

样条子域法计算折板问题

王建国

(合肥工业大学)

摘 要

本文把样条子域法应用到折板结构中,采用三次B样条函数与满足边界条件的级数乘积作为折板的位移函数。应用最小势能原理,建立了折板结构分析的样条子域法。与通用有限元法及有限条法相比,本文方法具有精度高,未知数少,程序易于编制等优点,可在微型机及小型机上解决工程问题。文中给出数值例题,计算结果表明,该方法是十分有效的。

一、引 言

折板结构在工程中用途很广,柱形壳的横截面如果以其内接多边形来代替其原有弧形,也就成为一个典型的折板结构。文献^[2]的作者张佑启把三阶的弯曲条和线性平面应力条结合起来形成一个既有弯曲又有膜力作用的壳条,用来分析折板结构取得很好效果。

本文取三次B样条函数构造的梁的挠度函数(见文献^[5])和级数的乘积作为折板结构的位移函数,应用最小势能原理导出了折板结构分析的样条子域法。

二、折板问题的样条子域法

1、位移函数

图1 表示一个典型的板条,我们选择以三次B样条函数构造的梁的挠度函数(见文献^[5])与满足边界条件的级数(文献^[2])的乘积作为折板结构的位移函数。表示如下:

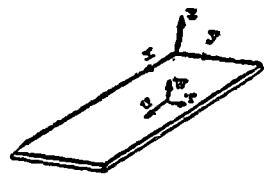


图 1

$$\left. \begin{aligned} u &= \sum_{n=1}^r \bar{Y}_n(x) [\phi(y)] [Q]\{u\}_n = [\bar{Y}(x)] \otimes [\phi(y)] [Q]\{u\} \\ v &= \sum_{n=1}^r Y_n(x) [\phi(y)] [Q]\{v\}_n = [Y(x)] \otimes [\phi(y)] [Q]\{v\} \\ w &= \sum_{n=1}^r Y_n(x) [\phi(y)] [Q]\{w\}_n = [Y(x)] \otimes [\phi(y)] [Q]\{w\} \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

上式中, $[\phi(y)]$ 为三次 B 样条函数组成的行阵, $[\bar{Y}(x)]$ 和 $[Y(x)]$ 均为满足边界条件的级数所组成的行阵, $[Q]$ 的具体形式见文献^[5]。

$$[\phi(y)] = [\phi_{-1}(y) \ \phi_0(y) \ \phi_1(y) \ \cdots \ \phi_{N+1}(y)] \quad (2.2)$$

$$[\bar{Y}(x)] = [\bar{Y}_1(x) \ \bar{Y}_2(x) \ \cdots \ \bar{Y}_r(x)] \quad (2.3)$$

$$[Y(x)] = [Y_1(x) \ Y_2(x) \ \cdots \ Y_r(x)] \quad (2.4)$$

$\{u\}$, $\{v\}$, $\{w\}$ 均为样条插值结点的位移参数列阵。

$$\{u\}^T = [\{u\}_1^T \ \{u\}_2^T \ \cdots \ \{u\}_r^T] \quad (2.5)$$

$$\{u\}_i^T = \left[u_0 \ \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 \ u_1 \ u_2 \ \cdots \ u_{N-1} \ u_N \ \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{Ni} \right] \quad (2.6)$$

$\{v\}$, $\{w\}$ 与 $\{u\}$ 类似。现将 (2.1) 式写成矩阵形式:

$$\begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} [\bar{Y}(x)] \otimes [\phi(y)] [Q] & 0 & 0 \\ 0 & [Y(x)] \otimes [\phi(y)] [Q] & 0 \\ 0 & 0 & [Y(x)] \otimes [\phi(y)] [Q] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{u\} \\ \{v\} \\ \{w\} \end{Bmatrix} = [H] \{R\} \quad (2.7)$$

2、折板的基本方程

我们假设折板中平面应力与弯曲应力互不影响, 折板的基本方程则由平面问题的基本方程和弯曲问题的基本方程组合而成。

几何方程

$$\{\varepsilon\} = \begin{Bmatrix} \{\xi\} \\ \{x\} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} & 2 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \end{bmatrix}^T \quad (2.8)$$

物理方程

$$\{\sigma\} = [N_1 N_2 N_{12} M_1 M_2 M_{12}]^T = E' \begin{bmatrix} [d] & \\ & \frac{t^2}{12} [d] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{\xi\} \\ \{x\} \end{Bmatrix} \quad (2.9)$$

其中:

$$[d] = \begin{bmatrix} 1 & \mu & 0 \\ \mu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-\mu}{2} \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

N_1, N_2, N_{12} 为薄膜内力, M_1, M_2, M_{12} 为弯曲内力, μ 为泊松比, $E' = \frac{Et}{1-\mu_2}$, E 为弹性模量, t 为板的厚度。

3、能量泛函

$$\begin{aligned} \Pi_e = & \frac{1}{2} \iint_{S_e} (E' \{\xi\}^T [d] \{\xi\} + \frac{E' t^2}{12} \{x\}^T [d] \{x\}) dx dy \\ & - \iint_{S_e} \{U\}^T \{p\} dx py \end{aligned} \quad (2.11)$$

式中 Π_e 为单个板块的能量泛函, $\{U\}$ 为位移向量, $\{p\}$ 为荷载向量, S_e 为单个板块的面积。

我们把位移函数表达式 (2.1) 代入几何方程 (2.8) 可得:

$$\begin{aligned} \{\xi\} = & \begin{bmatrix} [\bar{Y}'(x)] \otimes [\phi(y)] [Q] & 0 & 0 \\ 0 & [Y(x)] \otimes [\phi'(y)] [Q] & 0 \\ [\bar{Y}(x)] \otimes [\phi'(y)] [Q] & [Y'(x)] \otimes [\phi(y)] [Q] & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{u\} \\ \{v\} \\ \{w\} \end{Bmatrix} \\ = & [B_p] \{R\} \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \{x\} = & \begin{bmatrix} 0 & 0 & [Y''(x)] \otimes [\phi(y)] [Q] \\ 0 & 0 & [Y(x)] \otimes [\phi''(y)] [Q] \\ 0 & 0 & 2[Y'(x)] \otimes [\phi'(y)] [Q] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{u\} \\ \{v\} \\ \{w\} \end{Bmatrix} \\ = & [B_b] \{R\} \end{aligned} \quad (2.13)$$

把 (2.12), (2.13) 代入势能泛函方程 (2.11) 中, 其势能泛函可以写成如下形式:

$$\Pi_e = \frac{1}{2} \{R\}^T [K] \{R\} - \{R\}^T \{P\} \quad (2.14)$$

式中:

$$[K] = \iint_{S_e} (E' [B_p]^T [d] [B_p] + \frac{E' t^2}{12} [B_b]^T [d] [B_b]) dx dy \quad (2.15)$$

$$\{P\} = \iint_{S_e} [H]^T \{p\} dx dy \quad (2.16)$$

4、板块的刚度方程

根据最小势能原理, 我们求得单个板块的刚度方程。

$$[K] \{R\} = \{P\} \quad (2.17)$$

方程 (2.17) 就是板块的刚度方程。把 (2.12), (2.13) 代入方程 (2.15) 中, 然后再把 (2.15), (2.16) 代入 (2.17) 中并展开, 我们得到如下形式的刚度方程。

$$\begin{pmatrix} K_{uu} & K_{uv} & K_{uw} \\ \text{对 称} & K_{vv} & K_{vw} \\ & & K_{ww} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \{u\} \\ \{v\} \\ \{w\} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \{p_u\} \\ \{p_v\} \\ \{p_w\} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

上式中:

$$\left. \begin{aligned} K_{uu} &= H_x \otimes F_v + \frac{1-\mu}{2} G_x \otimes C_v \\ K_{uv} &= \mu E_x^T \otimes H_v + \frac{1-\mu}{2} B_x \otimes H_v^T \\ K_{vw} &= 0 \quad K_{uw} = 0 \\ K_{vv} &= F_x \otimes C_v + \frac{1-\mu}{2} D_x \otimes F_v \\ K_{ww} &= \frac{t^2}{12} (A_x \otimes F_v + \mu C_x^T \otimes B_v^T + \mu C_x \otimes B_v + F_x \otimes A_v + 2(1-\mu) D_x \otimes C_v) \end{aligned} \right\} (2.19)$$

$$\left. \begin{aligned} \{P_u\} &= \frac{1-\mu^2}{Et} \int \int_{s_e} [\bar{Y}(x)]^T \otimes [Q]^T [\phi(y)]^T p_x dx dy \\ \{P_v\} &= \frac{1-\mu^2}{Et} \int \int_{s_e} [Y(x)]^T \otimes [Q]^T [\phi(y)]^T p_y dx dy \\ \{p_w\} &= \frac{1-\mu^2}{Et} \int \int_{s_e} [Y(x)]^T \otimes [Q]^T [\phi(y)]^T p_x dx dy \end{aligned} \right\} (2.20)$$

上面我们引入了如下记号

$$\left. \begin{aligned} [A_v] &= \int_0^1 [\phi''(y)]^T [\phi''(y)] dy & A_v &= [Q]^T [A_v] [Q] \\ [B_v] &= \int_0^1 [\phi(y)]^T [\phi''(y)] dy & B_v &= [Q]^T [B_v] [Q] \\ [C_v] &= \int_0^1 [\phi'(y)]^T [\phi'(y)] dy & C_v &= [Q]^T [C_v] [Q] \\ [F_v] &= \int_0^1 [\phi(y)]^T [\phi(y)] dy & F_v &= [Q]^T [F_v] [Q] \\ [H_v] &= \int_0^1 [\phi(y)]^T [\phi'(y)] dy & H_v &= [Q]^T [H_v] [Q] \end{aligned} \right\} (2.21)$$

$[A_v], [B_v], \dots, [H_v]$ 的具体形式见文献^[5]。

$$\left. \begin{aligned} A_x &= \int_0^l [Y''(x)]^T [Y''(x)] dx & B_x &= \int_0^l [Y'(x)]^T [\bar{Y}(x)] dx \\ C_x &= \int_0^l [Y''(x)]^T [Y(x)] dx & D_x &= \int_0^l [Y''(x)]^T [Y'(x)] dx \\ E_x &= \int_0^l [Y(x)]^T [\bar{Y}'(x)] dx & F_x &= \int_0^l [Y(x)]^T [Y(x)] dx \\ G_x &= \int_0^l [\bar{Y}(x)]^T [\bar{Y}(x)] dx & H_x &= \int_0^l [\bar{Y}'(x)]^T [\bar{Y}'(x)] dx \end{aligned} \right\} (2.22)$$

上面我们导出了适应多种边界条件的子域刚度方程，下面我们考虑一种特殊情况。当垂直于 x 方向的边缘为简支时，采用正弦级数和余弦级数便可满足边界条件。即：

$$\left. \begin{aligned} [\bar{Y}(x)] &= [\cos k_1 x \quad \cos k_2 x \quad \dots \quad \cos k_r x] \\ [Y(x)] &= [\sin k_1 x \quad \sin k_2 x \quad \dots \quad \sin k_r x] \end{aligned} \right\} (2.23)$$

其中 $k_m = \frac{m\pi}{l}$ ($m=1, 2, \dots, r$)，由于正弦级数与余弦级数本身及各阶导数的正交特性，导致 $A_x, B_x, \dots, H_x$ 均为对角阵。故单个板块的刚度方程退化为如下形式：

$$[K]_{mn} \{R\}_m = \{P\}_m \quad (m=1, 2, \dots, r) \quad (2.24)$$

其中：

$$[K]_{mn} = \left\{ \begin{array}{ccc} [K_{uu}]^n & [K_{uv}]^n & [K_{uw}]^n \\ & [K_{vv}]^n & [K_{vw}]^n \\ \text{对 称} & & [K_{ww}]^n \end{array} \right\} \quad (2.25)$$

$$\left. \begin{aligned} [K_{uu}]^n &= k_m^2 \frac{l}{2} F_y + \frac{1-\mu}{2} \frac{l}{2} C_y \\ [K_{uv}]^m &= -\frac{l}{2} \mu k_m H_y + \frac{1-\mu}{2} k_m H_y^T \\ [K_{uw}]^m &= 0 & [K_{vw}]^m &= 0 \\ [K_{vv}]^m &= \frac{l}{2} C_y + \frac{1-\mu}{2} \frac{l}{2} k_m^2 F_y \\ [K_{ww}]^m &= \frac{t^2}{12} \left(\frac{l}{2} k_m^4 F_y - \mu \frac{l}{2} k_m^2 (B_y^T + B_y) + \frac{l}{2} A_y + 2(1-\mu) \frac{l}{2} k_m^2 C_y \right) \end{aligned} \right\} (2.26)$$

$$\{P\}_m = \left[\{P_u\}_m^T \quad \{P_v\}_m^T \quad \{P_w\}_m^T \right]^T \quad (2.27)$$

$$\left. \begin{aligned} \{P_u\}_m &= \frac{1-\mu^2}{Et} \iint_{s_e} [Q]^T [\phi(y)]^T \cos k_m x p_z dx dy \\ \{P_v\}_m &= \frac{1-\mu^2}{Et} \iint_{s_e} [Q]^T [\phi(y)]^T \sin k_m x p_z dx dy \\ \{P_w\}_m &= \frac{1-\mu^2}{Et} \iint_{s_e} [Q]^T [\phi(y)]^T \sin k_m x p_z dx dy \end{aligned} \right\} \quad (2.28)$$

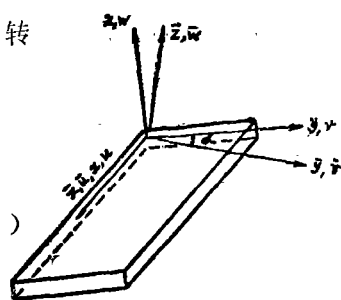
在求结构的位移和内力时,我们先求出每项级数对位移和内力的贡献,然后迭加各项即可求得结构的位移和内力。刚度方程右端项几种积分的具体形式见文献^[5]。

三、坐标变换

在第二节中,我们建立了单个板块在局部坐标系中的刚度方程。但是在折板结构中,各个板块一般都在不同一平面内,各板块均相交成某一角度 α 。在研究整体结构平衡时,必须采用统一的坐标系,即结构的整体坐标系。我们用 x, y, z 表示局部坐标系, $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ 表示整体坐标系,如图 2 示。

很显然,整个坐标系中的位移与局部坐标系中的位移之间的转换关系是:

$$\begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{u} \\ \bar{v} \\ \bar{w} \end{Bmatrix} \quad (3.1)$$



从能量泛函表达式我们得知,对平面问题在交界处只需考虑位

图 2

移连续,而不必考虑一阶导数。因此,我们对 $u'_0 = \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_0$, $u'_N = \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_N$, $v'_0 = \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_0$,

$v'_N = \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_N$ 不进行坐标转换。因为 $x, \bar{x}$ 重叠在一条直线上,它们之间的夹角等于零,

所以 $w'_0 = \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)_0$ 与 $\bar{w}'_0 = \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right)_0$ 相等, $w'_N = \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)_N$ 与 $\bar{w}'_N = \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right)_N$

相等。我们用 $\{R\}$ 表示局部坐标系中的结点位移参数列阵, $\{\bar{R}\}$ 表示整体坐标系中的结点位移参数列阵。

$$\{R\}_m = \begin{bmatrix} \{u\}_m^T & \{v\}_m^T & \{w\}_m^T \end{bmatrix}^T \quad (3.2)$$

式中:

$$\left. \begin{aligned} \{u\}_m &= \begin{bmatrix} u_{0m} & u'_{0m} & u_{1m} & u_{2m} & \cdots & u_{Nm} & u'_{Nm} \end{bmatrix}^T \\ \{v\}_m &= \begin{bmatrix} v_{0m} & v'_{0m} & v_{1m} & v_{2m} & \cdots & v_{Nm} & v'_{Nm} \end{bmatrix}^T \\ \{w\}_m &= \begin{bmatrix} w_{0m} & w'_{0m} & w_{1m} & w_{2m} & \cdots & w_{Nm} & w'_{Nm} \end{bmatrix}^T \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

$$\{\bar{R}\}_m = \begin{bmatrix} \{\bar{u}\}_m^T & \{\bar{v}\}_m^T & \{\bar{w}\}_m^T \end{bmatrix}^T \quad (3.4)$$

式中:

$$\left. \begin{aligned} \{\bar{u}\}_m &= \begin{bmatrix} \bar{u}_{0m} & \bar{u}'_{0m} & \bar{u}_{1m} & \bar{u}_{2m} & \cdots & \bar{u}_{Nm} & \bar{u}'_{Nm} \end{bmatrix}^T \\ \{\bar{v}\}_m &= \begin{bmatrix} \bar{v}_{0m} & \bar{v}'_{0m} & \bar{v}_{1m} & \bar{v}_{2m} & \cdots & \bar{v}_{Nm} & \bar{v}'_{Nm} \end{bmatrix}^T \\ \{\bar{w}\}_m &= \begin{bmatrix} \bar{w}_{0m} & \bar{w}'_{0m} & \bar{w}_{1m} & \bar{w}_{2m} & \cdots & \bar{w}_{Nm} & \bar{w}'_{Nm} \end{bmatrix}^T \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

上式中 $\{\bar{u}\}_m$, $\{\bar{v}\}_m$ 的 $\bar{u}'_{0m}$, $\bar{u}'_{Nm}$, $\bar{v}'_{0m}$, $\bar{v}'_{Nm}$ 仍然是局部坐标系中 u , v 在结点0和 N 处的一阶导数值。

局部坐标系中的结点位移参数与整体坐标系中的结点位移参数之间的转换关系为:

$$\{R\}_m = \begin{bmatrix} T_{uu} & [0] & [0] \\ [0] & T_{vv} & T_{vw} \\ [0] & T_{wv} & T_{ww} \end{bmatrix} \{\bar{R}\}_m = [T]\{\bar{R}\}_m \quad (3.6)$$

上式中 T_{uu} 是 $(N+3) \times (N+3)$ 阶的单位矩阵, $T_{ww} = T_{vv}$, $T_{vw} = -T_{wv}$

$$T_{vv} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & & & & & & \\ & 1 & & & & & \\ & & \cos\alpha & & & & \\ & & & \ddots & & & \\ & & & & \ddots & & \\ & & & & & \ddots & \\ & 0 & & & & & \cos\alpha \\ & & & & & & & 1 \end{pmatrix}_{(N+3) \times (N+3)} \quad (3.7)$$

$$T_{vw} = \begin{pmatrix} \sin\alpha & & & & & \\ & 0 & & & & \\ & & \sin\alpha & & & \\ & & & \ddots & & \\ & & & & \ddots & \\ & & & & & \sin\alpha \\ & & & & & & 0 \end{pmatrix}^{(N+3) \times (N+3)} \quad (3.8)$$

$$\{R\} = [L]\{\bar{R}\} \quad (3.9)$$

式中:

$$\{R\} = \left[\{u\}_1^T \{u\}_2^T \cdots \{u\}_m^T \{v\}_1^T \{v\}_2^T \cdots \{v\}_m^T \{w\}_1^T \{w\}_2^T \cdots \{w\}_m^T \right]^T \quad (3.10)$$

$$\{\bar{R}\} = \left[\{\bar{u}\}_1^T \{\bar{u}\}_2^T \cdots \{\bar{u}\}_m^T \{\bar{v}\}_1^T \{\bar{v}\}_2^T \cdots \{\bar{v}\}_m^T \{\bar{w}\}_1^T \{\bar{w}\}_2^T \cdots \{\bar{w}\}_m^T \right]^T \quad (3.11)$$

$$[L] = \begin{pmatrix} [I] \otimes [T_{vv}] & [0] & [0] \\ [0] & [I] \otimes [T_{vv}] & [I] \otimes [T_{vw}] \\ [0] & [I] \otimes [T_{wv}] & [I] \otimes [T_{ww}] \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

其中 $[I]$ 是 $m \times m$ 阶的单位矩阵。

把位移转换式 (3.9) 代入能量泛函表达式 (2.14) 式, 然后根据最小势能原理, 我们便可以求得整体坐标系中单个板块的刚度方程。

(a) 一般情况

$$[\bar{K}]\{\bar{R}\} = \{\bar{P}\} \quad (3.13)$$

式中:

$$[\bar{K}] = [L]^T [K] [L] \quad (3.14)$$

$$\{\bar{P}\} = [L]^T \{P\} \quad (3.15)$$

(b) 两端简支情况

$$[\bar{K}]_{mm} \{\bar{R}\}_m = \{\bar{P}\}_m \quad (3.16)$$

式中:

$$[\bar{K}]_{mm} = [T]^T [K]_{mm} [T] \quad (3.17)$$

$$\{\bar{P}\}_{mm} = [T] \{P\}_m$$

(3.18)

至此我们已经求得了整体坐标系下单个板块的刚度方程。利用板块之间位移协调性，即板块交界处 $u, v, w, \frac{\partial w}{\partial y}$ 的协调性条件（见文献^[2]），逐个板块迭加最终形成整体结构的刚度方程（见文献^[5]），引入边界条件求解结构的刚度方程便可得到位移，把位移代入几何方程和物理方程便可求得内力。

四、算 例

圆柱壳屋顶承受自重荷载。这个圆柱壳直线边界自由，曲线边界由隔板支承，隔板在自身平面内无限刚性，在自身平面外无限柔性。这样本例的曲线边界的约束情况可看作简支，为了便于同其它方法作比较，本文亦取为算例。在计算中，我们用折板代替原结构，由于对称取一半结构计算，采用12块折块代替圆柱壳，计算结果与精确解以及其它方法的比较分别见表1及图4~6。图4~6的结果与12×18网格的弯曲和平面应力的有限元法结果相同（见文献^[9]p350—351）。

表 1 特殊点的位移和内力

方 法	U_A (厘米)	W_B (厘米)	$(N_x)_B$ (吨/米)	$(M_y)_C$ (吨·米/米)
Curved strip solution文献 ^[4]	0.3782444	10.122076	112.60007	0.933052
*Finite Element method	0.3783053	10.121466	112.56733	0.9356407
*Shallow shell solution	0.3843402	10.411626	114.51395	0.9326923
文 献 ^[6]	0.3848583	10.393339	114.64938	0.9315583
本 文	0.3879489	9.72566	116.00355	0.9983736

*Finite Element solution和Shallow shell solutfion均取自文献^[4]，单元划分情况原文未注明，表中数字均从英制转换而来。

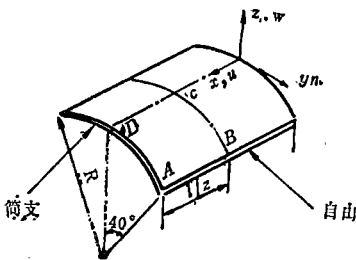


图 3

$R = 7.62\text{cm}$
 $E = 2.11 \times 10^5 \text{kg/cm}^2$
 $\mu = 0$
 $q = 440 \text{kg/m}^2$
 $t = 7.62\text{cm}$
 $L = 15.24\text{m}$

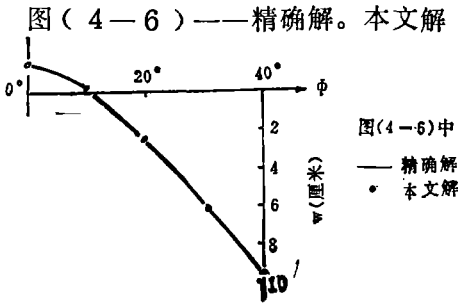
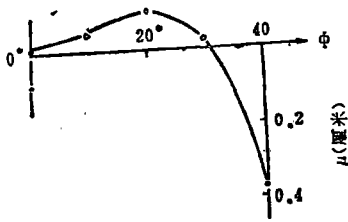
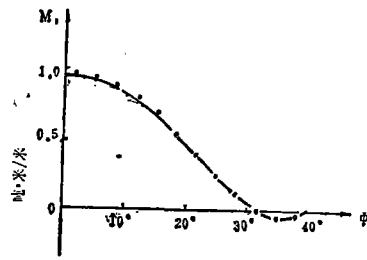


图 4 垂直挠度分布图 ($x = L/2$)

图 5 纵向位移 u 分布图 ($x=0$)图 6 横向弯矩 yM 分布图 ($x=L/2$)

五、结 论

本文应用样条子域法分析折板结构, 推导了统一计算格式。由于本文方法具有精度高, 未知数少, 可在微型机或小型机上解决工程问题, 因此具有一定的实用价值。文中取两曲线边为简支, 两直线边为自由的圆柱壳作为算例, 但本文方法并不限于圆柱壳, 可以计算各种边界条件的棱柱形壳体结构以及折板结构。

作者对沈鹏程教授给予的关心和帮助表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] 石钟慈 样条有限元 计算数学 1979年第1期
- [2] Y.K.Cheung Finite strip Method in structural Analysis Pergamon press 1976
- [3] D.G. Ashwell and R.H. Gallagher Finite Element for Thin Shells and Curved Members John wiley & Sons 1976
- [4] D.J. Dawe Static Analysis of Diaphragm Supported Cylindrical shell Using a Curved Finite strip int. J. Num. Method in Engineering Vol. 11 No. 9, 1977
- [5] 秦 荣 样条子域法 上海力学 1984年第3期
- [6] 王建国 沈鹏程 样条函数法解圆柱壳问题 土木工程学报 1984年第2期
- [7] 李岳生 齐东旭 样条函数法 科学出版社 1979年
- [8] 钱伟长 变分法及有限元 科学出版社 1980年
- [9] O. C. Zienkiewicz The Finite Element Method McGraw-Hill Book Company (UK) Limited. 1977

Solution of Folded Plate Structures by the Spline Subdomain

Wang Jianguo

(Hefei Polytechnic University)

Abstract

In this paper the spline subdomain method is applied to the analy-

sis of folded plate structures. The cubic B-splines and the series which satisfy the boundary conditions are used for the approximate displacement functions of folded plate structures. Applying the principle of minimum total potential energy, the spline subdomain method of folded plate structures is derived. In comparison with the ordinary finite method or finite strip method, the main features of the presented method are of higher accuracy, less unknown coefficients, easily programmig, etc. A numerical solution is given. The results show that the presented method is quite effective.

· 新信息 ·

国际城市经济与规划学术会议征文通知

为推动我国城市经济与规划学术研究的发展,促进国际间城市科研工作者的交流与合作,由中国科协国际科技会议中心与美国美中人民友好协会联系,北京发展战略研究所主办,中国科协、中国城市经济学会协助,将于1987年8月10~12日在北京举办为期三天的国际城市经济与规划学术会议。

学术会议的组织委员会由中国城市经济学会副会长、北京市委常委陈元同志担任,会议学术委员会主席由中国城市经济学会会长、上海人民政府顾问、复旦大学教授汪道涵同志担任,会议秘书长由中国城市经济学会常务理事、北京发展战略研究所所长钮德明同志担任,会议将邀请中外专家、学者各100名参加。

论文作者请将1000~2000字的论文中文摘要于1987年2月底以前寄给北京发展战略研究所(北京市西直门外南路19号)张彤收。论文经评定委员会评议选定后,将向作者寄入选通知。入选通知将具体通知作者对于征文、代表人选及会议的有关事项。

此次会议将为中外学术交流与合作开辟广阔的途径,并将有效地促进国内城市科研事业的发展。希望广大科研工作者积极投稿、踊跃参加。

北京发展战略研究所
国际学术会议筹备组
1986年11月10日