

180 kA 级铝电解槽槽壳应力数值计算方法^①

伍洪泽 文丕华

(中南工业大学, 长沙 410083)

摘要 利用槽壳表面位移反求壳体所承受的内部压力, 提出了位移反求应力的半解析方法, 并导出了这一计算方法的有关公式。

关键词 半解析法 位移函数 平面应力场 铝电解槽

铝电解槽槽壳的受力和内力计算是槽壳优化设计中的一个关键, 只有已知槽壳内壁的真实受力大小, 才能提出槽壳优化设计方案。本文在对我国 180 kA 级铝电解试验槽进行现场试验所采集的大量变形数据的基础上, 就如何通过这些实验数据来反求槽壳的受力状况、建立壳体的力学模型和选用何种数值方法进行了理论分析, 提出了半解析方法。各阶段数据处理均用 TSP 最优拟合程序, 最终可决定壳体内任一点的内力大小, 所有计算过程达到了高度精简的程度。只要准备好任一时刻的数据文件, 启动批处理文件 TTT、BAT 便可完成计算全过程。

1 计算程序运行简述

编制计算程序: CFC.FOR、PRC.FOR、PSC.FOR 和 ILMSC.FOR, 用以确定大变形与非稳定温度场下任一点的内压力(q)值和弯曲内力(M_x 、 M_y 、 Q_x 、 Q_y), 以及平面应力场(σ_x 、 σ_y 、 τ_{xy}), 最终计算数据均写入 MOMENT、DATSTRESS·DAT 两个数据文件, 现引进 TSP 和 GRID、TOPOSURF 和 VIEW 软件包, 对大量数据进行处理。

(1) 数据准备

输入不同时刻测试点数据, 写入 Z1.DAT

(壳体变形), T1.DAT(壳体变温), Z2.DAT, T2.DAT。

Z.DAT ——测定法向位移, 1, 2 代表侧面和端面。

T.DAT ——测定温度数据, 1, 2 代表侧面和端面。

其文件格式为自由读入 X 、 Y 、 Z (可用 EDLINE.EXE 输入, 还可在 GRID 软件支持下输入)。

(2) 曲线拟合

TSP 软件包具有极强的计算最佳拟合曲线的功能, 并通过方差、均方差等多种信息, 显示出拟合曲线的优劣。确定位移函数 $W(x, y)$ 和变温函数 $T(x, y)$ 。

(3) 启动 CFL.ROR 程序

确定接触点 (x_i, y_i) 摇蓝架对槽壳的约束力 P_{i1} 、 P_{i2} , 并由静力等效方法转换成分布载荷 q_i , 存入数据文件 QC.DAT 中。

(4) 启动 TSP 软件, 对摇蓝架作用压力进行最佳曲线拟合, 确定压力函数 $q_c(x, y)$ 。

(5) 启动 PSC.FOR 程序 (Plane Stress Calculation)

计算大变形和非稳定温度场下平面应力函数 $\phi(x, y)$ 和各应力分量(σ_x 、 σ_y 、 τ_{xy})。

(6) 启动 ILMSC.FOR 程序

计算壳内表壁压力值 $q^*(x, y)$ 和壳体内

^① 收稿日期: 1994-09-04; 修回日期: 1994-10-31

任一点的内力分量、主应力、主弯矩。

(7) 启动 GRID、TOPO、SURF 和 VIEW 软件, 可在计算机屏幕上(或打印设备上)直观的看到壳体的变形形状、三维立体图形、板内主应力等值线和壳体的危险点区域等。在对壳体进行优化设计时, 通过这些直观图形的显示, 确定出最佳的设计优化方案。

2 位移函数 W 和变温函数 T

2.1 位移函数 $W(x, y)$

从槽体的总体设计图可以看出, 槽体两侧均由 U 形摇篮架支持和约束, 上沿有一围带连接, 而且长边与短边之比为 5 : 1.35, 可视为一长条形板, 但壳体的两端长边与短边之比近似于 1, 且在板的表面焊接了许多加强筋板, 显示其相互之间的约束极为复杂。由图 1 可以看出, I 号板产生弯曲与平面变形, 在壳体内部所有介质(如多层耐火材料、铝电解溶液和阳极等)自重的作用下, 底板极难产生向上的弯曲变形, 这一点也由现场测试得以证实, 故可假定底部为一刚性平板, 这样取位移函数为:

$$\begin{aligned} W_{(x, y)} &= \sum_m \sum_n w_{mn} \\ &= \sum_m \sum_n A_{mn} y \cdot \sin \alpha_m y \cdot \cos \beta_n x \end{aligned} \quad (1)$$

式中 A_{mn} 为一待定系数, α_m 、 β_n 为一随 m 、 n 变化的一组数列, W 函数取这一形式, 目的是要满足长边的边界条件即:

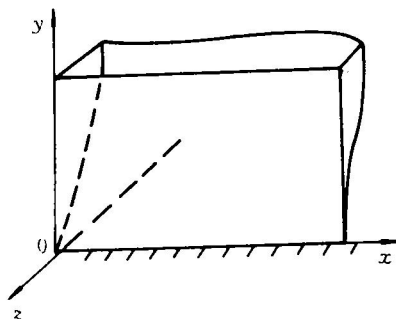


图1 I号板的位移示意图

$$W(x, y)|_{y=0} = 0$$

$$\frac{\partial W}{\partial y}|_{y=0} = 0 \quad (2)$$

以及由对称性, 在中间截面处为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial x}|_{x=0} &= 0, M_{xy}|_{x=0} \\ &= Q_x|_{x=0} = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

通过 TSP 中所显示的信息, 取数列 $\alpha_m = \frac{\pi}{mh}$,

$\beta_n = \frac{\pi}{nl}$ 为适宜。

2.2 变温函数 $T(x, y)$

热传导微分方程:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\lambda}{CP} \nabla^2 T = \frac{\bar{W}}{CP} \quad (4)$$

式中 t 为时间, λ 、 C 、 P 均为材料常数, 分别为导热系数, 比热容、密度, $\bar{W}$ 为热源。

由于钢板内(壳壁)不存在热源, 故热传导方程为:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\lambda}{CP} \nabla^2 T = 0 \quad (5)$$

显然, 当变温 T 趋于稳定时, $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ 有

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

如果在启动初期, 变温 T 会随时间的变化而有升高, 而且在启动不久还出现了一些波动, 显然 $\nabla^2 T \neq 0$, 此情况下的应力场称为热冲击应力场。

由在各特定时刻测得的温度值, 取函数

$$\begin{aligned} T(x, y) &= T_1 + T_2 x/a + T_3 y/b \\ &\quad + T_4 y^2/b^2 \end{aligned} \quad (7)$$

各系数 T_1 、 T_2 、 T_3 、 T_4 均为 TSP 拟合值, 代入式(5)得:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{2\lambda}{CP} T_4/b^2 = 2KT_4/b^2 \quad (8)$$

式中 K 定义为导温系数, 其量纲为 [长度]²/[时间]。由计算结果可以看出, 随着时间的增大, T 将趋近于稳定场, 而 T_4 明显趋于零值, 再者 T_4 还是检验测试数值准确性与否的指标, T_4 的变化由图 2 所示。

由式(7)所决定的热应力场, 其特解可写为:

$$\begin{cases} \sigma_{xT} = E\alpha T_4(\frac{1}{3} - \frac{y^2}{b^2}) \\ \sigma_{yT} = 0 \\ \tau_{xyT} = 0 \end{cases} \quad (9)$$

3 大变形与温度热冲击下平面应力场

除了考虑板壳的弯曲变形之外, 还需计算平面应力, 其边界条件如下(图 3):

$$\left. \begin{aligned} x=0 & \quad u=0, \tau_{xy}=0 \\ y=0; b & \quad \sigma_y=0 \\ x=a & \quad \sigma_x=\sigma_0 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

式中 $\sigma_0(y)$ 表示端部 II 号板的轴向作用力, 由几何垂直关系, I 号板的轴向平面内力正是 II 号板的等效剪力:

$$\sigma_0(y) = (V_x' + \frac{\partial M_{xy}'}{\partial y}) \Big|_{x=a_2} \quad (11)$$

由于 σ_0 为 y 的变化函数, 欲求满足边值的精确解有较大困难, 又由于 I 号板为一长条形板, 故 $\sigma_0(y)$ 可由一等效力 $\bar{\sigma}_0$ 作用来取代(圣维南原理), 即:

$$\begin{aligned} \sigma_0(y) &= \bar{\sigma}_0 \\ &= \frac{1}{b} \int_0^b (Q_x' + \frac{\partial M_{xy}'}{\partial y}) dy \end{aligned} \quad (12)$$

而 Q_x' 、 M_{xy}' 为 II 号板的弯曲内力。

由大变形板的微分方程:

$$\begin{aligned} \frac{1}{E} \nabla^2 \nabla^2 \phi(x, y) &= (\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y})^2 - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \\ &= f(x, y) \\ \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (13)$$

此处 $f(x, y)$ 为已知函数

平面内各应力分量可写成:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \sigma_{xT}, \sigma_y = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \sigma_{yT}, \tau_{xy} \\ &= \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} + \tau_{xyT} \end{aligned} \quad (14)$$

由于 $\phi(x, y)$ 同时还要满足非齐次四阶微分方程(13)以及对应的边界条件(10), 现采用变分法来近似确定应力函数 $\phi(x, y)$, 取函数系列:

$$\phi(x, y) = \sum_m \sum_n \varphi_{mn} + \phi_0 y^2 \quad (15)$$

$$\varphi_{mn} = B_{mn} \cos \frac{n\pi}{a} x \cdot \sin \frac{m\pi}{b} y \quad (16)$$

由此知应力分量为:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= - \sum_m \sum_n B_{mn} (\frac{m\pi}{b})^2 \cos \frac{n\pi x}{a} \\ &\quad \times \sin \frac{m\pi y}{b} + 2\phi_0 \\ \sigma_y &= - \sum_m \sum_n B_{mn} (\frac{n\pi}{a})^2 \cos \frac{n\pi x}{a} \sin \frac{m\pi y}{b} \\ \tau_{xy} &= \sum_m \sum_n B_{mn} (\frac{n\pi}{a}) (\frac{m\pi}{b}) \\ &\quad \cos \frac{n\pi x}{a} \sin \frac{m\pi y}{b} \end{aligned} \quad (17)$$

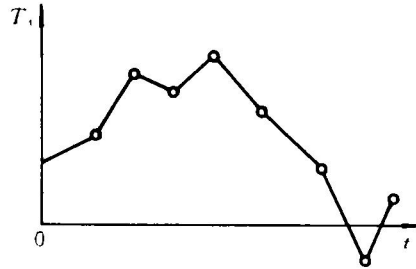


图 2 T_i 变化图

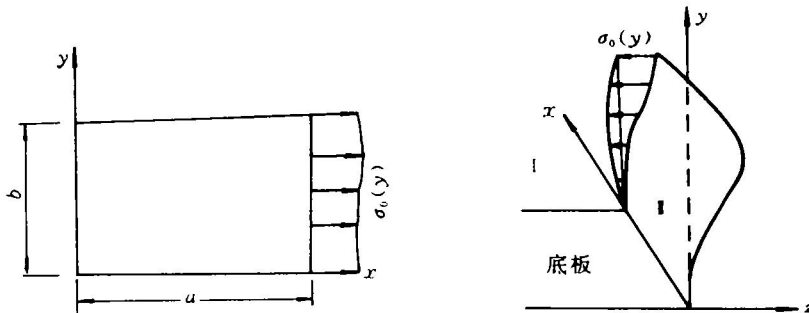


图 3 槽壳端部轴向应力

显然所取函数系列 φ_{mn} 满足(10)所示边界条件, 而此 B_{mn} 为待定系数, 由变分原理:

$$\iint \left[\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right] \delta \phi \, dx dy = 0 \quad (18)$$

取变分

$$\delta \phi = \varphi_{ij} \delta B_{ij} \quad (19)$$

代入并移项有:

$$\begin{aligned} & \int_0^a \int_0^b \frac{1}{E} \nabla^2 \nabla^2 \phi \left[\sum \sum B_{mn} \cos \frac{n\pi x}{a} \right. \\ & \times \left. \sin \frac{m\pi y}{b} \right] \varphi_{ij} \, dx dy \\ & = \int_0^a \int_0^b f(x, y) \varphi_{ij} \, dx dy \end{aligned} \quad (20)$$

又由于三角级数的正交性, 有:

$$B_{mn} = \frac{4Ea^3b^3}{[(n\pi b)^2 + (m\pi a)^2]}$$

$$\times \int_0^a \int_0^b f(x) \cos \frac{n\pi x}{a} \sin \frac{m\pi y}{b} \, dx dy \quad (21)$$

$f(x, y)$ 仍由(13)所定义, 此积分由辛卜生公式进行数值求积, 取 $\delta < 10^{-5}$ 为收敛数据, 一般积分取 50 为宜。又由端部应力边值

$$\begin{aligned} \phi_0 &= \bar{\sigma}_0/2 \\ &= \frac{1}{2b} \int_0^b (Q_x^I + \frac{\partial M_{xy}^I}{\partial x}) \, dy \end{aligned} \quad (22)$$

将式(21)、(22)、代入式(17)便可求解。

参考文献

- 1 伍洪泽. 中南矿冶学院学报, 1994, 25(增刊 2): 1.
- 2 徐芝纶. 弹性力学. 北京: 人民教育出版社, 1979.

(上接 26 页)

2.3.5 多参数综合条件试验

各条件参数选优取: 流速 2.32 cm/s, 分散剂用量 2.5 kg/t, 浓度 10%, 磁场强度依次为 2500、5000、13000Gs, 介质钢毛充填率为 5%, 钢板网 10%。分选结果: 原矿(—300 目)的品位为: Fe_2O_3 6.66%, MnO 6.82%, K_2O 3.99%; 精矿的品位为: Fe_2O_3 1.05%, MnO 0.41%, K_2O 4.33%。可见, 经 2500~13000Gs 场强的高梯度磁选, 黄岩铅锌尾矿的 Fe_2O_3 + MnO 含量小于 1.5% 达到了综合利用要求。

高梯度磁选多年生产实践证明, 工业性高梯度磁选的指标优于实验室指标; 原因是生产型高梯度磁选实践工作条件稳定, 操作完全自动化。我们研制的工业型 CLd500 振动脉动高梯度磁选机^[5, 6], 在现厂生产连续运转两年, 工作正常, 生产指标优于实验室指标。用于微细粒钽铌黑细泥分选的 ZLd500 振动鼓动式高梯度磁选机^[7]也在工业性试验中取得成功。最

近笔者还研制成功了 YC-P001 型永磁高梯度磁选机^[8], 这保证了黄岩铅锌尾矿除铁锰工艺设备的可靠。吴县青山白泥矿尾矿和双王金矿尾矿的综合利用^[9, 10]使用的是重选和浮选; 黄岩铅锌尾矿用磁选全流程使之得以综合利用, 是尾矿利用的又一选矿工艺, 生产成本低, 无工业污染。

参考文献

- 1 彭世英. 矿产保护与利用, 1994, (3): 28—30.
- 2 彭世英. 陶瓷, 1989, 2: 41—42.
- 3 彭世英, 文南, 缪中柱. 矿产综合利用, 1989, 4: 5.
- 4 彭世英, 陆杰等. 非金属矿, 1988, 4: 17—18.
- 5 彭世英, 文南等. CN892126507. 1990.
- 6 彭世英, 文南等. CN89105748X. 1992.
- 7 孙仲元, 彭世英. CN901054992. 1993.
- 8 彭世英, 文南. CN932342655. 1994.
- 9 黄祥云, 邢华昌. 矿产综合利用, 1988, 1: 33.
- 10 孙继寿. 矿产综合利用, 1988, 1: 36—38.