

上海交通大學

八十五周年校庆

学术报告会论文选集

上 集



1896—1981

前 言

我校广大教师和科技工作者在1981年庆祝上海交通大学八十五周年校庆的学术报告会上，宣读了240余篇学术论文，有些论文受到国内专家的关注和赞赏。为了便于同兄弟院校、各研究院、所和工矿企业部门进行学术交流，不断提高我校的科学技术水平，经各系、教研组（研究室）的推荐和学校审定，将其中68篇论文按我校设置的系和专业次序编排，汇编成集。

由于我们编辑工作没有经验，又比较仓促，错误之处，敬请批评指正。

上海交通大学科研处

一九八二年四月

上海交通大学八十五周年校庆学术报告会论文选集

目 录 (上集)

船舶工程系

海洋钻井平台 T 型接头的应力分析·····	陈铁云、吴水云、朱农时	1
S 7—175 集装箱船在迎浪中波浪载荷的计算和试验·····	邵有信、王兴飞、杨代盛	14
在确定性外力矩作用下的船舶横摇运动·····	冯铁城	28
长径比及收缩系数对导管螺旋桨性能的影响·····	夏泰淳、曹梅亮、刘岳元、周凤斌	39
气动型波浪能转换浮标的工程理论计算探讨·····	吴雄建	53

动力机械工程系

内燃机轴系扭转振动测试数据分析·····	·····陈之炎	68
用 JK—110 电子计算机处理柴油机 P— φ 图的研究·····	·····、张连芳	77
溴化锂两极吸收制冷利用低温热水作热源的研究·····	·····张绪源	90
核动力装置自调特性的模拟研究·····	·····周法清	104

电工及计算机科学系

直流电机非线性磁场的有限元计算——牛顿——拉斐森法·····	·····王冲权	117
静态安全分析用的改进拓扑等值·····	·····吴际舜	126
高压倍加器的瞬变现象研究·····	·····靳 强、靳喜康、裘东刚	135
3000 千伏冲击电压发生器·····	·····黄镜明、陈文斌	151
数控线切割机的自适应控制·····	·····袁长奎、陈应麟、谢剑英	161
多目标最优控制的静态规划法·····	·····杨培庆	176
程序设计新进展·····	·····孙永强	184
SJTU 科技情报联机检索系统的研究报告·····	·····戎行、方正、符见望	192
DJS—053 微型计算机开发系统总体设计·····	·····杜毅仁、赵正校、徐子亮、朱煜清	204
网络元件参数值可解性的一个理论·····	·····林争辉	224
人体模拟信息在仿生医学中的实验研究 ·····	·····钱存泽、沈汉昌、阙巧根、蔡秋白、衡 迪、陈 静	241

电子工程系

根据视觉特性修改图象直方图的原理和方法·····	顾福年	249
方园变换器的研制·····	曹菊良	261
变截面、变张角角锥多模喇叭的设计及相位中心的测量 ·····	沈民谊、邹元祥、邱源亨	268
改进型双镜无线副面散射场——几何绕射法解·····	邱源亨	281
光纤背向散射法衰减测量·····	郭云、张美敦	297
具有快捕式积分鉴相器和可变复位滤波器的数字锁相环·····	杨天祥	311

材料科学及工程系

Fe—Cr—Al合金减振性能的研究·····	李秀臣、张晨	326
18CrNiWA钢中温转变组织·····	俞德刚、郑经纮、沈甫法、杨春生	334
温挤压变形的最佳参数与数学模型·····	张质良、李信诗、丁澔	350
无毒芯砂的研究·····	邹忠桂、朱纯熙、严名山、温文鹏	360
低合金高强度钢焊接影响区的韧性·····	周浩森、张文珺、石忠贤、姚寿山	373
等离子弧焊过程的熔透适应控制——试验研究报告之三：脉宽控制法的适应控制潜力 ·····	何德孚、姚舜、倪纯珍、程筱芳、路桂银	389

CONTENTS

Department of Naval Architecture

- The Stress Analysis of Tubular Tee—Joints of Offshore Platform
..... *Chen Tie-yun Wu Shui-yun Zhu Nōng-shi* (1)
- Calculation and Test of Sea Loads of the S7—175 Container Ship in
Head Sea..... *Shaō Yōu-shing Wang Xing-fei Yang Dai-cheng* (14)
- Ship Rolling Under Action of Deterministic Exciting Moments
..... *Feng Tie-cheng* (28)
- The Influence of Length—Diameter Ratio and Contraction Coefficient on the
Performance of Ducted Propeller
..... *Xia Tai-chun Caō Mei-liang Liu Yue-yuan Zhōu Feng-bin* (39)
- A Method of Calculating the Pneumatic Wave Energy Conversion Buoy
..... *Wu Xiōng-jian* (53)

Department of Power Machinery Engineering

- Signal Processing of Torsional Vibration for Internal Combustion Engine
Shafting Systems *Chen Chih-yen* (68)
- The Studies of Processing P- ϕ Diagrams of Diesel Engines With the Help
of JK-110 Computer *Xie Jin-buō Zhang Lian-fang* (77)
- A Study on Utilizing Hot Water of Low Temperature as Heat Source by
LiBr Double-Absorption Refrigeration.....*Zhang Xu-yuan* (90)
- Simulating Research of the Self-Adjustable Characteristic of the Nuclear
Power Plant *Zhou Fa-qing* (104)

Department of Electrical Engineering and Computer Science

- Tinite Element Calculation of Nonlinear Magnetic Field of D—C Machines
.....*Wang Chun-quan* (117)
- An Lmproved Topological Equivalent for Static Security Analysis
..... *Wu Ji—shun* (126)

Study on Transient Phenomena in D.C. High Voltage Cascade Generator	<i>Lau Sing-tao Kwan Shee-kong Qiu Dong-gang</i> (135)
3000KV Impulse Generator	<i>Huang Jing-ming Chen Wen-zhen</i> (151)
An Adaptive Control for Numerical Controlled Linear Cutting Maching	<i>Yuan Chang-kui Chen Ying-lin Xie Jian-ying</i> (161)
Static Programming Method for Multi-Objective Optimal Control Problems	<i>Yang Pei-qing</i> (176)
On New Development of Programming	<i>Sun Yung-Chiang</i> (184)
Research Report on SJTU On-Line Information Retrieval System	<i>Rong Xing Fang Zheng Fu Jian-wang</i> (192)
The Architecture Design of Development System Microcomputer DJS-053	<i>Du Yi-ren Zhao Zhen-xiao Xu Zi-liang Zhu Yi-qing</i> (204)
A Theory for Network-Element-Value Solvability.....	<i>Lin Zheng-hui</i> (224)
Simulated Human-Body Information in Bio-Medical Therapy—Experimental Investigation in “Human-Body Field” (II)	<i>Qian Cun-ze Shen Han-chang Que Qiao-gen Cai Qiu-bai Heng Di Chen Jing</i> (241)

Department of Electronic Engineering

The Principles and Methods of Histogram Modification Adapted for Visual Perception	<i>Gu Fu-nian</i> (249)
Research for Transducer of Rectangular to Circular Waveguide	<i>Cao Ju-liang</i> (261)
Design of Multi Mode Pyramidal Horn With Change Flare-Angle and Sections and Measurement of Center of Phase	<i>Shen Min-yi Zou Youn-xiang Qiu Yuan-heng</i> (268)
The Scattered Fields from A Subreflector of A Modified Dual-Reflector Antenna; GTD Solution.....	<i>Qiu Yuan-heng</i> (281)
Optical Fiber Attenuation Measurement by The Backscattering Method	<i>Go Yun Chang Mei-tung</i> (297)
A Digital Phase-Locked Loop (DPLL) With Fast-Capture Integral Phase- Detector and Variable Reset Random Walk Filter (VR-RWF)	<i>Yang Tian-xiang</i> (311)

Department of Materials Science and Engineering

On The Damping Capacity of Some Fe-Cr-Al Alloys

..... *Li Xiu-chen Zhang Chen* (326)

The Microstructures of Intermediate-Temperature Transformation in 18CrNiWA Steel *Yu De-gang Zhen Jing-hong Shen Fu-fa Yang Chun-sheng* (334)

The Optimal Parameters of The Warm Extrusion Process and Mathematic Modes..... *Zhang Zi-liang Li Xin-shi Ding huan* (350)

Research of A Pollution-Free Core Sand

Zou Zhong-gui Zhu Chun-xi Yan Ming-shan Wen Wen-peng (360)

Weld HAZ Toughness of High Strength-Low Alloy Steel

..... *Zhou Hao-sen Zhang Wen-jun Si Zhong-xian Yao Shou-shan* (373)

Adaptive Control of Weld Penetration of Plasma arc Welding Process——

Report 3: Adaptive Control Potential(ACP)for Controlling Method of Pulse

Width..... *He De-fu Yao Shun Ni Chun-zhen Cheng Xiao-fang Lu Gui-yin* (389)

海洋钻井平台 T 型接头的应力分析

陈铁云 吴水云 朱农时

摘 要

本文从 A.C.Scordelis 提出的把闭合圆柱薄壳分成两个半壳的方案出发, 通过位移函数及 Fourier 展开, $\Phi_n(x, \varphi) = \sum_{i=1}^8 A_{ni} e^{i\varphi} X_n(x)$ 求解了圆柱薄壳的八阶偏微分方程。从而得到了海洋钻井平台 T 型接头应力分布的解析解, 并编制了相应的计算机程序。本文还对由 Donnell 简化计算结果所得来的误差与按 Love—Timoshenko 关系式计算所得的结果进行分析比较, 两者计算结果 ($w, N_\phi, M_\phi, N_x, M_x$) 的差异随着 L/D 的增大而增加, 但主要差异为 w 与 N_x 。关于以 M_ϕ, N_ϕ 为主要依据的壳体强度问题, 作者认为仍可采用 Donnell 简化来处理中长壳问题。同时在载荷传递系数方面, 我们提出沿交贯线的垂向位移根据位移连续条件来确定, 对 Scordelis 关于支管的绝对轴向刚度的假设进行了修正, 即使支管与弦管的直径比值 ($d/D > 0.25$) 比较大时能使本解析解的结果与试验结果及按有限元法计算结果相接近。

一、前 言

在海洋钻井平台结构中, 由于管状结构的重量较轻, 静力强度储备较大, 制造施工均较方便经济以及水动力特性良好, 而被广泛地采用。因而在钻井平台结构中出现了大量的“管状接头”。随之而出现了接头的强度问题。管与管之间的联接形式很多, 常见的有 T 型, 双 T 型、K 型及 TK 型的。除了这些简单接头外, 为了加强接头的强度, 还采用了一些有加强措施的接头, 称之为“加强接头”或“复杂接头”。在这些接头处, 则出现了很高的应力集中现象。其应力集中系数常有高达 20 以上的。这种高应力集中系数不仅关系到接头的静强度, 而且严重地影响接头的疲劳强度。因此, 确定钻井平台接头的应力集中系数对预估平台结构接头的疲劳寿命起着很重要的作用。

迄今为止, 研究接头强度的方法有三种: 光弹性模型法, 钢模试验法及计算法。近 20 年来, 由于电子计算机的迅速发展, 所以用计算方法来确定接头的应力分布得到普遍重视和推广。计算法分为有限元法和解析法两种。有限元法在结构计算方面已相当成熟, 国外已有各种现成程序可用来计算上述各种形式的管状接头的应力分布。但由于有限元法常常需要大容量高速电子计算机, 故在目前这种大型设备在国内尚不多的情况下, 普遍应用有限元法还有

一定困难。解析解则是依据弹性薄壳理论的圆柱壳体方程组。它所面临的两个主要困难为：求解偏微分方程组及如何恰当地把支管上的外载荷移置到弦管上去。由于电子计算机的出现，使用现代计算技术而使求解偏微分方程组得到了一些解决。另外，对外载荷的传递，作出恰当的假设。与有限元法相比，解析法对计算机容量要求低，前后处理及计算时间都大大缩短。因此，不论是在经济上还是针对我国计算机容量的现状，用计算机进行解析研究都有其实际意义。

二、圆柱壳的解析解

关于均质，各向同性的等厚度薄壳在通过附加结构传递的载荷作用下的应力分析的论文至今尚不多见，具有代表性的解法有两种，即Bijlaard的双三角级数解法及 Scordelis 的单三角级数解法。

Scordelis 讨论了圆管与圆管焊接的T型接头，把由支管传递到弦管上的载荷沿交贯线离散成若干段线载荷（图1）。

对每一段作用在弦管上的线载荷，Scordelis 为了避免求解特解的困难，把闭合圆柱壳看作是沿线载荷作用的母线联结的两只半壳，则此线载荷就被视作半壳的边界条件了。从而，对半壳而言，其齐次解就是它的全解了（图2）。

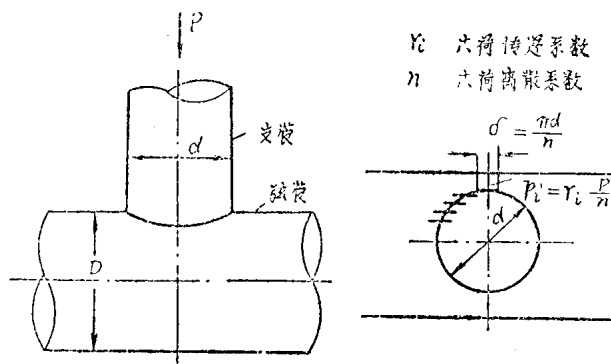


图1 T型管接头及载荷离散

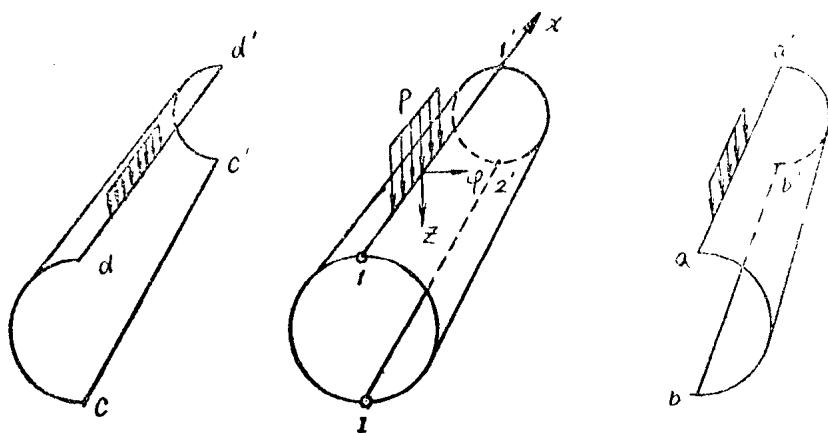


图2 闭合壳由两只半壳组成

然后，利用两只半壳联接处的位移连续条件和静力平衡条件，就能求得闭合壳在此线载荷作用下的解。最后，应用叠加原理，便可求得在整个外载荷作用下弦管的解。

(1) 圆柱薄壳的方程组及其解

按上述求解思路, 我们列出在右手系(图3)下的以Love—Timoshenko关系式为基础的以位移表示的圆柱薄壳平衡方程组。

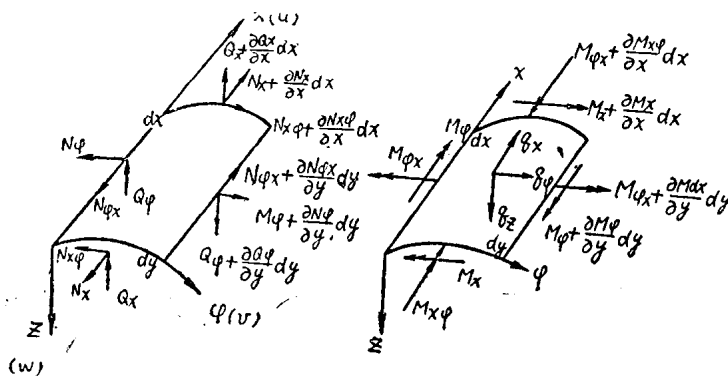


图3 圆柱壳座标及位移, 内力方向

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1-\nu}{2R} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}\right)u + \frac{1+\nu}{2R} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial \varphi} - \frac{\nu}{R} \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{1-\nu^2}{Eh} q_x = 0$$

$$\frac{1+\nu}{2R} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial \varphi} + \left(\frac{1}{R^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)v - \left[\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} - C^2 \left(\frac{1}{R^2} \frac{\partial^3}{\partial \varphi^3} + \frac{\partial^3}{\partial x^2 \partial \varphi}\right)\right]w$$

$$+ \frac{1-\nu^2}{Eh} q_\varphi = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\nu}{R} \frac{\partial u}{\partial x} + \left[\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} - C^2 \left(\frac{1}{R^2} \frac{\partial^3}{\partial \varphi^3} + (2-\nu) \frac{\partial^3}{\partial x^2 \partial \varphi}\right)\right]v - \left(C^2 R^2 \nabla^2 \nabla^2 + \frac{1}{R^2}\right)w + \frac{1-\nu^2}{Eh} q_z = 0$$

式中 $C^2 = \frac{h^2}{12R^2}$, ∇^2 为 Laplace 算子

在我们所研讨的情形里, $q_x = q_\varphi = q_z = 0$

如 B. 3. Власов 那样引入位移函数 $\Phi(x, \varphi)$, 即令:

$$u = \frac{\nu}{R} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial x^3} - \frac{1}{R^3} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial x \partial \varphi^2} + C^2 \frac{1+\nu}{1-\nu} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial^5 \Phi}{\partial x^3 \partial \varphi^2} + \frac{1}{R^3} \frac{\partial^5 \Phi}{\partial x \partial \varphi^4}\right)$$

$$v = \frac{2+\nu}{R^2} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial x^2 \partial \varphi} + \frac{1}{R^4} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial \varphi^3} - C^2 \left[\frac{1}{1-\nu} \frac{\partial^5 \Phi}{\partial x^4 \partial \varphi} + \frac{3-\nu}{R^2(1-\nu)} \frac{\partial^5 \Phi}{\partial x^2 \partial \varphi^3} + \frac{1}{R^4} \frac{\partial^5 \Phi}{\partial \varphi^5}\right] \quad (2)$$

$$w = \frac{\partial^4 \Phi}{\partial x^4} + \frac{2}{R^2} \frac{\partial^4 \Phi}{\partial x^2 \partial \varphi^2} + \frac{1}{R^4} \frac{\partial^4 \Phi}{\partial \varphi^4}$$

这样, (1)式的前两式便自然满足, 而将(2)式代入(1)式的第三式便得到用 $\Phi(x, \varphi)$ 表示的圆柱薄壳的相容方程

$$\nabla^2 \nabla^2 \nabla^2 \nabla^2 \Phi + \frac{1-\nu^2}{R^4 C^2} \frac{\partial^4 \Phi}{\partial x^4} + \frac{1}{R^2} \left[\frac{6+\nu-\nu^2}{R^2} \frac{\partial^6 \Phi}{\partial x^4 \partial \varphi^2} + \frac{7+\nu}{R^4} \frac{\partial^6 \Phi}{\partial x^2 \partial \varphi^4} + \frac{2}{R^6} \frac{\partial^6 \Phi}{\partial \varphi^6}\right] = 0 \quad (3)$$

如将(2)式代入以位移表达的物理方程组, 便可得到用 $\Phi(x, \varphi)$ 表示的内力, 内力矩表

达式。因此，我们只要从相容方程(3)求得 $\Phi(x, \varphi)$ ，便可很容易的求得柱壳任意点处的位移和内力了。

方程(3)为常系数线性偏微分方程，我们采用分离变量法求解。令

$$\Phi(x, \varphi) = \sum \Phi_n(x, \varphi) = \sum F_n(\varphi) X_n(x) \quad (4)$$

我们考虑两端简支的圆柱薄壳，即 $v_{x=0, L} = w_{x=0, L} = 0$ 因此我们假设

$$\Phi_n(x, \varphi) = \sum_{i=1}^8 A_{ni} e^{\mu_i \varphi} \cdot X_n(x) \quad (5)$$

式中，当 $n=1, 3, 5, \dots$ 时，取 $X_n(x) = \cos \frac{n\pi x}{L}$

当 $n=2, 4, 6, \dots$ 时，取 $X_n(x) = \sin \frac{n\pi x}{L}$ (6)

将(5)代入(3)式便可得到确定对应于每一相应 n 的 μ_i 值的八次代数方程式，即

$$\begin{aligned} \mu_i^8 - (4\omega^2 - 2) \cdot \mu_i^6 + [6\omega^4 - (7 + \nu)\omega^2] \mu_i^4 - [4\omega^6 - (6 + \nu - \nu^2)\omega^4] \mu_i^2 \\ + (\omega^8 + \frac{1 - \nu^2}{C^2} \omega^4) = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

式中 $\omega = \frac{n\pi R}{L}$

用Lagrange—Decartes法求解(7)式的八个根为，

$$\begin{aligned} \mu_{1, 2, 3, 4} &= \pm(\alpha_1 \pm j\beta_1) \\ \mu_{5, 6, 7, 8} &= \pm(\alpha_2 \pm j\beta_2) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \text{式中} \quad \alpha_i &= \sqrt{\frac{\sqrt{A_i^2 + B_i^2} + A_i}{2}} \\ \beta_i &= \sqrt{\frac{\sqrt{A_i^2 + B_i^2} - A_i}{2}} \\ j &= \sqrt{-1} \end{aligned} \quad (i=1, 2)$$

$$\begin{aligned} \text{而} \quad A_{1, 2} &= \frac{1}{4}(-a \pm \sqrt{y_1}) \\ B_{1, 2} &= \frac{1}{4}(\sqrt{-y_2} \pm \sqrt{-y_3}) \end{aligned}$$

$$y_i = Z_i - \frac{r}{3} \quad (i=1, 2, 3)$$

$$Z_k = 2\sqrt{\frac{-p}{3}} \cos \frac{\theta + 2(K-1)\pi}{3} \quad (K=1, 2, 3)$$

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{q}{-2\sqrt{\left(\frac{-p}{3}\right)^3}} \right)$$

$$p = S - \frac{r^2}{3}$$

$$\begin{aligned}
q &= (2r^3 - 9rs + 27t)/27 \\
r &= -(3a^2 - 8b) \\
S &= 3a^4 - 16a^2b + 16b^2 + 16ac - 64d \\
t &= -(a^3 - 4ab + 8c)^2 \\
a &= 4\omega^2 - 2, \quad b = 6\omega^4 - (7 + \nu)\omega^2 \\
C &= 4\omega^6 - (6 + \nu - \nu^2)\omega^4, \quad d = \omega^8 + \frac{1 - \nu^2}{C^2}\omega^4
\end{aligned}$$

于是(6)式可展开成

$$\Phi_n(x, \varphi) = (A_{n1}e^{\mu_1\varphi} + \dots + A_{n8}e^{\mu_8\varphi})X_n(x)$$

其中 $A_{n1}, A_{n2}, \dots, A_{n8}$ 为任意复常数, 考虑到

$$A_{n1}e^{(\alpha_1 + \beta_1 i)\varphi} + A_{n2}e^{(\alpha_1 - \beta_1 i)\varphi} = (a_1 \cos \beta_1 \varphi + a_2 \sin \beta_1 \varphi)e^{\alpha_1 \varphi}$$

其中 a_1, a_2 为任意实数, 则有

$$\begin{aligned}
F(\varphi) &= e^{\alpha_1 \varphi}(a_1 \cos \beta_1 \varphi + a_2 \sin \beta_1 \varphi) + e^{\alpha_2 \varphi}(a_3 \cos \beta_2 \varphi + a_4 \sin \beta_2 \varphi) \\
&\quad + e^{-\alpha_1 \varphi}(a_5 \cos \beta_1 \varphi + a_6 \sin \beta_1 \varphi) + e^{-\alpha_2 \varphi}(a_7 \cos \beta_2 \varphi + a_8 \sin \beta_2 \varphi) \\
&= \begin{bmatrix} \cos \beta_1 \varphi e^{\alpha_1 \varphi} \\ \sin \beta_1 \varphi e^{\alpha_1 \varphi} \\ \cos \beta_2 \varphi e^{\alpha_2 \varphi} \\ \vdots \\ \sin \beta_2 \varphi e^{-\alpha_2 \varphi} \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ \vdots \\ a_8 \end{bmatrix} = [A]^T \{a\} \quad (9)
\end{aligned}$$

其中 $\{a\} = [a_1, a_2, \dots, a_8]^T$ 为 8 个积分常数, 由 $\varphi = \text{const}$ 的边界条件确定。在 $\varphi = \text{const}$ 的直线边界上, 共有四个边界力和四个边界位移, 即 $N_{x\varphi}, N_{\varphi}, Q'_{\varphi} = Q_{\varphi} + \frac{\partial M_{\varphi x}}{\partial x}$, M_{φ} 以及 $u, v, w, \theta = \frac{\nu}{R} + \frac{\partial w}{R \partial \varphi}$ (为 Z 轴绕 x 轴转动的角度)。因此, 在我们所讨论的半壳的情况下, 在 $\varphi = \text{const}$ 的两个纵长边界上, 共有八个静力边界条件, 因此, 可用来求出八个积分常数 $\{a\}$ 。因此, 位移函数便被完全求得。把 Φ 的结果代入用 $\Phi(x, \varphi)$ 表达的位移, 内力及内力矩的表达式中, 便可形如 $\sum G_n(\varphi)X_n(x)$ 地表示位移, 内力, 内力矩的解。

(2) 圆柱薄壳解的矩阵形式

在以上求解过程中, 我们将 $\Phi(x, \varphi)$ 展成了 Fourier 级数, 因此, 外力及求得的位移, 内力, 内力矩都相应地是 Fourier 级数形式。所以, 对于级数的第 n 项, 我们可以分别用它们的幅值 $\bar{u}_n = G_n(\varphi), \bar{v}_n = G_v(\varphi), \dots$ 来表示。故对图二所示 ab 半壳, 则 $\varphi = \text{const}$ 的两个纵长边界 aa' 边及 dd' 边上的位移及边界力可写成列阵形式:

$$\{v\}_{8 \times 1} = \begin{Bmatrix} v_a \\ v_b \end{Bmatrix} = [\bar{u}_a, \bar{v}_a, \bar{w}_a, \bar{\theta}_a, \bar{u}_b, \bar{u}_b, \bar{w}_b, \bar{\theta}_b]^T \quad (10)$$

$$\{S\}_{8 \times 1} = \begin{Bmatrix} S_a \\ S_b \end{Bmatrix} = [\bar{N}_{x\varphi a}, \bar{N}_{\varphi a}, \bar{Q}'_{\varphi a}, \bar{M}_{\varphi a}, \bar{N}_{x\varphi b}, \bar{N}_{\varphi b}, \bar{Q}'_{\varphi b}, \bar{M}_{\varphi b}]^T$$

同样对于 dc 半壳的 dd' 边及 cc' 边也有相似的表达形式。因此, 我们又有:

$$\{v\}_{8 \times 1} = [B_V]_{8 \times 1} \{a\}_{8 \times 1} \quad (a)$$

$$\begin{aligned}
\{S\}_{ab} &= [B_S]_{ab} \{a\}_{ab} & (b) \\
\{v\}_{dc} &= [B_V]_{dc} \{a\}_{dc} & (c) \\
\{S\}_{dc} &= [B_S]_{dc} \{a\}_{dc} & (d)
\end{aligned}
\tag{11}$$

其中, $\{a\}_{ab}$ 及 $\{a\}_{dc}$ 分别是 ab 半壳及 dc 半壳的积分常数, $[B_V]_{ab}$ 、 $[B_V]_{dc}$ 则分别是由 $\bar{G}_a(\varphi)$, $\dots$, $\bar{G}_6(\varphi)$ 中积分常数前面的系数组成的系数矩阵, $[B_S]_{ab}$ 等也亦然。它仅由壳体的几何参数及边界位置 φ 确定。因此, 由 (11) a , c 式可得

$$\begin{aligned}
\{a\}_{ab} &= [B_V]_{ab}^{-1} \{v\}_{ab} \\
\{a\}_{dc} &= [B_V]_{dc}^{-1} \{v\}_{dc}
\end{aligned}
\tag{12}$$

代入 (11) b , d 两式, 有

$$\begin{aligned}
\{S\}_{ab} &= [B_S]_{ab} [B_V]_{ab}^{-1} \{v\}_{ab} = [k]_{ab} \{v\}_{ab} \\
\{S\}_{dc} &= [B_S]_{dc} [B_V]_{dc}^{-1} \{v\}_{dc} = [k]_{dc} \{v\}_{dc}
\end{aligned}
\tag{13}$$

式中 $[k]_{ab}$, $[k]_{dc}$ 分别为 ab , dc 半壳中将边界位移和边界力联系起来的单元刚度矩阵。现在, 利用两个半壳在联接边缘处的位移连续条件和静力平衡条件, 即

$$\begin{aligned}
\{v\}_{ab} &= \{v\}_{dc} = \{V\} & (a) \\
\{S\}_{ab} + \{S\}_{dc} &= \{R\} & (b)
\end{aligned}
\tag{14}$$

式中, $\{V\}$ 为闭合壳 (图 2) 1—1', 及 2—2' 处的位移, $\{R\}$ 为相应处的外力。将 (13) 式代入 (14) b 并应用 (14) a 式, 得

$$\{R\} = [k]_{ab} \{v\}_{ab} + [k]_{dc} \{v\}_{dc} = [K] \{V\}
\tag{15}$$

这样便建立了沿母线 1—1' 及 2—2' 处的外载荷与位移之间的关系式。当 $\{R\}$ 和 $\{V\}$ 中共 16 个量中有 8 个为已知时, 便可求得另外 8 个未知量。在我们的情况下, 沿母线 1—1' 及 2—2' 处的外载荷 $\{R\}$ 是已知的, 于是由 $\{V\} = [K]^{-1} \{R\}$ 便可求得位移, 将 $\{v\}_{ab} = \{v\}_{dc} = \{V\}$ 代入 (12) 式, 便求得 $\{a\}_{ab}$ 及 $\{a\}_{dc}$ 的值, 将其代入解的结果 $\sum G_n(\varphi) X_n(x)$ 中, 便可求得任意 (x, φ) 处的位移, 内力及内力矩了。

(3) 外载荷形式及其 Fourier 展开

由于在以上的解析解中, 位移, 内力等都是 Fourier 级数的形式, 因此外力也必须作相应的 Fourier 展开。我们现在考虑在每一条母线上可以同时受有五种不同形式的均匀线载荷, 而几条不同规格的同种线载荷又可以叠加成任意形状的。对每个载荷, 我们可以用三个参数来描述: (I) 载荷总量, (II) 均匀分布的载荷长度 δ , (III) 自壳的左端起至线载荷中心 (即 $\delta/2$ 处) 的距离 ξ (图 4)。纵向力矩 M_x 和径向力矩 M_z 均静力等效地由径向载荷或切向载荷代替, 如图 4——(d)、(e) 所示。

把径向载荷 P (图 4— a) 沿母线作 Fourier 展开 (座标原点取在弦管的中点处), 则

$$P(x) = \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} a_n \cos \frac{n\pi x}{L} + \sum_{n=2,4,\dots}^{\infty} b_n \sin \frac{n\pi x}{L}
\tag{16}$$

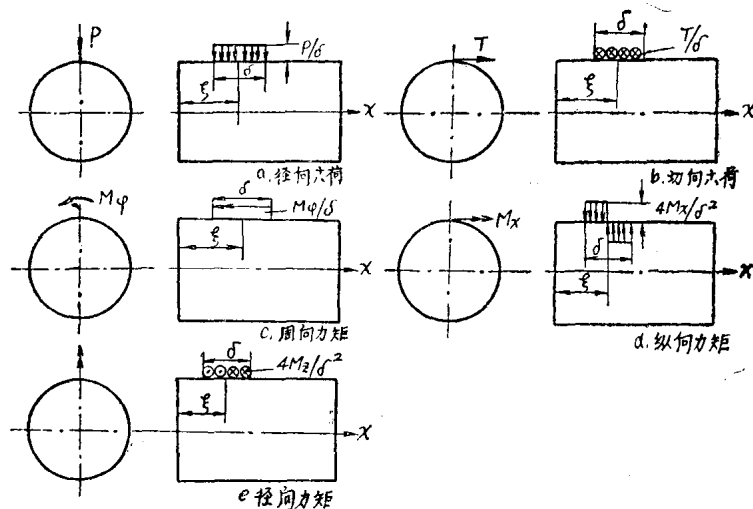


图4 外带荷的形式及参数表示

式中
$$a_n = (-1)^{\frac{n+3}{2}} \frac{4P}{n\pi\delta} \sin \frac{n\pi\xi}{L} \sin \frac{n\pi\delta}{2L}$$

$$b_n = (-1)^{\frac{n}{2}} \frac{4P}{n\pi\delta} \sin \frac{n\pi\xi}{L} \sin \frac{n\pi\delta}{2L}$$

把 T 和 M_ϕ 分别代替(16)式中的 P ，便可得到切向载荷和周向力矩的 Fourier 展开。

将 M_x 由静力等效的径向载荷代替(图4—d)，便可得纵向力矩 M_x 的 Fourier 展开，即

$$P(x) = \sum_{n=1,3,\dots} a_n \cos \frac{n\pi x}{L} + \sum_{n=2,4,\dots} b_n \sin \frac{n\pi x}{L}$$

式中
$$a_n = (-1)^{\frac{n+3}{2}} \frac{16M_x}{n\pi\delta^2} \cos \frac{n\pi\xi}{L} \left(\cos \frac{n\pi\delta}{2L} - 1 \right) \quad (17)$$

$$b_n = (-1)^{\frac{n}{2}} \frac{16M_x}{n\pi\delta^2} \cos \frac{n\pi\xi}{L} \left(\cos \frac{n\pi\delta}{2L} - 1 \right)$$

同理可得 M_z 的 Fourier 展开。

三、数值计算

为着验证上述解析解的正确性，我们用 FORTRAN 语言编制了计算机程序 I 和程序 II，并在交大 DJS—6 机上实现了计算。

这两个程序可用来计算简支圆柱薄壳在各种局部线载荷作用下的位移，内力与内矩。程序 I 局限于沿一条母线的线载荷，此载荷可以是图4所示五种载荷中的一种或它们的组合。

程序 II 是程序 I 的扩充, 可以用来计算面载荷的情形。也就是把面载荷离散成若干条与母线平行的线载荷, 然后按程序 I 计算, 最后进行迭加。

(1) 我们使用程序 I 计算了图 4 中 (a)、(d)、(c) 三种情况的载荷。壳体的几何参数皆为: $D=200$, $L=100$, $T=1$, 材料参数为 $E=10^6$, $\nu=0.3$ 。载荷参数, $\xi=L/2$, $\delta=5$, 而载荷总量对三种情况分别为: A: $P=10^4$, B: $M_x=-10^8$, C: $M_\phi=10^8$ 。现将计算结果与 Kemper 的结果比较如下 (表 I)

表一

	A		B		C	
	$P=1 \times 10^4$		$M_x=-10^8$		$M_\phi=+10^8$	
	$X=0 \quad \phi=0$		$X=1.25 \quad \phi=0$		$X=0 \quad \phi=0.0125 \text{ (rad)}$	
	Kemper	Program I	Kemper	Program I	Kemper	Program I
W	0.111×10^1	0.1110×10^1	0.204×10^3	0.2039×10^3	-0.2679×10^3	-0.2682×10^3
M_ϕ	0.288×10^4	0.2884×10^4	0.675×10^7	0.6724×10^7	-1.000×10^7	-0.6110×10^7
M_x	0.205×10^4	0.2040×10^4	0.667×10^7	0.6639×10^7	-0.300×10^7	-0.2956×10^7
N_ϕ	-0.198×10^4	-0.1981×10^4	-0.114×10^7	-0.1134×10^7	0.399×10^6	0.2360×10^6
N_x	-0.151×10^4	-0.1509×10^4	-0.279×10^6	-0.2790×10^6	0.464×10^6	0.3229×10^6

从表 1 可知, 特别是 A, B 两种情况, 结果是完全一致的。

(2) 为了与 Bijlaard 的双三角级数解进行比较, 我们使用程序 II 计算了在圆柱薄壳表面作用有矩形分布面载荷的情形 (图 5)

壳体的几何参数为:

	A	B	C	D	E	F
T/R	0.02	0.02	0.02	0.01	0.01	0.01
L/R	3	8	20	3	8	30

载荷参数对于这六种情况均为 $C_1=C_2=\frac{R}{8}$ 。

我们在计算程序 II 中分别使用了 Donnell 方程和 Love—Timoshenko 方程, 以便对误差进

行比较。对于外载荷, 则是将其离散成 11 条沿母线方向的载荷。计算结果与 Bijlaard 的结果进行了比较 (表 II), 由表 II 可见, 当 L/R 较小时 (短壳), 本程序计算结果与 Bijlaard 的结果非常一致。但当 L/R 较大时 (中长壳), 则由 Donnell 简化所引起的误差就较显著。而用 Love—Timoshenko 方程的计算结果与 Bijlaard 的结果是完全一致的。这说明将面载荷离散成线载荷所引起的误差是极小的。

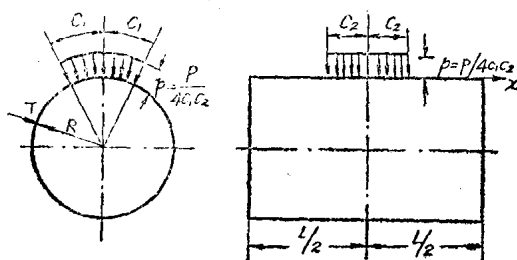


图 5 受分布带荷的柱壳

表二

几何情况	载荷作用区中心值	W/P	M_φ/P	M_x/P	$-N_\varphi/P$	$-N_x/P$
		ER			R	R
A	Bijlaard $m=41$ $n=61$	3.654	0.0863	0.0599	6.4512	7.120
	Program (D)	3.422	0.0888	0.0557	6.4237	6.835
	Program (L)	3.519	0.0873	0.0563	6.415	7.075
B	Bijlaard	6.924	0.0967	0.0614	6.4816	8.064
	Program (D)	6.118	0.0963	0.0580	6.3794	7.580
	Program (L)	6.919	0.0975	0.0592	6.3587	8.079
C	Bijlaard	12930	0.1030	0.0634	6.4336	8.704
	Program (D)	9535	0.1020	0.0626	6.4275	7.954
	Program (L)	12564	0.1045	0.0639	6.3998	8.659
D	Bijlaard	15800	0.0626	0.0343	9.5776	12.784
	Program (D)	15164	0.0633	0.0344	9.5575	12.507
	Program (L)	15689	0.0635	0.0347	9.5597	12.784
E	Bijlaard	30136	0.0716	0.0394	9.7920	14.192
	Program (L)	30052	0.0719	0.0370	9.4972	14.208
F	Bijlaard	71448	0.0767	0.0400	9.6176	15.472
	Program (L)	69089	0.0781	0.0409	9.6054	15.741

四、T 型接头应力分析

上节已验证了本文解析解的正确性。但以上计算都是作用在弦管上的外载荷已知的情况下进行的。然而在我们所研讨的 T 型接头中，外载荷是由支管传递到弦管上去的，因此，需要知道外载荷在支弦管交接处的传递规律。当然，这是一个比较复杂的问题。为了简便起见，我们采用 Scordelis 认为载荷沿交贯线垂直地传递到弦管上去的假定，但对 Scordelis 的支管绝对轴向刚度的假定进行了修正。只有当支管直径与弦管直径之比 d/D 较小时，Scordelis 的假定引起的误差较小，而当 d/D 比增大时，则必须把支管的轴向压缩也考虑进去，因此我们把支、弦管的变形一并考虑，然后，利用支、弦管交接处的位移连续条件和静力平衡条件，求得垂向传递的载荷分布。

下面，我们就用矩阵形式推导寻求载荷传递规律的公式。

首先，我们引入载荷传递系数的概念，图 6 为支弦管交贯线的俯视图。作用在支管上的外载荷 P 在交贯线处以按某种规律变化的环形线载荷作用到弦管上。现在，我们把这线载荷沿交贯线等距离的离散线成 n 条与母线平行的线载荷，这些线载荷的中点均在交贯线上，载

荷长度 $\delta = \frac{\pi d}{n}$ 。设平均线载荷总量 $P_0 = \frac{P}{n}$ ，令 λ_i 为第

i 段线载荷总量与平均线载荷总量之比。即 $\lambda_i = \frac{P_i}{P_0}$ 。或

$P_i = P_0 \cdot \lambda_i$ ，因此有：

$$\begin{aligned} P_1 + P_2 + \cdots + P_n &= P_0 (\lambda_1 + \lambda_2 + \cdots + \lambda_n) \\ &= P = n \cdot P_0, \text{ 则} \\ \lambda_1 + \lambda_2 + \cdots + \lambda_n &= n \end{aligned} \quad (18)$$

式中， λ_i 就称为载荷传递系数，用 $\{\lambda\} = [\lambda_1, \lambda_2, \cdots, \lambda_n]^T$ 表示之。于是，沿交贯线作用在弦管上的外载荷列阵即为：

$$\{R\}_c = [P_1, P_2, \cdots, P_n]^T = P_0 [\lambda_1, \cdots, \lambda_n]^T = P_0 \{\lambda\} \quad (19)$$

然后，我们可以找到在这 n 个点之间的外载荷与垂向位移之间的关系式，即

$$\{\Delta\}_c = [F]_c \cdot \{R\}_c \quad (20)$$

$\{\Delta\}_c$ 为弦管上沿交贯线均匀间隔的这 n 个点处的垂向位移， $[F]_c$ 为把外载荷 $\{R\}_c$ 与位移 $\{\Delta\}_c$ 联系起来的弦管柔度矩阵，它仅与弦管的几何参数，所取的点数及位置有关。对一个已知的 T 型管接头以及一定的离散数 n ， $[F]_c$ 是已知的。

同样，对于支管我们亦可以得到关系式：

$$\{\Delta\}_b = [F]_b \{R\}_b \quad (21)$$

式中 $\{\Delta\}_b$ 即为支管在外载荷作用下的轴向位移， $\{R\}_b$ 为作用在支管上的外力，现在即弦管

对支管的反作用力。而 $[F]_b$ 即为支管的柔度系数矩阵。下面，我们就来考察 T 型接头在外载荷作用下变形后 $\{\Delta\}_c$ 与 $\{\Delta\}_b$ 之间的关系。(图 7)

$\{\Delta\}_c$ 即为弦管上沿交贯线各点的位移， $\{\Delta\}_b$ 为支管上沿交贯线处各点相对于支管顶端的位移，而 $\{\Delta\}_c$ 为支管顶端的位移。当支管足够长时 ($l > r$)， $\{\Delta\}_c$ 为均匀位移，即有 $\{\Delta\}_c = [1, 1, \cdots, 1]^T \cdot \delta_c = \delta_c \cdot \{1\}$ 。因此我们根据交贯线处支管与弦管的位移连续条件，从图 7 可得

$$\{\Delta\}_c = \{\Delta\}_c + \{\Delta\}_b \quad (22)$$

(22) 式即为支弦管交接处的位移连续条件。另外，在交贯线上，根据静力平衡条件，显而易见有：

$$\{R\}_c = \{R\}_b = P_0 \{\lambda\} \quad (23)$$

因而，把 (20)、(21) 式代入 (22) 式并应用 (23) 式可得：

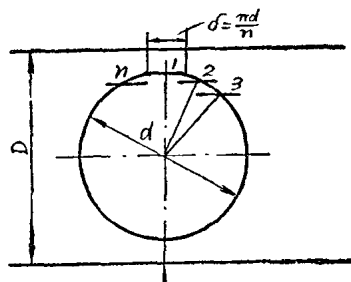


图 6

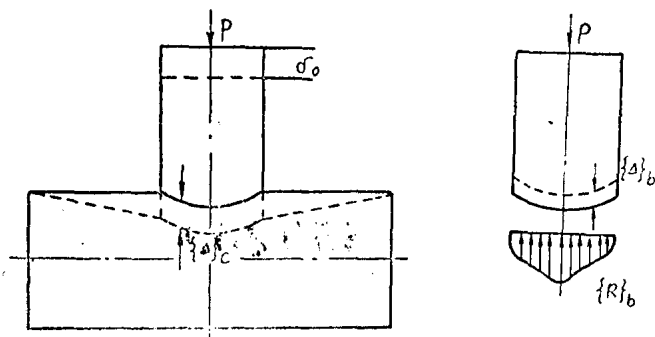


图 7 T型接头变形示意图