''$$
 (2.31)

とする。ここに **I**^{*}は接触点以外の成分が節点あたりの自由度元の単位行列で,接触点に関 する成分が0の全節点に対する対角行列である。

式 (2.30),式 (2.31)を用いれば,式 (2.29)のような関係を全接触点について 集めたものは次のように書ける。

(Me ILe IK + Mu ILe) AN

 $= |Me| Le \Delta |R - |M_{P} \cdot |P_{o} + |M_{\delta} \cdot \delta_{o} \qquad (2.32)$

上式が求める剛性方程式であり、これを用いて解析を進めることができる。すなわち、まず 各接触点の連続条件を式 (2.14) のいずれかに仮定すれば、 /μ および λ が表 2.1,表 2.2より決定できる。このとき、式 (2.32) の各行列 ///p, ///e, ///uおよび ///δ は式 (2.25),式 (2.26) および式 (2.28) からそれぞれ求められるから、式 (2.32)が解 ける。この解を次式に用いれば、各接触力が定まる。

$$\Delta P_n = \mathcal{L}_e^* \Delta P = \mathcal{L}_e^* \mathcal{K} \cdot \Delta \mathcal{U} - \mathcal{L}_e^* \Delta \mathcal{R}$$
(2.33)

このようにして得られた接触力を式(2.14)に用いて、新たに各接触点の連続条件を定め

- 99 -

解析に先立つて仮定した接触面の仮想連続条件の適否を判定する。両者が各接触点で一致し なければ新しい接触面条件を用いて計算を繰り返し,一致すれば.正解とみなして次の増分 解析に進めばよい。

2.6 プログラム

以上の考え方に基づいて平面応力および軸対称問題が取扱えるパイロットプログラムを作つた。

式 (2.14) 中の接触面判定条件を直接プログラムに適用すると、 $P_a^a \approx |q_a^a| - \mu |P_a^a|$ などの値が零に近いところで、解の大勢に影響を与えない微視的な影響によつて、不等式の 符号がしばしば変わり、収束が悪くなる可能性がある。そこで本解析では厳密な零判定の代 りに許容誤差による緩衝帯を設け、また絶対量による比較の代りに相対量を用いた比較を行 なつた。たとえば式 (2.14) で

$$P_{ao} + \Delta P_a^{\circ} \left\{ \begin{array}{c} \leq 0 & \text{oft bic} \\ > 0 \end{array} \right.$$

$$\frac{p_{a}^{\circ} + \Delta P_{a}^{\circ}}{P_{max}} \begin{cases} \leq -\varepsilon_{p} \\ > \varepsilon_{p} \end{cases}$$
(2.34)

を,また

$$|q_{ao} + \Delta q_a^{\circ}| - \mu |p_{ao} + \Delta p_a^{\circ}| \begin{cases} \leq 0 & \text{off bic} \\ > 0 \end{cases}$$

$$\frac{|\hat{g}_{ao} + \Delta \hat{g}_{a}^{\circ}| - \mu |\hat{P}_{ao} + \Delta \hat{P}_{a}^{\circ}|}{\mu |\hat{P}_{ao} + \Delta \hat{P}_{a}^{\circ}|} \begin{cases} \leq -\mathcal{E}_{f} & (2.35) \\ > \mathcal{E}_{f} \end{cases}$$

をそれぞれ用い,式(2.34)の左辺の値が – Ep と Ep の間のときには自由境界条件(e)を, また,式(2.35)の左辺が Ef と – Ef の間の値をもつときにはすべり条件(b)として取扱

-100 -
うようにした。そして Ep および Ef に適当な許容量を与えた。これによつて、通常数回の 繰返しによつて増分解が定められるようになつた。

2.7 計算例による解析法の妥当性の検討

本解法の妥当性を検討するため、解の明らかないくつかの例題を解いた。

(1) 長方形平面ブロックの圧縮

まず、図 2.3 (a)に示す二つの長方形弾性ブロックの接触問題を解析した。摩擦係数 μ は零とし、ヤング率およびポアソン比をそれぞれ $E = 2.1 \times 10^{4 \text{ kg}} / \text{mm}^2$ 、 $\nu = 0.3$ とした。

図 2.3 (b)は接触境界に沿った接触圧力の分布を大久保の解析解^(2.11) および大手の有限 要素法による解^(2.8) と比較したものである。図 2.3 (c)は接触境界に沿つての下側ブロック の垂直変位の分布を,接触領域の中央点 ($\chi/g = 0$) での最大変位からの差として表わし たものである。

両結果とも本解法による解はこれら両著者による解とよく一致していることがわかる。
(2) ディスクの長方形ブロックへの押込み(Hertzの問題)

初期不整と,未知接触境界をもつ例題として,ディスクの長方形平面ブロックへの押込 み問題を解いてHertzの解^(2.12)と比較した。(図 2.4(a)) 図中に示すように,要素分割 は接触点近傍で密に取つた。ディスクと長方形ブロックの間のギャッブは初期不整量として 取扱い,計算に先立つては図中の節点1~10の間を仮の接触範囲と定めた。

図 2.4(b)は,繰返し計算の各過程で得られる接触圧力の分布をHertz の解と比較した ものであり,図 2.4(c)は両接触表面の変位分布の収束状況である。

計算のスタートでは、節点1と2に対し、連続体型連続条件(a)を、残りの節点3~10 に対しては自由境界(d)を仮定した。この第1回の試解析で得られる接触圧力および変位の分 布を図 2.4(b)(i)および(c)(i)にそれぞれ示す。

第1回計算の解では,接触圧力の分布はHertzの解と著しく食い違い,またディスクの 変位 Up は,節点 1,2,10.を除いて,長方形ブロックの変位と初期ギャップの和 Up + S

-101 -

よりも大きい。すなわち節点3~9の間ではディスクが長方形ブロックの上に重ね合わさる ことになる。そのような節点では,連続体型(a)の条件を次の繰返し計算で採用していくこと になる。第3回および第5回の繰返し計算で得られる接触圧力と変位の分布をそれぞれ図2. 4(b)および(c)の(i)および(iii)にそれぞれ示す。収束状態(第5回目の結果)での接触圧力の 分布は Hertz の解とよく一致する。

(3) ねじの接触問題

傾いた接触面をもつ問題の一例として,ボルトナツトにおけるねじの接触問題を解いた。 用いたモデルは図2.5(a)に示すような呼び径24mmのISOメートル並目ねじである。

計算結果のうち,各ねじ山の分担する荷重の割合を従来よく用いられる久保の式による 結果^(2.13)と比較したのが図 2.5(b)である。両結果は被締付体のばか穴の影響をうける第1 山の分担力を除いて,いずれもよく一致している。このときの各ねじ山ごとの接触面内の接 触圧力の分布を図 2.5(c)に示す。これより,接触圧力は一般にねじ山の根元と先端で高く, 中央部で一様な分布を示すことがわかる。図 2.6(a)はねじ山の変形状態を示す。各ねじ山の 対応面の相対すべりの大きさは荷重点に近いねじ山ほど大きくなつている。ボルトねじ山の 根元付近の表面に沿う経線方向応力の分布を,西田による光弾性実験の結果^(2.14)および, ねじ形状の近似に写像関数を用いた大滝の解析解^(2.15)と比較した。両結果はほぼ一致する が,最大値,分布とも少しずつ異なるのは,両者の解が図 2.5(c)のような正しい接触圧力の 分布を与えていないことによると思われる。

(4) 負荷履歴をうける長方形ブロック

非可逆過程を含む例題として 2.1 節で述べた問題を図 2.7 (a)に示す模型によって計算した。荷重 Pのみの状態, P に Qが重畳した状態, およびこれより Q を取除いた状態, の三つの負荷過程に分けて増分解析を行なった。この結果を添字 i, ii, ii をつけて図 2.7 (b) および(c)に示す。同じ荷重条件にもかかわらず,接線方向の接触圧力 giji および軸方向応力 (jii) は gi および (ji) とかなり異なることがわかる。

以上の諸解析の結果、本解法による解の有用性が明らかとなつた。

-102 -

- (2.1) Parson, B_o and Wilson, E.A., "A Method for Determining the Surface Contact Stresses Resulting from Interference Fits", Trans. Amer. Soc. Mech. Engng, J. Engng Ind., Vol. 92, No.1, 1970, P_o 209
- (2.2) White, D. J. and Humpherson, J., "Finite-Element Analysis of Stresses in Shafts due to Interference-Fit Hubs", J. Strain Analysis, Vol. 4, No.2, 1969, P.105
- (2.3) Yamada, Y., "Recent Developments in Matrix Displacement Method for Elastic-Plastic Problems in Japan", Recent Advances in Matrix Methods of Structural Analysis and Design, Univ. of Alabama Press, 1971
- (2.4) 長松,室田,神馬, "平面ひずみ圧縮を受けるブロックの摩擦による不均一変
 形について(第4報,一般の場合の有限要素法による解析)",日本機械学会
 論文集,36巻,288号,1971,P1264
- (2.5) Lynch, F.L., "A Finite Element Method of Viscoelastic Stress
 Analysis with Application to Rolling Contact Problems", Int. J.
 Num. Meth. Engng, Vol. 1, 1969, P.379
- (2.6) Conry, T. F. and Seireg, A., "A Mathematical Programming Method for Design of Elastic Bodies in Contact", Trans. Amer. Soc. Mech.
 Engng, J. Appl. Mech., Vol. 38 No.2, 1971, P.387
- Wilson, E.A. and Parson, B., "Finite Element Analysis of Elastic
 Contact Problems Using Differential Displacements", Int. J. Num.

-103-

Meth. Engng, Vol. 2, 1970, P.387

- (2.8) 大手, "有限要素法による弾性接触応力の解析",日本機械学会論文集,38
 巻,313号,1972, P.2210
 - (2.9) **鷲**津, "弾性学の変分原理概論", 培風館, 1972, P. 131
 - Wilson, E.L., "Structural Analysis of Axisymmetic solids", J.
 Amer, Inst. Aeron, and Astron., Vol. 3, No.12, 1965, P.2269
 - (2.11) 大久保, "弾性平面にて圧縮された半無限体の二次元問題について",日本機
 械学会論文集,18巻,65号,1952, P.58
 - Roark, R. J., "Formulas for Stress and Strain", McGraw-Hill, 1954,
 P.288
 - (2.13) 山本, ″ねじ随説, 一ねじの応力(1)ー″, 機械の研究, 18巻, 9号, 1966, P. 1270

(2.14) 西田, "応力集中", 森北出版, 1967, P.668

- (2.15) 大滝, ″ ボルト・ナット 結合 体のボルト谷底における応力分布(第1報,ボルト谷底に生じる
 最大応力について) ″,日本機械学会論文集,37巻,303号,1971, P.2197
- (2.16) 蔦,山地, ″接触問題の有限要素解析法に関する研究″,日本機械学会誌(技術論 文),76巻,651号,1973,P.348
- (2.17) Tsuda, T. and Yamaji, S., "Finite Element Analysis of Contact Problem", Theory and Practice in Finite Element Structural Analysis, Proc. 1973 Tokyo Seminar on Finite Element Method, Univ. Tokyo Press, 1973, P.177

3

編

第

リブなしピストンの強度問題

ビストンの応力解析法に関する研究は、古く1923年Elicherberg^{(3.1)(3.2)}によ つて始められた。彼はビストンのクラウン部を円板、スカート部を薄肉円筒とみなし、薄肉 回転殻の軸対称応力解析法を工夫して解析を行なつた。Elicherbergの理論を使つて Fitzge orge と Pope^(3.3)はクラウン全体が一様な軸方向温度勾配をうける場合の、クラ ウンの中心、およびクラウンとスカートの交差する隅角部でのモーメントと応力の計算式を 与えた。Whitehouse^(3.4)はこれに続いて温度勾配がスカート部で軸方向にもある場合を 解析した。字野、川崎^(3.5)は球殻型のクラウンをもつ、リブなしビストンが、ガス圧また は熱負荷をうける場合を薄肉殻理論によつて解析する方法を示した。DennisとRadford (3.6) はWhitehouse らと同様の熱応力解析を行なつて実機計測から得られる計測値と 比較した。EnderbeyとWhite^(3.7)はこの両部ともに半径方向と軸方向温度勾配をもつ 場合を同様の方法によつて解析した。これらの諸研究では、ビストンの構造を単純な円板あ るいは球機と、円筒殻の組合せとし、解析法の基礎を薄肉軸対称殻理論においたが、実際の ビストンは厚肉構造であり、薄肉殻理論によつて得られた解がどの程度実際のビストンの挙 動を表わしうるかは明らかでない。

ビストンの厚肉回転設としての解析的研究に関しては、IbrahimとMoCallin^(3.8) が三次元弾性基礎式を差分化してガス圧応力および熱応力を解析した例があるが、本格的に 取扱われたのは1967年頃に、有限要素法が活用されだしてからである。ノルウェー工科 大学の Fiskaa ら^(3.9)は一定歪軸対称体要素を用いて実用ビストンを事例的に解析し、こ の種の手法がビストンの応力解析に有力であることを初めて示した。日本造船研究協会 第100部会^(3.10)はB&WK84EF型機関を同様の手法によつて解析したが、このよう な一定歪要素による解析はその後も報告された。たとえばIzumiら^(3.11) はクラウンが 球殻型のリブなしビストンのガス圧応力と熱応力を有限要素法によつて解析し、それぞれの 実機実験の結果と比較している。これらに見られる取扱い手法は離散化手続きの膨大な一定 査要素を用いた単純有限要素法によるものであつたため、一つの計算に多大な労力を要し、 したがつて事例的な計算の域を出ていない。

以上のようにピストンの強度に関するこれまでの研究は薄肉殻理論による解析と有限要 素法による事例的な解析が主であつた。しかしながら、建造船舶の巨大化による機関の大型 化や、過酷な使用条件下で跡をたたない損傷事故などに起因して、ピストン自身の大型化や、 新機種の開発改良研究は日常化してきているため、これら事例的なものは、実際のピストン の新構造開発時にはあまり役に立たず、開発時にはスタートから面倒な有限要素法による解 析を繰返しているのが現状である。したがつてこれらの現状を改善するためには、構造の変 更や使用条件の変更時にも、ピストンの挙動を容易に推定できるような、より組織的な研究 が必要となつてくる。

そこで本編では,まずリブなしピストンの場合をとりあげ,熱負荷により生じる温度分 布や,構造様式と挙動の関連に関する一連の解析を行なつて,この種のビストンの基礎的挙 動特性を明らかにしていくことにする。

ビストンに作用する外力には、燃焼ガスの作用によるガス圧力と熱負荷のほか、クラン ク軸からビンを介して作用する反力や組立時の拘束力など各種の作用力があるが、設計上最 も重要なのは前二者である。燃焼ガスからビストン触火面に作用する熱負荷の大きさに関す る研究は、古く1923年頃からNusselt^(3,12)、Eicherberg^(3,13)、Pflaum^(3,14) らによつて行なわれたが、大型二サイクルディーゼル機関の数多くの実験から求めた Bioherberg の実験式が実機の状態をよく表わすものとして、必要に応じて多少の修正を 加えて用いられており、また最近では作動ガスの状態解析に基づく性能シミユレーションか ら、シリンダ内のガス温度、圧力、熱伝達率などのサイクル変動に基づく各成分が求められ るようになつてきている。^{(3,15)(3,16)}

そこで本研究では、これらのガス圧荷重や熱負荷条件は与えられるものとし、まず第2 章では、種々の熱負荷条件下で構造系内に生じる温度分布の発生状況を解析する。すなわち、 まず、常用出力運転時の1サイクル(クランク軸1回転)の間にビストン壁面内の温度がど のように変化するかを解析し、サイクル平均温度分布およびサイクル中の触火面付近の温度 変動状態と熱負荷条件の関係を求める。次に、起動時、停止時、および外負荷変動時などの 各種の運転条件の下で、ビストンクラウン部に生じる過渡温度変動の状態を解析し、負荷変 動の条件と温度分布の変化の関係、および定常温度分布との差異などとの関係を明らかにす る。また、定常状態で隅角部に生じる局部昇温や燃焼ガス噴射方向の局部昇温の状態も解析 する。

第3章では実用構造を代表する3種のリブなしピストンの構造様式を取出し,これらが 種々の形状寸法をとる場合の挙動特性を第1編の手法を用いて解析する。^(3.18)まずガス 圧荷重をうける場合を解析し,構造様式および形状と構造各部の発生応力の関係を組織的に 調べるとともに,薄肉殻理論に基づく解析解と比較する。そして両者の間のかなり大きい差 異の原因に対して,厚肉化による隅角部固着効果の観点から検討を加える。また、リブなし ビストンの構造形状を表わす4種の形状パラメータと構造主要断面の内力や隅角部固着度と の関係を広範囲に求めて図表化する。

次に同章の後半では,熱負荷をうける場合の構造形状と発生応力の関係を解析する。取扱いを一般化するため,熱負荷による温度分布はこれを肉厚平均の熱伸び成分,表裏符号逆の温度勾配成分および隅角部局部昇温成分の3種にわけて取扱い,各場合の発生応力の特徴 とそれらの構造形状との関連を明らかにする。隅角部局部昇温については代表例について解析を行ない,局部昇温が全体挙動におよぼす影響や局部的な発生応力の特徴を調べる。また 隅角部内面に生じる応力集中の状態を,隅角部丸み半径,ビストン径,負荷様式を変えて解析し、これらの関係を明らかにする。

第4章では520mm 径の代表的な大型実用ビストンを用いて,油圧負荷実験,バーナを 用いた熱応力実験,および実際の機関に組込んだ運転状態での実機計測実験を行ない,実用 ビストンに発生する応力の実態を把握するとともに,解析結果と比較してその妥当性を検討 する。

以下に本編で用いる主要記号を列記する。

a ; クラウンの円板部の巾 an ; フーリェ係数 Ь ; ピストンの半径 Bg, Bw ; クラウンのガス側および冷却側ビオ数 ·C, 亨 ; 比熱, 密度 е ; クラウンの円環殻部の巾 E, V ; ヤング率, ポアソン比 hc, hs, H ; クラウンの肉厚, スカートの肉厚, クラウンのくぼみ Н* ; 触火面側の熱境界層厚さ k ; 熱伝導率 *M*, *N*, *Q*, *V*; モーメント, 軸力, 剪断力, 剪断力 Mp* ; 式(3.3.5) で与えられるクラウンの固定端モーメント ; フーリエ級数の次数 n Þ ; ガ ス 圧 Qm ; 触火面のサイクル平均入熱量 ro ; 球殻型クラウンの曲率半径 S ; 経線座標 \overline{t} , to, heta;時間, クランクのサイクル時間, クランク角 T(Z, t); クラウンの温度 Tcn, Tsn ; クラウン温度のフーリエ成分 Tst ; 定 常 解 $T_{g,T_{gm}},T_{w}$; 燃焼ガスの温度とそのサイクル平均値, 冷却媒体の温度 To, て ; クラウンの平均温度と温度勾配 Tos, △To ; 表面温度, 触火面と冷却面の温度差 U, 19; 半径変位, 傾き角

- y ; クラウンの経線に沿う座標
- **2** ; クラウンの肉厚方向座標

- Xg, Xgm, Xw; ガス側表面熱伝達係数とそのサイクル平均値,冷却面側表面熱伝達 係数
- β ; 隅角内面の応力集中率

ア、万、万、页、 (3.3.1)で与えられる形状パラメータ

 $\lambda_{P}, \lambda_{\tau}, \lambda_{\tau_0}; P, \tau, T_0$ をうけるクラウンの固定解に対する実際のモーメントの比

 $\hat{\lambda}_{P}, \hat{\lambda}_{\tau}, \hat{\lambda}_{\tau_{0}}; P, T, T_{o}$ をうけるクラウンの固定解に対する実際の膜張力の比 $\mathcal{O}_{\tau_{o}}^{\star}, M_{\tau_{o}}^{\star}; T_{o}$ によるクラウンの固定解の固定端応力およびモーメント $\mathcal{O}_{s}; クラウンの経線応力$

 $f_{\tau}^{\star}, M_{\tau}^{\star}; \tau$ によるクラウンの固定解の固定端応力およびモーメント

第2章 ピストンの熱伝導解析

2.1 定常サイクル中の温度変動解析

機関の定常状態での1サイクル中の温度変化はクラウンの触火面のごく近傍で生じるか 6,その広がり方向の変化は一様と考えてよい。そこで、クラウン肉厚内のサイクル平均温 度分布と触火面付近の温度変動状態を肉厚方向の一次元熱伝導問題に近似し、Fourier 級 数を用いて解析する。

図3.2.1は代表的な機関の1サイクル中のガス圧 Pガス温度 7g および表面熱伝達係数 Xg の変化の例であつて,燃料噴射時に各量とも急上昇し,吸排気につれて急降下するよう な分布性状を示す。以下では,これに基づく壁面内の温度変化の状態を解析することにする。

まず、図 3.2.1のガス温度 \widetilde{T}_g および壁内の温度分布 $T(z, \overline{t})$ (Z は触火面側表面からの肉厚方向座標)を時間 \overline{t} に関してFourier 級数に展開する。すなわち,

$$Tg(\theta) = ao/2 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n \theta$$

ただし

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{n} &= \frac{1}{\pi} \int_{0}^{2\pi} \widetilde{T}_{g}(\theta) \cos n \theta \cdot d\theta , \\ \theta &= 2\pi \overline{t} / t_{0} \qquad (t_{0} = \# \cdot \eta \cdot n \oplus \mathbb{I}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}(z, \overline{t}) &= T_{st}(z) + \sum (T_{cn}(z) \cos n \theta \\ &+ T_{sn}(z) \sin n \theta) \end{aligned}$$

$$(3.2.1)$$

このように置けば、T(z, z)を求める問題は、定常解 $T_{st}(z)$ および非定常解の振巾 $T_{cn}(z)$ および $T_{sn}(z)$ を求める一連の常微分方程式系の解析に置き換えることができる。

サイクル中の熱収支の積分値は零で,かつサイクル時間が12秒前後と短いことから,非 定常解に対する熱放出側の境界条件は熱境界層理論^(3.20)で定まる変動温度の浸透深さ Z=H^{*}で与えれば充分である。以下では,表面熱伝達係数が1サイクルの間の平均値を取

- 111 -

る場合につき、式(3.2.1)の解 $T(z, \overline{t})$ を求めることにする。式(3.2.1)の第4式および第1式を熱伝導の基礎式および触火面側の境界条件

に用いれば,次式が得られる。

$$C\bar{S} \sum \frac{2\pi n}{t_0} \left(-T_{cn} \sin n\theta + T_{sn} \cos n\theta \right)$$

$$= R \frac{d^2 T_{st}}{dZ^2} + \sum_{n=1}^{\infty} R \left(\frac{d^2 T_{cn}}{dZ^2} \cos n\theta + \frac{d^2 T_{sn}}{dZ^2} \sin n\theta \right)$$

$$R \frac{d T_{st}}{dZ} + \sum_{n=1}^{\infty} R \left(\frac{d T_{cn}}{dZ} \cos n\theta + \frac{d T_{sn}}{dZ} \sin n\theta \right)$$

$$= d_{gm} \left\{ T_{st} + \sum_{n=1}^{\infty} (T_{cn} \cos n\theta + T_{sn} \sin n\theta) - \frac{d_0}{2} - \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\theta \right\}$$

$$(3.2.3)$$

これより各次数 Nごとに基礎方程式と境界条件を求めれば,非定常成分(N ≥ 1) に 対して

$$\frac{d^2 T_{cn}}{d Z^2} - \frac{\bar{n}}{\omega} T_{sn} = 0$$

$$\frac{d^2 T_{sn}}{d Z^2} + \frac{\overline{n}}{\omega} T_{cn} = 0$$

(3.2.4)

および

$$Z = 0 \quad c \quad \frac{d T c n}{d z} = \vec{\alpha} g \left(T_{cn} - a_n \right)$$

$$\overline{z} = 0 \quad \overline{c} \quad \frac{d T_{sn}}{d \overline{z}} = \overline{\alpha} g T_{sn} \quad (n = 1, 2, \dots)$$

が得られる。ただし、 \overline{n} 、wおよび \overline{dg} はそれぞれ

$$\overline{n} = \frac{2\pi n}{t_o}$$
, $\omega = \frac{k}{c\,\overline{g}}$, $\overline{\alpha}_g = \frac{\alpha_{gm}}{k}$ (3.2.5)

で与えられる。

次に熱放出側の境界条件は熱境界層端で与えるから

$$Z = H^{*} \stackrel{*}{\leftarrow} \frac{d T_{cn}}{dZ} = \frac{d T_{sn}}{dZ} = 0 \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (3.2.6)$$

と書ける。したがつて,非定常問題の基礎式(3.2.4)の第1式,第2式を同式の第3式, 第4式および式(3.2.6)の境界条件のもとで解けば,非定常成分に対する解が定まる。ま ず

$$\frac{\bar{n}}{\omega} = \gamma_n^{\prime 2}$$

と置き,式(3.2.4)の始めの二つの式から Tsnを消去すれば Tcn に関する次の4階の線形 微分方程式が得られる。

$$\frac{d^4 T_{cn}}{d Z^4} + \gamma_n^{e^4} T_{cn} = 0 \qquad (3.2.7)$$

上式の解は Cinを積分定数として

$$T_{cn} = \cosh \overline{z} \begin{cases} C_{in} \cos \overline{z} \\ C_{2n} \sin \overline{z} \end{cases} + \sin \hbar \overline{z} \begin{cases} C_{3n} \cos \overline{z} \\ C_{4n} \sin \overline{z} \end{cases}$$

$$\hbar \overline{z} \end{cases} \qquad (3.2.8)$$

となる。これを式(3.2.4)の第1式に用いれば

$$T_{sn} = \cos \hbar \bar{Z} \begin{cases} C_{4n} \cos \bar{Z} \\ -C_{3n} \sin \bar{Z} \end{cases} + \sin \hbar \bar{Z} \begin{cases} C_{2n} \cos \bar{Z} \\ -C_{in} \sin \bar{Z} \end{cases}$$
(3.2.9)

が得られる。上式中の積分定数 Cij は, この両式を式(3.24)の第3式, 第4式および式 (3.2.6)に用いることによつて定めることができ, それぞれ次のようになる。

$$C_{in} = \frac{a_n}{Detn} \left\{ \cos h z^* \sin h z^* - \sin z^* \cos z^* + \alpha_n \left(\cos^2 z^* + \sin h^2 z^* \right) \right\}$$
$$C_{2n} = \frac{-a_n}{Detn} \left(\sinh^2 z^* + \sin^2 z^* - \alpha_n \sin z^* \cos z^* \right)$$
$$C_{3n} = \frac{-a_n}{Detn} \left(\cosh^2 z^* - \cos^2 z^* + \alpha_n \cosh z^* \sinh z^* \right)$$

- 114 -

$$C_{4n} = \frac{a_n}{D_{etn}} \left(\cosh Z^* \sinh Z^* + \sin Z^* \cos Z^* \right)$$

ただし

(3.2.10)

(3211)

$$D_{etn} = \frac{2}{\alpha_n} (\sin h^2 z^* + \sin^2 z^*) + \alpha_n (\cosh z^*)$$

$$\cos z^* - \sin h z^* \sin z^*)^2 + 4\cos h z^* \sinh z^*$$

$$(1 + \sin^2 z^*) - 2\sin z^* \cos z^* (2\cosh^2 z^*)$$

$$+ \sin h^2 z^*) + 2\cos h^2 z^* \cos^2 z^*$$

$$z^* = \gamma_n^* H^* / \sqrt{2}$$

$$\alpha_n = \sqrt{2} \ \overline{\alpha_g} / \gamma_n$$

以上で非定常解が定まつた。

次にサイクル平均の定常解は式(3.2.3)および冷却面境界条件

$$Z = hc \quad c \quad R \frac{\partial T}{\partial Z} + d_w (T - T_w) = 0$$

ただし

より得られ

$$T_{st}/T_{gm} = \frac{1+B_w - \frac{Z}{h_c}}{1+B_w + Bg}$$

ただし

$$T_{gm} = T_{gm} - T_{w}, \quad T_{gm} = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} \widetilde{T}_{g} d\theta \qquad (3.2.12)$$

$$B_g = \frac{R}{h_c \cdot \alpha_{gm}}$$
, $B_w = \frac{R}{h_c \cdot \alpha_w}$

となる。式(3.2.8),式(3.2.9),式(3.2.10)および式(3.2.12)を式(3.2.1)の第2式に用いればすべての解が定まる。

次にこれらの解析解を用いて数値計算を行なう。まず式(3.2.12)から, 触火面側の 表面温度 Tos およびこの表面温度と冷却面側の表面温度との差 △To が熱負荷条件によつて どのように変化するかを図3.2.2に示す。これより両表面の温度差は冷却側の熱伝達量およ びガス側の熱伝達量の増加とともに, また触火面温度はガス側熱伝達量の増加とともに増大 し, 冷却側熱伝達量の増加とともに減少することがわかる。

次にサイクル中の温度変動の様相を調べるため、一例として、 $T_{gmax} = 2000 \text{ C}$ 、 $B_g = 1.3.3$ 、 $H^* = 9 \text{ mm}$, $t_0 = 0.5$ 秒, C = 0.12 kcal kgC, $\overline{S} = 7.85 \times 10^3 \text{ kg/m}$ k = 45 kcal / mhC の条件を式(3.2.8), 式(3.2.9)に与えて解析した。この結果 を図3.2.3に示す。解析では図3.2.1に示すような作用熱負荷の時間的変化を、図3.2.3の 挿入図に示すような様式にモデル化した。これより触火面側の表面温度は上死点($\theta = 0^\circ$) 付近で最大値を、下死点付近で最小値を示し、表面の温度変動巾が最も大きい。また温度変 動の表面からの浸透深さは H^* より小さく5~6 mmの範囲となる。

そこで次に、この触火面側の表面温度の1サイクルの変動巾が熱負荷条件によつてどの ように変化するかを、図3.2.4(a)に示すような熱負荷の作用様式を与え、平均入熱量 $Q_{m=}$ $\alpha'_{gm} \cdot T_{gm}$ を種々に変えて解析した。その結果得られる Q_m と表面の温度変動巾 ΔT の関 係を同図(b)に示す。これより実用ピストンの代表的な人熱量として、たとえば $Q_m = 0.5 \times 10^6$ kca1/m²hr。の場合をとれば、 $\Delta T = 20$ C となり、変動巾はあまり大きくないこと がわかる。 以上では、クラウン部の温度を肉厚方向の一次元熱伝導問題として取扱つた。次に定常 運転状態で実用ビストンに生じる温度分布がこのような一次元解によつてどの程度表わしう るかを調べることにする。図3.2.5 に示す外径520mm、クラウンの肉厚42mmの実用リブ なしビストンが各表面で図中のテーブルに示すような経験的に把握されている実動熱負荷条 件をうける場合の温度分布を、前に筆者が考察した一定歪四辺形リング要素による方法^(3.22) によつて解析した。その結果得られる各部の温度を図中に数字で、また両表面に沿う分布および 各断面の分布を破線で示す。図より明らかなごとく、クラウン各部の温度は肉厚方向一次元 定常解(図中一点鎖線)にほぼ近く、隅角部でやゝ上昇したのち、スカート下縁にかけて冷 却面側媒体のもつ温度に漸減する分布を示すことがわかる。

2.2 過渡状態での温度変動の解析

次に起動,停止,運転条件の変化など,外負荷変動時にビストンクラウン内に生じる温度変動の状態を前節の有限要素法に基づく方法と^(3.22)Duhamelの定理を用いて解析し, その特徴およびサイクル平均の定常温度分布との差異などを明らかにする。

実際の機関は,起動時の約30分程度の間に,全負荷の¼,½,¾,85%, ¾ の順 にステップ状に負荷を増し,また停止時には,一般に約10分程度の間に負荷時とほぼ逆の 条件で無負荷状態に至るような条件で運転されている。航海中の運転条件は船の遭遇する状 態によつて種々であるが,暴風や衝突回避など,緊急の場合には,急激な負荷変化を強要さ れる場合も生じる。たとえば文献^(3.23)に示されている運航記録には,¼→¼の急激な 負荷変動が記録されている。

そこで、ここでは負荷変動時にピストンクラウン部に生じる温度変動を図 3.2.6(a)(5)に 示す四つの代表的な場合について解析を行なうことにする。過渡運転中の熱負荷条件は、定 格出力の $\frac{1}{2} \sim \frac{4}{4}$ の間の変動巾は比較的ゆるやかで、 $0 \sim \frac{1}{3}$ 負荷の間で上昇巾が大きいこと が知られているので、ここでは熱負荷条件が実際に近い、 $0 \rightarrow \frac{1}{3} \rightarrow \frac{4}{4}$ の2段踏ステップ起 動および最も極端な $0 \rightarrow \frac{4}{4}$ のステップ起動の2種の起動条件、およびこの逆の2種の停止 条件の場合を解析する。

この熱負荷条件と解析対象構造を図 3.2.6(c)に示す。 4/4 負荷は図中(c) に示す熱負 荷条件を与え,また1/3負荷は同図のガス側条件の70%が作用するものとし,他は同じとし た。解析では、1/3負荷のステップ起動,および 4/4 負荷に対するステップ起動の二つの場合 を解析し、この結果を Duhamel の定理を用いて図 3.2.6(a)(2)に示す 4種の熱負荷条件下の 挙動を求めるようにした。

解析の結果を図 3.2.7 から図 3.2.11 に示す。図 3.2.7 は、2 段起動に対する隅角断面 $B_1 B_2$ 上の各点の温度の時間的変化を定常解の触火面温度 T_{os} で割つて無次元化して示し たものである。起動時から約10分後には $\frac{1}{3}$ 負荷に対するクラウン内の温度は定常に達し、 2 段目の $\frac{4}{4}$ 熱負荷作用点 $\overline{t} = 13.5$ 分 から再び急上昇し、その10分後には再負荷上昇に 対するクラウン内の温度はほぼ定常に達する。

次に,図3.2.8における実線は,この場合のクラウン一様断面部 A, A2 および隅角部断面 B, B2 の温度分布の時間的変化を示したものである。断面 A, A2 の温度分布は,1 段目熱 負荷に対する挙動が定常に達した f=13.5分 に一度断面内が直線温度分布となつたのち, 2 段目熱負荷によつて再び触火面側付近の温度が急上昇し,定常状態では2.1節の式(3.2. 12)で与えられる温度分布に達する。図中の破線は,最も過酷なステップ起動に対する同様の結果である。熱負荷作用開始点付近の触火面付近の温度上昇が2 段起動の場合よりも相 当急激となる。

いま,この図☆ら,クラウンー様断面部の,各時間での,触火面側の表面温度と冷却面 側の表面温度の差ムTtをとり,これと 4/4 負荷による定常状態の両表面温度差ムTo との比の 時間的変化を調べると図 3.2.9 のようになる。すなわち過渡中の両表面温度差は,起動条件 図 3.2.6 (a)または(b)のいかんにかかわらず,定常時の温度差ムTo より小さく,かつ過渡時の 始めからムTo に漸増するような分布傾向を示すことがわかる。

次に同様にして,全負荷 ½ から¼負荷に落し,13.5分後に零負荷にする2段停止熱 負荷条件下で,クラウン各部に生じる温度分布を解析した。この結果のうち、クラウン一様

-118 -

断面部 A, A2, および隅角部 B, B2の温度分布の変化を図 3.2.10 に実線で示す。除荷開始 の初期には触火面付近の温度が急速に低下し,その後,断面各部が一様に低下して,負荷¹/3 の場合の定常温度分布に達したのち,¹/3から0のステップ除荷に応じて今と同じ傾向の温度 低下を生じて常温に達する。同図中破線は,全負荷からのステップ除荷に対する各断面の同 様の温度変化であり,ステップ除荷直後の触火面付近の温度変化が2段除荷の場合と比べて 相当急激となる。

これより,除荷時の両表面温度差の時間的変化を,起動時の場合と同様にして求めた。 そしてこの結果を,定常時の両表面温度差 470 との比として表わし,この時間的変化を示せ ば図 3.2.11 のようになる。これより,停止過程での両表面温度差 47t は定常時最大温度差 から漸減して,起動時と丁度逆の傾向を示すことがわかる。

2.3 隅角部の局部昇温の解析

定常状態で隅角部に生じる局部昇温の実態を把握するため、前節と同じ手法で、図 3.2. 13 挿入図に示す2種の隅角形状につき、肉厚および冷却条件を変えて解析を行なった。

冷却条件は水冷および油冷の2種とし、水冷の場合は図3.2.6(c)に示す熱負荷条件を、 また油冷の場合は同図でαωのみを1000kcal/m²h℃ に変えた。隅角形状は、その内面 が直角の場合と、50mmの丸み半径をもつ場合の2種としこの両場合につき、クラウン部肉 厚を30mm、50mm、および70mm の3種に変えて解析した。またスカート部肉厚はクラウ ンと同一とした。

解析の結果を図 3.2.12 および図 3.2.13 に示す。図 3.2.12 は,水冷条件で hc = 30 mm の直角型隅角形状の場合に対する解析結果である。図はクラウンおよびスカートの内 外表面に沿う温度分布(図中細かい破線),およびこれからクラウン肉厚一様部の解析解 (図中長い破線の分布)を差引いた隅角部の局部昇温の状態(図中実線)を同時に示したも のであつて,隅角断面 BD から下のスカート部は,BD 断面での解析解(長い破線の分布) がスカート下縁にかけて直線減衰するものとして用いた。隅角部の温度は外面の隅角端 Bで

-119 -

最も高く,クラウン両表面の温度は、このBからクラウン中心部に進むにつれて、クラウン 肉厚一様部の解析解に漸近する。一方スカート両表面の温度は隅角断面BDからスカート下 縁にかけて直線的に減衰し、冷却媒体のもつ一様温度に漸減する分布傾向を示す。

次に隅角部の局部昇温は、触火面 BA およびスカート外面 BC に沿つてほぼ直線的に減 衰する分布を示し、クラウン 側では、断面 AD にそつてほぼ一定値をもつ分布が、クラウン 中心部に進むにつれて肉厚程度の範囲で零に減衰する分布傾向を、またスカート側では、断 面 DC でのやい外上がりの分布が、スカート下縁方向の肉厚程度の範囲で零に減衰する分布 傾向をそれぞれ示すことがわかる。

そこで同様の解析を他の肉厚および冷却条件のものについても行なつて、図3.2.12 の 主要点 A, B, C の温度が、肉厚、隅角形状および冷却条件によつてどのように変化するかを 示したのが図3.2.13 である。図は横軸にクラウンの肉厚をとり、縦軸に主要点 A, B, C の 局部昇温をそれぞれの解析解 Tos で割つて無次元化したものをとつて、各隅角形状、冷却条 件の場合を同時に示したものである。これよりA 点の温度は隅角形状および冷却条件の差異 にあまり影響されず、クラウン肉厚の増加につれて Tos の 1.1 倍位からゆつくり漸減する分 布傾向を示す。隅角点 B の温度は、クラウンの肉厚、隅角形状および冷却条件の差異に起因 して Tos の 1.3 ~ 1.5 倍の範囲の値をとり、クラウンの肉厚の増加とともに漸減する分布傾 向を、また C 点の温度は隅角形状によつて C 点の位置自身がずれることなどにより、直角型 と曲角型で異なつた分布傾向を、それぞれ示すことがわかる。以上のいずれにおいても冷却 条件の差異に基づく T/Tosの差異はほとんど見られない。

2.5 局部高熱負荷による昇温の解析

燃料噴射方向に直面するピストン触火面の部分は、局部的に高い熱負荷にさらされることがある。いま、この局所高熱負荷によつてクラウン内に生じる局部昇温の状態を明らかにするため、半径525mm、肉厚50mmの一様厚さのピストンが、半径方向での位置と巾、周方向での周期的な位置に関して条件が異なる種々の熱負荷条件をうける場合の温度を第1編

第4章の手法によつて解析した。

まず高熱負荷域がリング状で軸対称な場合を、図 3.2.14 に示す 3 種の条件について解 析した。解析ではクラウン内外面の熱負荷条件は一定とし、その上に図中の斜線部で示すよ うな半径位置の異なる局所高熱負荷がおのおの独立に作用する場合を取扱つた。高熱域の半 径方向巾 Δr *は肉厚程度とし、(Δr */hc = 1.2)表面熱伝達係数は一様部の 1.5 倍とした。

3種の解析結果をまとめて同図中に示す。図は各場合ごとに得られる両表面の温度分布 を、局所高熱負荷域がない場合の式(3.2.12)より得られる解析解,および全面局所高熱 負荷条件の場合の解析解と比較して示したものである。これより、加熱巾中央の、触火面側 最高温度は、局所加熱のない場合の解析解より相当高く、局部昇温の影響巾は加熱巾の2~ 3倍に及ぶことがわかる。冷却面側表面温度もほぼ同様の傾向を示すがその上昇巾は小さい。 また3種の結果を比較して明らかなごとく、半径位置が変化しても、局所加熱域の最高温度 やその影響巾はほとんど変化しないことがわかる。

次に,図3.2.15 (a) に示すように,この3種の熱負荷条件が周方向に断続的に作用する 場合を,他の条件はリング状負荷の場合と同じとして解析した。解析では,熱負荷条件の一 対称部 $\pi/_{6}$ の部分をとり,このうち $\pi/_{8}$ の開き角の部分に局所加熱域があるものとした。 この結果のうち,加熱半径位置 $r^{*}_{hc} = 5.3$ の場合に対する結果を図3.2.15 (b) に示す。 図より加熱域の温度上昇は,流人熱負荷の絶対値が,リング状加熱の場合より減少し,かつ 流人熱負荷がクラウンの広がり方向に二次元的に拡散することにより,局部昇温はリング状 加熱の場合よりかなり低目となることがわかる。周方向条件が同一で,加熱半径位置の異な る他の解析結果についてもほぼ同様の結果が得られた。

そこで、これら一連の結果より、任意の半径方向巾および周方向巾(それぞれ $\Delta r \star t$ および $b \star t$)の局所加熱をうける場合の触火面側の表面の最高温度が、これらの条件および 局部熱負荷の大きさによつてどのように変化するかを求めると、図 3.2.16 のようになる。 図は横軸に半径方向の加熱巾 $\Delta r \star h_c$ を、縦軸に周方向加熱巾 $b \star h_c$ をとつて、局部加熱 なしの場合の表面温度からの上昇分、 ΔT_{max} の変化を立体的に示したものである。分母の △Ts は,全域高熱負荷条件で求めた触火面温度の解析解と,局所高熱負荷域なしの場合の 触火面温度の解析解の差である。これより,局所高熱負荷域の作用巾の増加と局部昇温の関係を容易に求めることができる。

第 3 章 リブなしピストンの応力解析

3.1 構造様式と解析条件

現在実用化されている大型リブなしピストンの主要構造様式を分類すれば図3.3.1 に示 すように次の3種に大別できる。すなわち

(i) クラウンが円板でスカートが円筒殻の場合(図中(i))

(11) クラウンが球殻でスカートが円筒殻の場合(図中型))

(iii) クラウンが円板と円環殻の組合せでスカートが円筒殻の場合(図中(iii))

以下ではこれらを様式(1)などのように呼ぶことにする。

上記3種の構造様式は次の形状パラメータの組合せによつて表わすことができる。



(3.3.1)

Ь	;	スカート肉厚中心線の半径
Н	;	ピストン中心線上のクラウンのくぼみ量
е	;	円環殻部の巾
hc	;	クラウンの肉厚
hs	;	スカートの肉厚 (図 3.3.1 参照)

-123 -

すなわち、様式(i)は \vec{r} と $\vec{\omega}$, $\vec{\omega}$)は \vec{r} , $\vec{\omega}$ および $\vec{\delta}$, ($\vec{\omega}$) は \vec{r} , $\vec{\omega}$, $\vec{\delta}$ および $\vec{\varsigma}$ の組合わせ として各構造様式を規定することができる。

さて、ピストンに作用する外力は、燃焼ガスによるガス圧力と、ガス熱負荷一裏面冷却 によつて生じる不均一温度勾配によるものが支配的である。そこで解析では、外力としてク ラウン部に一様ガス圧力が作用する場合、また熱負荷として、クラウン部に表裏逆符号で大 きさの等しい一様な肉厚内温度勾配が作用する場合(スカート部は軸方向に直線減衰)、ク ラウン部に一様な肉厚平均温度が存在する場合(スカート部直線減衰)、および隅角部局部 昇温の3種の場合を考えれば、これらの組合せによつてその基礎的な挙動を規定することが できる。

以下では、第1編第2章の理論を用い、表3.3.1 に示す6種の構造形状の場合を選んで 解析を行ない。各構造様式、形状別の挙動特性を明らかにしていくことにする。表中、模型 M1 は様式(i)の構造であり、M2 ~ M4 は様式(i)で、クラウン部のくぼみ量⁵を変えたもの また、M5、M6 は様式(ii)で⁵および円板部と円環殻部の巾の比⁵を変化させたものであ る。各模型とも、隅角部内面の丸み半径はクラウン肉厚の¹/₅とした。また、解析ではヤン グ率 $E = 2.1 \times 10^{4 \text{ Kg}}$, ポアソン比V = 0.3および線膨張係数 $\alpha = 1.2 \times 10^{-5}$, c 定として用いるが、これらの定数は、本編の本章以外の各章および第4編においても特に断 らない限りそのまま用いることにする。

3.2 ガス圧荷重をうける場合の解析

3.2.1 各部の応力分布

クラウン部外面に一様なガス圧荷重 p が作用する場合の、円板型クラウンMI に対する 解析結果を図 3.3.2 中に太実線で示す。図は横軸に経線に沿う座標 S を クラウン 半径 b で割 つた無次元座標 S/b を、縦軸にクラウン両表面の経線方向応力 G を p で割つた無次元応 力 GS/p をとつて表わしたものである。比較のため、図中には付録 3.A に示す薄肉殼理論 (3.24) (3.25) による解析解(以下ではこれを薄肉解と呼ぶことがある。)を一点鎖線で, また破線で薄肉回転殻の有限要素解^(3.26)(3.27) をそれぞれ示した。これより明らかなご とく,薄肉殻理論による両解はほぼ一致しているが、厚肉理論による本解は中央付近でも, これら薄肉解より相当小さくなることがわかる。隅角部付近では、クラウン外面の経線方向 応力は零に、また内面の応力は応力集中のために高くなり、それぞれ薄肉解と異なつた傾向 を示す。これらの差異の詳細については後に検討を行なう。

球殻型クラウンM2~M4 に対する同様の結果を図 3.3.3 ~図 3.3.5 に示す。図 3.3.3 は球殻部のくぼみの浅い模型 M2 に対する結果であり,図 3.3.4 はくぼみが M2 の 2 倍にな つた M3 に対する結果,また図 3.3.5 はくぼみ量がビストン半径 b の半分になつた M4 に対 する結果である。各図とも厚肉解はいずれも中央付近で薄肉解よりも小さく,また隅角部に おける内面での応力集中と,外面での自由端の影響については M1 の場合と同様な傾向を示 す。クラウンのくぼみH が零の模型 M1 からH が順次増して M2, M3, M4 となるにつれ てガス圧荷重は断面の膜張力でもつようになるから,断面モーメントは次第に低下し,した がつて,両表面の応力は次第に小さく,膜張力に相当する両表面の応力の平均値は次第に大 きくなる傾向を示す。

図3.3.6,図3.3.7はクラウン部が円板と円環殻からなる模型 M5, M6 に対する同様 の結果である。くぼみるの浅い模型 M5 は円板型 M1の,またくぼみの深くなるM6 は球殻 型クラウンM3 の挙動に近いが,円環殻部が存在するための応力分布の顕著な変化はあまり 見られない。

3.2.2 厚肉**解**と薄肉**解**の差の原因の検討

前節の結果より,実用ビストンの挙動を表わすと思われる厚肉解が薄肉殻理論による解 と相当異なることが明らかとなつた。この差異の原因は大別してクラウン部の肉厚の影響に 基づくか、あるいはクラウンとスカートの交差部すなわち隅角部の固着効果に起因するかの いずれかであると考えられる。

-125-

そこでまず肉厚の影響を調べるため,直径と肉厚比の異なる周辺固定厚肉円板に等分布 荷重が作用する場合を第1編の手法によつて解析し,これをLoveの解^(1.4) および薄肉解 と比較した。この結果を図3.3.8 に示す。 図は固定端表面の半径応力が半径/肉厚比によ つてどのように変化するかを3者の解を比較して示したものである。固定端表面の半径応力 に対する本解とLoveの解はほぼ一致するのに対し,薄肉解は b/h_c の小さいところでこれ らより低いが,解析に用いた $b/h_c = 5$ 程度ではその差は約5%程度であつて図3.3.2~図 3.3.7 に示すような顕著な差は現われない。

そこでこの差の原因が主として隅角部の固着効果に起因することが推定されるので,次 にこれについて検討することにする。

図3.3.9 (a)に示す隅角部 A'B'C'D'のうちA'D'および D'C'で切つて、切口断面に作用 する各内力を(b)図および(c)図のように表わすと、薄肉解析における通常の連続条件は次のように書ける。

 $M\varphi = M_{Z}$ $N_{H} = Q_{Z}$ $\vartheta_{k} = -\vartheta_{Z}$ $U_{k} = U_{Z}$

(3.3.2)

ただし

Μφ,	Μz	;	A'D'およびD´C'断面のモーメント	
NH,	Qz	;		半径方向力および剪断力
Vκ,	ΰz	;		傾斜
UR	Uz	;		半径変位

上式はクラウンとスカートの肉厚中心線の交差部において,モーメント,半径方向力, 変位および傾斜の平衡および連続条件を考えたことになつている。

しかし、クラウンは交差部ではスカート中心線で点支持となることはなく、相手部材の

-126 -

肉厚などにより必ずある巾をもつて支持されるから、実際の変形量は式(3.3.2)の解より 小さくなるはずである。この影響はクラウンやスカートの肉厚が厚くなるほど顕著となつて くる。このことは薄肉殻の場合でさえ問題となり検討が加えられている。^(3.28)(3.29) ^(3.30)この問題を取扱うためには、図3.3.9(b)および(c)に示す隅角部 A'B'c'D'への作用 力の釣合を肉厚中心線のみで行なうのではなく、肉厚を考慮した力の平衡および変形の連続 性を考慮していく必要がある。

いま同図(b)に基づいて、クラウン部は、半径がb'=b-hs/2から成り、隅角部はクラ ウンの力をそのままスカートに伝えるだけでなく、それ自体も捩り抵抗と伸び抵抗を有する ものとみなすと、式(3.3.2)に代る連続条件は、図中の各記号を用いてそれぞれ次のように 書ける。(ただし丁を隅角部の捩り抵抗とする。)

モーメントの釣合

 $M_{g} \cdot b' - M_{zb} + Vb'e_{i} + Q_{z} \cdot be_{2} + T \cdot b = 0$ 半径方向力の釣合

 $N_{H} \cdot b' - Q_{Z} \cdot b + N_{\theta} \cdot e_{4} = 0$

傾斜の連続

 $\vartheta_k = \varphi = - \vartheta_z$

変位の連続

 $U_R + \mathcal{C}_Z \mathcal{G} = U_Z$

そこで付録 3.4 に示す薄肉解析において連続条件式(3.3.2)の代りに上式を用いて,以下 同様の解析を行ない,これによつて,先の M1 ~ M6 の各模型の場合を再計算すれば,図 3.3.2~図 3.3.7 の各図中に示す二点鎖線のようになる。そして,これらはいずれも厚肉理 論を用いた本解の場合とほぼ一致することがわかる。

(3, 3, 3)

したがつて実際に用いられている厚肉ピストンの挙動は厚肉理論に基づく本解法によつ てよく表わされることが明らかとなるとともに、これを従来の薄肉理論によつて解析する場 合には式(3.3.3)のような肉厚を考慮した隅角部の連続条件を用いれば、ほぼ妥当な解が 3.2.3 構造様式と隅角部固着度および主要点の内力との関係

そこで、次に 3.1 節で述べた 3 種の構造様式のビストンの主要断面すなわち図 3.3.1 の A, B, D での断面モーメント、膜張力が形状パラメータ $\vec{r}, \vec{\omega}, \vec{\delta}$ および \vec{c} によつてどのよう に変化するかを解析した。

図 3.3.10 は様式(i)および(i)に対する結果であつて、クラウンとスカートの肉厚比 アが 1 の場合である。図は横軸にクラウン部の深さを表わす H/b を、縦軸にクラウン中央断面 (A)および隅角点(B) のモーメントおよび膜張力を無次元化したもの(それぞれ λ_p および $\hat{\lambda}_p$ とする)をとり、クラウン部の肉厚/半径比(hc/b)をパラメータとして表わした ものである。ここに λ_p および $\hat{\lambda}_p$ は

$$\lambda_{p} = \frac{M_{i}}{M_{p}^{*}}$$

$$\hat{\lambda}_{p} = \frac{N_{\varphi_{i}} \cdot h_{c}}{6M_{p}^{*}} \qquad (i = A, B, C)$$

$$(3.3.4)$$

で定義される。 Mp* は隅角部が固定の場合のクラウンの固定端モーメントであつて、様式 (i)および(ii)の場合には,それぞれ付録 3.Aから次のように表わせる。

$$M_p^* = \frac{p \cdot b^2}{8} \qquad (\& \pounds(i))$$

(3.3.5)

$$\mathcal{M}_{p}^{*} = - \frac{\Delta \cdot h_{c} \cdot \sqrt{f_{s}} \cdot f_{z} \cdot (1-\nu)}{2 m \left(f_{1} f_{4} + f_{s} f_{z}^{2}\right)} \cdot p \quad (\notin \mathfrak{K}\mathfrak{I}(\mathfrak{i}))$$

ただし

P = ガス圧力

-128 -

$$\begin{split} m &= \sqrt{12(1-\nu^{2})} \\ g_{s} &= m\gamma_{o}/h_{c} \qquad (Y_{o} = \text{stress} \text{ome} \text{me} \text{*}\text{E}) \\ f_{1} &= (ber'\overline{y_{o}})^{2} + (bei'\overline{y_{o}})^{2} \qquad (ber, bei \text{tressing}) \\ f_{2} &= ber\overline{y_{o}} \cdot ber'\overline{y_{o}} + bei\overline{y_{o}} \cdot bei'\overline{y_{o}} \qquad (*, * \text{tressing}) \\ f_{3} &= ber\overline{y_{o}} \cdot bei'\overline{y_{o}} - bei\overline{y_{o}} \cdot ber'\overline{y_{o}} \\ f_{4} &= (\nu^{2}\cot^{2}\varphi_{o} - \gamma_{s}/\overline{y_{o}}^{2})f_{1} + 2\gamma_{s}/\overline{y_{o}} \cdot f_{3} \\ -\varsigma_{s}(bei^{2}\overline{y_{o}} + ber^{2}\overline{y_{o}}) \\ \Delta &= \sqrt{\gamma_{s}} \cdot f_{3} - \sqrt{\gamma_{s}} \cdot f_{1}/\overline{y_{o}} + \nu f_{1}\cot\varphi_{o} \\ \overline{y} &= 4\sqrt{\gamma_{s}^{2} - \nu^{2}}\varphi, \quad \overline{y_{o}} = \overline{y})_{r=b}, \quad \mathcal{G}_{o} = \varphi)_{\overline{y_{o}}} \end{split}$$

図中実線および二点鎖線はB点およびA点のモーメント M_B および M_A に対する λ_p の 値であり、破線および一点鎖線はA点およびB点の膜張力 Nq_A および Nq_B に対する $\hat{\lambda}_p$ の の値である。なお、固定端断面では式(3.3.3)を用いた薄肉修正解を用いた。この固定端 モーメントと応力集中の関係については別項で検討することにする。

さて、様式(i)の構造様式に対する結果は横軸のH/b = 0の点で表わせ、中央のモーメ ント λ_{PA} は固定端のモーメント λ_{PB} とあまり変らない。様式(ii)の隅角部および中央部の モーメントは、H/bが増すにつれて、いずれも一度極大値を示し、その後H/bの増加につれ てA点およびB点の値はともに減少していく傾向を示す。この間膜張力は深みHの増加とと もに漸増し、クラウン部のガス圧荷重を膜張力でもつ割合が増加していく。

実線が示す B 点のモーメント λ_{PB} は、クラウンの隅角部 B 点のモーメントと、この部 分が固定の場合のクラウンの固定端モーメントとの比を示すから、これは応力表示によるク ラウン隅角部の固着度を表わしている。様式(i)の固着度は 70 ~ 80 %程度で、固定解の 70 ~ 80 %程度のモーメントが生じていることになる。様式(ii)の固着度は図のように、くぼみ の増加およびクラウンの肉厚比 hc/b の変化によつて相当変化し、例えば $\overline{\omega} = 1/5$ では、 H/b = 0.2で約93%、H/b = 0.4で80%、 $\overline{\omega} = 1/7$ では、H/b = 0.2で108%、 H/b = 0.4で85%となつて、特にH/b = 0.2付近で λ_p が1を越える場合がある。

この固着度が1を越える場合がなぜおこるかを明確にするため、いま H/6 = 0.2, hc/6 = 1/7の構造にガス圧荷重が作用する場合の隅角部の傾斜の変化を、隅角部単純支 持の場合の隅角部の傾斜の変化と比べると、それぞれ $U_{gi} = -0.00335$,および $U_{g\xi}$ = -0.00894となり、隅角部支持の場合の傾斜 $U_{g\xi}$ の約69%が拘束される。したがつて 傾斜の拘束で表わした固着度は1以下となつていることがわかる。そこで隅角部固定の解析 で、傾斜のみを零とし、ガス圧解析で得られる半径方向収縮量 Ug = -0.1851 mmを与えて、 クラウン隅角部のモーメントを求めるとMg = 19,200 以一mmとなり Uyi 解析の場合の隅角部モーメント <math>Mg = 6625 以一mmより相当大きくなる。 したがつて固着度が1より大き くなるのは半径方向の強制変位による付加曲げモーメントに起因するものであることが明ら かとなつた。

次に構造様式(血)に対する同様の結果を図 3.3.11 に示す。 図は主要点 A, B, Dの断面 内力を $\vec{V}=1$, $\vec{\omega}=0.2$ の場合につき, 円板部の半径 aがビストン半径 b に占める割合 a/bをバラメータとして表わしたものである。この場合隅角部固定解を基準とした解の表示は面 倒であるので,縦軸は断面モーメントおよび膜張力によつて表わすとともに, 隅角部固定の 場合のクラウン固定端モーメントも同時に示した。図より明らかなごとく,中央断面および 隅角部のモーメントは H/bが大きくなるにつれて漸減し,これに代つて膜張力が漸増する。 中央断面と隅角部に作用するモーメントは符号逆でほぼ近い値を示し,また円板と円環数の 接続部のモーメントはあまり大きくなく,この中間にくる。またクラウンに占める円環数部 の割合 a/bが変わると、H/bの大きい場合の隅角部でかなり顕著な挙動の差異が生じ、同じ くぼみ量 H/bでは、円環数部の占める割合が小さいほど、固定端モーメントが低下しており、 その値は隅角部固定の場合のクラウンの固定端の値に近い。中央部のモーメントは、a/b

図より縦軸を固定解で割つて λ_p , $\hat{\lambda}_p$ によつて表示し直せば, 図 3.3.12 のようになる。 これより隅角部のモーメントは固定解のほぼ 8 割から, $H/_6$ の増すにつれてゆつくり減少 するのに対し,中央部のモーメントおよび膜張力は固定解に比べて急速に増加することがわ かる。

3.3 熱応力に対する解析

3.3.1 温度条件

第2章における計算結果によれば、ガスからの熱伝達が一杯で、肉厚が一定であれば、 クラウンの肉厚内の温度分布は直線で半径方向に一様となり、隅角部外面で3割前後上昇し、 スカート上面から下面にかけてこれらの分布が直線的に減少して、やがて冷却媒体の温度に 近い一様な値までゆつくり漸減する分布傾向を示すことが認められる。

そこでここでは取扱いを一般化するため、この温度分布を図 3.3.13 に示すように次の 3種の基本パターンに分類する。すなわち

- (i) クラウン部では表裏符号逆で半径方向に一様な肉厚内温度勾配が存在し、スカート
 上面から 2hs + hc (hs, hc はスカートおよびクラウンの肉厚)のところま
 でこの分布が直線的に零に減衰する。(同図(2)参照,触火面温度を100°Cとする)
- (ゴ) クラウン部の温度が、肉厚内で一様で半径方向にも一様な分布をもち、この分布が スカート上面から 2hs + hc のところまで直線的に零に減衰する。(同図(c)参照、 クラウン温度を100°Cとする。)
- (iii) 隅角部のみに局部昇温がある場合、すなわち、隅角点 Bの最大温度が同図(d)のよう
 (c)ラウン中心方向 hc のところまで、折線状に零に減衰し、またスカート下縁方
 向の hs/2 まで直線状に零に減衰する。ただしクラウン側およびスカート側断面の温度は肉厚方向に一様であるとする。

この3種の基本解が得られれば、(3.2.12)式の肉厚方向温度分布のもつ配分と、2. 3節で求めた隅角部局部昇温の結果に従つてこれらを組合せることにより、作用熱負荷に対応する熱応力が求められる。そこで以下ではまず基本となる(i)の熱曲げおよび(ii)の熱伸びの もとでの挙動が、 3.2節で用いた構造様式,形状によつてどのように変化するかを第1編第 2章の手法を用いて解析する。

3.3.2 熱曲げが作用する場合の解析

まず,図3.3.13(b)の熱曲げ荷重が作用する場合を,表1の3種の構造様式から成る MI~M6の6種の形状の場合について解析した。この結果を付録3.Aに示す薄肉穀理論によ る解と比較して図3.3.14~図3.3.19に示す。

図 3.3.14は、様式(i)の MI 模型に対する結果である。図は経線座標 Sに沿つて、クラウン両表面の経線応力がどのように変化するかを示したもので、応力は隅角部固定の場合の クラウン表面の熱応力

$$\mathfrak{O}_{\tau}^{\star} = \frac{E\alpha \tau h_{c}}{2(1-\nu)}$$

$$\tau = (T_{\mathrm{Am}} - T_{\mathrm{Am}})/h_{c}$$
(3.3.6)

で割つて無次元化して示した。両表面の応力は応力集中のある隅角部を除き、クラウン部に わたつてほぼ一定で、固定解の約95%の熱曲率が拘束される。これはクラウン部の自由膨 張による熱曲率の生じ方と、スカート部のそれとが、いずれも外向きにとつとなるため、こ れらの干渉作用によつて両部の熱曲率がほとんど完全に拘束されることになるためと思われ る。またこの拘束の作用の仕方に応じてクラウン部には、膜張力が引張力として作用するが 大きさは小さい。

クラウン部の両表面応力はガス圧荷重に対する場合とは異なり,薄肉殻理論による解析 解とほぼ一致する。このことは温度勾配により生じる熱応力は隅角部の支持位置のいかんに あまり左右されないことを意味するものと思われる。隅角部近傍の内面では応力集中のため に局部的に応力上昇を生じ,またその外面では隅角端で応力が零になるが,隅角部からスカー ト部に進むにつれて,再び薄肉解に近い挙動を示す。(図において外表面の厚肉解と薄肉解の値は横座標 Sが (hc + hs)/2 だけずれ,厚肉解の方が大きい。内面ではこの逆となる。)

図 3.3.15~図 3.3.17 はそれぞれ M2~M4 に対する同様の結果である。球殻型クラ ウンでは、いずれも固定端モーメントが相対的に高く、固定解の 1.05~1.1 倍となるのに対 し、中央部のモーメントは相対的に低く、固定解の 0.8 倍程度となる傾向を示す。

図3.3.18~図3.3.19は、様式(iii)のMS, M6 に対する同様の結果である。いずれも様式(ii)の場合とほぼ同様の傾向を示すことがわかる。

次にこれらの結果よりピストン主要点(図 3.3.1 A, B, D) での断面モーメントと膜 張力が、形状パラメータア、 $\overline{\omega}$ 、 $\overline{\delta}$ および $\overline{\zeta}$ の異なる種々の構造形状によつてどのように 変化するかを解析した。

図 3.3.20 はクラウンとスカートの肉厚比 \vec{r} が1の場合に対する様式(1)および(1)の結果である。図は横軸に H/6 を、また縦軸に無次元モーメント入ておよび $\hat{\lambda}_{\tau}$ をとり $\vec{\omega} = hc/6$ をパラメータとして表わしたものである。ここに λ_{τ} および $\hat{\lambda}_{\tau}$ は

$$\lambda_{\tau} = \frac{M_{i}}{M_{\tau}^{*}}$$

$$\hat{\lambda}_{\tau} = \frac{N_{\varphi_{i}} \cdot h_{c}}{6M_{\tau}^{*}} \qquad (i = A, B, C)$$

$$\left. \begin{array}{c} (3.3.7) \\ \end{array} \right\}$$

ただし

$$M_{\tau}^{\star} = (1+\nu) \not \subset D_{c} \mathcal{T} \qquad (\notin \mathfrak{X}(\mathfrak{i}), (\mathfrak{i}), (\mathfrak{i}))$$

で、 M_T^* は薄肉穀理論による隅角部固定の場合のクラウンの固定端モーメントである。図より様式(i)のクラウンの中央および隅角部のモーメント λ_T は等しくほぼ固定解に近いが、様式(ii)の球穀型クラウンでは、H/b = 0.2付近で両部のモーメントの差が大きく、隅角部

では固定解より1割程度大きくまた中央部では1割位低下する。くぼみH/b がさらに大きくなると再び両部のモーメントは漸近するが、両者の差は一般に小さく固定解に近い。

図 3.3.21 は,様式(iii) に対する同様の結果であつて様式(ii) の場合とほぼ同様の傾向を 示す。

3.3.3 熱伸びが作用する場合の解析

次に、クラウン部が肉厚平均温度をうけ、これがスカート頂部から軸方向に直線的に減 衰する図 3.3.13(の)の熱伸び荷重をうける場合を解析した。このうち、模型 M/に対する結果 を図 3.3.22に薄肉殻理論による解と比較して示す。図中縦軸は表面応力を隅角部固定の場 合のクラウンの膜応力

$$\mathcal{O}_{T_o}^{\star} = \frac{\mathcal{E} \, \alpha \, T_o}{\left(- \mathcal{V} \right)} \tag{3.3.8}$$

ただし

で割つて無次元化したものを示す。

クラウン部に生ずる応力は、肉厚平均温度に対する伸びがスカート部のフーブ張力によ つて拘束されることによつて生じるため、この場合のクラウン各部のモーメントおよび膜圧 縮力は長手方向に一様となる。この膜圧縮力の大きさはクラウンとスカートの剛性比によつ て異なるが、いまの場合、 $O_{T_0}^{*}$ の約5%が拘束され、付加曲げによる表面応力は $O_{T_0}^{*}$ の 約20%位となつていることがわかる。また厚肉解と薄肉解は、熱曲げの場合と同様に、応 力集中部を除いてほぼ一致する。

様式(ii)の模型 M2~M4 に対する同様の結果を図3.3.23 ~ 図3.3.25 に示す。 M2, M3, M4 と順次クラウンのくぼみHが大きくなるにつれて,中央部付近のモメントは漸減し、 逆に隅角部付近のモーメントは急増する傾向を示す。これは3.2節で述べたように,半径方 向強制変位による付加曲げモーメントが大きくなることに起因するものと思われる。このよ うに球殻型クラウンは一般にガス圧応力は低いが、熱伸びによる付加曲げモーメント増大の 問題を本質的に抱えていることがわかる。

様式(ゴ)のM5,M6 に対する同様の結果を,図3.3.26 および図3.3.27 に示す。円板 部では,様式(1)の場合と同様に一様な分布を,また円環殻部では端上りの様式(ゴ)と同じ分布 傾向を示し,隅角部に最大モーメントが生じる。

次にこれらの結果より、2節で述べた3種の構造様式のピストンの主要断面 A, B, D (図 3.3.1) での断面モーメントと膜力が形状パラメータによつてどのように変化するかを 解析した。図 3.3.28 はクラウンとスカートの肉厚比 $\vec{F} = 1$ の場合に対する様式(i)および(ii) の結果である。図中 λ_{T_0} および $\hat{\lambda}_{T_0}$ は

$$\hat{\lambda}_{Toi} = \frac{m}{M_{To}^{*}}$$

$$\hat{\lambda}_{Toi} = \frac{h_c \cdot H_i}{6M_{T}^{*}} \quad (i = A, B, C)$$

(3.3.9)

ただし

$$M_{To}^{*} = \frac{\Delta \cdot f_{1} \cdot \cot \varphi_{o}}{(f_{1}f_{4} + \beta_{s}f_{z}^{2})} \frac{E\alpha T_{o}hc^{2}}{6} \quad (\mbox{\texttt{kd}}(\mbox{\texttt{ii}}))$$

であり, M^{*}_{To} は隅角部固定の場合のクラウンの膜応力に, 断面係数を乗じた量である。 図によれば, クラウンのくぼみHが増すにつれて隅角部のモーメントが著しく増大する一方 中央部のモーメントは次第に減少することがわかる。

図 3.3.29 は,様式(==)の場合の結果である。 図にはクラウンの隅角部固定の場合の M_{To}* の応力表示も同時に示した。くぼみHが増すにつれて固定端モーメントは大きくなり, また中央部のモーメントは減少するが,円板と円環殻の接続部のモーメントは必ずしもこれ

-135-

ら両者の中間にこない。また膜応力は日のいかんにかかわらず小さいことがわかる。

3.3.4 隅角部に局部昇温をうける場合の解析

次に図 3.3.1 3 (d)のように隅角部近傍のみに局部的な昇温がある場合を事例的に解析し、 これらがピストン全体の挙動に及ぼす影響や、局部的な発生応力の特徴を調べる。

代表的な場合として M1の模型で $hc = 50 \, mm$, $b = 250 \, mm$ の場合を用いる。 2.3 節の 結果を用いれば、図 3.3.13(d)の隅角点の温度はそれぞれ代表的に $T_A = T_C = T_D = 50^{\circ}$ C , $T_B = 150^{\circ}$ C とすればよい。この温度分布を与えて、各部の応力を第1編の手法によつて 解析すれば図 3.3.30 のようになる。図は両表面に沿う経線応力および周応力の分布を示し たものである。この結果を検討するために、いま図 3.3.31 のように隅角部をA'D'およびD' C'で切離して切口断面に作用する力を考えれば、熱膨張によつて隅角部と円板部の間には伸 び差 δ_T が生じる。これを拘束するために、切口 A'D'には引張力 Pが、また切口 D'C'には主 として剪断力 Qが作用する。このような作用力の影響で A'D'より内側のクラウン部には膜張 力が、またスカート部にはQによる曲げモーメントが支配的に作用するがそれぞれの大きさ は小さい。すなわち隅角部に存在する大きな温度勾配はほぼそのまま隅角部のみで拘束され て大きな円周応力を生じるが、他の部分へはあまり影響を及ぼさないことがわかる。このような傾向は一般に同様の形状を有するビストンに認められるものと考えてよい。

3.4. 隅角部の応力集中

隅角部の応力集中が丸み半径やピストン径などによつてどのように変化するかを明らか にするため, M/模型でピストン半径と隅角部丸み半径を変え,ガス圧荷重,熱曲げおよび 熱伸びの3種の荷重条件の場合を解析した。

ガス圧荷重が作用する場合の隅角部の応力集中の様相を3種の隅角部内面の半径 f および3種のピストン半径bの場合について解析し、この結果を図3.3.32 に示す。図は内縁に 沿う経線応力の分布を、各 f ごとにピストン半径の影響を比較して示したものである。
図3.3.33はこの結果より隅角部の半径 fと応力集中率 βとの関係をビストン半径をパ ラメータとして表わしたもので、破線は図中に示すようなL型平面構造の場合の応力集中率 ^(3.31) である。なお βの分母は図3.3.10より得られる値を用いた。 これより明らかなご とく、ガス圧荷重が作用する場合の隅角部の応力集中率は fが同じならピストン径の小さい ものの方が大きく、径が大きくなるにつれて応力集中率は低下することがわかる。またこれ を平板の場合^(3.31) と比較すると fの大きいところで、周応力による抵抗の増加などによ り、集中率がやや低くなるが、両者の差はあまりない。

図 3.3.34は、図 3.3.13(b)のような熱曲げ荷重が作用する場合の隅角部の応力分布を比較して示したものである。熱曲げ荷重下の隅角部の応力分布はピストン径の大きさにあまり 関係なく 9 によつて一定の分布を示し、その最大応力の位置はクラウン 個とスカート 側の丸 み止端部付近に二つの山をもつような分布を示す(クラウン側がやや大きい)ことがわかる。

次にこれより隅角部の最大応力を、図3.3.20より得られる隅角部曲げモーメントによる表面応力で割つて応力集中率を求め、 f との関係を作れば図3.3.35のようになる。 これより明らかなごとく、熱曲げによる隅角部応力集中率はあまり大きくなく、また f の増加とともにゆるやかに減少するが、ビストン径によつてはほとんど変化しないことがわかる。

同様にして図 3.3.13(0) のような熱伸び荷重が作用する場合の隅角部の応力分布の解析 結果を図 3.3.36 に示す。 熱伸びに対する隅角部の応力上昇はピストン径によつて少しずつ 異なるが,その差はあまり大きくない。最大応力位置はクラウン側の丸み止端部に近く,丸 み半径の小さいほど応力上昇の程度が大きい。次にこれより図 3.3.28 の結果を用いて応力 集中率を求めれば図 3.3.37 のようになる。 全体の傾向は熱曲げの場合とほぼ似た傾向とな るが,やや応力集中率が高目となることがわかる。

- 137 --

第 4 章 リブなしピストンの強度実験

4.1 ガス圧強度実験

実用のリブなしピストンに生じる応力の実態を把握し,併せて解析解の妥当性を検討す るため,実用ピストンを用いて実験を行なつた。

実験の対象とした機関は表3.4.1 のごとく、シリンダ当りの出力がそれぞれ750 PS および950 PSで、シリンダ径の同じ2種の舶用中型主機用のものA、Bであつて、それ ぞれのピストンの構造形状を図3.4.1 に示す。実験には、この鋳鋼製の実用ピストンを、実 際のビストンの製作過程と同じく、鋳造、機械加工の過程を経て作り、そのまま模型として 用いた。

実験装置を図3.4.2に示す。ピストンはステートボルトで組んだ支持装置のシリンダ内 にはめ込み,下円板にボルトで取付けた。油圧ボンブから送り込んだ油は注油口を通つてピ ストン頂面に流れ込み,頂面にガス圧に相当する圧力を負荷する。この荷重はピストン下端 B面で下円板に伝えられ,上円板と下円板を介してステーボルトを引き裂こうとする力とバ ランスする形でピストンに荷重が負荷される。なお,ピストンとシリンダのすきまからの油 もれを防ぐため,ピストンのトップリング溝には図の④部の位置に0リングを挿入した。

計測位置を図3.4.3 に示す。クラウン中心から半径方向に50mm間隔で内外表面および 首部内面に2方向型歪計を,経線方向と円周方向が一致するようにはり付けた。また対称性 を検証するため4半径断面にも同じ数の歪計をはり付け,これらをすべてコーティング剤に より被覆した。ピストン上面からのリード線の引出しは接着剤(セメダインスーパー1500) 中に被覆線を埋込んで水密性の保持を計つた。

荷重は手押しポンプにより10 kg/cmきざみに 90 kg/cmまで加圧してこれをブルドン 管により検出した。

実験の結果を図 3.4.4, 図 3.4.5 に示す。図は A 型および B 型模型にそれぞれ 70 Kg/cm² および 80 Kg/cm²の油圧荷重が作用する場合の断面の応力分布を第1編第2章の手法による 解析解と比較して示したものである。引張応力の最大値は中央部内面に,高い圧縮応力域は 隅角部内面および中央部外面に生じ,実験結果はいずれの部分でも解析解とほぼ一致してい ることがわかる。

4.2 熱応力実験

次に同じピストンを用いて熱応力実験を実施した。

実験装置の概観を図3.4.6に,その詳細を図3.4.7に示す。ピストンの加熱は,図に示 す手製燃焼器の中で直接バーナーによつて行なう方法を採用した。プロパンガスと工場用加 圧空気を,入口を向い合せたエルポで混合して燃焼させ,また同空気をエジェクタとして煙 道に噴射した。

燃焼器の過熱を避けるため防熱機外周に水を噴射した。ピストン内面の冷却用油は冷却 案内金物中の渦巻き型の回路を外周から回転しながら図のイからホへと進み,冷却を行なう。

温度の測定はクロメルアルメル型熱電対によつた。熱電対は線径0.2 mmのものを1.6 mm シース管中に配したものを用い,これを図3.4.8 に示す各位置に配した。熱電対はまず中間 ピースに埋込み,これを被測定体に冷しばめしたのち,銀ろう付を行なうという方法で接触 状態の改善を計つた。熱電対の他端には零接点を設け,出力はパイロメータで直接読みとつ た。

高温歪計は文献^(3.32)を参考に,零点移動量が少なく,ゲージフアクタを含めた熱特性の均一性,再現性などの性能が安定している東京測器製K-110Aを採用した。このはり付位置を図3.4.9に示す。計測は外表面温度が耐熱限界を越えるために内面のみとし,図の 各点で経線方向および周方向に合わせて各2枚ずつはり付けた。またリード線の高温による 抵抗変化を避けるため3線式結線法を採用した。実験にかかる前にピストンを図3.4.7の装 置にセットして空だきし,両模型の歪計に対して約300℃,1.5時間のキュアリングを行な つた。

実験の結果を図3.4.10~図3.4.12に示す。

図3.4.10は用いた高温歪計の零点移動特性で、3回の繰返し昇温過程の歪出力がいず れも同じとなり、キュアリング後の再現性は充分認められた。実験結果の解析に当つては、 計測点の温度に相当する零点移動量をこの図から読み取り、これを実測歪から差引くことに よつて応力に対応する歪成分を求めた。

図 3.4.11 はA型ピストンの計測温度をもとに求めた断面の等温線と,熱応力の計測値 と解析解の比較結果を同時に示したものである。温度の計測誤差,歪計の性能のばらつきな どを考慮すれば両結果は比較的よく一致しているといえる。

図3.4.12はB型ピストンに対する同様の結果である。

実験に際しては、プロパンの量、空気量および冷却油の流量を種々に変えて温度の試計 測を行ない。最も温度が上がり、かつ実用ピストンの分布に近い場合を試行錯誤により求め て最終計測を行なつたが、それでも火炎および炉内温度が実用ピストンの状態と多少異なつ た結果となつた。しかし、これらにより、ピストンの熱応力発生の概略が把握できるととも に、実用ピストンにおける発生応力の状態が、解析的にほぼ推定できることが明らかとなつ た。

4.3 実機実験

前節で用いた2種のピストンのうちB型のものをそのまま実際の機関に組込んで実用ピ ストンの実働下での応力計測実験を行なつた。

図3.4.13および図3.4.14にB型ピストン用供試機関の外観図および横断面図を示す。 熱応力実験に用いたピストンの熱電対,高温歪計のはり付け状態をそのままにし,さらに図 3.4.15の各位置にテンプラグ^(註)を追加して図3.4.13の*K*6シリンダに組込んだ。更

(註) テンプラグは焼入金属を一定温度に加熱すると、加熱温度と硬度変化の間にきわめ てよい直線性のある特殊合金製の小ネジであつて、被測定体に埋込むと、それがう けた最高温度を1%以下の誤差で知ることができる。 にリード線などで冷却油流路の抵抗が増すため。との影響をうけないビストンの温度状態を 把握する目的で、 M5シリンダのピストンにテンプラグのみを埋込んだ。

ピストンからの熱電対と歪計のリード線の取出し状況を図3.4.14中に破線で、また図 3.4.16にその概観を写真で示す。リード線は一度ピストン捧の上部で外に出したあと、ビ ストン捧の下部に切込んだ溝の部分で接着剤にて固定し、ピストン捧バッキン部を通し、滑 頭(すべりあたま)へ導く。そして滑頭から指圧図採取装置のリンク添いに機関外部に取出 すようにした。しかし、図3.4.9におけるPおよびQ以外の歪計については機関に組込む時 および運転中にリード線が断線したり被覆が破れて計測が不可能となつた。残つた歪計およ び熱電対の出力を、それぞれ動歪計一電磁オシロおよび直流増巾器一電磁オシロにより動的 に記録した。

計測は機関の定格出力(表 3.4.1)の1/3から4/4までを4段階にわけ、1/3,1/2, 3/4,4/4の各負荷段階で負荷整定後30分~1時間ずつ運転して行なつた。なお機関の負 荷の大きさは水動力計による値を用いた。

実験の結果を図 3.4.17 ~ 図 3.4.20 に示す。図 3.4.17 は機関の 各負荷段階でのピス トンの温度分布を,負荷の大きさをパラメータとして表わしたもので, M5 および M6 シリ ンダのテンプラグによる結果も同時に示した。図から各部の温度の上がり方が非線形で,負 荷の大きくなるのに伴つて上昇率が低くなつてくる。これはピストンの温度上昇につれ,熱 容量の大きい周辺構造に熱が逃げやすくなること,および冷却油の温度上昇によつてその流 量が増え,熱伝達が改善されることなどによるものと思われる。また M5 シリンダの温度が やや低目となること。隅角部外面の温度が特に高くなることなどが明らかとなつた。

図3.4.18は実測値からん6ピストンの等温線を画いたものである。

ガス圧による応力は、熱歪と重畳した電磁オシロの出力からその変動成分として求め、 指圧線図より求まる定格時の最高圧力79 kg/cmⁿに対する解析解と対応させて、図 3.4.5.中 に②印で示した。これより実働下のガス圧応力は、解析解および静圧負荷実験の結果と比較

- 141 -

的よく一致していることがわかる。

図3.4.19は電磁オシロの出力の平均値として求めた熱歪から,零点移動量を調整して 得られる熱応力が負荷とともに変化する様子を示したものであり,図3.4.20は、このうち 定格時の熱応力を,図3.4.18の温度分布より得られる解析解と比較したものであつて,両 結果は比較的よく一致していることがわかる。

- (3.1) Eicherherg, G., "Temperatur verlauf und Wärmespannungen in
 Verbennungsmotoren", Verein Deutscher Ing. Forsch. Arbeit Ing.
 Forsch, Arbeit Ing. Wes., No.263, 1923, P.3
 - (3.2) Eicherberg, G., "Some New Investigations on Old Combustion Engine Problems", Engng, No.148, 1939, P.603
 - (3.3) Fitzgeorge, D. and Pope, J.A., "An Introduction to the Factors
 Contributing to the Failure of Diesel Engine Pistons and Cylinder
 Covers", Trans. North East Coast Inst. Engrs. and Shipbldrs, No.
 71, 1954-55, P.163.
- (3.4) Whitehouse, N.D., "An Estimation of Thermal and Combustion
 Pressure Stresses in "S.R.L." Oil Cooled Pistons", English
 Electric Report R/ER/3, 1956
- (3.5) 字野,川崎, ["]舶用大型ディーゼル機関ピストンクラウンの強度について", 造船協会論文集第100号,昭31, P.225
- (3.6) Dennis, R.A. and Radford, J.M., "Piston Stress-Theoretical and Experimental Developments", Proc. Inst. Mech. Engrs., No.179 (Pt 3C), 1964-65, P.19
- (3.7) Enderby, L.R. and White, D.J., "Axisymmetric Method for Determining Thermal Stresses in Piston" J. strain Analysis, Vol. 3, No.2 1968, P.146
- (3.8) Ibrahim, S.M. and McCallin H., "Gas Load and Thermal Stresses in Diesel Engine Pistons and Valves", Proc. Inst. Mech. Engrs.

- 143 -

Vol. 182 (Pt 3L), 1967-68 P.176

- (3.9) Fiskaa, G., Iversen, A. and Sarsten, A., "Computer Calculation of Stresses in Axisymmetric Thermally Loaded Components" Proc.
 Inst. Mech. Engrs. Vol. 182 (Pt 3L), 1967-68, P.152
- (3,10) 日本造船研究協会 第100研究部会, "巨大船用ディーゼル機関に関する
 基礎的研究",昭44-8
- Izumi, S., Omotehara, I., Oyamada, T., and Yano, T., "Recent
 Development and Running Experience with UE Diesel Engines",
 Proc. Int. Marine and Shipping Conf., 1973, P.8
- NuBelt, W. "Der Wärmeübergang in Verbrennungs Kraftmaschinen",
 Verein Deutscher Ing, -Forschungsheft No.264, 1923
- (3.13) Eichelberg, G., "Investigation on Internal Combustion Engine",
 Engng., No.148, Oct. 1939 P.463
- (3.14) Pflaum, W., "Der Wärmeübergang bei Diesel Maschinen mit und ohne Aufladung", Motor Tech. Zeitschrift, Vol. 22, No.3, 1961
- (3.15) Woschni,0, "Electronic Calculation of the Time Curve of Pressure, Temperature and Mass Flow Rate in the Cylinder of a Diesel Engine", Proc. Inst. Mech. Engrs, Vol.182 (Pt 3L), 1967-68
- (3.16) 永井,水島, "大型ニサイクルディーゼル機関の性能シュミレーション", 日本機械学会第812回 講演会論文集, 派710-17,昭46-11, P.183
- (3:17) 蔦, "ディーゼル機関燃焼室壁の過渡的弾塑性熱応力変動の解析 (その1,定常 サイクルの変化)",日本機械学会関西支部第230回講演会論文集 昭 48-6, P.23

- (3.18)
 蔦,織田,山地, "ピストンの強度(その5。リブなしピストンの応力解析と 厚肉解・薄肉解の差の比較検討)",日本機械学会・山梨地方講演会講演論文集, 昭49-11, P.215
- (3.19) Akashi, G., Shimizu, K., Maehata, S., Tsuta, T., and Nakamura,
 Y., "Designing Problems for the Strength of Combustion Chamber on KAWASAKI-MAN 2 Cycle Diesel Engine", Proc. Int. Sym. Marine Engng, Tokyo, 1973, P3-6-17
- (3.20) 三浦, ["]熱 近似の方法-熱伝導・熱弾性問題の近似解法["],東京大学航空研究所集報,第3巻第2号,1962, P.143
- (3.21) たとえば 甲藤¹熱伝導論¹,共立出版, P.28
- (3.22) 蔦, "電子計算機による平面および軸対称構造物の熱伝導および熱応力解析",
 川崎技報,第38号,昭45-6, P.23
- (3.23) Takao, T., Sakamoto, I., and Nagai, M., "Stress Analysis of Combustion Chamber Walls of Main Diesel Engine of a Ship under Service Condition", Proc. Int. symp. Marine Engng, Tokyo, 1973, P3-6-29
- (3.24) 太田,浜田,石塚,字野, ["]円環殻の強度に関する研究(第1報,解の提案)",
 日本機械学会論文集, 29巻197号,昭38, P.142
- (3.25) 太田, 浜田, 古川, 大田 "円環殻の強度に関する研究(第3報, 圧力容器の熱応力)", 日本機械学会論文集, 29巻197号, 昭38, P165
- (3.26) Dong, S.B., "Analysis of Laminated Shells of Revolution",
 Proc. Amer. Soc. Civil Engrs, Engng Mech. Div. Vol. 92, 1966,
 P.135
- (3.27) 蔦,山地, ″ 薄肉回転 製非対称荷重解析 プログラムの開発 ″,川崎重工研究

報告 第1144号, 昭47-11 (未公表)

- (3.28) O'Connel, J. M. and Chubb, E.J., "Improved Method of Calculating Stresses at the Intersection of a Cylindrical Nozzle and a Spherical Vessel", Appl. Mech. Convn. Proc. Inst. Mech. Engrs, Vol.178 (Pt-3J), 1963-64, P.224
 - Marcal, P.V. and Turner C.E., "Elastic-Plastic Behavior of Flush Nozzles in Spherical Pressure Vessels", J. Mech. Engng Science, Vol. 9, No.3, 1967. P.182
 - (3.30) 進藤, 瀬口, 伝宝, 岡本, " 圧力容器頂部ノズル取付部付近の応力", 日本
 機械学会論文集, 38巻 310号, 昭 47, P. 1209
 - (3.31) 関西造船協会編"造船設計便覧",海文堂,昭43, P. 503
 - (3.32) 蔦,谷中, 『高温歪計の熱的諸特性に関する実験",日本非破壊検査協会第
 4分科会資料,昭42-8.

付録3A 薄肉設理論によるリブなしピストンの応力解析

3.A.1 一般解

3種の様式(1)~(11)を構成する円環殻,球殻,円板,および円筒殻の一般解は太田らの文献^{(3.24)(3.25)}より,図3.A.1を参照して次のように書ける。



図 3.A.1 構造要素の座標系と断面量

(a) 円環殻の場合

$$\begin{split} \mathcal{V}_{\varphi} &= C_{1} \gamma_{1R} + C_{2} \gamma_{1i} + C_{3} \gamma_{2R} + C_{4} \gamma_{2i} + \mathcal{A} \cdot \gamma_{\varphi i} \\ \mathcal{U}_{\varphi} &= \frac{h_{c}}{m} \left[\left(\frac{1}{\lambda} + \sin \varphi \right) \frac{d\chi_{\varphi}}{d\varphi} - \nu \chi_{\varphi} \cos \varphi - \nu \mathcal{A} \cdot \sin \varphi \\ &+ \mathcal{P} \left\{ \mathcal{I} - 2\nu + (\mathcal{I} - \nu) \lambda \sin \varphi \right\} \right] + a \left(\mathcal{I} + \lambda \sin \varphi \right) \alpha \mathcal{T}_{o} \\ \mathcal{M}_{\varphi} &= - \frac{D_{c}}{\gamma_{1}} \left\{ \frac{d \vartheta_{\varphi}}{d\varphi} + \nu \frac{\lambda \cos \varphi}{\mathcal{I} + \lambda \sin \varphi} \vartheta_{\varphi} - \alpha \gamma_{1} \left(\mathcal{I} + \nu \right) \mathcal{T} \right\} \\ \mathcal{N}_{\varphi} &= \frac{Eh_{c}^{2}}{ma} \left\{ \chi_{\varphi} \cos \varphi + \mathcal{A} \sin \varphi \right. \end{aligned}$$
(3.A. 1)
$$&+ \mathcal{P} \cdot \left(2 + \lambda \sin \varphi \right) \right\} / \left(\mathcal{I} + \lambda \sin \varphi \right) \\ \mathcal{H}_{\varphi} &= \frac{Eh_{c}^{2}}{ma \cos \varphi} \left\{ \left\{ \chi_{\varphi} \cos \varphi + \mathcal{A} \sin \varphi + \mathcal{P} \left(2 \right) \\ &+ \lambda \sin \varphi \right\} \right\} / \left(\mathcal{I} + \lambda \sin \varphi \right) - \frac{P}{2} a \left(\mathcal{I} + \lambda \sin \varphi \right) tan \varphi \right\} \end{split}$$

ここに

$$\begin{split} \mathcal{X}\varphi &= C_{I} \eta_{II} - C_{2} \eta_{IR} + C_{3} \eta_{2I} - C_{4} \eta_{2R} - \mathcal{A} \eta \varphi R \\ \mathcal{N} &= \frac{\gamma_{I}}{a} , \qquad m = \sqrt{2(1 - \nu^{2})} \\ \mathcal{N} &= \frac{ma \gamma_{I}}{2Eh_{c}^{2}} p \\ \mathcal{N} &= \frac{ma}{Eh_{c}^{2}} \left\{ (1 + \lambda \sin \varphi_{o}) V_{o} - \frac{p\gamma_{I}}{2} (2 + \lambda \sin \varphi_{o}) \sin \varphi_{o} \right\} \\ \eta_{ij} ; \text{$\chi$$ ith $(3.2.4)$ ω is (3.3) $\sim $\vec{\pi}$ (3.8)$} \\ V_{o} &= V \varphi \right) \varphi = \psi_{o} \end{split}$$

÷

Ci: 计 積分定数

 $M\varphi, N\varphi, H\varphi; モーメント, 膜力, 半径方向力$

Uq, Uq ; 傾斜, 半径变位

hc,Dc,a,Y; 肉厚,曲げ剛性,円環中心の半径座標,円環半径

E, V; キング率, ポアソン比

ク; 圧力

 α , τ , T_o ; 線膨張係数, 温度勾配 $\left(\frac{T_o - T_i}{h}\right)$, 平均温度 $\left(\frac{T_o + T_i}{2}\right)$ r, θ, Z; 円筒座標系

球殻の場合 (b) $\mathcal{Y}_{b} = S_{i} ber' \overline{\mathcal{Y}} + S_{z} bei' \overline{\mathcal{Y}}$ $U_{p} = \frac{h_{c}}{m} \left\{ \int \overline{\gamma_{s}} \left\{ -S, (ber \,\overline{y} - \frac{1}{\overline{y}} \, bei' \overline{y} \right\} \right\}$ $-S_{z}(bei\bar{y}+\frac{1}{\bar{y}}ber'\bar{y})$ - $V \cot \varphi(-S_{1}bei'\bar{y}+S_{2}ber'\bar{y})$ + $IP_{s}(I-\nu)$] sin ψ + α To ro sin ψ $M_{p} = -\frac{Dc}{r_{o}} \left\{ \sqrt{P_{s}} \left\{ -S_{1}(bei\bar{y} + \frac{1}{\bar{y}}ber'\bar{y}) + S_{2}(ber\bar{y}) \right\} \right\}$ (3.A.2) $-\frac{1}{\overline{y}}bei'\overline{y}$ + $V \cot \varphi(S_1ber'\overline{y} + S_2bei'\overline{y})$ $-\alpha(1+\gamma)\gamma_{0}\tau$] $N_{p} = \frac{Ehc'}{mr_{o}} \left\{ \left(-S, bei' \overline{y} + S_{z} ber' \overline{y} \right) cot \varphi + lP_{s} \right\}$ $H_{P} = \frac{Ehc^{2}}{mr_{0}} \left\{ \frac{1}{sin\varphi} \left(-S_{1}bei' \overline{y} + S_{2}ber' \overline{y} \right) + IP_{s} \cos\varphi \right\}$

ただし

$$\hat{S}_{s} = \sqrt{\frac{mr_{o}}{hc}} , \quad \tilde{y} = \sqrt[4]{\hat{S}_{s}^{2} - \gamma^{2}} q$$

$$P_{\rm s} = \frac{m\,\gamma_o^2}{2E\,h_c^2}\,p$$

 $S_{i}, S_{2}; 積分定数, \gamma_{o}; 球殼半径$

(c) 円板の場合

$$\mathcal{V}_{r}^{e} = \mathcal{L}_{i} \cdot \gamma - \frac{p \gamma^{3}}{l_{6} D_{c}}$$

$$\mathcal{U}_{r} = \left(\frac{l - \nu}{E h_{c}} \mathcal{L}_{3} + \alpha T_{o}\right) \gamma$$

$$\mathcal{M}_{r} = D_{c} \left\{ (l + \nu) (\alpha T - \mathcal{L}_{i}) + \frac{3 + \nu}{l_{6} D_{c}} p \gamma^{2} \right\}$$

$$\mathcal{N}_{r} = \mathcal{H}_{r} = \mathcal{L}_{3}$$

$$(3.A.$$

8)

ただし, L₁,L₃;積分定数

(d)
$$\Pi fiftheta go de for the formula formula$$

6;円筒殻の半径

C ; 温度作用部の長さ

Ds, hs;曲げ剛性,肉厚

$$\overline{\beta}$$
; $4\sqrt{\frac{3-(1-\gamma^2)}{b^2h_s^2}}$

K1, K2; 積分定数

3. A.2 接続部の条件と解法

接続条件に必要な断面量ベクトルを上の4種の構造要素のそれぞれについて

a) 円環酸に対し
$$R_{\varphi}^{t} = \{M_{\varphi} \ H_{\varphi} \ U_{\varphi} \ \mathcal{Y}_{\varphi}\}$$

b) 球酸に対し $R_{P}^{t} = \{M_{P} \ H_{P} \ U_{P} \ \mathcal{Y}_{P}\}$
c) 円板部に対し $R_{r}^{t} = \{M_{r} \ H_{r} \ U_{r} \ \mathcal{Y}_{r}\}$
d) 円筒酸に対し $R_{z}^{t} = \{-M_{z} \ -Q_{z} \ -U_{z} \ -\mathcal{Y}_{z}\}$ $\{3.A.5\}$

ただし

t;転置

とすれば本文中の3種の構造様式の接続部(図3.3.1 B. D)の連続条件はそれぞれ次のように書ける。

タイプ(i)の場合	$ R_r\rangle_{r=b} = R_z\rangle_{z=0}$	(B点)	
タイプ(カカ)の場合	$ R_p\rangle_{r=b} = R_z\rangle_{z=0}$	(8 点)	(3.A.6)
タイプ脚 の場合	$(R_r)_r = a = (R\varphi)_{\varphi} = 0$	(2点)	
	IRφ) _{Y=b} = IRz)z=0	(B 点)	

式 (3.A1)~式(3.A4) の各式を式 (3.A6)に用いれば各場合の積分定数が定まり, 所要の解が得られる。

- 151 -

第 4 編

リブ付ピストンおよび分割型ピストン

の強度問題

第1章 緒 营

ビストンのクラウン部は熱負荷対策上あまり厚くできないため,ある径以上のものでは ガス圧応力が著しく高くなる。 そこで,大口径ビストンではクラウン部を各種リブによつ て支持する構造様式が採用されている。

このリブ付ビストンのリブ支持の様式は、大別すれば、図41.1 に示すように、リブを 円周状に配し、熱負荷対策上周方向に等間隔に軸方向スリットを設けた円周型の様式とリブ を放射状に配した放射型の様式に分けられる。

そのいずれも船舶の大型化に呼応して最近に発達したものであり、また三次元的な取扱 いを必要とするため、その応力解析法を扱つた研究は少ない。 三菱重工の小林ら^(4,1) は放射状リブを有するリブ付ビストンのリブ部を、周方向には剛性がなく、半径方向と軸方 向には周平均の等価な剛性を有する直交異方性の軸対称体として有限要素法により取扱う方 法を示した。 しかしこの方法ではリブが周方向に密に入つているものとし、リブの剛性 を平均値的にしか取扱つていないため、最も重要なリブとクラウンの交差部付近の局部的な 変形拘束によつて生じる応力状態などを正しく把握していない。 このほかリブとそれ以外 の軸対称構造部を別個に解いて撓性行列法によつて接続する方法や、^(3,10)全体を三次元 体として一挙に解析する報告も^(4,2) あるが、労力や費用が膨大となるため、方法として は可能であつても日常的な改良・開発研究の場でこれらを駆使することは困難である。

リブ付ビストンのガス圧強度に関する研究は、計測の容易さから主として実験的研究に 依存し、これを前述の軸対称体近似解法^(4.1)で補完する方法が採用されてきた。山田 ら^(4.3)は900mm径のフラツト型クラウンを有する放射型リブ付ビストンのガス压応力 を水圧試験装置を用いた実験によつて求め、改造前後の2種の構造形状の応力状態を比較し た。 Kilchenmann も^(4.4)同様の実験を行ない有限要素法による計算結果と比較して いる。 表原ら^(4.5)およびIzumiら^(3.11)は、放射型リブを有し、球殻型クラウン からなるリブ付ビストンに対して、実機計測や水圧試験によりその応力変動の状態を求めた。

-158 -

他方,熱応力に関する実験的研究は,その初期には計測の困難さから温度計測に主眼が おかれ,Alcock,(4.6) Langballe,(4.7) 矢野,(4.8) Gregoretti,(4.9)Sorensen,(4.10) らの実機計測の報告がある。 最近に至って熱応力計測も温度の低 い冷却面側で可能となつたため,実験室的な熱応力計測お(4.1) (4.3) 実機計測(4.3)なども行なわれるようになつた。 しかしこれらはいずれも特定の機種の構造変更に伴う確 認試験などの事例的研究の域を出ていない。

さて,リブなしビストンにリブを付加したことによつて新たに生じる問題としては次の 各問題が考えられる。

- クラウンのガス圧荷重による面外曲げ変形がリブ部で拘束されるため、リブの配置
 や様式によつて、その挙動がリブなしビストンの場合と著しく異なる。
- (2) リブの存在によつて熱によるクラウンの面外曲げ変形の拘束が強くなる。
- (3) 冷却室内にあるリブと高熱ガスに直接さらされるクラウンは両者の接合縁に沿つて
 熱伸び差を拘束されるために、同縁に沿つて大きな拘束熱応力が生じる。

そこで以上の諸問題のうち,本編第2章では,第1編第3章の手法を用いて,まず(1)と (2)の問題を研究する。

まず円周型リブ付ビストンの合理的なリブ配置方法を検討し,それらの配置をもつリブ 付ビストンがガス圧荷重をうけるときに生じる構造各部の応力状態およびそれらとリブ様式 との関係を一円周型および二円周型リブ付ビストンの場合について解析する。 そしてこれ らの結果より,構造主要点の応力の簡易推定法を検討する。

次に放射型リブ構造様式の場合についても周方向リブ枚数とビストン径の種々の組合わ せのもとで生じるガス圧応力の分布,その特徴および主要点の応力の簡易推定法などについ て同様の解析と検討を行なう。

熱負荷による挙動のうち,温度勾配による熱曲げ荷重下の挙動は,第3編のリブなしビ ストンの解析結果からの類推で,その熱変形のほとんどが拘束されてそのまま熱応力となる ことが予想されるので2~3の事例解析によつてその推定の妥当性を検討する。

- 154 -

第3章では、熱伸び荷重下の挙動のうち最も重要な上記(3)の局部熱伸び差拘束による拘 東熱応力の問題を解析する。 これらは第1編第3章の手法によつても勿論解析できるが、 ここでは現象の局部性を考慮し、この種の構造系に適した新しい解析理論を導き、これを用 いて、この挙動特性を認べる。 すなわち、これらは立体厚板構造ではあるが、リブ、クラ ウンのいずれに対しても面内問題となることに注目し、構造の一対称部を取り出し、クラウ ンとリブを帯板要素に分割したのち、各帯板内部の応力、変形を支配する偏微分方程式を帯 板縁辺での常微分方程式の連立系に置き直す解析方法を誘導する。 ^(4,11) そして、こ れを用いて各種リブ形状下での発生応力状態を解析し、リブの剛性、リブ巾およびリブ間隔 などの諸要素と発生応力の関係を明らかにする。

第4章では,現用最大級の直径1050mmの超大型二円周型リブ付ビストンがガス圧荷 重をうける場合の各部の発生応力の状況を,燃焼室内に油圧を負荷する実験により求め,大 型実用リブ付ビストンに生じている応力の実態を把握するとともに,第1編の手法による解 析解を求めて,この実験結果と比較検討する。

第5章では主として中速四サイクル機関に用いられる分割型ピストンの挙動特性を研究 する。

図4.1.2 に示すように分割型ビストンの構造は,高熱負荷やガス圧荷重を直接うける上 側ビストン部とこれを支持する下側ビストン部の二つの構造に分割され,クラウン中間部に 円周状のリブを設けて,このリブ支持部でボルト結合,スカート部は接触結合する構造方式 をとる。 この種の構造の挙動の特性を求めるには二つの連続体の接触問題を取扱わねば ならず,また接触境界で相互に作用する力は,単に与えられた荷重条件のみではなく,両構 造の変形が接触部で拘束される程度によつても影響されるなどの特徴がある。 したがつて 一体型の場合のように各荷重成分の解にもとづく重畳の法則が必ずしも成立せず,組合せ荷 重の絶対値によつて挙動を評価しなければならない。

Rohrle は^(4,13) ビストン径が230mから520mmまでの各種の分割型ビストン の温度を導電抵抗紙を使つたコンダクテイブシートアナロジの方法によつて、また熱応力を

- 155 -

熱光弾性実験によつて求める一方,差分法およびArgyrisのTriax要素を用いた軸対称体 有限要素法によつて各場合の温度および熱応力を求めた。 飯田ら^(4,14)はUEV30/40 分割型ビストンのガス圧応力を三次元光弾性実験により調べた。 武本は^(4,15)分割型 ビストンのガス圧応力がスカート下縁に設けた初期すきまによつてどのように変るかを分割 型ビストンの実機計測により調べた。 平山ら^(4,16)はビストン径500mの新開発分 割型ビストンにつき,支持条件の変化によるガス圧応力および熱応力の変化を実機計測によ つて求め考察を加えた。

以上のように分割型ビストンに対する従来の研究では事例についての実験的な研究が主体で,かつ接触面に通常設けられる初期すきまや接触面の作用力による挙動特性の変化など が充分考察されていない。

そこで本章では第2編で述べた接触問題有限要素解析法と撓性行列法を併用してこの種 の構造系の挙動特性を研究する。 すなわち,まずガス圧荷重,熱曲げ,熱伸び,スカート 部反力などの基本荷重がそれぞれ独立に作用する場合の挙動特性を求め,これより,各負荷 段階で基礎となる熱負荷下の挙動がスカート下縁に設けた初期すきまや下部ビストンの剛性 およびそれに伴う接触面反力の大きさなどによつてどのように変化するかを解析する。 次 にガス圧荷重がこの上に重畳する場合の挙動を求め,これらが熱変形重畳時の各種の接触面 条件のもとでどのように変化するかを調べる。 さらに,接触面の傾きによつて生じる付加 力の大きさや接線力,すべりなどの非線形項の影響も同時に明らかにする。

以下に本編で用いる主要記号を列記する。

第 2 章 (第3編と異なる部分のみ)

a	; 1	ラウンの外半径
Ь	; 1	ラウンの外半径または外周リブの取付け半径
С	;内	周リブの取付け半径
tr	; IJ	ブの厚さ

-156 -

ά			;	放射リブの間隔を表わす角度
Ъa,	бь,	\mathcal{F}_{c}	;	周辺固定円板または円輪板の最大応力を与える係数
θ,	θ,		;	円周リブの1/2 リブ中心間距離を表わす角度
ŪR,	()		;	半径応力,周応力

第 3 章

ai	;	帯板の巾
Ci, di	;	積分定数
eta_{ij} , $areta_{ij}$;	積分定数
Mi, Tui	;	積分定数
D	;	微分演算子を含む係数
<i>C</i> i	;	式 (4.3.6 4) で与えられる定数
E, G, Eg	;	ヤング率,剪断弾性係数およびその比
lo, Lo,	;	円周リブの周方向間隔の半分,リブ周方向長さの半分
Ēxi, Ēsi	;	帯板内の断面力
Pi, \widehat{P}_i	;	縁辺作用力の垂直成分とその無次元表示
Qi, Qi, Qi	;	帯板内の剪断力,長縁の剪断力とその無次元表示
Si, xj	;	帯板の座標系
ti, tc, t _R	;	帯板, クラウンおよびリブの肉厚
\hat{t}	;	リブとクラウンの肉厚比
Ti, Ti	;	帯板および帯板長縁の温度
Ūi Ŵi Ui	;	帯板内の変位成分、長縁の文方向変位
Ui*, Ui**	;	同次解と特解
di, dc, dR	;	帯板,クラウン,リブの線膨脹係数
dij	;	帯板の巾の比

- 157 -

- λ_{j} , ζ_{i} ;特性方程式の根
- \overline{C}_{z_i} , \overline{C}_{s_i} \overline{T}_{zs_i} ; 帯板の直応力, 剪断応力
- 「ZD, 「Zu,'?Z; 接合縁のリブ側およびクラウン側縁応力, 剪断力
- "K"(肩記号);∫dx;
- 、/ " (肩記号) ; d/dxj
- "*u*,"D"(添字) ; 縁辺量の上側帯板成分および下側帯板成分
- 第 5 章 (第3編と異なる部分のみ)
 - R^{μ} , R^{L} , f_{R} ; 上側と下側ピストンの剛性およびその比を表わす係数
 - P, P_{max} , P_{o} ; ガス圧, 各負荷段階の最大ガス圧, 機関の最大ガス圧
 - Qo, Qp ; 初期締付力, クラウンのラジアン当りのガス圧荷重
 - QR、Qs ; 熱負荷によるリブおよびスカート下面の反力
 - Q_{RP}, Q_{SP} ; ガス圧によるリブおよびスカート下面の反力
 - gR, gs ; リブとスカートの接触面接線圧
 - R_R, R_b, R_h; リブ取付半径, リブ巾, リブ高さ
 - To, To, To, C; 上側および下側ビストンの平均温度, クラウンの温度勾配
 - β_{R}, β_{S} ; リブおよびスカート接触面の傾きによる付加撓み
 - Δ_i , $\Delta_{\lambda T}$; 初期すきま,熱負荷作用後のすきま
 - δ_{P}^{μ} , δ_{P}^{L} ; ガス圧による上側および下側ビストンの相対変形
 - δ_0^u , δ_0^L ; スカート反力による上側および下側ビストンの相対変形
 - $\delta_{T0}, \delta_{T}, \delta_{\lambda T};$ クラウンの平均温度,温度勾配および熱負荷によるスカート下縁

の変形

 $\lambda_{\tau\sigma}, \lambda_{\tau}, \lambda_{\Theta};$ クラウンの平均温度,温度勾配およびスカート反力の大きさを表 す定数

 λ_T^* , λ_T^{**} ; 熱負荷とガス圧、および熱負荷だけで接触開始する時期を表わす定数

第 2 章 リブ付ピストンの応力解析

2.1 円周型リブ付ビストンのリブ配置

円周型リブは熱応力を軽減するため,図421(a),(b)のごとく,円周方向に等間隔でス リットを入れたたんざく状とするが,これらのリブの合理的取付け半径位置は,ガス圧荷重 が作用したとき円周リブによつて分断されたいくつかの円板部に生じる各最大応力が等しく なる位置として定めることができる。

以下ではまず一円周型リブの場合を考える。 簡単のため円周リブのたんざく状分割の 影響は無視し,内外両円板を周辺固定とみなせば,これらの最大応力はいずれもリブ部に生 じる。 いまその大きさをそれぞれ

内側円板に対し	$\sigma_{c} = \delta_{c}^{c} \cdot P \cdot \left(\frac{C}{h_{c}}\right)^{2}$	
外側円板に対し	$\mathbb{T}_{b} = \mathscr{V}_{b} \cdot \mathcal{P} \cdot \left(\frac{b}{hc}\right)^{2}$	(4.2.1)

ただし

hc ; クラウン肉厚
C ; リブの取付け半径
b ; クラウン外半径
p ; ガス圧

の形に表わす。 合理的なリブ位置は上の両式を等置することによつて

 $\mathcal{F}_{b} = \mathcal{F}_{C} \left(\frac{C}{b} \right)^{2} \qquad (4.2,2)$

とし、これより^C/b を求めることにより定められる。 ここに V_c および V_b の値は薄肉の 場合にはそれぞれ0.75 および図 4.2.2 実線のように C/b の関数として与えられ (1.53)これらの値は第1編の厚肉解法による解とも一致する。 したがつて合理的なリブ取付半径 位置はこの実線と式 (4.2.2) (図中一点鎖線)を同時に満足する解として定められ、いま 平均的なリブ厚さとして $t_{f/b} = 0.15$ とすれば

$$C/b = 0.4/$$
 (4.2.3)

が得られる。

すなわち一円周型リブ付ビストンの合理的なリブ位置はスリツトの影響を無視すれば, ビストン径の約4割程度の位置にすればよいことがわかる。

次に二円周型リブ付ビストン(図4.2.1(b))の合理的リブ位置も同様にして求めること ができる。 まず内周リブと外周リブの最適取付半径比は式(4.2.3)と同じとなる。 最 外周円板(図における@)の外半径をQ,最大応力を式(4.2.1)と同様に

$$\mathcal{T}_a = \mathcal{Y}_a \, p \, \left(\frac{a}{hc}\right)^2 \tag{4.2.4}$$

と表わす。 これを式(4.2.1)の第2式と等置すれば

$$\delta_a^e = \delta_b^e \cdot \left(\frac{b}{a}\right)^2 \tag{4.2.5}$$

が得られ、これが外側両円板②、①(図421参照)の最大応力が等しい条件となる。 一 円周型の解である式 (423)に相当する Y_6 の値を図422から求めて式 (425)に用 いれば、この関係は図422の破線のようになる。 一方、式 (424)が最大応力となる ような $Y_a \ge b/a$ の関係は図422の実線で表わされる $Y_6 \sim C/b$ の関係と同じであるので この両曲線を満足する位置として外側リブの最適位置が定まり、 $t_{T/b} = 0.15$ とずれば

$$b/a = 0, 63$$
 (4, 21, 6)

となる。

円周リブが3円周以上の構造様式およびクラウンの肉厚がリブで隔てられた各円板部で 異なる場合についても同様の考察によつてそれらの合理的リブ位置を求めることができる。 2.2 一円周型リブ付ビストンのガス圧応力の解析

円周部を固定とした。

一円周型リブ付ビストンで,前節にて求めた合理的リブ位置を有するビストンがガス圧 荷重をうける場合の挙動を第1編第3章の手法を用いて解析する。

ここでは、図 4.2.1 (a)の構造でリブ数=6/周、b=680mm、C=280mm、 $h_c = t_r = 50$ mmなる実用寸法を有する大型ビストンが2種のリブ周方向間隔、すなわち 図中の $\theta_{1/\theta}$ が1/2 と 1/4をとる場合を選び、構造の一対称部 θ の部分を取出して解析を 行なった。 この要素分割の様子を図 4.2.3 に示す。 簡単のため解析ではリブ部および外

リブ間隔 $\theta_{1/\theta} = 1/2$ に対する結果のうち、クラウン表面の半径方向応力 G_R の分布を 図 4.2.4 に、また周方向応力 G_{θ} の分布を図 4.2.5 にそれぞれ示す。 図 4.2.4 より、円周 リブの周方向断続構造のため、一つのリブ巾に沿う半径方向応力の分布は一様ではなくなり リブ端で大きく、リブ巾の中央で小さい分布形状を、また外円周上でもリブ間隔の中央延長 線上で大きく、リブ巾中央延長上で小さい分布形状を示すことがわかる。 リブより内側の 円板部の最大応力はリブのすぐ内側に、外側円板部の最大応力はリブのすぐ外側に生じ、そ の大きさはほぼ等しいことから、 2.1 節のリブ位置設定法はほぼ妥当なことがわかるが、そ の最大応力の値自身は 2.1 節で求めた厚肉固定円板の解 (4.4 kg/mm²) よりかなり大きく なる。

図4.2.5の周応力 (Goの分布では、リブの周方向の端付近が最も大きく、外周の周応力 は中心の応力とほぼ同程度となる。 リブ端周応力の増加はリブ間隔を設けたことによつて 生じた図の△0AB部の圧力負担に起因し、リブ間隔の長さ CD が大きくなるにつれて急速 に増加するものと考えられる。 またリブのすぐ外側と内側の端の周応力のうち外側が大き いのは、それぞれが分担するものと考えられる面積口ABCDおよび△0CDの負荷分担の 差によるものと考えてよい。

次にリブの周方向間隔の大きい $\theta_{1/\theta} = 1/4$ に対する同様の結果を図 4.2.6 および図 4.2.7 に示す。 半径応力の分布図 4.2.6 を,リブ間隔の小さい図 4.2.4 の結果と比較すれ

-161 -

は。外周上におけるリブ間2等分線上の応力は、リブの短小化による負荷分担の増加に起因 して相当大きくなり、またリブ端付近の最大応力はやや増加するが、内側円板と外側円板の 同部での値はほぼ等しいことがわかる。 周応力の分布を示す図4.2.7 では、中心および最 外縁の値はリブ巾の大きい図4.2.5 の場合とあまり変らないが、リブの周方向端では、リブ 間隔部の負荷分担の増加によつてかなり大きくなる。

そこで、以上の結果より、各部最大応力と構造形状の関係をもう少しわかりやすく整理 することを考えてみる。 まずリブ周方向端の最大半径応力 (Γ_{Rmax} はリブの断続の程度を表 わす^θ/ θ に支配されるから、いま一つの目安として前節の固定円板の解 (Γ_{Rmax}) θ / θ =1 がリブ 断続の影響によつて θ/θ , 倍になるものとし

$$\left(\int_{Rmax}^{\circ} \right)_{\theta_{1}/\theta} = \int_{Rmax}^{\circ} \left(\theta_{1} \times \frac{\theta}{\theta_{1}} \right)$$

$$\left(4 \cdot 2 \cdot 7 \right)$$

なる $(\int_{Rmax}^{\circ})_{\theta/\theta}$ を求め、これと先の図 4.2.4、図 4.2.6の結果と比較すれば図 4.2.8の ようになる。 これより両解析結果は式 (4.2.7)の表わす直線の値とほぼ等しく、最大半 径応力は式 (4.2.7)のような簡易解によりほぼ推定しうる挙動を示すことがわかる。

次にリブ端の最大周応力 $G_{\theta max} \geq \theta / \theta$ に対する同様の関係を図 4.2.9 に示す。 ここで は比較解として、リブ間隔全作用荷重(図中の斜線部)のうち、図の扇形の部分 $m_1 m_2 m_3 m_4$ で示すような内外両円板から半径位置において 1/2 ずつとつた部分の荷重をリブ端で分担す る場合の梁理論解を用いることにすれば、これと θ / θ の関係は図中の実線のようになる。 これと図 4.2.5 および図 4.2.7 の 2 種の解析解(図中 O, + 印)を比較すれば、最大周応力 はこの比較解に近い挙動を示し、 θ / θ の増加とともに急増する傾向を示すことがわかる。 θ / θ の大きい範囲では一般に最大半径応力の方が大きく、 θ / θ がある大きさ以下では逆に周 応力の方が増大する。

2.3 二円周型リブ付ビストンのガス圧応力の解析

次に2.1節で求めた合理的リブ位置を有する直径1090mの二円周型リブ付ビストン

が頂面に一様なガス圧荷重をうける場合を,同様の方法によつて解析し,リブ配置の最適性 発生応力分布の特徴,応力分布に対するリブ巾の影響などを求め,これより一般的な二円周 型リブ付ビストンの最大応力の簡易推定方法を検討した。

解析に用いたビストンの構造寸法は図4.2.1(b)で

C = 162.5 mm, b = 365 mm, a = 545 mm

 $h_{c} = t_{r} = 5 \ 0 \ m$, リブ数= 6 / 周

で、リブ間隔 θ_{I}/θ が1/2および1/4の2種類の場合である。

θ/θ = 1/2 に対する解析結果のうち,冷却面側半径応力の分布を図4.2.1 0 に、また 周応力の分布を図4.2.1 1 に示す。 内側,中央および外側の各円板部の最大半径応力は内 側円板がやや小さいのを除けば,いずれもほぼ等しく,2.1 節でのリブ位置設定法がほぼ妥 当なものであることがわかる。 しかし応力の絶対値は θ/θの影響によつて相当高くなり, また外周上でリブ間中央線上の応力が増大する。 周応力の最大値は,内外周リブともリブ 端に生じ,その大きさは θ/θ に応じた分担面積の割合に応じて外周リブ側の方がはるかに高 くなる。 したがつて、リブ間隔の増大によつて、周応力が半径応力よりも大きくなるよう な場合には、分担受圧面積を考慮してリブ周方向間隔を再検討するとともに、内周と外周の リブ数を変えるなどの工夫が必要となる。

次にリブ巾を縮少した 0/8=1/4 に対する結果を図 4.2.1 2 および図 4.2.1 3 にそれ ぞれ示す。 半径応力,周応力とも外周側リブ縁の応力が増大するが,特に,周応力の増加 が顕著となる。 また,リブ間隔の増大に伴つて外周上で,リブ間中点の半径応力が増大す るとともに,三つの円板部の最大半径応力の等価性もくずれ,リブ間隔がこの程度の構造で はもはや三つの円板部から成る構造様式とはみなせなくなつてくることがわかる。

以上の結果より、一円周型の場合と同様にして、二円周型リブ付ビストンに生じる最大応力の簡易推定方法を検討してみる。 二円周型の場合、内外周リブの間隔を^の/のによつて 規定すれば、受圧面積分担の増加割合から外側リブの応力の方が高くなる。 そこでまず、 外側リブの最大半径応力の増加割合を一円周リブ型に対する式 (4.2.7)を用いて推定し、

-163 -

これと上記2種の解析結果とを比較すれば図4214のようになる。 これより円板との等価性のくずれる 0/0の低いところを除いては、この推定解は実際の応力分布に充分近いことがわかる。 図には同時に、外周上でリブ間中点 C の応力も同時に示した。 これより C 点の半径応力は A 点の応力に近い挙動をすることがわかる。

次に外周リブ端の最大周応力を一円周リブ型の場合と同様にして,図4.2.15の扇形の 部分*m*,*m*₂*m*₃*m*₄で囲まれた,リブ間隔作用荷重の1/2ずつをリブ端で分担する場合の梁理論 解と比較すれば図4.2.15のようになる。 これより,外側リブ端の最大周応力はこのよう な方法で比較的精度よく推定できることがわかる。 また図4.2.14と図4.2.15を比べて 明らかなごとく, *θ*/*θ* に伴う応力上昇率は周応力の方が急激で,最大周応力を半径応力以下 とするためには*θ*/*θ*を1/2以上,すなわちリブ巾をリブ間隔以上とする必要があることがわ かる。

2.4 放射型リブ付ビストンのガス圧応力の解析

次に図 4.2.1 (0)に示す放射型のリブ構造様式を有するビストンの場合を解析する。 こ の種のリブ形状のビストンは、リブ枚数を増すことによりガス圧応力を低く押えることがで きるから、ここでは現用超大型ビストンで用いられる8枚型とその前後の6枚および10枚 型の各場合を選び、それらの直径/肉厚比を数種変えた構造につき、第1編第3章の方法で 発生応力の特徴、直径やリブ本数の増減による応力変化の様相を求め、それらの簡易推定方 法を検討する。

解析では構造の対称性を考えて一構成単位として図 4.2.1(0)の1/2リブ間隔 ♥の部分 をとり、クラウン部に一様ガス圧荷重を負荷して、外周およびリブ部で固定の条件により解 析した。

この結果のうち,一例として半径と肉厚の比が10に対する各リブ枚数の場合の結果を 図4216,図4217および図4218に示す。 各図とも,クラウン裏面の半径応力お よび周応力の分布を,それぞれ最大応力を含むと思われる半径方向断面および周方向断面上

-164 -

で立体的に示した。 図より半径応力の最大値は外周縁辺上で,リブ間隔の2等分点の位置 Aに,周応力の最大値は,リブ取付け線上で,中央付近Bの位置に生じ,その大きさはリブ 数が増し,したがつて一つのリブ取付線が分担する荷重の少なくなる6,8,10枚となる につれて,漸次減少していくことがわかる。 また,一般に,最大半径応力よりもリブ取付 線上に生じる最大周応力の方が大きい。

そこで次に、この3種のリブ数の各々の場合につき、肉厚と直径の比を種々に変えた解 析を行ない、外周上でリブ間の2等分点Aに生じる最大半径応力と直径/肉厚比(b/h_c) およびリブ間隔(α)の関係を求めれば図4.2.19の実線のようになる。 また、リブ取付 け線上の点Bでの最大周応力と b/h_c および α との関係を求めれば、同図破線のようになる。 これよりリブ本数が一定ならば、A点および B点の各最大応力は直径/肉厚比の増加ととも に漸増し、たとえばリブ間隔 $\pi/8$ の構造では b/h_c が10で G_{Rmax}/p =4.8、 G_{max}/p =8.8 に対し、 b/h_c が15ではそれぞれ12.2および18.4となる。 いまリブ本数と最大応力 との関係を見やすくするため、横軸にリブ本数を取つて書き直せば図4.2.20となる。 図 よりリブ数の増加とともに各応力の低下していく様子が明らかであり、たとえば直径/肉厚 比10では最大半径応力はリブ数が6から10になれば約1/3に、また周応力は約1/2 に 低下させうることがわかる。

次にこれらの各最大応力の簡易推定方法を検討する。

いま、図4.2.21の挿入図に示すように、リブ巾2等分線の外周上の点Aと中心0を結 ぶ線 AO上でAより測つた長さAOと、リブ縁辺上の点BとCを結ぶ線分BOの長さが等し くなるようにBおよびCを定め、その長さを Aとする。 このようにすれば、図4.2.16~ 図4.2.18に示すリブ縁辺上の最大周応力はいずれもこのB点付近に生じていることがわか る。 そこで今一辺の長さ 2 aの周辺固定正方形板が同じガス圧 Pをうける場合を考え、そ の辺の中点での応力 Gth と a/cの関係を求めれば図4.2.21実線のように、また対応するB 点の応力を図4.2.19あるいは図4.2.20より求めれば図中の〇印のようになる。 これ よりB点の最大周応力はこのような簡易解に近い挙動を示すことがわかる。 次に正方形板

-165-

の解 G_{th} を A 点の応力と比較するためには外周 \overline{DA} の長さが \overline{O} の /+ α 倍になっていること を考慮すれば、比較解は G_{th} の // + α 倍とする必要がある。 そこで各リブ数の場合に対応する $G_{th}//+ \alpha$ を同図破線のように求める一方、A 点の応力を先の図 4.2.1 9 より求めれ は、図中の Δ 印のようになる。 両者を比較すれば、A 点の応力は破線の $O_{th}//+ \alpha$ の曲線にほぼ近い挙動を示すことがわかる。

2.5 リブ付ビストンの熱曲げ応力の解析

リマ付ビストンに作用する熱応力を,リマなしビストンの解析の場合と同様に,クラウ ンの肉厚平均温度に対する応力,温度勾配に対する応力および隅角部の局部昇温に対す る応力に分けて考え,本節ではまずクラウンの温度勾配によつて誘起される熱応力の状態を 第1編第3章の手法によつて解析を行なう。次にクラウンの熱伸びに対する挙動で最も問 題となる,リブ取付線に沿う拘束熱応力の問題に対しては次章で詳しく解析を行なうことに する。局部昇温に対する挙動はリブなしビストンの場合と同じく全体の挙動にはあまり影 響しないので簡単のためここではこれを省略することにする。

さて、図 4.2.1 2 に示す、 $\theta_{1/\theta} = 1/4$ の二円周型リブ付ビストンがクラウンの肉厚内 に、触火面側100℃、冷却面側-100℃の直線温度勾配をうける場合を解析した。 この結果のうち、冷却面側表面の半径応力 G_R および周応力 G_θ の分布を図 4.2.2 2 に示す。 これより明らかなごとく、温度勾配に基づく熱歪は外周のほか中間部でリブ支持した影響に よつてほぼ完全に拘束され、いたるところで完全拘束時の熱応力 G_7^{*} (式 (3.3.6))の一 様値が生じていることがわかる。 同様にして一円周型に対する図 4.2.4 および放射型に対 する図 4.2.1 6 の場合を解析したところ、同様の結果が得られた。 これらより、リブ付ビ ストンの温度勾配による熱応力はリブ形状、ビストン径の如何にかかわらず温度による熱歪 を完全に拘束した時の熱応力になることが明らかとなつた。

-166 -

第 3 章 リブ付ピストンのリブルート部の拘束熱応力解析法

3.1 解析方針

冷却室に位置するリブと高い熱負荷をうけるクラウンが両者の接合縁で相互に熱伸び差 を拘束されるために生じる拘束熱応力の問題を解析するために新たな解析理論を導き,これ によつてその挙動を明らかにしていくことにする。

簡単のため円周リブを主対象とし, リブとクラウンが互に異なる肉厚平均温度をうけて いる場合を考える。 放射リブおよびその他についてもこれらの結果を容易に適用すること ができる。

さて、図431(a)のごときクラウン、リブおよびスカートから成る構造のうち、現象の 局部性と構造の対称性を考慮して、 $A_1 \sim A_4$ および $B_1 \sim B_4$ で囲まれた部分を考える。 このとき接合線 A_2 D*S*、リブとクラウンの熱伸び差を拘束することによつて生じる応力は リブとクラウンのいずれにおいても面内力の力伝達の解析問題となるから、同図(a)中 $A_1 A_3$ $D_3 D_1$ 部(リブクラウン)、 $D_1 D_3 B_3 B_1$ 部(リブ間クラウン)の両クラウン部を *T*/2 回転して、図431(b)のごとき構造を取扱うことにし、リブとクラウンが直交してい る影響は両者の連続条件を考えるときに導入することにする。

さて、この構造を解析する便宜上、図4.8.2 のごとくリブクラウンとリブ間クラウンを それぞれ2枚の帯板要素に、またリブ部を3枚の帯板要素に分割して取扱うことにし、各帯 板要素に、図のA、B…F端から帯板の軸方向(以下本章では軸方向と呼ぶ)にZ,軸、G… 1端から x_2 軸、各帯板の深さ方向に Si 軸の直角座標系を定める。 帯板①の深さを a_i 肉厚を t_i 、線膨張係数を α_i 、リブの長さを Lo、リブ間クラウンの長さを lo とし、要 素内の軸方向変位を $\overline{U}_i(x_j, S_i)$ 、Si 方向変位を $\overline{U}_i(x_j, S_i)$ 、軸方向断面力を \overline{P}_{x_i} $(x_j, S_i) (= \overline{C}_{x_i} \cdot t_i$,以下同じ)、Si 方向断面力を $\overline{P}_{s_i}(x_j, S_i)$ 、剪断力を $\overline{Q}_i(x_j, S_i)$ 、 温度を $\overline{T}_i(x_j, S_i)$ 、また帯板上下面の縁辺で、境界面に作用する深さ方向力を $P_i(x_j)$ 、 軸方向力を $Q_i(x_j)$ 、軸方向変位を $U_i(x_j)$ 、温度を $T_i(x_j)$ と定める。 そして、次の二つの仮定を設ける。

- (i) 現象がリブとクラウンの接合縁で生じた拘束熱応力の拡散現象であり、拡散方向に 相当する帯梁さ方向の応力、変形の分布は比較的単純な形をしていることから、帯 板要素内の軸方向変位 U; の梁さ方向の分布を直線近似する。
- (ii) 拘束熱応力の発生部となる接合縁では、リブ縁辺に垂直に作用する力は、クラウンの面外曲げ抵抗を無視すれば零となる。 したがつてこの縁辺では長手方向の力の取合のみとなるから、帯板の解析においてポアソン比の影響を省略する。 このようにしても最も重要な接合部付近の拘束熱応力の解には、あまり影響を及ぼさないと思われる。

以下では上の各成分を用いて,帯板要素内の挙動を支配する偏微分方程式を帯板縁辺で の常微分方程式の連立系に置き換え,各帯板間の連続条件を用いてその解を誘導することに する。

3.2 帯板要素に対する基礎方程式

帯板要素①の長さdx;,深さdsiの部分を取出して考える。

仮定(j)により軸方向変位は次のように書ける。

$$\overline{\mathcal{U}}_{i} = \mathcal{U}_{i-1} \cdot (a_{i} - S_{i})/a_{i} + \mathcal{U}_{i} \cdot S_{i}/a_{i}$$

$$(4.3.1)$$

帯板要素①内の温度は次のごとく与えられるものとする。

 $\overline{T_i} = \overline{T_{i-1}} \left(a_i - S_i \right) / a_i + \overline{T_i} \cdot S_i / a_i \tag{4.3.2}$

仮定(jj)を考慮すれば軸力 PxiはEをヤング率、dを線膨張係数として

 $\overline{P}_{\chi_i} = E_{t_i} \partial \overline{U}_i / \partial \chi_j - E_{t_i} d_i \overline{T}_i$ (4.3.3)

と書ける。 "1"= d/dx_j として上式に式 (4.3.1)を用いれば

-168 -

$$\overline{P}_{x_i} = Et_i \left(\begin{array}{c} a_i - S_i \\ a_i \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} u_{i-1} + S_i \\ a_i \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} u_i \end{array} \right) - Et_i \left(\begin{array}{c} a_i \\ \overline{T}_i \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} 4 \\ 3 \\ 4 \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} 4 \\ 3 \\ 4 \end{array} \right)$$

が得られる。 次に面内の剪断力 \overline{q}_i は、 χ_j 方向の力の釣合条件

$$\partial \bar{P}_{x_i} / \partial x_j + \partial \bar{q}_i / \partial S_i = 0 \qquad (4, 3, 5)$$

に式(434)を用い, Siについて積分することによつて得られる。 すなわち

$$\overline{\mathcal{Q}}_{i} = E t_{i} \left\{ \frac{\left(a_{i} - S_{i}\right)^{2}}{2 a_{i}} \mathcal{U}_{i-1}^{"} - \frac{S_{i}}{2 a_{i}} \mathcal{U}_{i}^{"} \right\}$$
$$-E t_{i} \boldsymbol{\triangleleft}_{i} \left\{ \frac{\left(a_{i} - S_{i}\right)^{2}}{2 a_{i}} \mathcal{T}_{i-1}^{'} - \frac{S_{i}^{2}}{2 a_{i}} \mathcal{T}_{i}^{'} \right\} + \mathcal{Q}_{oi}$$

ただし

 $S_i = 0$ \overline{c} $\overline{q}_i = q_{i-1}$, $S_i = q_i$ \overline{c} $\overline{q}_i = q_i$

に用いれば

$$\widetilde{q}_{i} = Et_{i} \left\{ \left(-S_{i} + S_{i}^{2}/2a_{i} \right) U_{i-1}^{"} - S_{i}^{2}/2a_{i} U_{i}^{"} \right\} + g_{i-1} - Et_{i} d_{i} \left\{ \left(-S_{i} + S_{i}^{2}/2a_{i} \right) T_{i-1}^{'} - S_{i}^{2}/2a_{i} T_{i}^{'} \right\}$$

$$(4.3.6)$$

および

$$\mathcal{Q}_{i-1} - \mathcal{Q}_{i} = \frac{1}{2} Ea_{i}t_{i} \left(u_{i-1}^{"} + u_{i}^{"} \right) - \frac{1}{2} Ea_{i}t_{i} d_{i} \left(T_{i-1}^{'} + T_{i}^{'} \right) \quad (4.3.7)$$

の両式が得られる。 次に Si 方向の力の釣合から

$$\partial \overline{q}_i / \partial \chi_j + \partial \overline{P}_{Si} / \partial S_i = 0 \qquad (4.3.8)$$

-169 -

が成立つ。 式(4.3.6)を上式に用い Si について積分すれば

$$\overline{P}_{Si} = E t_i \left\{ \left(\frac{S_i^2}{2} - \frac{S_i^3}{6a_i} \right) \mathcal{U}_{i-i}^m + \frac{S_i^2}{6a_i} \mathcal{U}_i^m \right\} - S_i \mathcal{G}_{i-i}^i - E t_i \alpha_i \left\{ \left(\frac{S_i^2}{2} - \frac{S_i^3}{6a_i} \right) \mathcal{T}_i^m + \frac{S_i^3}{6a_i} \mathcal{T}_i^m \right\} + \frac{S_i^3}{6a_i} \mathcal{T}_i^m \right\} + \mathcal{P}_{Soi}$$

$$(4.3.9)$$

ただし

P_{soi};積分定数

 \overline{p}_{si} に対する境界条件

$$S = 0 \quad \mathcal{C} \quad \overline{P}_{Si} = P_{i-1} , \qquad S = a_i \quad \mathcal{C} \quad \overline{P}_{Si} = P_i$$

を上式に用いれば

$$- \mathcal{P}_{i-1} + \mathcal{P}_{i} = \frac{1}{6} E a_{i}^{2} t_{i} \left(2 U_{i-1}^{"} + U_{i}^{"} \right) - a_{i} g_{i-1}^{'}$$

$$- \frac{1}{6} E t_{i} a_{i}^{2} \left(2 T_{i-1}^{"} + T_{i}^{"} \right) \qquad (4.3.10)$$

および

$$P_{soi} = P_{i-1}$$
 (4.3.10)

の両式が得られる。 次に剪断力と剪断変形の関係

$$\overline{q}_{i} = G t_{i} \left(\frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial S_{i}} + \frac{\partial \overline{w}_{i}}{\partial \gamma_{j}} \right)$$

$$(4.3.11)$$

に式(4.3.6)および式(4.3.1)を用いれば次式となる。

$$G_{t_{i}} \supseteq \overline{W_{i}} / \supseteq \chi_{j} = \frac{G_{t_{i}}}{a_{i}} (U_{i-1} - U_{i}) + g_{i-1} + E_{t_{i}} \left\{ (-S_{i} + S_{i}^{2}/2a_{i}) U_{i-1}^{"} - S_{i}^{2}/2a_{i} U_{i}^{"} \right\} - E_{t_{i}} \alpha_{i} \left\{ (-S_{i} - S_{i}^{2}/2a_{i}) T_{i-1}^{'} - \frac{S_{i}^{2}}{2a_{i}} T_{i}^{'} \right\}$$

$$(4.3.12) - 170 -$$

ただしGは剪断弾性係数である。 簡単のため Wi を

$$\overline{W}_i = \frac{1}{a_i} \int_0^{a_i} \overline{W}_i \, ds_i$$

すなわち断面の平均値と定義し直せば,式(4312)は

$$Gt_i \overline{W_i} = Gt_i / a_i \cdot (U_{i-1} - U_i) - \frac{1}{6} Ea_i t_i (2U_{i-1} + U_i'')$$

 $+ q_{i-1} + \frac{1}{6} E a_i t_i \alpha_i \left(2 T_{i-1}' + T_i' \right)$ (4.3.13)

となる。 そこで

$$\hat{q}_i = q_i/E$$
, $\hat{P}_i = P_i/E$, $E_q = E/G$ (4.3.14)

と置いて式 (4.3.7), 式 (4.3.10) および, 式 (4.3.13) を書き直せば

$$\hat{q}_{i-1} - \hat{q}_i = a_i t_i / 2 \cdot (u_{i-1}^{"} + u_i^{"}) - a_i t_i \alpha_i / 2 \cdot (T_{i-1} + T_i^{"})$$
(4.3.15)

$$-\hat{p}_{i-1} + \hat{p}_{i} = a_{i}^{2} t_{i} / 6 \cdot (2u_{i-1}^{"} + u_{i}^{"}) - a_{i} \hat{q}_{i-1}^{'} - a_{i}^{2} t_{i} q_{i} / 6 \cdot (2T_{i-1}^{"} + T_{i}^{"})$$
(4.3.16)

$$\overline{w}_{i}' = (U_{i-1} - U_{i})/a_{i} - E_{g} a_{i}/6 \cdot (2U_{i-1}'' + U_{i}'') + E_{g}/t_{i} \cdot \hat{q}_{i-1} + E_{g} a_{i} \alpha_{i}/6 \cdot (2T_{i-1}' + T_{i}')$$
(4.3.17)

が得られる。 式 (4.3.1),式 (4.3.4),式 (4.3.6),式 (4.3.9),式(4.3.15) 式 (4.3.16),式 (4.3.17)が帯板要素①に対する基礎方程式である。

3.3 長縁の連続条件

次に各帯板間の力の平衡条件および変形の連続条件を考えれば、これらはそれぞれ次のようになる。

- (a) リブとリブクラウンの境界 C 縁では
 - (j) リブ測 C 縁での垂直分布力 P_{zu} (ただし添字 u は上縁側を表わす) はクラウンの 面外変形抵抗を無視すれば零となる。
 - (ii) クラウン側 C 縁の Si 方向変位 $\overline{W_2}$ は,図 4.3.1 (a)の線 $\overline{CC'}$ が変形後も元の形を 保持することにより、 χ_1 方向に変化しない。
 - (iii) 軸方向変位 U2,軸方向の剪断力 92 は両縁で連続する。
 がそれぞれ成立つ。
- (b) 次にクラウン上縁のA縁では、リブクラウンとリブ間クラウンの干渉などにより、 リブとリブクラウンの接合面で生じた拘束応力が消滅する。
- (c) リブ間クラウンの上下縁すなわちG縁およびI縁では,上記(b)および(a)(jj)の条件が 成立する。
- (d) リブ下端のF縁では,接合縁で生じた拘束応力は消滅する。
- (e) リブクラウンとリブ間クラウンの接合縁では、変位および応力が連続する。
- (r) リブの軸方向端では軸方向力が零となる。
- (g) 対称面図 4.3.1 (a) $OA_1 \sim A_4$ および $B_1 \sim B_4$ の面は、クラウンの平均温度の変化に応じて、それぞれ $A_1 \sim A_4$ および $B_1 \sim B_4$ 面内を半径方向に動く。
- (h) その他の接合縁では変位および力が連続する。

以上の諸条件によつて解析を進めることができる。

上で述べた(a)~(h)の縁辺の連続条件を表式化すれば,次のようになる。

(a)(j)	$P_{2u} = 0$	(4.3.18)
(a)()	$\overline{W}_{2} = 0$	(4.3.19)
(b)	$\mathcal{P}_o = \mathcal{G}_o = 0$	(4.3.20) (4.3.21)
(c)	$\overline{W}_{7}' = \mathscr{G}_{7} = \mathscr{P}_{su} = \mathscr{G}_{su} = 0$	
	(4.3.2	(2) $(4,3,23)$ $(4,3,24)$ $(4,3,24)$

(4.3.26) (4.3.27)

(d)
$$\mathcal{P}_{SD} = \mathcal{Q}_{SD} = 0$$
ただし,添字 D は下縁側を表わす。

以上のほか帯板要素①と②,③と④と⑤および⑥と⑦で,各 Wi は連続しているから次 式が成立する。

 $\overline{\mathcal{W}}_1 = \overline{\mathcal{W}}_2$, $\overline{\mathcal{W}}_3 = \overline{\mathcal{W}}_4 = \overline{\mathcal{W}}_5$, $\overline{\mathcal{W}}_6 = \overline{\mathcal{W}}_7$

(4.3.28) (4.3.29) (4.3.30) (4.3.31)

以上の基礎関係式と未知関数を照合すれば、未知関数は $U_{0} \sim U_{4}, U_{50}, U_{5u}, U_{6}, U_{7}, \overline{W}_{7}, P_{0}, P_{1}, P_{2D}, P_{2u}, P_{3}, P_{4}, P_{5D}, P_{5u}, P_{5}, P_{7}, Q_{0} \sim Q_{4}, Q_{5D}, Q_{5u}, Q_{6}, Q_{7} \\$ の35個、また基礎関係式は 各板要素内で式(4.3.15),式(4.3.16),式(4.3.17)の3式ずつ21個、境界条 件式(4.3.18) ~式(4.3.31)の14個の計35個となり、これらを解くことによつて 所要の解が得られる。

3.4 リブとリブクラウンに対する基礎方程式と一般解

まず帯板要素①~⑤に対する基礎方程式を誘導する。

帯板要素①~⑤に対し式(4.3.15)の左辺を加えれば,式(4.3.21)および,式(4.3.27)を考慮して

$$\sum_{i=1}^{3} (\hat{q}_{i-1} - \hat{q}_{i}) = 0 \qquad (4.3.32)$$

が, また式 (4.3.18) および式 (4.3.26) を考慮して, 帯板要素③~⑤に対する式(4.3.16) の左辺の総和を取れば

$$\sum_{i=3}^{5} \left(-\hat{p}_{i-i} + \hat{p}_{i} \right) = 0 \qquad (4.3, 33)$$

がそれぞれ得られる。 次に式(4319)と式(4328)から次式が成立つ。

$$\overline{\mathcal{W}}_{I} = 0 \tag{4.3.34}$$

そこで,式(4.3.19),式(4.3.29),式(4.3.30),式(4.3.32),式(4.3.33)

-173 -

および式(4.3.3 4)の各式を $U_o \sim U_s$ で表示することを考える。 あとの便宜上,この 誘導に先立つて式(4.3.1 5),式(4.3.2 1),式(4.3.2 7)から所要の \widehat{g}_i を U_i で 表わしておく。 簡単のため以下では

 $t_1 = t_2 = t_c$, $t_3 = t_4 = t_s = t_R$

 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_c$, $\alpha_3 = \alpha_4 = \alpha_5 = \alpha_R$

とすれば、これらはそれぞれ次のように書ける。

$$\begin{aligned} q_{1} &= \frac{1}{2} Ea_{1} t_{c} (u_{0}^{"} - u_{1}^{"}) + \frac{1}{2} Ea_{1} t_{c} \alpha_{c} (T_{0}^{'} + T_{1}^{'}) \\ q_{2} &= \frac{1}{2} Ea_{3} t_{R} (u_{2}^{"} + u_{3}^{"} - \alpha_{R} T_{2u}^{'} + \alpha_{R} T_{3}^{'}) \\ &+ \frac{1}{2} Ea_{4} t_{R} (u_{3}^{"} + u_{4}^{"} - \alpha_{R} T_{3}^{'} - \alpha_{R} T_{4}^{'}) + \frac{1}{2} Ea_{5} t_{R} \\ &(u_{4}^{"} + u_{5}^{"} - \alpha_{R} T_{4}^{'} - \alpha_{R} T_{5}^{'}) \\ q_{3} &= \frac{1}{2} Ea_{4} t_{R} (u_{3}^{"} + u_{4}^{"} - \alpha_{R} T_{3}^{'} - \alpha_{R} T_{4}^{'}) \\ &+ \frac{1}{2} Ea_{5} t_{R} (u_{4}^{"} + u_{5}^{"} - \alpha_{R} T_{4}^{'} - \alpha_{R} T_{5}^{'}) \\ q_{4} &= \frac{1}{2} Ea_{5} t_{R} (u_{4}^{"} + u_{5}^{"} - \alpha_{R} T_{4}^{'} - \alpha_{R} T_{5}^{'}) \end{aligned}$$

さて,まず式(4.3.32)に式(4.3.15)を用いて2回積分すれば

$$\sum_{i=1}^{5} \left\{ a_{i} t_{i} / 2 \cdot (u_{i-1} + u_{i}) - a_{i} d_{i} t_{i} / 2 \cdot (T_{i-1}^{k} + T_{i}^{\kappa}) \right\}$$

= $C_{0} + C_{1} \times$ (4.3.36)

ただし, $T_i^{\kappa} = \int T_i \, d\chi$, C_i ;積分定数 が得られる。 次に式 (4.3.33)に式 (4.3.16)および式 (4.3.35)を用いて3回積 分すれば

$$U_{2} + R_{1} U_{3} + R_{2} U_{4} + R_{3} U_{5} + F_{1}^{\kappa} = C_{2} + C_{3} \chi_{1} + C_{4} \chi_{1}^{2}$$

ただし

$$k_{1} = (1 + \alpha_{43})(2 + \alpha_{43})$$

$$k_{2} = (\alpha_{43} + \alpha_{53})(3 + 2\alpha_{43} + \alpha_{53})$$

$$k_{3} = \alpha_{53}(3 + 3\alpha_{43} + 2\alpha_{53}), \quad \alpha_{ij} = \alpha_{i}/\alpha_{j}$$

$$F_{i}^{\kappa} = \alpha_{R}(T_{2u}^{\kappa} + R_{i}T_{3}^{\kappa} + R_{2}T_{4}^{\kappa} + R_{3}T_{5}^{\kappa})$$

$$(4.3.37)$$

となる。 さらに式 (4.3.34) および式 (4.3.19) に式 (4.3.17) を用いて Wie Ui 等で表わす。 式 (4.3.35)を併用すればこれらはそれぞれ次式となる。

$$(u_o - u_i)/a_i - E_g a_i/6 \cdot (2u_o^{"} + u_i^{"}) + E_g a_i \alpha c/6 \cdot (2T_o^{'} + T_i^{'}) = 0$$
(4.3.38)

$$(U_{1} - U_{2})/a_{2} - Eg a_{2}/6 \cdot \{ 3d_{12}U_{0}^{"} + (2 + 3d_{12}) \cdot U_{1}^{"} + U_{2}^{"} \} + F_{2}^{'} = 0$$

$$(4.3.39)$$

ただし

$$F_2 = \frac{1}{2} \cdot E_g a_1 \alpha_c (T_0 + T_1) + \frac{1}{6} \cdot E_g a_2 \alpha_c (2T_1 + T_{2D})$$

同様にして,式(4.3.29),式(4.3.30)の両式を1回機分したものに式(4.3.17) および式(4.3.35)を用いれば,それぞれ次式が得られる。

$$(U_2 - U_3)/a_3 - (U_3 - U_4)/a_4 + E_g a_3/6 \cdot (U_2^* + 2U_3^*) + E_g a_4/6 \cdot (2U_3^* + U_4^*) + F_3' = 0$$

(4.3.40)

ただし

$$F_{3} = -E_{g}a_{3}d_{R}/6 \cdot (T_{2u} + 2T_{3}) - E_{g}a_{4}d_{R}/6 \cdot (2T_{3} + T_{4})$$
$$(U_{3} - U_{4})/a_{4} - (U_{4} - U_{5})/a_{5} + E_{g}a_{4}/6 \cdot (U_{3}'' + 2U_{4}'')$$

$$+ E_{g} \cdot a_{s}/6 \cdot (2U_{4}'' + U_{s}'') + F_{4}' = 0$$

ただし

$$F_4 = -E_g a_A d_R / (T_3 + 2T_4) - E_g a_s d_R / (2T_4 + T_5)$$

(4.3.41)

以上の結果,この場合の基礎方程式は式(4.3.36)~式(4.3.41)の各式で与えら れ,これら $U_0 \sim U_5$ の6個の未知関数に関して解く問題に帰着した。 この解き方にはいろ いろあるが,ここではこれを直接解くことにし、まず式(4.3.37),式(4.3.36)の両 式から U_5 および U_0 を $U_1 \sim U_4$ で表わせば次式が得られる。

$$U_{s} = -U_{2}/R_{3} - R_{1}/R_{3}U_{3} - R_{2}/R_{3}U_{4} + F_{s}$$

$$\hbar \hbar L$$

$$F_{s} = -F_{1}^{\kappa}/R_{3} + (C_{2} + C_{3}\chi_{1} + C_{4}\chi_{1}^{2})/R_{3}$$

$$(4.3.42)$$

$$U_{o} = -(1 + \alpha_{21})U_{1} - R_{5}U_{2} - R_{6}U_{3} - R_{7}U_{4} + F_{6}$$

ただし

$$F_{6} = \alpha_{51} \hat{t} / R_{3} \cdot F_{1}^{\kappa} + \sum_{i=1}^{s} \alpha_{i1} \cdot \alpha_{i} \cdot \frac{t_{i}}{t_{c}} \left(T_{i-1}^{\kappa} + T_{i}^{\kappa} \right) \\ + (2C_{o} + 2C_{i}\chi_{i}) / \alpha_{i}t - \alpha_{51} \hat{t} / R_{3} \cdot (C_{2} + C_{3}\chi_{i} + C_{4}\chi_{i}^{2}) \\ R_{s} = \alpha_{21} + \alpha_{31} \hat{t} - \alpha_{51} \hat{t} / R_{3} , \qquad \hat{t} = tR / t_{c} \\ R_{6} = \alpha_{31} + \alpha_{41} \hat{t} - \alpha_{51} \hat{t} R_{i} / R_{3} \\ R_{7} = \alpha_{41} \hat{t} + \alpha_{51} \hat{t} - \alpha_{51} \hat{t} R_{2} / R_{3} \end{cases}$$

この両式を残りの各式に用いて Uo および Us を消去すれば

$$D = \sqrt{Eg/6} \cdot \mathcal{Q}_i \cdot \frac{d}{d\chi_i}$$

なる微分演算子を用いて次式が得られる。

$$\{P(D)\}\{u\} = \{ \Psi(D)\} \cdot \{T\} + \{ \Phi(\chi_{1})\} \{C\}$$

$$\{u\}^{t} = \{ U, \ U_{2} \ U_{3} \ U_{4} \}$$

$$\{T\}^{t} = \{ \mathcal{A}_{c} T_{o} \ \mathcal{A}_{c} T_{i} \ \mathcal{A}_{c} T_{2D} \ \mathcal{A}_{R} T_{3} \ \mathcal{A}_{R} T_{4} \ \mathcal{A}_{R} T_{5} \}$$

$$\{C\}^{t} = \{ C_{o} \ C, \ C_{2} \ C_{3} \ C_{4} \}$$

$$- 176 -$$

(4.3.44)

上式が $U_{i} \sim U_{4}$ に対する基礎方程式である。 上式中 $\{\Gamma(D)\}$ のi行j列の成分は $\mathcal{F}_{ij} D^{2} + \overline{\mathcal{F}}_{ij}$ の形をしているから、これよりある U_{i} について解いた式は8階の線形微分 方程式となる。 この解は U_{i}^{**} 、 U_{i}^{***} を同次解および特解とすれば

 $U_i = U_i^{*} + U_i^{**} \quad (i = / \sim 4)$ (4.3.45)

と書ける。 このうち Ui* は上の8 階の微分方程式の右辺を零とした式

$$\left(\Gamma(D) \right) \left\{ u \right\} = 0$$

あるいは

$$\sum_{j=0}^{4} R_{2j} d^{2j} U_i^* / d\chi_i^{2j} = 0 \qquad (i = 1 - 4)$$

から求まる双4次の特性方程式の根の性質から次式となる。

$$U_{i}^{*} = \sum_{j=1}^{4} \left(\beta_{ij} \, Ch \, \lambda_{j} \, \chi_{i} + \overline{\beta}_{ij} \, Sh \, \lambda_{j} \, \chi_{i} \right) \quad (i = 1 - 4) \quad (4.3.47)$$

(4.3.46)

(4.3.49)

ただし、 λ_j は式(4346)の特性方程式の根であり、 β_{ij} および $\overline{\beta_{ij}}$ は積分定数で ある。 上式中の Ui と Uj (i+j)の積分定数間の関係は,上式を式 (4.3.4.6)の第1式に 用いたとき、これらが X, に無関係に成立しなければならないという条件

$$\sum_{i=1}^{4} \left(\left[\Gamma'(\lambda_i) \right] \cdot \left\{ \beta_{ji} \right\} ch \lambda_i \chi_i + \left[\Gamma'(\lambda_i) \right] \left\{ \overline{\beta}_{ji} \right\} sh \lambda_i \chi_i \right) \equiv 0$$

ただし

 $\{\beta_{ji}\}^{t} = \{\beta_{ii} \ \beta_{2i} \ \beta_{3i} \ \beta_{4i}\}, \ \{\overline{\beta}_{ji}\}^{t} = \{\overline{\beta}_{ii} \ \overline{\beta}_{2i} \ \overline{\beta}_{3i} \ \overline{\beta}_{4i}\}$

より定めることができる。 なお上式で $\left[P(\lambda_i) \right]$ は $\left[T(D) \right]$ 中の $D \in \lambda_i$ に置き換えたも のである。上式から

$$\left[\varGamma(\lambda_i)\right]\left\{\beta_{ji}\right\} = 0$$

および

 $\left[\mathcal{T}'(\lambda_i)\right]\left\{\overline{\beta}_{ji}\right\} = 0 \qquad (i = / \sim 4)$

が得られる。 これより β_{j2} を基準未定定数,また θ_{ji} を

$$\theta_{ji} = \beta_{ji}/\beta_{j2}$$

とすれば、式(4.3.47)は次の形に書ける。

$$\mathcal{U}_{i}^{*} = \sum_{j=1}^{4} \left(\theta_{ji} \beta_{j2} ch \lambda_{j} \chi_{i} + \theta_{ji} \overline{\beta}_{j2} sh \lambda_{j} \chi_{i} \right) \qquad (4.3.50)$$

次に式(4.3.4 4)の右辺第1項に対する特解 $\widetilde{U_i}^{**}$ を求める。 この右辺第1項をい まべき級数の形で表わして

$$\left[\Phi(D) \right] \left\{ T \right\} \equiv \sum_{n=0} \left\{ \widetilde{W}_n \right\} \mathcal{X}_i^n$$

$$\left\{ (4.3.51) \right\}$$

ただし

 $\{\widetilde{\mathcal{W}}_n\}^t = \{\widetilde{\mathcal{W}}_{in} \quad \widetilde{\mathcal{W}}_{2n} \quad \widetilde{\mathcal{W}}_{3n} \quad \widetilde{\mathcal{W}}_{4n}\}$

とし, 一方 ũ**を

$$\left\{\widetilde{\mathcal{U}}^{**}\right\} = \sum_{n=o} \left\{\widetilde{\mathcal{P}}_n\right\} \mathcal{X}_i^n$$

ただし

$$\{\widetilde{\mathcal{P}}_n\}^t = \{\widetilde{\mathcal{P}}_{in} \cdots \}, \\ \{\widetilde{\mathcal{U}}^{**}\}^t = \{\widetilde{\mathcal{U}}_i^{**} \cdots \}\}$$

(4.3.52)

と置いて、両式を式(4344)に用い、 χ_1 の各べきの係数を比較すれば $\{\widehat{P}_n\}$ と $\{\widehat{\omega}_n\}$ の関係が定まる。 すなわち

$$\frac{1}{6} Eg \mathcal{Q}_{i}^{2}(n+2)(n+1)[\mathcal{V}] \{\widehat{\mathcal{V}}_{n+2}\} + [\overline{\mathcal{V}}] \{\widehat{\mathcal{V}}_{n}\} = \{\widetilde{\mathcal{W}}_{n}\}$$

$$(4.3.53)$$

$$\mathcal{N} = 0, 1, 2, \cdots, n$$

ここに(ド)および(ド)はそれぞれ Y_{ij} および P_{ij} をi行j列の成分とする4×4の行列である。 なお Y_{ij} および \overline{Y}_{ij} は[$\Gamma(D)$]のi行j列の成分 $Y_{ij}D^2 + \overline{Y}_{ij}$ の係数であつて,式(4.3.44)で与えられる。

次に式 (4.3.4.4)の右辺第2項に対する特解 U[#]は, 同様に

$$\left(\phi(x_{i})\right)\left\{\zeta\right\} \equiv \sum_{n=0}^{2} \left\{\widetilde{\widetilde{w}}_{n}\right\} \chi_{i}^{n}$$

および

$$\left\{\widetilde{\mathcal{U}}^{**}\right\} = \sum_{n=0}^{2} \left\{\widetilde{\mathcal{P}}_{n}\right\} \chi_{\prime}^{n}$$

と置いて式(4.3.44)に代入し2,のべき数を比較することによつて得られる。 この解

は式 (4.3.53) で $\widehat{P} \rightarrow \widehat{\widetilde{P}}$, $\widehat{W} \rightarrow \widehat{W}$ とした同様の式となり、これより

$$\left\{ \widetilde{\widetilde{U}}^{**} \right\} = \left\{ \widetilde{\phi} \left(x_{i} \right) \right\} \left\{ \overline{C} \right\}$$

ただし

$$\left\{\bar{C}\right\}^{t} = \left\{C_{0} \quad C_{z} \quad C_{4}\right\}$$

が得られる。 ここに $\left[\widetilde{\phi}(\chi_{I}) \right]$ は χ_{I} の二次式を含む 4 行 3 列の行列となる。 式 (4.3.52) と式(4.3.55)より特解 { u** } が定まる。 すなわち

$$\left\{\mathcal{U}^{**}\right\} = \left\{\widetilde{\mathcal{U}}^{**}\right\} + \left\{\widetilde{\mathcal{U}}^{**}\right\} = \sum_{n=0}^{n} \left\{\widetilde{\mathcal{P}}_{n}\right\} \chi_{i}^{n} + \sum_{n=0}^{2} \left(\widetilde{\mathcal{P}}(\chi_{i})\right) \left\{\overline{\mathcal{C}}\right\}$$

$$(4.3.56)$$

ただし

$$\{\mathcal{U}^{**}\} = \{\mathcal{U}^{**}_{i}, \mathcal{U}^{**}_{2}, \dots\}^{t}$$

したがつて,上式と式(4.3.50)を式(4.3.45) に用いることにより,積分定数 Bj2, $\overline{\beta}_{j2}$ $(j=/{4})$ および $\{\overline{C}\}$ を除いて、帯板要素①~⑤の一般解の形が定められたことにな る。

3.5 リブ間クラウンに対する基礎方程式と一般解

次に帯板要素⑥および⑦の解を求める。 まず式(4.3.2 2)と式(4.3.3 1)から次 式が成立つ。

> $\overline{W}_{6}' = 0$ (4.3.57)

また式 (4.3.15) で i=6,7の場合を合成し,式 (4.3.23) および式 (4.3.25) を考慮すれば次式が得られる。

$$\sum_{i=6}^{7} (q_{i-1} - q_i) = 0 \qquad (4.3.58)$$

したがつて式 (4.3.22),式 (4.3.57),式 (4.3.58) を U_{su} , U_{b} , U_{7} について解け は所要の解が定まる。 計算に先立つて,式(4.3.15),式(4.3.25)より 💡 を予め

(4.3.55)

求めておく。 すなわち

$$\hat{q}_{6} = a_{7} t c /_{2} \cdot (u_{6}'' + u_{7}'') - a_{7} t \alpha c /_{2} \cdot (T_{6}' + T_{7}')$$
(4.3.59)

$$U_{su} - U_{6} - E_{g} \, \mathcal{A}_{6}^{2} / _{6} \cdot (2 U_{su}^{"} + U_{6}^{"}) + E_{g} \, \mathcal{A}_{6}^{2} \, \alpha c / _{6} \cdot (4.3.60)$$

$$(2 T_{5}' + T_{6}') = 0$$

および

$$\mathcal{U}_{6} - \mathcal{U}_{7} + E_{g} \mathcal{Q}_{7}^{2} /_{6} \cdot (\mathcal{U}_{6}^{"} + 2\mathcal{U}_{7}^{"}) - E_{g} \mathcal{Q}_{7}^{2} \mathcal{A}_{c} /_{6} \cdot (4.3.61)$$

$$(T_{6}^{'} + 2T_{7}^{'}) = 0$$

が得られる。 また式 (4358) に式 (4315)を用いて2回積分すれば次式となる。

$$\mathcal{U}_{5u} = -(/ + \alpha_{76}) \mathcal{U}_{6} - \alpha_{76} \mathcal{U}_{7} + \alpha_{c} \{ \mathcal{T}_{5}^{\kappa} + (/ + \alpha_{76}) \cdot \mathcal{T}_{6}^{\kappa} + \alpha_{76} \mathcal{T}_{7}^{\kappa} \} + d_{0} + \alpha_{1} \mathcal{X}_{2}$$

$$(4.3.62)$$

ただし

di; 積 分 定 数

そこで式 (4.3.6 2)を式 (4.3.6 0) に用いて Usuを消去し, これと式 (4.3.61)を U6,U7 に対して解けば,前と同様にして次式が得られる。

$$\left[\overline{\Gamma}(D) \right] \left\{ \overline{u} \right\} = \left[\overline{\Phi}(D) \right] \left\{ \overline{T} \right\} + \left\{ \overline{\Phi}(\chi_{2}) \right\} \left\{ d \right\}$$

$$\left\{ \overline{u} \right\}^{t} = \left\{ u_{6}, u_{7} \right\}, \quad \left\{ \overline{T} \right\}^{t} = \left\{ \alpha T_{5}^{\kappa} \sigma T_{6}^{\kappa} \sigma T_{7}^{\kappa} \right\}, \quad \left\{ d \right\}^{t} = \left\{ d_{o} d_{4} \right\}$$

$$\left[\overline{\Gamma}(D) \right] = \left[\alpha_{61}^{2} (l + 2\alpha_{76}) D^{2} - (2 + \alpha_{76}), 2\alpha_{61}^{2} \alpha_{76} D^{2} - \alpha_{76} \\ \alpha_{71} D^{2} + l 2\alpha_{76} D^{2} - l \right]$$

$$\left(\overline{\Phi}(D) \right\} = \left[-l \alpha_{61}^{2} (l + 2\alpha_{76}) D^{2} - (l + \alpha_{76}) 2\alpha_{61}^{2} \alpha_{76} D^{2} - \alpha_{76} \\ 0 \alpha_{71}^{2} D^{2} 2\alpha_{71}^{2} D^{2} \right]$$

$$\left(\overline{\Phi}(\chi) \right) = \left[-l - \chi_{2} \\ 0 0 \right]$$

$$= \left[-l - \chi_{2} \\ 0 0 \right]$$

$$= \left[-l - \chi_{2} \right]$$

これより同次解 U_6^* , U_7^* は次のようになる。

ただし

$$e_{i} = \frac{-\left\{Eg \, a_{6}^{2} \left(1+2\alpha_{76}\right)-\zeta^{2} / _{6}-2-\alpha_{76}\right\}}{Eg \, a_{6}^{2} \alpha_{76} \zeta_{i}^{2} / _{3}-\alpha_{76}}$$

ここに \mathcal{U}_i , $\overline{\mathcal{U}}_i$ は積分定数であり、また ζ_i は式 (4.3.63)の特性方程式

$$\left\{ \frac{1}{8} \cdot E_{g}^{2} \, \mathcal{A}_{6}^{2} \, \mathcal{A}_{7}^{2} \, (1 + \alpha_{76}) \, \zeta^{4} - \frac{1}{6} \cdot E_{g} \, \mathcal{A}_{6}^{2} \, \left\{ 1 + 4 \alpha_{76} \right\} \\ + \alpha_{76}^{2} \, (4 + \alpha_{76}) \, \zeta^{2} + 2 \, (1 + \alpha_{76}) = 0 \right\}$$

$$(4.3.65)$$

の正根である。 特解も同様にして

$$\left(\overline{\Phi}_{(D)}\right)\cdot\left\{\overline{T}\right\}\equiv\sum_{n=0}\left\{\overline{\omega}_{n}\right\}\chi_{2}^{n}$$

とおき、 $\overline{P}(D)$ の成分を $\delta_{ij}D^2 + \overline{\delta}_{ij}$ として式(4.3.63)に用いて \mathcal{X}_2 のべきを比較すれば

$$\frac{1}{6}E_{g}a_{i}^{2}(n+2)(n+1)[\delta]\{\overline{f}_{n+2}\}+[\overline{\delta}]\{\overline{f}_{n}\}=\{\overline{w}_{n}\}$$

$$(n=0, 1, 2, \dots)$$

$$(4.3.66)$$

が得られる。 ここに (δ) は δ_{ij} を, $(\overline{\delta})$ は $\overline{\delta}_{ij}$ をi行j列の成分とするそれぞれ2×2の 行列である。 これより定まる $\overline{f_n}$ を用いれば特解が

$$\begin{array}{c} \mathcal{U}_{6}^{**} \\ \mathcal{U}_{7}^{**} \end{array} = \sum_{n=0} \left\{ \overline{\beta}_{n} \right\} \chi_{2}^{n} + \left(d_{0} + d_{1} \chi_{2} \right) / \left(2 + 2 \varkappa_{76} \right)$$
 (4.3.67)

と定められる。 したがつてリブ間クラウンの一般解

$$U_{i} = U_{i}^{*} + U_{i}^{**} \qquad (i = 6, 7) \qquad (4.3.68)$$

が $\mu_i, \overline{\mu_i}$ (i=1,2) および d_i の積分定数を除いて求められた。

積分定数は $\beta_{2i}, \overline{\beta}_{2i}(i=1\sim4), \mathcal{U}_i, \overline{\mathcal{U}}_i(i=1,2), C_i(i=0\sim4), d_i(i=0,1)$ の19個である。 これらの定数は以下に示す X; 方向両端の境界条件およびリブクラウン とリブ間クラウンの間の連続条件により定められる。

まず X1=0を固定端に選べばこの端面では次式が成立つ。

$$\mathcal{U}_{0} = \mathcal{U}_{1} = \mathcal{U}_{2} = \mathcal{U}_{3} = \mathcal{U}_{4} = \mathcal{U}_{50} = 0$$

$$(4.3.69)$$

$$\mathcal{U}_{2} = 0$$

 $\chi_1 = L_0$, $\chi_2 = \ell_0$ での力と変位の連続条件により

$$\overline{P}_{\chi_{1}}(S_{i}=0, \ \chi_{i}=L_{o}) = \overline{P}_{\chi_{6}}(S_{6}=0, \ \chi_{2}=l_{o})$$

$$\overline{P}_{\chi_{2}}(S_{2}=0, \ \chi_{i}=L_{o}) = \overline{P}_{\chi_{7}}(S_{7}=0, \ \chi_{2}=l_{o})$$

$$\overline{P}_{\chi_{2}}(S_{2}=Q_{2}, \ \chi_{i}=L_{o}) = \overline{P}_{\chi_{7}}(S_{7}=Q_{7}, \ \chi_{2}=l_{o})$$

$$\mathcal{U}_{o} + \mathcal{U}_{Su} = \mathcal{U}_{i} + \mathcal{U}_{6} = \mathcal{U}_{2} + \mathcal{U}_{7} = 0$$

$$(4.3.70)$$

お

が成立する。 リブの $\chi_{I} = L_{o}$ の端は自由端であるから軸方向力が存在しない。 すなわ

z

$$\overline{P}_{\chi_4}(S_4=0, \ \chi_i=L_0) = \overline{P}_{\chi_5}(S_5=0, \ \chi_i=L_0)$$

$$= \overline{P}_{\chi_5}(S_5=a_5, \ \chi_i=L_0) = 0$$

$$(4.3.71)$$

さらに $\chi_z = 0$ の端は直線的に変形する条件により、 U_{SU} 、 U_6 、 U_7 に対する各条件式が 成立つ。 たとえばクラウンの温度を一様とし、これを基準温度に選んで、それからの変化 量として温度を表示すれば

$$\chi_2 = 0 \ \tau \ U_{SU} = U_6 = U_7 = 0 \tag{4.3.72}$$

となる。 この式(4.3.69)~式(4.3.72)の19個の条件により,各積分定数を定め めることができる。 積分定数が定められれば,今求めたのと逆の順に,各部の変形および 応力状態が定められ,その挙動を定めることができる。

3.7 数値計算結果および考察

以上の結果をもとに,実用域の形状寸法を有するリブ付ビストンについて数値計算を行 ない考察を加える。

3.7.1 代表的変位および応力の分布

まず図 4.1.1 (a)(b)に示す一円周型および二円周型リブ付ビストンで、それぞれ700mn径および1000mn径級の2種の実用ビストンの形状寸法を参考に $L_0 = 9.0 mn$,

 $l_{o} = 90 \text{ mm}, A \equiv a_{1} + a_{2} = 200 \text{ mm}, B \equiv a_{3} + a_{4} + a_{5} = 220 \text{ mm}, t_{c} = t_{R} = 40 \text{ mm}$ の場合を代表例として選び、その挙動特性を解析した。

この結果得られた軸方向変位の分布を図4.3.3 に、軸方向応力の分布を図4.3.4 にそれ ぞれ示す。 図で各切口断面に沿う分布のうち、Si方向の分布は得られた折線状の分布を滑 らかに結んだものである。 リブの自由端 X₁ = Lo に沿つての軸方向変位 Uの分布では、 リブとクラウンの接合縁 Cからある深さ以上ではリブの自由収縮量 A_RT になり、接合縁に 近づくにつれて漸増するような拘束変位をクラウンより受けることがわかる。 接合縁では リブ側とクラウン 個の強制変位の絶対値の和が自由収縮量になるが、いまの場合、リブ側で 自由収縮量の8 割以上の変位が拘束され、リブの収縮によりクラウンがうける強制変位は C

- 184 -

縁のリブ端で、リブ自由収縮量の2割弱となつている。 またリブクラウンとリブ間クラウンの接合部 D, D2 (X₁=Lo) に沿つての強制変位の分布は接合縁からある距離以上離れると、その値が零に減衰していることがわかる。

次に軸方向の応力分布を示した図 4.3.4 では,接合縁に沿うリブ側の軸方向応力 G_{2D} は、リブ端 $\mathcal{X}_I = L_O \ reg \ toology \ reg \ reg \ toology \ reg \ toology \ reg \ toology \ reg \ toology \ toology \ reg \ reg$

次に応力の深さ方向への拡散は、リブではリブ端 X₁=Lo に近い所で少なく、中央に 進むにつれて拡散が進むが、拡散の深さはそれほど深くない。 またリブクラウン側ではリ ブ間クラウンとの取合部での応力干渉により、さらに拡散深さは小さくなることがわかる。 このように応力の深さ方法への減衰が早いことから、クラウン上縁(A縁、G縁)およびリ ブ下縁(F縁)を実際の構造に合わせる必要はなく、図4.3.1あるいは図4.3.2の計算模型 で充分であることが確認できる。

次に解析法の妥当性を検討するため、 $L_0 = 100 \text{ nm}$ 、 $l_0 = 60 \text{ nm}$ 、 $t_c = t_R = 40 \text{ nm}$ A = 100 nm、B = 300 nmの場合を立体板構造の有限要素法 (4.1.8) によって解析し 本解法による結果と比較した。その結果を図4.3.5 に示す。 図はリブとクラウンの接合 縁およびその延長上におけるリブ、リブクラウンおよびリブ間クラウンの軸方向応力の分布 を比較したものである。 これより両結果はよく一致していることがわかる。 3.7.2 リブ間隔, 巾および肉厚比の影響

次にこのような応力の発生特性がリブの構造寸法によつてどのように変化するかを、リ ブ間隔 2lo,リブ巾 2Lo およびリブとクラウンの肉厚比 そを変えた一連の数値計算によ つて調べた。

図4.3.6 はリプロ Lo の変化によつて接合縁上のリプ側およびクラウン側応力 T_{2D} および T_{2u} の分布がどのように変化するかを計算したものであり,図4.3.7 はこのときの 接合縁に沿う剪断応力の分布である。 これより軸方向応力,剪断応力とも,応力集中部は 端付近に集中し,Lo が大きい場合には端付近の応力 $T_{2D}(L_0)$, $T_{2u}(L_0)$ および $g_2(L_0)/\epsilon$ 等はあまり変らず,中央の一様応力部の巾が広がる傾向を示す。 逆に Lo がある程度以下 になると接合縁に沿つての応力拡散が充分行なえず,端の最大応力が下がつて応力が Lo 間 に一様化する傾向を示す。

次にリブ間隔 l_0 によって応力分布がどのように変化するかを調べた。 図 4.8.8 は接 合縁に沿うリブ側およびクラウン側両応力分布を $l_0/l_0 = 1/5$,5の2つの場合について 求めたものである。 l_0 が変つても G_{2D} および G_{2u} の応力分布の形はほとんど変らず l_0 が小さくなるにつれて応力が平均的に高目となる傾向を示す。 剪断応力の分布, 図 4.3.9 の場合にも同様のことが言える。 次に図 4.3.1 0 は図 4.3.8 の最大応力 $G_{2u}(l_0)$ および $G_{2D}(l_0)$ が l_0 によってどのように変化するかを横軸に l_0/l_0 ,縦軸に最大応 力を $G_1 = -E \overline{CT}$ で割った無次元応力を取り,肉厚比 $t \in N$ ラメータとして表わしたもの である。 これより l_0 が小さくなるほど最大応力の上昇傾向が急となる様相を示している。

このような接合縁に沿う応力分布の lo による変化は図 4.3.1 1 のように説明すること ができる。 すなわち一般に、リブとリブクラウンの接合縁には図のごとく、熱収縮により 生じた変位を適合させるための剪断力 gが作用し、またリブクラウンとリブ間クラウンの接 合部には、g によりリブクラウンの端 $\mathcal{X} = Lo$ に生じるすきまをリブ間クラウンに適合させ るための端未力 Pe が作用する。 リブ間クラウンがない Pe = 0の場合、リブおよびリブ クラウンの熱による自由収縮変位 U_{RO} および U_{PO} は gの取合いによつてそれぞれ U_{RI} および U_{P1} に変化し、さらにリブ間クラウンを取付けてリブクラウンとの接合部の変位を 適合させたとき、リブ、リブクラウンおよびリブ間クラウンの変位がそれぞれ U_{R2} , U_{P2} および U_{S2} に変化したとする。 このとき同図(a)のごとく lo が小さく、したがつてリブ 間クラウンのはねが剛な場合には、 Pe による伸び U_{S2} が小さく、 $U_{P1} \rightarrow U_{P2}$ および $U_{R1} \rightarrow U_{R2}$ の変化が大きくなるのに対し、 lo の大きい同図(b)では逆に U_{S2} が大きく、 したがつて、 $U_{P1} \rightarrow U_{P2}$, $U_{R1} \rightarrow U_{R2}$ の変化量が小さくなる。 このため lo の小さい場 合の応力が相対的に増加することになる。

次に肉厚比の変化による応力分布の変化の様子を図4.3.12,図4.3.13および 図 4.3.14に示す。 図4.3.12は接合縁に沿うリブおよびリブクラウンの軸方向応力の分布 を、肉厚比fをバラメータとして表わしたものであり、図4.3.13はこのときの接合縁に沿 う剪断応力分布の変化、また図4.3.14は図4.3.13中の最大応力 $G_{2D}(L_0)$ および $G_{2u}(L_0)$ がfによってどのように変化するかを求めたものである。 一般にリブの厚さ が厚いほど接合面で生じる相対変位を拘束するのに必要な力が大きく、したがってリブおよ びクラウンとも応力が高く、かつ端に集中する傾向を示すことがわかる。 したがって最大 応力と肉厚比fの関係を示した図4.3.14では、fの増加とともに最大応力がリブ倒および クラウン側とも増大していくことになる。

第 4 章 リブ付ピストンのガス圧強度実験

4.1 模型,実験装置,実験方法

大型リブ付ビストンの実用時に実際に生じる応力の実態を把握し、併せて、これまで行なった解析解の妥当性を検討するために燃焼室内に油圧を負荷する実験を行なった。

実験に用いた二円周型実用リブ付ビストンは図4.41に示す構造形状を有し、実用機で は最大のビストンであつて直径1050mm, クラウンおよびリブ上部の厚さが50mmでほぼ 2.1節で求めたと同じリブ半径方向配置を有するものである。

実験装置の概観を図4.4.2 にその詳細を図4.4.3 に示す。 模型は支持円板にセットしたシリンダ内にはめ込み,その上から実用時に実際に用いる上下二つのシリンダカバーをかぶせて,上カバーを支持円板に12本の締付けボルトによつて取付けた。 そして図中Aで示す第2,第3リング溝部に0リングを2本はめてシールした。

荷重は,図中Bで示す注油孔に電動式油圧ポンプを接続し,ここから燃焼室0に油を送 りこんでビストン頂面および側面上部第1リング溝部まで一様に負荷を与えるようにした。

歪計のはり付けの状況を図4.4.4に、そのはり付け位置を図4.4.1中に示す。 はり付
けた歪計はすべて触火面側で、構造の一対称部中の図の各位置に2方向歪計を半径方向と周
方向に合わせて計19枚、検定用として、その外側に27枚をはり付けた。 リー
ド線は噴射孔 E部に設けた治具を通して取り出した。

油圧荷重は0から90kg/cdまで,10kg/cdおきにステップ状に上昇させ,ブルドン 管で各段階の荷重をセットしたのち歪を多点式自動歪計測装置に記録した。

4.2 実験結果および考察

計測結果のうち,油圧90 kg/cdを負荷したときに得られる各部の半径方向および周方 向応力の分布を,第1編第3章の方法で求めた解析解と比較して図4.4.5 および図4.4.6 に 示す。 図4.4.5 は半径応力の分布,また図4.4.6 は周応力の分布である。 実験では数回のならし負荷ののち,各荷重段階での歪を計測したが,各点の歪計測値と 荷重の関係はいずれも直線性,再現性ともに良好であつた。 図中の応力はこれら2方向歪 の計測結果より求めたものである。 解析は構造の一対称部,すなわち図4.4.1の $\theta = \pi/3$ の部分について、リブ部およびクラウン外周固定の条件で行なつた。

半径応力の分布は外周上で外周リブのリブ巾中点延長線上の点下の応力が最も高く,外 倒リブ端面付近の応力はこれより小さい。 これはリブ下縁とビストン下部の取付けの便宜 上,不均一なリブ間隔をとつたために, (外周リブ間隔は θ_1/θ が $\frac{1}{3}$ と約1/2の2種), リブ間隔の大きい部分の外周上の応力が高くなる一方, リブ端の応力は内周リブ巾の増大に よつて応力の上昇が相対的に押えられることになつたためと思われる。

図4.4.6の周応力の分布では,既に2.3節でみたように外周側リブの端面で最大応力を 生じ,その大きさは最大半径応力と同程度かやや大きい目となつて,リブ支持のないクラウ ン部への作用荷重のかなりの部分がこの部分に集中することがわかる。

これらの両図より明らかなごとく,実験値は傾向,大きさともに解析解と比較的よく一致し,実用ピストンの応力発生状況はこのような解析解によつてほぼ推定できることが明ら かとなつた。

第 5 章 分割型ピストンの応力解析

5.1 挙動の基礎的検討

ビストンの主要作用荷重であるガス圧および熱負荷のうち,出力の増加していく各段階 でその挙動の基準となるのは熱負荷によるもので,その上にガス圧荷重による繰返し挙動が 重畳することになる。

分割型ビストンに熱負荷が作用すると、クラウン部は上にとつの変形をし、したがつてリ ブ部およびスカート部の各対応接触面の間には図 4.5.1 (a)に示すように相対変形 $\delta_{\lambda T}^{U}$ およ び $\delta_{\lambda} t^{L}$ (それぞれ上側構造および下側構造の変形)が生じる。 通常の設計で設けられる スカート接触面の初期すきま Δ_i とリブ部の植込みボルトによる初期締付け力 Q_0 がある場 合には、ある熱負荷段階までに生じたクラウンのとつ形の変形は初期すきまによつて吸収さ れ、これが相殺されてスカート側が接触したのちに熱負荷で生じるリブ側接触面を口開けよ うとする反力 $Q_{\lambda T}$ (図 4.5.1 (a))は初期締付け力によって相殺されつつ、両接触面が接触 のままの挙動が進む。 熱負荷による反力 $Q_{\lambda T}$ が締付力 Q_0 を越えるとリブ側接触面が口 開き状態の挙動が進行する。

次にこれらの各熱負荷段階でガス圧荷重がこれに重畳する場合もいまと同様に考えることができる。 熱負荷による変形が重畳した状態でなおスカート下縁にすきま $\Delta_{\lambda T} = \Delta_i - \delta_{\lambda T}^U - \delta_{\lambda T}^L$ が存在する場合には、ガス圧による変形 $\delta_p^U + \delta_p^L$ (図 4.5.1 (D)参照) が $\Delta_{\lambda T}$ より小さいとき、作用ガス圧による全荷重はリブ部に作用し、上側ビストンはスカート下縁自由の挙動をするが、 $\Delta_{\lambda T}$ より大きいときには、図 4.5.2 に示すようにガス圧サイクル0~ Pmaxの途中 p^* まではスカート下縁自由の挙動を、また p^* からpmaxの間はスカート下縁接触の挙動をすることになる。 熱負荷作用後両接触面が接触状態にある場合にはガス圧下の挙動は、接触両面が一体型の挙動をする。

5.2.1 単位荷重による各部の応力

図4.1.2 に示す分割型ビストンのうち、上側ビストンの構造はクラウン部が円板、球殻 円板と円環殻の組合せあるいは球殻と円環殻の組合わせのヘずれかで、スカートが円筒殻の構 造にスリットなしの円周状リプを取付けた構造として規定できる。 簡単のため、ここでは クラウンが円板あるいは球殻から成り、下側ビストンの構造は図4.5.3 に示すように通常用 いられる形状寸法比をもつ場合を考える。 そして前と同様にして熱負荷荷重を肉厚の表裏 で符号反対の熱曲げ成分(T)、肉厚内で一様な熱伸び成分(T₀)および局部昇温成分にわけ (図3.3.13参照)、図中に示す主要寸法の比が $hs/h_c = 1$, hc/b = 0.1,

 $\ell_{s/b} = 1/2$, $R_{b/hc} = R_{b/hc} = 1.6$ の各値をとる場合につき、その挙動特性を考えていくことにする。

熱負荷による挙動(応力,変形)B(T)は,各基本荷重による挙動特性をそれぞれB(T) $B(T_0)$ およびB(Q)(接触反力による成分)と表わせばそれらを組合せて

 $B(T) = \lambda_T \left(\lambda_{To} \cdot B(T_o) + \lambda_T \cdot B(\tau) + \lambda_Q B(Q) \right) \quad (4.5.1)$

のように表わせる。 ここに λ_T は負荷段階をまた λ_a は接触面反力の影響を表わす定数で あり λ_{τ} および λ_{To} はそれぞれ T_o と Tの配分を表わす定数および ρ ラウンの肉厚平均温 度 T_o と下側ビストンの肉厚平均温度 T_o の差を表わす定数であつて次の各式で与えられる。

 $\lambda_{\tau} = \frac{1}{(2B_w + 1)}$

$$\lambda_{To} = (T_o - T_o')/T_o$$

なお,局部昇温成分は全体の挙動への影響は小さいので,簡単のため,とこではこれを省略 して考えていくことにする。

まず基本荷重 T, T_0 およびQによる挙動特性を考える。 フラット型および球殻型の上 側ビストン構造は、既述の形状パラメータ hs/h_c , hc/b および H/b に加えてリブ位 置を表わす無次元量 Rr/b (図453参照)によつて規定できるから,いま一例として

 $hc/h_{s} = 1$, hc/b = 0.1の実用域寸法を有するフラット型クラウン (H/b = 0, b = 250 mmとする) が, リブ位置 Rr/b = 0.6で支持される場合のて, To および Q によるクラウン各部の経線応力 O_{s} の分布を求め, リブ存在による発生応力の変化の様相を 調べれば図 4.5.5, 図 4.5.6 および図 4.5.7 のようになる。 図には比較のため, 薄肉殻理 論による解も同時に示した。 なおリブ部の温度は第3編 2.3 節と同様の解析から図 4.5.4 (a)のような温度分布を求め, これを同(b)図のようにリブ中平均温度の軸方向分布を直線近似 して用いた。

図より熱曲げ荷重でによる熱変形は、リブの存在の有無に関係なく、そのほとんどが拘束されてクラウン部の両表面に符号逆の高い熱応力が生じることがわかる。 熱伸び荷重による応力は図4.5.6 中の挿入図に示すように、リブ部の軸方向温度勾配による傾き θ_{To} を拘束してクラウンとの変形を適合させるに要するモーメント M_F 分だけリブなし型の場合と異なり、これによつてリブより外周側のクラウン部の応力が相当高くなる。 スカート 側接触面反力 $Q = 0.16 \ Q_P$ ($Q_P = \frac{b^2 P}{2}$; $P = / K \partial m m^2$ のガス圧によるラジアン当りの荷重) による応力は図4.5.7 中の挿入図に示すようなQと隅角モーメント M_e に起因し、リブ 外周とスカート側の両隅角部に符号逆の相当大きな曲げ応力を生じる。 この接触面反力の大きさは、熱負荷で生じる対応接触面の変形の不適合さに依存するから、クラウン部の熱負 荷作用時の応力を正しく評価するためには、これらの熱変形の発生の様相とそれに伴う反力 Qの大きさを評価していくことが新たに必要となつてくる。 これらの詳細な検討は次節で 行なうことにする。

図4.5.8,図4.5.9および図4.5.10はくぼみ H/b = 0.2で,他はいまと同じ形状の 球殻型クラウンが,それぞれ単位荷重 T,To および Qをうける場合に対する同様の結果で ある。 いずれの場合もフラット型の場合とよく似た応力の分布傾向を示すことがわかる。

同様の解析を他の形状寸法のものについても実施し,主要断面,すなわちクラウン中央 リプ内外周および隅角部の曲げ応力 Omおよび膜応力 (N が, これらによつてどのように変 化するかを求めれば,図4.5.11,図4.5.12および図4.5.13のようになる。 図4.5.11 よりてに対する挙動は、リブなし型に対する図3.3.20の場合とほぼ同様でリブ有無の影響は少ない。 図4.5.12は、To に対する同様の結果で、リブ支持位置 Rr/b や形状 H/b などによつて、各部の応力は相当大きく変化する。 接触反力Qに対する図4.5.13もほぼ 同様にこれらの影響を顕著にうけ、特にリブ位置による影響が大きいことがわかる。

5.2.2 熱負荷による接触面反力

熱負荷が作用したときの接触面反力の大きさ Q_s は各単位荷重によるスカート下縁の変 位を δ_T , δ_{To} , δ_a^U および δ_a^L (δ_a^L は下側構造のリブとスカート間の相対変位) とし, 初期すきまを Δ_i とすれば

$$\frac{Q_{s}}{Q} = \frac{\delta \lambda \tau - \Delta i}{\delta_{a}^{L} + \delta_{Q}^{U}}$$

$$(4.5.2)$$

ただし

$$\delta_{\lambda T} = \lambda T (\lambda_{TO} \delta_{TO} + \lambda_T \delta_T)$$

により与えられる。 いま,これを書きなおして

$$Q_s = f_R \cdot R^u \left(\delta_{\lambda T} - \Delta_i \right)$$

ただし

$$f_{R} = \frac{1}{1 + k^{u}/k^{L}}$$

$$k^{u} = Q/\delta_{Q}^{u} , \quad k^{L} = Q/\delta_{Q}^{L}$$

とすれば、5.2.1節の解析で得られる δ_{τ} 、 δ_{τ} 、 δ_{σ}^{U} および δ_{σ}^{L} (あるいは R^{u} , R^{L}) と構造形状 (H/b あるいはRr/b)の関係、すなわち図 4.5.1 4 あるいは図 4.5.1 5 を同 式に用いることによつて Qsの大きさを容易に定めることができる。

熱負荷の増減を表わす係数 λ_T の増加とともに、 A_S の値がどのように変化するかを示 す一例として、図4.5.5のフラット型クラウンが実用条件に近い $\lambda_T = 1/4.6$, $\lambda_{T_0} = 2/3$ および初期締付力 $Q_0 = 0.86 Q_P$ をうける場合を解析し、 f_R および初期すきま Δi をバ ラメータとして表わせば図 4.5.16のように、また、図 4.5.8の球 数型 クラウンの場合を表 わせば図 4.5.17のようになる。(ただし後者では $Q_0 = 0.66 Q_P$ とした) 図には同時 にリブ 側接触面反力 Q_R の変化の様子も同時に示した。 これよりスカート側反力 Q_S は熱 負荷 λ_T の増加とともに増大し、リブ 側反力 Q_R はこの逆となる。 また両者とも初期すき ま Δi と下 側構造の剛性の大きさを表わすバラメータ f_R によつても相当変化し、 Δi が大 きいほど Q_S の値は小さくなる。 f_R の値は先の図 4.5.15から、下側構造の H/6 (Hは下側構造の円板部の肉厚)をバラメータとして図 4.5.18のように与えられ、実用構造で は0.8 ~ 0.95位の範囲にあつてかなり剛であるから、 Q_S および Q_R と λ_T の関係は両図 で $f_R = 1$ に近い挙動を示すことになる。

同様の関係をクラウンのくぼみ H/b および, リブ位置 Rr/b の異なる他の形状のもの についても求め、構造形状による Q_S の変化を $\lambda_T = 2.7$, $f_R = 1$ の場合について Δ_i を パラメータとして表わすと図 4.5.19のようになる。 いずれの場合も Q_S はクラウンのく ぼみ H/bおよび Δ_i が大きくなるにつれて、またリブ取付け半径 Rr/b が小さくなるにつれ て小さくなることがわかる。

以上で熱負荷に対する接触面反力の大きさが定められたから、熱負荷 λ_T が作用する場合の応力は、式 (4.5.1) に T, T_0, Q および Q_S に対する結果 (それぞれ図4.5.1 1, 図 4.5.1 2, 図4.5.1 3 および図4.5.1 9)を用いることによつて容易に求められる。 一例 として図4.5.5 および図4.5.8 のフラット型および球殻型クラウンの $\lambda_T = 2.7$ の時の応力 分布を Δ_i をバラメータとして表わせば、それぞれ図4.5.2 0 および図4.5.2 1 のようにな る。 (なお、ここでは基本荷重による解は上の主要断面表示の代りに図4.5.5 ~ 図4.5.1 0 を用いた。) これらより明らかなごとくクラウンの応力は接触反力 Q_S や、熱伸びによる 付加曲げの作用によつてリブより外周側のクラウン部の応力上昇が顕著となることがわかる。 5.3 ガス圧荷重が重畳する場合の挙動

図 4.5.3 で示したように、熱負荷によつて生じたスカート下縁の変形 $\delta_{\lambda T}$ が初期すきま Δ_i より小さいときは、スカート接触面は $\Delta_{\lambda T} \equiv \Delta_i - \delta_{\lambda T}$ のすきまがあく。 この状態 でガス圧最高荷重 P_{max} が重畳するときには P_{max} によるスカート下縁の変形 δ_p が、この $\Delta_{\lambda T}$ と丁度等しくなるような λ_T の値 λ_T^* でスカート下縁の接触が始まる。

 λ_T^* の値を求めるためには機関の各出力段階で作用する λ_T とガス圧最高荷重 p_{max} の関係が必要となる。 一例として図 3.4.1 7 の実機実験の温度計測結果から出力比を中介としてこの関係を求めれば図 4.5.2 2 のようになる。 図から λ_T と p_{max} の関係を近似的に

$$\frac{\lambda_T}{\lambda_{Tmax}} = \frac{p_{max}}{P_o} \left(2.3 - 1.3 \frac{p_{max}}{P_o} \right)$$

$$\left. \left. \left(4.5.4 \right) \right\}$$

ただし

Po =機関の最高ガス圧

と書ける。 次にリブ部支持,スカート下縁自由の条件でガス圧単位荷重p=1 Kg/mm²に よつてスカート下縁に生じる軸方向変位 δp^{u} の値を図4.5.5 で H/b および Rr/b を変えて 計算すれば図4.5.2 3 のようになる。 これらより λ_{T}^{*} の値を求めるためには,まず図4.5. 14を式 (4.5.2) に用いて $\delta \lambda T \ge \lambda_{T}$ の関係を求め,これより得られる $\Delta \lambda T \ge \delta \lambda_{T}$ での Pmax (図4.5.2 2) に対応する δp^{u} および δp^{b} の値を図4.5.2 3 と図4.5.1 5 より求 めることにより定められる。

-例として図4.5.5のフラット型クラウンでム;が種々の値をとる場合について Δ_i と λ_T^* の関係を求めれば図4.5.24の一点鎖線のようになる。 同様にして熱負荷 λ_T だけで 接触開始する点 λ_T^{**} の値は - $\Delta_{\lambda T}$ が横軸をよぎる点として定められ同図実線のようにな る。 いま,たとえば初期すきま Δ_i が0.25mmの場合,図の熱負荷区間 R_a では,ガス圧 荷重が重畳してもスカート下縁は接触せず,また R_b 区間では熱負荷だけで接触が保たれる。 その中間の R_{ab} 区間では $O \sim P_{max}$ の途中 P^* で接触が始まり, $P^* \sim P_{max}$ で接触, $O \sim P^*$ で口開きを繰返すことになる。 そして,それぞれの条件に対応したガス圧応力が 熱応力の上に重畳する。

同様な方法によって,他の構造様式の場合の λ_T^* および λ_T^{**} と Δ_i の関係を求め, Δ_i をパラメータとしてこの関係を図示すれば図 4.5.25のようになる。 これより接触時期 λ_T^* および λ_T^{**} の値はクラウンのくぼみが大きくなるとともに増加し, λ_T^* から λ_T^{**} に到る期 間も長くなる傾向を示す。 また当然ながら初期すきまが大きく,リブ位置が外周寄りに近 いほど接触時期が遅れることがわかる。

さて、図4.5.24の区間 R_6 ではスカート下縁自由の条件でガス圧荷重Pによつて生じる変形 δp^{μ} は、下側ビストンのPによる相対変形 δp^{μ} を除いて拘束される。 このときの Pによるスカート側およびリブ側反力は、この変形拘束条件と両接触面間の力の平衡条件より定まり、それぞれ

$$\frac{Q_{SP}}{Q_{P}} = \frac{\frac{\delta_{P}^{u}}{Q_{P}} + \frac{1}{k_{L}}}{\frac{1}{k_{u}} + \frac{1}{k_{L}}}$$
(4.5.5)

および

$$\frac{Q_{RP}}{Q_p} = I - \frac{Q_{SP}}{Q_p}$$

となる。 Q_{SP} の大きさは、図 4.5.2 3および図 4.5.1 5 から、 H/b と Rr/b の変化に 対して図 4.5.2 6 のようになる。 これよりリブ位置が外周寄りになるほどスカート側反力 が小さく、リブ側反力が大きいが、その場合でも、たとえば Rr/b = 0.6 の場合に見られる ようにクラウンのくぼみが増すとリブ側反力は増加する傾向を示す。 図 4.5.2 4 の区間 Rab で生じる接触面反力は、その λ_T でのガス圧最高荷重 p_{max} の代りに $p^* \sim p_{max}$ の間 の増分 Δp^* について上と同様の解析を行なうことにより定められる。

このようにして接触時期および接触時のガス圧による接触面反力が求められるとガス圧 単位荷重によるクラウン部の応力を求めることによつて、各熱負荷段階入7 での重畳ガス圧

-196 -

による付加応力を容易に求めることができる。 一例として図 4.5.5 に示すフラット型クラ ウンが頂面にガス圧単位荷重 p = 1 W/mmをうける場合のクラウン各部の応力分布を求めれ は、図 4.5.2 7 のようになる。 図中 $\Delta_i = \infty$ の解はリブ部支持、スカート下縁自由の解を $f_R = 1$, $\Delta_i = 0$ はリブおよびスカート両面支持の解を表わす。 $f_R = 0$, $\Delta_i = 0$ の 解は逆にスカート部支持、リブ部自由の解を表わすから、図の $f_R = 0.5$ の解と $\Delta_i = \infty$ の 両解では、隅角内面の解は符号逆で大きく食い違うことになる。 次に球殻型クラウン図 4. 5.8 に対する同様の結果を図 4.5.2 8 に示す。

同様な解析を H/b および Rr/b の異なる他の構造についても行ない,構造主要断面の 曲げ応力および膜応力の構造パラメータによる変化を求めると図 4.5.2 9 および図 4.5.3 0 のようになる。 図 4.5.2 9 は $\Delta i = \infty$, $f_{k} = I$, 図 4.5.3 0 は $\Delta i = O$, $f_{k} = I$ に対する 結果である。 これより各負荷段階でのガス圧応力は接触面条件が図 4.5.2 4 の Ra, Rbあるいは Rab 領域のいずれになるかをまず定め,それに従ってこれらの応力を組合わせる ことによつて容易に求めることができる。

5.4 非線形挙動の影響

5.4.] すべり,接線力の影響

さて,熱負荷が作用すると上側ビストンと下側ビストンの平均温度の差によつて半径方 向に伸び差を生じ,接触面では接触反力に摩擦係数をかけた限界摩擦力の範囲内で接触面接 線力が作用する。 そして,伸び差の食い止めに要する力が限界摩擦力を越えると接線力は 限界摩擦力を保ちつつ相対すべりが進行することになる。

熱負荷作用時に生じるこのような接線力やすべりの様相を明らかにするため、まず 入T=2.7 でリブ部支持、スカート部自由の条件で生じる接触面の半径方向変位を、図4.5. 5、図4.5.8 の2種の構造モデルでリブ位置の異なる種々の場合について解析した。 この 結果を図4.5.31に一点鎖線および点線で示す。 次に同じ構造で、リブ側およびスカート 側接触面にそれぞれ単位の接線力を独立に加えて生じる半径方向変位を解析し、これを用いて図 4.5.31の半径方向変位を完全に拘束するに要する接線力を求めれば、それぞれ同図の 二点鎖線および長い破線のようになる。

このようにして生じる接線力は接触面圧できまる限界摩擦力以内でなければならないか ら、いま求めた接線力が実際に働いているかどうかはまだわからない。 そこでこの間の挙 動を明らかにする一例として、図 4.5.8 の球殻型クラウンの接線力が熱負荷 λ_T の増加につ れてどのように変化するかを、 $f_R = 1$, $\Delta_i = 0.2$ の条件で解析した。 リブ側およびス カート側接触反力 Q_R および Q_S は λ_T の増加に伴つて図 4.5.1 7 のように変化するから, このときの限界摩擦力 μQ_S および $\mu Q_R < \lambda_T$ の関係は同図から, 図 4.5.3 2 中の一点鎖 線のようになる。 (ただし摩擦係数 μ は 0.2 とした。) 次に λ_T による半径方向相対変 位量を完全に拘束するに要するリブ側およびスカート側の接触面接線力 Q_R^i および Q_S^i を図 4.5.3 1 より求めれば図中の最長破線および実線のようになる。

これより、リブ 側接触面では、初期締付力が大きい λ_T の初期 0~ 0 間で接線力が限界 摩擦力 $\mathcal{M}Q_R$ 以下に保持されて、すべり拘束に要する力 Q_R^{i} がそのまま接線力として作用す る。 その間 λ_T による熱伸びは接触面で完全に拘束される。 λ_T が 0 をすぎると Q_R^{i} が $\mathcal{M}Q_R$ をこえるから、それ以降は $\mathcal{M}Q_R$ を保持しつつ $Q_R^{i} - \mathcal{M}Q_R$ を開放して生じる相対 すべりが進行する。 したがつて、リブ部の実際の接触面接線力 Q_R は図中の細かい破線の ように Q_R の変動に従う限界摩擦力曲線上を進んでいくことになる。

スカート側接線力はその変形拘束に要する力 Q_s^i が接触開始の初期から,限界摩擦力 μQ_s より大きく,したがつて接線力 Q_s は図の長い破線のように μQ_s に従つて増大し $Q_s^i - \mu Q_s$ に相当する変形が開放されてその分のすべりが進行することになる。

以上で接線力の挙動が明らかとなったから、次にこれによって生じる付加応力の状態を 一例として図 4.5.5 の構造モデルの場合について解析した。 この結果を図 4.5.3 3 に示す。 図中破線はリブ接触面の内向き単位接線力 $g_{R} = -1 0^{3}$ Kg/rad による応力であり、また 一点鎖線はスカート部の内向単位接線力 $g_{S} = -1 0^{3}$ Kg/rad による応力である。 これ

- 198 -

より接線力によつて生じる付加応力は一般に小さいことがわかる。

次に熱負荷作用後にガス圧荷重が重畳する場合の接線力やすべりなどの挙動を明らかに する一例として図 4.5.5 のフラット型クラウンが図 4.5.3 に示す下側ビストンによつて支持 され,熱負荷 $\lambda_7 = 2.7$ の上にガス圧荷重 $p = 1 \text{ Kg}/\text{mm}^2$ が重畳して作用する場合を解析し た。 この状態では両接触面はすでに述べたごとく,熱負荷によつて接触状態にあり、かつ 相対すべりを生じているが、ガス圧荷重が重畳したときの接触面圧の増分による付加限界摩 擦力以内に、p による付加接線力が保持されるときには一体の挙動をする。

そこで両接触面が熱負荷作用後も全面一様に接触しているものとし, **P** のみが独立に**作** 用する条件でまず解析した。 その結果を図 4.5.3 4 に示す。 図中実線および破線は両接 触面内の面圧および接線圧の分布を,また,接触面の矢印は接線力の作用方向を示す。 こ れより,リプ巾内の接触面圧の分布は内面が強く当るような分布傾向を,またスカート側接 触面内の分布は一様な当りを示す両端上りの分布傾向を示す。 また熱負荷によつて両接触 面がともに全面一様に接触しているときにはガス圧荷重作用後の両接触面の接線力の増分は 付加面圧できまる限界摩擦力内に保持されることがわかる。

5.4.2 接触面の傾きの影響

これまでの挙動の解析では熱負荷によつて生じる接触面の傾きの影響は考慮していなか つた。 そこで次に,熱負荷作用時に,図4.5.35の挿入図に示すようなリプおよびスカー ト接触面の傾きを表わす付加撓み β_R および β_S がどのような値をとるかを前の図4.5.14 および図4.5.15の解析の際の結果より, $\lambda_T = 2.7$, $\Delta_i = 0$, $f_R = 1$ の場合について 求めると図4.5.35のようになる。

これより β_{R} および β_{S} の大きさは図 4.5.1 4の単位熱負荷による変形などと比べて1 桁小さいことがわかる。

スカート側の付加撓み Bs はスカート側接触力を増し、リブ側接触力を減ずる一方、リ ブ側の付加撓み Br はこの逆となる。 いま、この付加撓みに対応する付加接触力の大きさ を図4.5.14と図4.5.19を用いて求めれば図4.5.36のようになる。 これより接触面の 傾きによる付加接触力の大きさは構造のいかんにかかわらずほぼガス圧単位荷重 Qpの2~ 10%位の範囲にあつて小さいことがわかる。 これを図4.5.19の熱負荷作用時の接触力 Qs等と比較すれば約10%以下となり,接触面の傾きによる付加接触力の影響はかなり小 さいことがわかる。

次に熱負荷による接触面の傾きを考慮した分割型ビストンの接触面挙動を明らかにする ため、熱負荷作用時を第1段、ガス圧重畳時を第2段とする2段負荷履歴を与えて解析を行 なつた。 対象とした構造は図 4.5.3 4 の場合と同じで、始めに熱負荷のみを $\lambda_T = 2.7$ $\Delta_i = 0$ および $Q_0 = 0.82 Q_p$ の条件で解析し、2段目としてガス圧単位荷重 p = 1 Kg/mm² をこれに重畳させた。

この結果得られる両接触面の面圧および接線圧の分布およびクラウン両表面の経線応力 の分布を図4.5.37に示す。 熱負荷が作用するとリブ接触面はリブ内周で最大となるよう な口開きを生じ,外周寄りの一部の接触部に高い面圧集中部が生じる。 そしてこの部分は 限界摩擦力に相当する接線圧を保ちつつ,クラウンが相対的に熱伸び方向に動くような相対 すべりを生じる。

スカート 側接触面は,全面が下側ビストンの対応部と接触するが熱による変形の生じ方 に起因して外周寄りに高い面圧集中部が生じる。 熱負荷によって生じた力は,リブ側では 初期締付力 Qo でほぼ相殺されるが,スカート 側はそのまま図のような接触面圧分布の形で 残留する。 スカート 側接触面接線圧は図 4.5.3 2 で述べたように限界摩擦力を保持しつつ すべりが進行する。

次にガス圧荷重が重畳したときのリブ側の面圧増分は熱負荷による口開きの影響で外周 側で大きく内周寄りで零に近い直線的な面圧分布を示し,図4.5.34の全面一様接触の場合 とかなり異なつた分布性状を示す。 スカート側の面圧増分は図4.5.34の場合と変らない。 またガス圧重畳時にはリブ側接触面の口開きが解消されることがわかる。 重畳ガス圧によ るリブ側およびスカート側接触面の相対すべりの方向は,熱負荷作用時と同方向となるため

-200 -

一体挙動をするスカート側最外周部付近を除いて,付加面圧できまる限界摩擦力の付加接線 圧を作用させつつ同方向のすべりを生じる。

第4編参考文献

- (4.1) 小林,西島,高垣, "リブ付ピストンの構造解析"三菱重工技報, Vol. 7, *M*.5, 1970, P. 619
- (4.2) Saugerud, O.T., and Aasen, E., "Piston Crown MAN KSZ 105/180
 3-Dimensional Stress Analysis", Det Norske Veritas Report,
 No.73-7-M, Jan., 1973
- (4.3) 山田,田中,増田, ″石川島播磨スルザー大型ディーゼル機関における問題点と
 対策 ″,内燃機関, Voil10, №9, 1971, P. 37
- (4.4) Kirchenmann, W.A., "75 Years Continuous Development of Diesel Engines", North East Coast Inst. of Engrs. & Shipbldrs Vol.9, No.3, 1974, P.61
- (4.5) 表原,深堀, "三菱UEC 85 / 180 D 形機関の開発", 三菱重工技報, Vol.7
 *K*5, 1970, P. 625
- (4.6) Alcock, J.F., "Thermal Loading of Diesel Engines", Inst. Mar.
 Engrs, Vol. 77, No.11, 1965 P.279
- (4.7) Langballe, M. "Investigations into the Thermal Loading of a Large Bore Diesel Engine", European Shipbldg, No.4, 1969, P.58
- (4.8) 矢野, "三菱UEディーゼル機関の熱応力について"、内燃機関、Vol.2,
 Mal7, 1963, P.50
- (4.9) Gregoretti, A., "Service Performance with Fiat Marine Diesel
 Engine Type 900S", Inst. of Marine Engrs, Vol. 77, No.1,
 1965, P.25

-202 -

- (4.10) Sorensen, J.S., "Development of E & W KGF-Engine", Trans, Inst. Marine Engrs. Vo. 83, 1971
- (4.11) 蔦, "大型ビストンのリブルート部の熱応力解析"日本機械学会論文集, 40 巻 335 号, 昭 49, P. 1888
- (4.12) 蔦,織田、山地、小竹、 ["] ピストンの強度(その6,分割型ビストンの応力解
 析["]、日本機械学会関西支部第50回定時総会講演論文集,昭50-3、 P.14
- (4.13) Röhrle, M., "Ermittlung von Spannungen und Deformation an Kolben", Motor Tech. Zeitschrift, Vol. 31, No.10, 1970, P.414
- (4.14) 飯田,高城, "光弾性試験による応力解析(三次元光弾性試験によるビストン
 クラウン応力解析) ",防衛庁技術研究本部技報,第7巻第67号,昭43, P.13
- (4.15) 武本, "IH1-SEMT PC-3, PC-4形機関", 内燃機関, 12巻.5
 号, 1973, P. 30
- (4.16) 平山,岡村,帆刈,斉藤, "ビストンの変形と応力",日本舶用機関学会誌,
 第9巻第6号,昭49, P. 57



結

論

厚肉構造物は大型機械構造で常用される重要な構造要素の一つであるが,有限要素法の この種構造系への応用は主として三次元塊体要素の適用によつて行なわれてきたため、構造 や挙動の平易さの割にはその取扱いが複雑となりすぎるきらいがあつた。

そこで本論文の第1編では、厚肉体を薄肉体と同じ取扱いによつて肉厚内の非線形な応 力分布まで求める方法として、肉厚内の分布を直交関数の和に展開して所要の解を得る新し い有限要素解析理論を開発することができた。

次に厚肉体同志が接触部を介して力を伝え合う接触複合構造系の解析は従来個別の問題 ごとに連続体有限要素法の解法を工夫する以外に手段がなかつた。 しかし機械構造物が大 型化するほど複合構造系を構成する割合およびその種類が増大するから,いずれの場合も取 扱える接触構造系の解析理論の確立は不可欠である。

本論文の第2編では接触結合部の非線形挙動の基礎的考察をもとに、このような任意の 厚肉体接触複合構造物が取扱える新しい有限要素解析理論を導くことができた。

第3編,第4編ではこれらの解析理論を用いて船用ディーゼル機関の各種大型ピストンの応力に関する基礎的挙動を明らかにした。 大型ビストンの応力に関するこれまでの研究 は機種別の事例解析が主体で,それらの結果を相互に活用することが困難であつた。

本論文では大型ビストンクラウン部の主要構造様式を厚肉回転設構造から成るリブなし ビストン, このクラウンの内面を各種リブで支持したリブ付ビストンおよびクラウン部とこ れを支持するスカート部を分割し,接触結合させた分割型ビストンの3種に大別し,それぞ れがガス圧荷重,熱伸び荷重,熱曲げ荷重の各単位荷重を独立にうける場合の挙動を明らか にすることにより,いずれのビストンにも応用できる構造様式・形状と負荷様式と応力に関 する基礎的な関係を初めて明らかにすることができた。

第1編,第2編で得られた解析理論の妥当性はすべて解の明らかな基本的な例題を解く ことによつて検証された。 また第3編,第4編における大型ビストンの応力解析結果の妥 当性は実用ビストンを用いた実験および運転時の計測結果により確認された。

第1編から第4編に得られた主な結論は次の通りである。

1 第1編の結論

厚肉回転殻や厚板,厚肉曲面構造などの厚肉体は,肉厚方向の剪断力を伝達するほか 曲り梁に見られるように肉厚内の応力分布が直線以上の高次の分布をする場合があるため 薄肉理論では取扱えず,取扱いを複雑化した塊体要素の適用によつて取扱われてきた。 このため,離散化手続きやそれに伴うデータエラ,計算費用などが膨大で実用上労力の多 い解法を強いられるという面があつた。

そこで厚肉体の肉厚内の応力分布形状は比較的単純な形をすることに注目して、肉厚 内の応力、変位の分布を Legendre の直交関数の和の形で表わし、薄肉体と同じように 応力変化の任意な広がり方向のみの要素分割でこれを取扱う、新しい厚肉体の有限要素解 析理論を導いた。

第2章では経線方向を Lagrange の内挿関数,肉厚方向を Legendre 関数で表わし た要素変位関数を軸対称体の基礎方程式と仮想仕事の原理に用いて,節点(断面)のモー ド別変位分布の振巾を未知量とする厚肉回転殻軸対称問題の基本剛性方程式を誘導した。 その際2種の変位関数を併用し,半径変位の代りに周方向歪を用いる工夫により積分時の 直交条件が容易に導入しうることを示すとともに,直交条件の利用によつて剛性行列が対 角状となること,各モードごとの剛性行列は低次の三つの基本剛性行列の単純な組合わせ で求められることなどを明らかにした。そして得られた基礎関係式を用いて汎用プログ ラムを作り,解の明らかな基本的な例題を解いて解析法の妥当性を検証した。

これによって,厚肉回転 設はその肉厚中心線の経線方向の線分からなる基本要素を用いて,肉厚内の非線形な応力分布まで求められるようにすることができた。

第3章では厚肉体の三次元問題の解析理論を導いた。 厚肉体を肉厚中心面内での任 意の四辺形要素に分割して四つの隅角点と四つの辺2等分点の八つの節点(断面)[®]で基本

-206 -

要素を構成し,広がり方向分布を内挿関数で,また肉厚内の分布を Legendre の直交関 数の和で表わした。 この変位関数を三次元塊体の基礎方程式に用い,仮想仕事の原理か ら,広がり方向と中立面の法線が近似的に垂直な場合について,節点変位振巾を未知量と する基本剛性方程式を誘導した。 この場合にも2種の変位関数の併用によつて直交条件 の導入を容易にし,これによつて剛性行列を対角化して計算効率をあげるとともに,モー ド別の剛性行列が3個の基本剛性行列の組合わせによつて得られることを示した。

これによつて厚肉体の三次元問題の解析は、肉厚中立面の広がり方向を四辺形要素に 分割することによつて肉厚内の非線形な応力分布まで求められるようになり、厚肉体に対 する一つの新しい合理的な実用解法を開発することができた。

第4章では厚肉体三次元構造の熱伝導解析理論を誘導した。 熱伝導の基礎微分方程 式が停留関数としてのEulerの方程式となり,表面の熱的境界条件が変分の際の自然境 界条件となるような汎関数をまず求め,第3章で用いた厚肉三次元体要素の変位関数をこ の汎関数に用いて未知節点温度振巾に対する停留条件から温度剛性方程式を導いた。

第3章,第4章の解析結果はいずれも汎用プログラム化して基本的な例題を解き,そ の有用性を明らかにすることができた。

以上の解析法においては剛性行列の対角化やモード別剛性行列が基本剛性行列の単純 な組合せで得られることにより計算をかなり効率化することができ,また,塊体的手法と 比べて要素分割などの構造の離散化に伴う入出力手間が著しく簡素化され,データエラー や計算誤差の減少が可能となつた。 さらに従来の塊体的手法では離散化しすぎるために 工学的判断の容易でなかつた解析結果の表示は断面力や断面モーメントおよび自己平衡応 力成分など直観的に工学的判断の得やすい形で求められるようになつた。

2. 第2編の結論

接触結合部の非線形挙動と接触面連続条件の基礎的考察をもとに、厚肉体接触複合構造物の一般性のある有限要素解析理論を開発することができた。

- 207 -

まず接触面の挙動を基本的に検討した結果,除荷を伴うような組合わせ荷重が作用す る場合,接触面に生じる接線力およびすべりには,弾塑性体の負荷除荷時の応力-歪関係 に見られるような非可逆的な過程が存在し,負荷の最終状態の挙動を求めるためには,非 可逆過程を含まない負荷増分の過程にわけて解を求め,その結果を蓄積して最終状態を定 めなければならないことを明らかにした。

そこでこの取扱いに荷重増分法の手法を導入して,仮想仕事の原理から増分型剛性方 程式を求め,この方程式中に含まれる未知接触力などを接触両面間の連続条件を用いて既 知量表示し,問題を解く方法を考えた。 接触面の性質には,接触面が連続体のごとく一 体に変形する場合と,接触両面が相対的にすべる場合があるが,このほか自由境界の性質 も含めることにより,負荷によつて接触範囲が変わる Hertz の問題や,初期ギャツブや ラップを含むような問題が取扱えるように工夫した。 そして各接触面性質に対応する力 の平衡条件および変位の連続条件を接触面が任意の傾きをもつ一般の場合について求めて 増分形で表した。

この連続条件を使って先に求めた物体別増分型剛性方程式から接触複合構造系に対す る剛性方程式を誘導するマトリツクス演算の手法を示した。 この場合接触面がどの性質 をもつかは未知の接触力成分間の関係や接触面対応変位などによって定まることから,解析 の初めには不明であるので,始めに接触面性質を仮定して解析を行ない,この結果得られ る接触力と接触面変位とから,仮定した接触面性質の適否を判定するような試行錯誤によ る繰返し解法を考えた。

以上により任意の物体形状と接触面形状を有するほとんどの接触問題が解析できるようになり,接触境界に作用する力や物体ごとの変形,応力状態などが一挙にして求められるようになつた。

本解法の妥当性を検討するため、平面応力、軸対称接触問題解析用汎用プログラムを 作り、Hertzの問題やねじの接触問題など性質の異なる基本的な例題を解いて既存の解 と比較した。

- 208 -
実際の数値計算では接触力の非常に小さいところや,連続体変形とすべり変形の境界 部などで,解の大勢に影響を及ぼさない微小量の修正のために,試行錯誤過程での解の収 束性が悪くなる傾向があつた。 そこで異なる接触面性質の選択条件の分岐点近傍に緩衝 帯を設けるとともに,絶対量による判定条件を相対量によるものに切り換えることにより 収束性の改善を計つた。 その結果通常数回の繰返し計算によつて正解への収束が得られ るようになり,各例題について本解法の有用性が確認された。

3. 第3編の結論

第3編ではリプなしビストンの応力に関する諸問題を解析した。

リブなしビストンの応力に関する従来の研究は薄肉殻理論による解析や有限要素法に よる事例解析が主であつたが、薄肉殻理論による解が実際のビストンの挙動をどの程度表 わすかは明確にされておらず、また有限要素法による解析は相互利用の困難な事例解析 の域を出ず、日常化した機関の改良・開発研究にあまり寄与しえない面があつた。

そこで厚肉回転穀構造からなる大型リブなしビストンが主要外力であるガス圧荷重お よび熱負荷をうける場合の構造様式・形状と負荷様式と応力に関する一連の解析を第1編 の手法を用いて行ない,いずれのビストンにも応用できる基礎的な諸関係を明らかにする ことができた。

第2章では,まず熱応力解析の基礎となる種々の熱負荷条件下で構造系内に生じる温 度分布の発生状況を解析した。 そして,ビストンの定常1サイクル中のクラウン部のサ イクル平均温度分布や触火面付近の温度変動状態と熱負荷条件の関係,起動・停止などの 運転変動条件下でビストンクラウン部に生じる過渡温度変動と運転条件の関係や定常温度 分布との差異および定常状態で隅角部に生じる局部昇温の様相や燃料噴斜方向の局部昇温 の状態などを明らかにした。

第3章では,実用構造を代表する3種の大型リブなしピストン構造様式すなわちクラ ウンがフラツト型,球殻型およびフラツト+円環殻型の各様式で,種々の形状寸法をとる 場合の挙動特性を解析した。

熱負荷挙動に対する解析は取扱いを一般化するため肉厚平均伸び成分,表裏符号逆の 温度勾配成分および隅角部局部昇温成分にわけ,ガス圧荷重を含めたそれぞれの基本荷重 下でのクラウン各部の断面モーメント,膜力などの発生特性,これらの形状パラメータに よる変化,構造形状と隅角部固着度の関係,薄肉殻理論解との差異と,その解決策および 隅角部内面の応力集中と丸み半径,ビストン径および負荷様式の関係などを明らかにする ことができた。

第4章では実用大型リブなしビストンを用いた油圧負荷実験,バーナによる熱応力実 験および実機運転時の実験により実用時の発生応力の実態を把握し,併せて解析解の妥当 性を検証した。 これらによつて得られた主な結論は次の様である。

- (1) 定常な1サイクル中の触火面付近の最大温度変動巾は,熱負荷条件によつて異なる が,通常20~30℃と小さく,また温度変動の浸透深さも触火面から3~4mmと 小さい。 したがつてクラウンの定常状態での温度は,ガス側および冷却面側の二 つのビオ数(肉厚×表面熱伝達係数/熱伝導率)で決まるサイクル平均温度分布に ほぼ近い。
- (2) 起動,停止,負荷変動など過渡状態で生じる温度分布を2段起動および停止,およびステップ起動および停止の代表的な4種の出力変動条件で解析した。 この結果 過渡中の両表面の温度差はクラウンの一様断面部,隅角部とも定常時の温度差より 小さく,かつ過渡初期から定常状態に進むにつれて温度差が漸増(起動)あるいは 漸減(停止)する分布傾向を示す。
- (3) 隅角部の局部昇温は、触火面隅角端の温度が最も高く、これがクラウン中心方向およびスカート下縁方向に、それぞれ肉厚程度の範囲で直線的に減衰する分布傾向を示し、最大温度は肉厚一様断面部表面温度に比べて3割前後高くなる。
- (4) 燃料噴射方向の局部的な高熱負荷によつて生じる局部昇温の状態を,熱負荷域の半
 径方向位置と巾,周方向の断続性の巾を変えて解析し,その結果を図表化した。

- (5) 次にビストンがクラウン部に一様なガス圧荷重をうける場合の挙動を実用構造を代表する3種の様式について解析し、これを薄肉解析解と比較したところ、両結果は相当異なつた。 その原因を検討した結果、隅角部の固着効果に対するスカート肉厚の影響であることが明らかとなり、薄肉解析解でも連続条件を工夫することにより妥当な解が得られることを明らかにした。
- (6) 3種の構造様式で種々の形状のリブなしビストンがガス圧荷重をうける場合の主要断面(中央断面,隅角部,構造変化部)のモーメント,膜力が,この構造形状を表わす4種の形状パラメータによつて,どのように変化するかを求めて図表化した。 隅角部におけるクラウンの固着度は、フラツト型のもので70%~80%,球殻型のものでは70~110%、フラツトと円環殻の組合せ型のものは約80%前後の値をとる。
- (7) ビストンに生じる熱応力のうち、温度勾配によるものは、フラット型、球酸型およびフラット+円環酸型のいずれもほとんどの熱歪がそのまま拘束されて熱応力となる。
 この関係を、ビストン主要断面の曲げ応力、膜応力と形状パラメータの関係として図表化した。
- (8) 肉厚内で一様な熱伸び成分が作用する場合の熱応力は、フラット型では、クラウン 部で一様で、熱伸び完全拘束の約20%の曲げ応力と5%程度の伸び拘束による膜 圧縮力を生じる。 球酸型クラウンでは、くぼみが大きくなるにつれて、半径方向 伸び拘束による隅角部付加曲げモーメントが急増し、逆に中央部付近のモーメント は漸減する。 球酸型クラウンは、ガス圧応力は低いが、このような熱伸びによる 付加曲げモーメント増大の問題を本質的に抱えている。

フラツト+円環殻型ではフラツト部はフラツト型のまた円環殻部は球殻型と同 じような挙動を示し,隅角部のモーメントが大きくなる。 これらの結果をわかり やすくするため,主要断面の曲げ応力および膜応力と形状パラメータの関係を図表 化した。

-211 -

- (9) 温度勾配,熱伸びに対する厚肉解は、いずれも薄肉解とかなり近い。
- (0) 隅角部局部昇温による熱応力を代表的な例について解析した。 フラット型クラウン部の温度分布から温度勾配成分と熱伸び成分を差引いて隅角部の局部昇温成分のみを取出し、その応力発生状況を解析した結果、クラウン部には主として膜力が、スカート部には曲げモーメントが作用するが、その値は小さく隅角部に生じる局部的に大きな温度勾配はほぼそのまま円周応力として隅角部のみで拘束され、全体挙動への影響は少ないことがわかつた。
- (1) 隅角部の応力集中が荷重条件,丸み半径やビストン径などによつてどのように変化するかをフラット型構造様式の場合について解析した。 そしてガス圧,熱曲げおよび熱伸びの各単位荷重をうける場合について,隅角部曲率半径と応力集中率の関係をビストン半径をパラメータとして図表化した。
- (2) ガス圧荷重下の応力集中率は平面の場合の解と大きく違わないが、ビストン径が大 きくなるにつれてその値は低下する。 熱曲げ単位荷重下の応力集中率はビストン
 径によつてほとんど変らず、丸み半径の増加とともにゆるやかに漸減するが、その 大きさはあまり大きくない。 熱伸び荷重下の応力集中は熱曲げの場合とほぼ似た
 傾向を示し、応力集中率はあまり大きくない。
- (13) 外径520mmで構造形状の異なる2種の実用ビストンにつき、ガス圧の代りに油圧 を負荷して表面各部の歪を計測し、解析解と比較したところ両者は比較的よく一致 した。
- (4) このビストンを手製の燃焼器を用いた熱応力実験装置にセットし、高温歪計によっ
 て熱応力を計測する一方、実測温度分布をもとに解析解を求めて両者を比較したと
 ころ、比較的よく一致した。
- (1) このビストンをさらに実際の供試機関に組込んで実機運転時の動的応力を計測し、
 得られたガス圧応力および熱応力をそれぞれ指圧線図より得られる最大圧力に対す
 る解析解および実測温度分布より求めた熱応力の解析解と比較したところ、両者は

-212 -

比較的よく一致した。 これらにより、大型リブなしビストンの実働応力の概要が 把握しえたとともに、これらがいずれも解析的に推定できることが明らかとなつた。

4. 第4編の結論

大型リブ付ビストンおよび分割型ビストンの応力は,三次元解析や接触問題の解析を必 要とするため,これらを取扱つた研究は少なく,構造様式と挙動の関係は,まだよく明らか にされていない。

そこで第1編および第2編の手法を用いて大型リブ付ビストンの各種リブ構造と発生応 力の関係および分割型ビストンの接触部挙動の特性と発生応力の関係に関する一連の解析を 行ない,これらの問題を解明するとともに,クラウンとリブ接合部付近の熱伸び差拘束応力 を解析する新たな解析理論を導いた。

第2章~第4章では円周型および放射型の2種の主要リブ支持方式の大型リブ付ビスト ンがガス圧,熱曲げおよび熱伸びの各単位荷重をうける場合の挙動を解析した。 ビストン のクラウン部は熱負荷対策上あまり厚くできないため、あるビストン径以上のものでは必然 的にリブ付ビストン構造様式が採用されることになるが、この構造ではガス圧荷重によるク ラウン部の面外曲げ変形がリブ部で拘束されるため、リブの配置や様式によつて、その挙動 がリブなしビストンの場合と著しく異なる。

そこで第2章では、上の2種のリブ付ビストンにガス圧荷重が作用する場合の応力を第 1編の手法を用いて解析し、構造各部の発生応力の特徴、その挙動を支配するパラメータ、 リブ配置様式と発生応力の関係などを明らかにした。また熱曲げ荷重下の熱応力の発生状 態も解析した。

第3章では、冷却室内にあるリブと高熱ガスに直接さらされるクラウンとが両者の接合 縁に沿って熱伸び差を拘束されるために生じる拘束熱応力の問題を解析するための新しい解 析理論を誘導した。そして、接合縁上の発生応力の特徴や、発生応力とリブの剛性、リブ 巾、リブ間隔などの諸要素との関係を明らかにした。 第4章では実用大型リブ付ビストンがガス圧荷重をうける場合の応力を燃焼室に油圧を 負荷する実験により求めて,解析解と比較した。

第5章では分割型ビストンの挙動を第2編の手法と撓性行列法を併用して解析した。 まずガス圧,熱曲げ,熱伸びおよびスカート部反力などの基本荷重がそれぞれ独立に作用す る場合の発生応力の特性や両接触面の変形状態を解析した。 次にこれらを組合わせて,熱 負荷をうける場合,およびガス圧荷重が重畳する場合の接触面作用力,接触面の変形および 構造各部の応力状態などがスカート下縁に通常設けられる初期すきま,下側ビストンの剛性 クラウンの構造様式,リブ位置および熱負荷による接触面の変形などによつてどのように変 化するかを一連の解析によつて明らかにするとともに,接触面の傾きによる面圧分布の変化 や,接触面接線力,すべりの大きさとそれらの応力に及ぼす影響なども同時に求めた。

第4編で得られた主な結論は次の通りである。

リブ付ビストン

- (1) 周方向にたんざく状に分割された一円周型リブ付ビストンが、リブで仕切られた各円板部の最大応力が等しくなるような合理的リブ半径位置を有するとき、ガス圧荷重による曲げの最大半径応力は、リブ端で半径方向内外面に生じる。 その大きさは、リブ取付円周の長さと、これからリブ間隔の長さを除いた正味リブ占有長さの比で大きくなる。 最大周応力もリブ端に生じ、その大きさは、リブ間隔部の受圧面積(ビストン中心と、向合わせた両リブ端面を結ぶ扇形面積)の1/2を両リブ端で受持つとした単純架理論解にほぼ近い。 外円周上(スカートと接続する隅角断面)の最大半径応力は、リブの周方向の間隔の2等分点延長線上の位置に生じ、その大きさはリブ端の半径応力に近いかやや小さい。
- (2) 上と同様の合理的リブ位置を有する二円周型リブ付ビストンがガス圧荷重をうけると きの最大半径応力は内外周リブともリブ端に生じ、両者の大きさはあまり変らず、これらは一円周型の場合と同様の方法で推定できる。周応力の最大値は内外周リブと

- 214 -

も,リア端に生じるが,その大きさは受圧面積分担の割合に応じて外周リアの方がは るかに高くなる。 その大きさは一円周型の場合と同様の方法でほぼ推定できる。 外円周上の最大半径応力は外周側リア間隔の2等分点延長線上に生じ,外周側のリア 端の半径応力に近いかやや小さい。

- (3) 放射型リブ付ビストンにガス圧荷重が作用する場合の最大半径応力は、外円周上でリ ブ間隔の2等分点延長線上の点Aに生じ、また周応力の最大値は、このAから測つた 2等分点延長線上の長さと、リブ取付線の法線の長さとが等しくなるように引いた法 線の根元Bに生じる。 (図4.2.21参照) この長さをるとすれば、最大周応力の 大きさは一辺2 るの周辺固定正方形板の辺中央の曲げ応力によつて、また最大半径応 力は、この曲げ応力の1/1+α倍(2α はリブ間隔を表わす角度)によつて、ほぼ近 い上限を与えうる。 最大半径応力はリブ数が6から10になれば、直径と肉厚の比 が10の場合で約1/3に、また最大周応力は約1/2に低下させうる。
- (4) 温度勾配によるクラウンの熱曲率は円周型および放射型いずれのリブ構造様式の場合
 も、リブ支持の影響によつてほぼ完全に拘束され、熱歪に相当する熱応力がそのまま
 発生する。
- (5) クラウンとリブの接合縁での両者の熱伸び差を拘束することによつて生じる拘束熱応 力の解析方法として、構造の一対称部の立体構造を帯板要素に分割し、帯板内部の挙 動を支配する偏微分方程式を、帯板縁辺での常微分方程式の連立系に変換して解く新 しい理論解析法を導いた。
- (6) 熱伸び差に起因して、リブとクラウンの接合縁に生じる局部拘束熱応力のうち、リブ 側の応力は、リブ端で全熱伸び差拘束応力よりかなり高く、中央部でこれより小さい 一様応力部分を作る。 クラウン側の接合縁に沿う拘束熱応力は、リブ端で引張りで 中央部に進むにつれてすぐ圧縮一様応力状態に転化するが、リブ側応力よりかなり小 さい。 一般に全熱伸び差のうち、リブ側で約8割、クラウン側で約2割が拘束され

-215 -

る。

- (7) リブの肉厚が増すと熱伸び差拘束応力はリブ側、クラウン側ともに大きくなるが、リ ブ接合部の長さの増減はリブ端最大応力にあまり影響せず、中央の一様応力部分の巾 が増減する。 またリブとリブの間のクラウンは接合縁の拘束変位の取合いに対して ばねの役目をし、この部分の長さが短くなると、リブ、クラウンの拘束熱応力は大き くなる。
- (8) 大型リブ付ビストンの実用時に生じる応力の実態を把握し、併せて解析解の妥当性を 検討するため、一例として超大型実用二円周型リブ付ビストンがガス圧荷重をうける 場合の挙動を油圧負荷による実験によつて調べた。その結果、実験値は傾向、大き さともに解析解と比較的よく一致し、実用ビストンの挙動はこのような解析解によつ て低度推定できることが明らかとなつた。

分割型ピストン

- (9) 熱負荷やガス圧を直接うける上側ビストン部と、これを支持する下側ビストンの二つの構造に分割した分割型ビストンに、熱負荷が作用すると、クラウン中心部が熱負荷作用側にとつとなるような熱変形を生じ、クラウン部に設けたリブ支持部の接触面には口開けようとする力が、またスカート側の接触面には押付け力が作用する。その大きさは、ビストンの剛性とスカート側接触面に設けた初期すきまによつて変化する。初期すきまがあると、熱負荷作用時の両接触面の相対熱変形が、この大きさになるまでは、熱負荷による接触力は作用せず、相対熱変形がこれを超えるとスカート側接触面の初期縮付力は、この分だけ低下していく。このスカート側接触力の大きさは、初期すきまが大きいほど、またクラウンの凹みが増すほど小さく、またリブ位置が中心に近づくほど急激に小さくなる。
- (1) 熱負荷の上にガス圧荷重が重量する場合には、両荷重によつて生じるリブとスカート 両接触面の相対変形が初期すきまより小さく、スカート下縁が自由境界のもとで挙動

-216 -

する場合,熱負荷による相対変形が初期すきまを相殺して,両接触面支持の挙動をす る場合,および熱負荷だけで接触せず,ガス圧サイクル0~ P_{max} の途中0~ P^* の間は,スカート下縁自由 $P^* \sim P_{max}$ の間は両支持面接触を繰り返す場合の3種の 挙動特性がある。 そこで熱負荷だけでスカート下縁が接触を開始する熱負荷の大き さ λ_T^{**} および熱負荷にガス圧荷重が重量して初めて両面が接触開始する大きさ, λ_T^* が初期すきまによつてどう変るかをフラツト型および球殻型クラウンの場合に ついて求めて図表化し,与えられた熱負荷およびガス圧荷重下の挙動が3種のうちの いずれの接触条件で挙動しているかを求められるようにした。

- (1) 熱負荷によるクラウン各部の応力は、リブ付加の影響と接触面反力の影響によつて、 リブなしビストンの場合より変化する。 このうち熱曲げ単位荷重による応力は、リ ブなしビストンの場合と同じく、温度勾配に相当する熱歪はクラウン全面にわたつて ほぼ完全に拘束されて、そのまま高い熱応力となる。 この傾向はリブ位置やクラウ ン形状で変化しない。 熱伸び単位荷重による応力は、リブ部の軸方向温度勾配に よつてクラウンとリブの接合縁に作用する付加曲げモーメントの影響分だけリブなし ビストンの場合と異なりリブ外周側のクラウンの断面と隅角断面で符号反対のかなり 大きな曲げ応力を生じる。 これらの熱曲げおよび熱伸び単位荷重によるクラウン主 要断面の応力が、構造形状やリブ位置によつてどのように変化するかをフラツト型お よび球殻型クラウンの場合について求めて図表化した。
 - スカート下緑の単位接触反力による応力は,隅角部に生じる剪断力と付加曲げモーメ ントに起因し,隅角断面とリブの外周側断面で符号逆のかなり大きな曲げ応力を発生 させる。 熱負荷作用時の接触面反力の大きさは、クラウンの肉厚方向温度分布の もつ熱伸び,熱曲げの配分にもとづいて、リブとスカートの両接触面の相対変形を求 め、これと初期すきま、スカート下縁の単位反力による相対変形の関係からこれを定 めることができる。 そこでこの反力の大きさが構造形状やリブ位置などによつて、 どのように変化するかをフラット型および球殻型クラウンの場合について求めて図表

(12)

化した。 その大きさはクラウンのくぼみの増加とともに相当急速に小さくなる。 リブより内周のクラウン部の曲げ応力は至るところほぼ一様で,その大きさは外周側 応力よりも、かなり小さい。

- (13) ガス圧単位荷重によるクラウンの応力は、リブ支持の影響によつてリブなし型の場合 と相当異なり、クラウン中心および隅角断面のほかにリブ内外周の断面の曲げ応力が 大きくなる。 そこでこれら主要断面の応力が構造形状、リブ位置および接触条件に よつてどのような値をとるかを求めて図表化した。 クラウンのくぼみが大きくなる ほどクラウン各部の曲げ応力は小さくなり、リブ内周側断面の曲げ応力が大きくなる。 またガス圧応力は00項で述べた3種の接触条件によつてもかなり差が生じ、特に支持 条件の影響を強くうけるリブより外周側クラウン部の曲げ応力の変化が著しい。
 - リブ側接触面では初期締付力の大きい熱負荷の作用初期に接線力が限界摩擦力に保持 されて、すべり拘束に要する力がそのまま接線力として作用するが、この期間は負荷 のごく初期だけで、少し負荷が上昇すると、接線力は限界摩擦力を保ちつつ熱負荷上 昇とともに、接触面の相対すべりが進行する。 スカート側接触面の接線力は、接触 開始の初期から、スカート側作用面圧のもつ限界摩擦力の変化に従いつつ、すべりが 進行する。 ガス圧荷重が重量するときの付加接線力は、リブ側で内向き、スカート 側で外向きに作用し、熱負荷作用後も両接触面が一様接触を保つ時には、リブ部は付 加面圧できまる限界摩擦力以内で一体の挙動を、スカート側も接触域の一部がすべり つつ、ほぼ一体型の挙動を示す。 これらのリブ部およびスカート部の接線力による クラウン部の応力の変化は一般に小さい。
- (6) リブ部接触面の熱負荷による傾きに起因する付加接触力は小さいが,接触面内の面圧 分布はこの傾きの影響によってかなり変化し、一様接触の際、一様に近かった面圧分 布はリブ外周側で大きく、内周側で零に近い直線的な分布に変化する。 スカート側 の接触面圧は傾きによる影響を余りうけず、ほぼ一様接触状態に近い。

(14)

著者発表論文

- 点 紀夫,山地成一, "肉厚方行に直交関数を用いた厚肉体の有限要素解析法(第 1報,厚肉回転設軸対称問題)",日本機械学会論文集,42巻,353号, 昭51-1, P73
- 2 蔦 紀夫、山地成一、"肉厚方向に直交関数を用いた厚肉体の有限要素解析法(第 2報、厚肉体の三次元問題)",日本機械学会第51回全国大会講演論文集、 パム730-13,P163,(日本機械学会論文集昭51-8掲載予定)、

(第1編第3章)

 3. 蔦 紀夫,山地成一, "肉厚方向に直交関数を用いた厚肉体の有限要素解析法(第 3報,厚肉体の熱伝導解析)",日本機械学会関西支部第49期定時総会講演論文 集(昭49-3), P1,(日本機械学会論文集昭52-2掲載予定),

(第1編第4章)

4. 蔦 紀夫,山地成一, "接触問題の有限要素解析解に関する研究",日本機械学会誌(技術論文),76巻,651号,昭48-3,P348, Tsuta,T. and Yamaji,S., "Finite Element Analysis of Contact Problem", Proc. of the 1973 Tokyo Seminar on FEM, Univ. of Tokyo Press, 1973-11, P177 (第2編第2章)

- 5. 蔦 紀夫, "ディーゼル機関燃焼室壁の過度的弾塑性熱応力変動の解析(その1, 定常サイクル中の変化)",日本機械学会関西支部第230回講演論文集, 昭48-6, P23, (第3編第2章)
- 6. 蔦 紀夫, 『電子計算機による平面および軸対称構造物の熱伝導および熱応力解析",
 川崎技報, 第38号, 昭45-6, P1. (第3編第2章)
- 7. 蔦 紀夫,織田光秋,山地成一, "ビストンの強度(その5,リブなしビストンの 応力解析と厚肉解,薄肉解の差の比較検討)",日本機械学会山梨地方講演会講演

論文集, 昭49-11, P173.

(第3編第3章)

- 8. Akashi, G., Shimizu K., Maehata, S., Tsuta, T., and Nakamura, Y., "Designing Problems for the Strength of Combustion Chamber of KAWASAKI-2 Cycle Diesel Engine", Proc. of ISME, 1973-11, P3-6-7. (第3編第4章)
- 9. 蔦 紀夫,山地成一, "肉厚方向に直交関数を用いた厚肉体の有限要素解析法(第 4報,解析法に関する2~3の検討とビストン強度解析への応用)",日本機械学 会第49期定時総会講演論文集,昭49-3,P4. (第4編第2章)
- 10. 蔦 紀夫, "大型ビストンのリブルート部の熱応力解析", 日本機械学会論文集,
 40巻,335号,昭49-7, P1888.
 (第4編第3章)
- 11. 蔦 紀夫,織田光秋,山地成一,小竹俊一, "ビストンの強度(その6,分割型ビストンの応力解析)",日本機械学会関西支部,第50期定期総会講演論文集, 1975-3, P14。
 (第4編第5章)

謝

辞

本研究は川崎重工業株式会社技術研究所強度研究室において大阪大学工学部浜田実教授 の御指導の下に行なつたもので,終始,懇切なる御教示と御鞭達を賜わつた同教授に対して 深く感謝の意を表する。

また本研究に対し,有益な御教示と御支援を賜わつた川崎重工顧門大阪大学太田友弥名 誉教授,大阪大学工学部八木順吉教授,並びに懇篤なる御校閲と御助言の労をとられた大阪 大学工学部菊川真教授,大路清嗣教授および大阪大学溶接工学研究所上田幸雄教授に対して 深く感謝の意を表するものである。

さらに本研究の遂行にあたつては強度研究室中村宏室長,および安川度博士より格別の 御支援と御配慮を賜わつたことに厚く謝意を表するとともに,本研究中の面倒なプログラム 開発および数値計算を実行された強度研究室山地成一君および織田光秋君,つねに御協力と 御援助を惜しまれなかつた強度研究室各位に感謝する次第である。

なお末尾ながら本研究の遂行に際し格別の御配慮を賜わり,また本研究中の実験および その結果をここに用いることを快諾された川崎重工原動機事業部ディーゼル工場長明石源一 郎氏,2サイクル設計課課長清水 滉氏,技術課係長中村陽一氏および実験を行なわれた多く の方々に対して厚く感謝する。



図1.2.1 要素形状と座標系



図 1. 2. 2 斜交要素



図 1. 2. 3 引張荷重をうける円筒

- 223 -



図1.2.4 内圧をうけるディスク

- 224 -



図 1. 2. 5 内圧をうける厚肉円筒



図1.2.6 内圧をうける球鉄

- 226 -



🕅 1. 2. 7



(C) 本法:13分割

図 1.2.8 輪状荷重をうける厚肉円筒



図 1. 2. 9 外面の U_R の分布



図 1. 2. 10 肉厚内の UR の分布

- 229 -



図 1. 3. 1 要素形状と座標系



図 1.3.2 ちが一定面の要素形状



図 1.3.3 捧の引張

- 231 -

.



4

🛛 1. 3.





等分布荷重をうける片持梁 X L 3. 6

1.0 0 ⊴ g = 0.01 Kg/mm² - 梁理論解 要素数=/ } * # / (a) Wの分布 (0次) 5005 2 0.5 0 x/x -0 4 0 0.2 -0 o3 L 0.1 M M <u>ج</u>(٢)-





図 1. 3. 8 中央集中荷重をうける周辺固定正方形板



図 1.4.1 う断面まわりの要素







- 238 -



図 2.1 接線力の非可逆性



図 3.2 接触境界に作用する力

表2.1 単と連続条件の関係

連続条件の型	μ	
	=次元問題	三次元問題
(a)連続体型	Ø 2	Øз
(6) すべり接触	€ _{2,2,2} ∓,µ€2,2,1	Ø3,2,2∓µØ3,2,1
(C) ロ 開 き	I_2	Із

表 2.2 入 と連続条件の関係

連続条件の型	À	
	二次元問題	三次元問題
(a) 連続 体型	<i>I</i> I 2	Дз
(b) すべり接触	C 2, 1, 1	II3 - C3, 2, 2
(c) 口開き	Øz	Øз



図 2.3 長方形ブロツクの圧縮

- 242 -





(6) 接触压力の分布

変位分布 (c)

図 2.4 ディスクの長方形ブロツクへの押込み



(a) 計算模型

(b) ねじ山の分担する荷重

(c) 接触圧力の分布 (ばか穴小、拘束⑤有)

図 2.5 ねじ山の接触問題

- 244 -


(a) 接触部 o 変形



Jo; 平均応力

(b) 谷底付近の経線応力の分布

図 2.6 ねじ山の変形と応力

- 245 -



図 2.7 履歴負荷をうける長方形ブロツク

- 246 -



図 3.2.1 1サイクル中の Tg, dg, p の変化の例



図 3.2.2 クラウンの表面温度と外内面温度差

- 247 -



🖾 3. 2. 3

触火面付近のサイクル中の温度変化



⊠ 3. 2. 4 表面温度の変化巾と熱負荷条件の関係



—— 一次元解析解

図 3.2.5 実用ピストンの温度分布計算例

- 249 -





(C) 構造からな 熱的境界条件

⊠ 3. 2. 6 解析条件



- 250 -



図 3.2.8 起動時の温度分布の変化









図 3.2.11 停止時の両表面温度差の時間的変化







- 253 -



図 3.2.14 局所高熱による温度分布(リング状高熱負荷)







- 255 -

15		\square	\square	\bigwedge	0.2	0.4
150		0.1	0-2	0.5	0.1	0.2
13	0.2	0.Z	0.2	0.2	0.2	0.2
حدا		-	1	-	1	-
構造のなえ	(j)	(ii)	(ii)	(ii)	(jii)	(<u>ii</u>)
計算模型 の名称	Ξ	M 2	МЗ	Μ4	M 5	M 6

計算模型と寸法比

表3.3.1

21 sh-s 54+ リブなしピストンの構造様式 彩 £۵ m 光 ß S \$ -0-+-0-Δ 2 ۵ . : Ħ Ħ 3 E . Ξ



X 3. 3. 1

- 256 -



図 3. 3. 2 M1のガス圧応力





図 3.3.4 M 3 のガス圧応力











図 3.3.8 薄肉解と厚肉解の比較(肉厚の影響







🖾 3. 3. 9

隅角部切口に作用する力



図 3. 3. 10 構造形状と主要点のガス圧応力の関係(様式(i)(i))



図 3.3.11 構造形状と主要点のガス圧応力の関係(様式(iii))



図 8.3.12 構造形状と主要点のガス圧応力との関係(様式(iii))



-+-





図3.3.13 ビストンの温度分布の基本成分への分解



-- hc --















図 3.3.20 構造形状と主要点の熱曲げ応力の関係(様式(i)(ii))



図 3.3.21 構造形状と主要点の熱曲げ応力の関係(様式(曲))





- 270 -



図 3.3.24 M 3 の熱伸び応力



- 271 -





図 3.3.27 № 6の熱伸び応力

- 272 -



図 3. 3. 28 構造形状と主要点の熱伸び応力の関係(様式(i)(ii))



図 3.3.29 構造形状と主要点の熱伸び応力の関係(様式()))

- 274 -



図 3.3.30 隅角部局部昇温による応力(M1)



図 3. 3. 31 局部昇温で切口断面に作用する力



図 3. 3. 32 ガス圧荷重による隅角部の応力集中





図 3. 3. 34 熱曲げによる隅角部の応力集中





図 3. 3. 36 熱伸びによる隅角部の応力集中



表 8.4.1 実験機関の主要目

安 目			A 型	B型
	シリンダ経	mM	520	520
	行程	mm	.900	900
4	出力	PS	4,500	5,700
1	筒出力	PS/CYL	750	950
	回転数	R. P. M.	190	205
性	爆発圧力	Kg/com 2	72	80
能	正味平均有効圧	kg/cm ²	9.3	10.9
	平均ピストン速度	$m_{/S}$	5.70	6.15
7	全長	mM	7,290	7,370
法	全高	mm	5,733	5,530
重	重量	ton	//8	120
重	馬力のに」重量	Kg/ps	26,2	21.1





(6) B型ピストン

図 3.4.1 ビストンの供試体



- 280 -


FUJICOLOR CO 74

(a) 祝託 観

I



(b) 歪計的付位置。

図 3. 4. 3 計 測 位 置



図 3. 4. 4 A型ピストンのガス圧応力



図 **3. 4. 5** B型ピストンのガス圧応力

- 283 -



図 3. 4. 6 熱応力実験装置概観





- 286 -

1



図 3. 4. 9 高温歪計のはり付け位置



図 3. 4. 10 高温歪計の零点移動曲線

- 287 -



-288 -



図 3.4.12 B型ピストンの温度と熱応力







図 3.4.13 B型用機関外観

 \mathbb{X}





図 3. 4. 15 テンプラグの埋込み位置





図 3. 4. 16 リード 縁および 熱電対の取出し状況

-292 -



図 3.4.17 機関の出力による温度分布の変化

-293 -





図 8.4.19 機関出力の変化による熱応力の変化



3.4.20

最高出力運転中の熱応力



図 4. 1. 2 分割型 ピストンの例

構造様式

0 1 0

ע א

リブ付

図4.1.1









(9)

(a)

(C)







ł

図 4.2.1 リブ付ビストンの計算模型

- 297 -



図 4.2.2
$$\delta_b \sim c/b \geq \delta_a \sim b/a 0$$
関係









図 4.2.5 一円周リブ型の周応力の分布(0./ 0 = 1/2)



図 4.2.6 一円周リブ型の半径応力の分布 (0./9 = 1/4)



図 4.2.7 一円周リブ型の周応力の分布 (9./ 9 = 1/4)



図 4.2.8 一円周リブ型の最大半径応力とリブ巾の関係



図 4.2.9 一円周リブ型の最大周応力とリブ巾の関係

-301 -



図 4.2.10 二円周リブ型の半径応力の分布 (Θ./Θ=1/2)





図 4.2.12 二円周リブ型の半径応力の分布(9./9=1/4)



図 4. 2. 1 3 二円周リブ型の周応力の分布 ($\Theta_1/\Theta = 1/4$)



図 4.2.14 二円周リブ型の最大半径応力とリブ巾の関係





図 4.2.16 放射リブ型の応力分布(🗸 = 🏌 6)



-305-



図 4.2.18 放射リブ型の応力分布(〆 = π/10)



図 4.2.19 放射リブ型の最大応力とピストン径の関係



図 4.2.20 放射リブ型の最大応力とリブ数の関係







図 4.2.22 二円周リブ型の熱曲げによる熱応力 $(\theta, / \theta = 1 / 4)$

- 308 -



(a) リブとクラウンの取合部



(b) A1~A4~B4~B1の模型化

図 4.3.1 対象構造の模型化

図 4.3.2 計算模型



図4.8.3 軸方向変位の分布



図4.8.4 軸方向応力の分布





図 4.8.6 リブ巾による接合縁の軸方向応力分布の変化





図 4.3.8 リブ間隔による接合縁の軸方向応力分布の変化



- 315 -



図 4.3.10 リブ間隔と最大応力の関係


図 4.8.11 リブ間隔によるリブ端変形の変化





図 4.3.13 リブ厚さによる剪断応力分布の変化



図 4.3.14 リブ厚さと最大応力の関係



図 4.4.1 実験用ビストン



FUJICOLOR CRO 75

図 4.4.2 実験装置概観



図 4.4.3 加圧実験装置



図 4.4.4 歪計はり付けの状況



図4.4.5 二円周型実用ピストンの半径応力の分布



図 4.4.6 二円周型実用ピストンの周応力分布















図 4.5.2 ガス圧重畳時の接触開始時期と初期すきまの関係



图 4.5.3

分割型ピストンの主要部寸法



(a) 計算例

(b) モデルル

図4.5.4 リブの温度分布とそのモデル化







図 4.5.6 熱伸びによる経線応力の分布





図 4.5.8 熱曲げによる経線応力の分布 (H/b=0.2)



図 4.5.9 熱伸びによる経線応力の分布



図 4.5.10 スカート側単位反力による経線応力の分布



図 4.5.11 熱曲げによる主要断面の曲げ応力および 膜応力の変化(Rr/b=0.6)





応力および膜応力の変化



図 4.5.14

構造形状による **Sr, Sto** の変化





図4.5.16 入下によるリブ側およびスカート側反力の変化

 $(\dot{H}/b=0, Rr/b=0.6)$



🖾 4.5.17

.17 入下によるリブ側およびスカート側反力の変化 (H/b = 0.2, Rr/b = 0.6)





🛛 4. 5. 19

5.19 熱負荷によるスカート側反力の構造形状による変化 (f_R=1,入T=2.7) - 332-









5 構造形状による入 $_{\mathrm{T}}^{\times}$,入 $_{\mathrm{T}}^{\times\times}$,の変化(f $\mathbf{x}=1$)



図 4.5.26 ガス圧単位荷重によるスカート側反力 (fk=1, △i=0)

- 335 -



図 4.5.27 ガス圧単位荷重による経線応力の分布 (^H/_b = 0)



- 336 -



図 4.5.29 ガス圧単位荷重による構造主要点の曲げ応力の変化 (f_k=1, △i = ∞)



- 337 -



図4.5.31 入工による接触面のすべりおよびその拘束に要する力 (fk = 1, $\triangle i = 0$, 入T = 2.7)





- 339 -







- 340 -



熱負荷と重畳ガス圧による接触面圧および接線圧分布の変化