

# 玻壳成型过程诱导残余应力的数值预测<sup>\*</sup>

周华民, 孙 强, 奚国栋, 李德群

(华中科技大学 塑性成形模拟及模具技术国家重点实验室, 武汉 430074)

(郭兴明推荐)

摘要: 建立了玻壳压制成型固化过程中残余应力预测的数值模拟模型, 采用平行平板间玻璃熔体的固化问题来描述成型过程中残余应力形成的机理, 并假定材料为热流变简单粘弹性材料。基于板壳理论, 将产品视为平板单元的组合, 并采用有限元法来求解, 这种方法可以象全三维计算一样一层层地计算残余应力, 非常适合复杂形状的薄压制成型产品。最后通过实验比较验证了所提出的模型和方法。

关键词: 玻壳; 压制成型; 残余应力; 数值预测

中图分类号: O345 文献标识码: A

## 引 言

压制成型是显像管玻壳生产的制造工艺。在压制中, 玻璃熔体被压入相对较冷的模具型腔, 压制结束后, 熔体由冲头的压力继续进行保压(直到冲头离开)。由于模具和风头的冷却, 接触到模具表面的熔体在压制过程中迅速凝固, 压制结束后, 制品进一步从表面向芯部冷却凝固。玻璃材料的比容(密度)会随着温度的变化而变化, 熔体持续地分层凝固收缩会产生一个自平衡的残余应力。由于玻璃具有时间依赖的粘弹性热力特性, 残余应力会持续地进行松弛, 直到材料温度低于其玻璃化温度, 这种松弛又会导致制品应力分布的不断变化。残余应力对制品质量的影响很大, 一方面, 残余应力增加了后续工艺中(如封装)玻壳炸裂的可能性, 同时, 由于应力松弛的原因, 后续的回火工艺等会导致制品尺寸发生进一步变化, 其精度也就无法保证。

玻壳凝固过程中残余应力预测方面的研究进展与热粘弹性理论的发展及其在玻璃材料上的应用紧密相关。线性粘弹性考虑的是材料在恒定温度下的行为, 不同常温下材料线性粘弹性行为可以建立如下简单关联: 松弛模量对时间对数的变化在不同的温度下相同, 但存在一个时标上的平移, 这就是所谓的时温等效性(time-temperature equivalence)<sup>[1]</sup>。Schwarzl 和 Staverman 将这种材料归类为“简单流变”(thermorheologically simple)材料, 并确定了材料松弛函数满足时温等效原理的条件<sup>[2]</sup>。

Gurtin 和 Sternberg 扩展了线性粘弹性模型, 通过引入材料时间来考虑时温等效效应<sup>[3]</sup>。

\* 收稿日期: 2005\_10\_19; 修订日期: 2006\_04\_06

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50205011)

作者简介: 周华民(19—), 男, 湖南永州人, 教授, 博士(联系人, Tel: + 86\_27\_87543492; E\_mail: hmzhou@263.net)。

Lee 和 Rogers 指出拉普拉斯变换仅适用于某类约束问题的粘弹性应力分析, 对于更为一般的情况, 他们提出了一种将追忆性积分转化为 Volterra 积分形式的方法<sup>[4]</sup>。Narayanaswamy 和 Gardon 指出 Lee 所采用的梯形近似积分方法对于具有强烈非线性特征的被积函数会产生很大的误差<sup>[5]</sup>, 据此, 他们提出了一个改进的积分模型, 积分变量采用材料时间来代替真实时间, 从而使得积分形式可以更好地逼近被积函数。

Mauch 和 Jackle 使用热粘弹性原理的理论框架建立了 Narayanaswamy 理论中玻璃退火和回火的统一模型, 并考虑了剪切应力和正应力的松弛, 应力松弛、剪切应力和球应力都采用了相同的处理方法<sup>[6]</sup>。该模型被用来计算对称的无限大冷却平板的应力和应变。

Daudeville 和 Carre 采用了 Narayanaswamy 的模型描述了玻璃的热力机理, 包括应力松弛和结构松弛, 并对计算结果和试验结果进行了比较<sup>[7]</sup>。Daudeville 等也模拟了回火过程, 计算了玻璃平板边缘和孔洞附近的瞬态应力和残余应力<sup>[8]</sup>。

热塑性塑料是另一种热粘弹性简单流变材料, 有关热塑性塑料成型中产生残余应力的研究比玻璃更加普遍, 这些对于玻璃成型残余应力的研究也具有很大的参考价值。例如, Bushko 等提出了无定形塑料在冷却平板之间凝固过程中残余应力计算模型<sup>[9]</sup>, Lee 等提出了注射及注射/压缩成型中间浇口圆形碟片中流动应力和温度应力的计算模型<sup>[10,11]</sup>, Kamal 等采用了三维数值模拟方法模拟了 PS 和高密度 PE 注射成型中的残余应力<sup>[12]</sup>。

总体而言, 已有的玻璃凝固过程中残余应力的研究还主要集中在模型分析, 尚未考虑到成型中各个阶段的复杂性及其对应力的影响、边界条件的设定, 也还没有提出相应的行之有效的数值计算方法。本文一方面尝试建立一个玻璃熔体凝固过程的切实模型, 使得模型尽量简化而又仍保留问题的重要方面。同时, 也给出了一个在时间上差分处理、在厚度方向上分层处理的基于薄层理论的数值求解方法, 可以较好地实现残余应力的高效数值计算。

## 1 建 模

由于压制阶段的成型压力远低于保压压力, 对最终的应力分布影响不大, 因此忽略了成型过程中的压制阶段及流动应力。所对应的模型问题是限制在平行平板间 ( $-l_0/2 \leq z \leq l_0/2$ ) 不流动玻璃熔体的冷却凝固问题。由于玻壳制品是薄壁制品, 假设制品的厚度方向为  $z$  方向,  $x, y$  方向为平面方向。平面方向的对称性要求因变量只是厚度方向上的空间坐标  $z$  的函数。区域中的材料在成型的不同阶段受到不同的限制, 相应的物理边界条件将在后面讨论。

### 1.1 剪切板假设

由于玻壳的薄板特征, 厚度方向与平面方向的温度梯度分别为  $10^1$  °C/mm 和  $10^{-1}$  °C/mm 数量级, 因此, 可假定其为一阶剪切板。根据  $t$  时刻的平衡方程可得

$$\tau_{xz}(z, t) \equiv \tau_{yz}(z, t) \equiv \tau_{xy}(z, t) \equiv 0 \quad (1)$$

法向应力  $\sigma_z$  沿着平板的厚度方向是不变的, 可根据其在边界  $z = \pm l_0/2$  上的值  $q(t)$  得

$$\sigma_z(z, t) \equiv q(t) \quad (2)$$

假定材料的应力和应变是可微的, 并且只是空间变量  $z$  和时间  $t$  的函数, 同时, 假设材料是均质、线性和各向同性的。由于应力分量  $\tau_{yz}$ 、 $\tau_{xz}$  和  $\tau_{xy}$  都为 0, 所以应变分量  $\gamma_{yz}$ 、 $\gamma_{xz}$  和  $\gamma_{xy}$  也应该为 0。

对于平行薄板, 兼容性方程要求应变  $\epsilon_x$  和  $\epsilon_y$  具有如下的通解形式

$$\epsilon_x(z, t) = \epsilon_x(t) - z k_y(t), \quad (3a)$$

$$\varepsilon_y(z, t) = \varepsilon_y(t) - zk_x(t), \tag{3b}$$

式中,  $\varepsilon_x(t)$  和  $\varepsilon_y(t)$  是平面( $x, y$ )应变的平均值,  $k_x(x)$  和  $k_y(t)$  是曲线分量。这种  $\varepsilon_x$  和  $\varepsilon_y$  通解形式的依据是平板的初始横截面在变形中始终保持平面(但可以旋转和平移)。这样, 平板的变形问题就可以简化为 4 个依赖于时间的参数  $\varepsilon_x(t)$ 、 $k_x(t)$ 、 $\varepsilon_y(t)$ 、 $k_y(t)$  和法向应变  $\varepsilon(z, t)$ 。

平面应变的平均量  $\varepsilon_x(t)$ 、 $\varepsilon_y(t)$  和曲线分量  $k_x(t)$ 、 $k_y(t)$  可以与平面内单位长度的力  $f_x(t)$ 、 $f_y(t)$  和力矩(对于中心面而言)  $m_x(t)$ 、 $m_y(t)$  联系起来

$$\begin{cases} f_x(t) = \int_{-l_0/2}^{l_0/2} \sigma_x(z, t) dz, \\ f_y(t) = \int_{-l_0/2}^{l_0/2} \sigma_y(z, t) dz, \\ m_x(t) = - \int_{-l_0/2}^{l_0/2} z \sigma_y(z, t) dz, \\ m_y(t) = - \int_{-l_0/2}^{l_0/2} z \sigma_x(z, t) dz. \end{cases} \tag{4}$$

### 1.2 粘弹性材料模型

假设玻璃材料在成型中表现为简单热流变材料。从玻璃化温度  $T_g$  以上的熔融状态到玻璃态(温度低于  $T_g$  的凝固材料), 材料均可以使用相同的本构方程。而且, 在一个很宽的温度和压力范围内, 材料可以通过某一参考状态下的单条主曲线和转换函数来描述。对于这个模型, 有

$$\sigma(z, t) = \int_0^t L(\xi(z, t) - \xi(z, t')) d(\varepsilon(z, t') - \theta(z, t')), \tag{5}$$

式中

$$\sigma(z, t) = \begin{pmatrix} \sigma_x(z, t) \\ \sigma_y(z, t) \\ \sigma_z(t) \end{pmatrix}, \quad \varepsilon(z, t) = \begin{pmatrix} \varepsilon_x(z, t) \\ \varepsilon_y(z, t) \\ \varepsilon_z(z, t) \end{pmatrix}, \quad \theta(z, t) = \begin{pmatrix} \theta_x(z, t) \\ \theta_y(z, t) \\ \theta_z(z, t) \end{pmatrix}, \tag{6a}$$

$$L(t) = \begin{pmatrix} L_{11}(\xi) & L_{12}(\xi) & L_{13}(\xi) \\ L_{12}(\xi) & L_{22}(\xi) & L_{23}(\xi) \\ L_{13}(\xi) & L_{23}(\xi) & L_{33}(\xi) \end{pmatrix}, \tag{6b}$$

$L(\xi)$  为某参考状态下的主曲线和材料时间所确定的已知矩阵, 基于 Leaderman 最初提出的温度转换函数<sup>[1]</sup>, 为求解方便,  $L(\xi)$  采用级数表达形式

$$L(\xi) = \sum_{a=1}^M A^{(a)} L^{(a)}(\xi), \tag{7}$$

式中,  $L^{(a)}(\xi)$  是  $L$  的独立分量,  $M$  的值、常数矩阵  $A^{(a)}$  的形式和函数  $L^{(a)}(\xi)$  是由材料的类型所决定的。例如, 对于各向同性材料( $M = 2$ ), 有

$$A^{(1)} = \frac{2}{3} \begin{pmatrix} 2 & -1 & -1 \\ -1 & 2 & -1 \\ -1 & -1 & 2 \end{pmatrix}, \quad A^{(2)} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}, \tag{8}$$

且  $L^{(1)}(\xi) = G(\xi)$ ,  $L^{(2)}(\xi) = K(\xi)$ , 分别是剪切和体积松弛模量。

### 1.3 边界条件

当熔体接触到相对较冷的模壁时, 会很快形成一个很薄的凝固层。当压制完成之后, 由冲头提供的保压压力来补偿冷却所产生的体积收缩, 同时, 凝固层的厚度也不断加大。当冲头移去后, 外加的保压压力消失, 芯部的熔体在一个凝固外壳的约束下继续冷却凝固, 压力也不断降低。因此, 材料的芯部是在一个随着时间变化的压力之下逐渐凝固的。

因此, 为了定义模型, 应区分成型过程中两个的不同阶段: 保压阶段和无约束阶段。其中保压阶段存在冲头保压压力, 零件被模具完全限制, 其边界条件为

- 1) 材料在平面方向上是受到限制的:  $\varepsilon_x(t) = \varepsilon_y(t) = 0$
- 2) 平板保持平直:  $k_x(t) = k_y(t) = 0$
- 3) 存在已知的保压压力:  $\sigma_z(t) = -P_0$

一旦冲头移开, 由于外载的释放零件会有微小的“回弹”, 导致应力分布的突跃。同时, 在无约束阶段, 外载一直为 0 (包括式(4)中的  $f_x(t)$ 、 $f_y(t)$ 、 $m_x(t)$ 、 $m_y(t)$ ), 而  $\varepsilon_x(t)$ 、 $\varepsilon_y(t)$ 、 $k_x(t)$  和  $k_y(t)$  不再为 0, 熔体的压力也在不断变化, 并需要计算获得, 即  $\sigma_z(t) = -P(t)$ 。

平板在厚度方向上的尺寸变化为

$$\Delta l_0(t) = \int_{-l_0/2}^{l_0/2} \varepsilon_z(z, t) dz \quad (9)$$

至于压力、温度历史及其分布, 是与应力完全独立的, 并需要在应力计算前求出。

## 2 数值求解过程

### 2.1 薄层理论

考察一个距中心面距离为  $z$  的、厚度足够薄的 ( $\Delta z$ ) 薄层, 假定在此区域内所有的变量值 (应力、应变和温度) 均为常数 (但随时间变化), 式(7) 中的  $A^{(\alpha)}$  也是常数。因为级数形式的近似松弛函数有利于简化积分, 假定松弛函数  $L^{(\alpha)}(t)$  具有如下的形式

$$L^{(\alpha)}(\xi) = c^{(\alpha, 0)} + \sum_{\beta=1}^{m_\alpha} c^{(\alpha, \beta)} e^{-t/\xi^{(\alpha, \beta)}}, \quad \alpha = 1, 2, 3, \dots, M; \xi \geq 0, \quad (10)$$

式中, 常量  $c^{(\alpha, \beta)}$  和  $\tau^{(\alpha, \beta)}$  是由材料的实验松弛数据获得的, 将式(7) 和(10) 代入式(5), 有

$$\sigma(t) = \sum_{\alpha=1}^M A^{(\alpha)} c^{(\alpha, 0)} e(t) + \sum_{\alpha=1}^M A^{(\alpha)} \sum_{\beta=1}^{m_\alpha} c^{(\alpha, \beta)} S^{(\alpha, \beta)}(t), \quad (11)$$

式中,  $e(t) = \varepsilon(t) - \theta(t)$ ,  $e(0)$  是假设为 0。新的向量  $S$  定义为

$$S^{(\alpha, \beta)}(z, t) = \int_0^t \exp\left\{-\frac{\xi(z, t) - \xi(z, t')}{\tau^{(\alpha, \beta)}}\right\} de(t'), \quad \alpha = 1, 2, \dots, M; \beta = 1, 2, \dots, m_\alpha, \quad (12)$$

注意, 对于不同的薄层, 材料时间  $\xi_i(t)$  是不同的。式(12) 的积分可以通过如下的递归形式来求解

$$S_{n+1}^{(\alpha, \beta)} = P_n^{(\alpha, \beta)} S_n^{(\alpha, \beta)} + Q_n^{(\alpha, \beta)} \Delta e_n, \quad \alpha = 1, 2, \dots, M; \beta = 1, 2, \dots, m_\alpha, \quad (13)$$

式中  $\Delta e_n = e(t_{n+1}) - e(t_n)$ ,  $P(t_n) = e^{-\Delta \xi(t_n)/\tau}$ ,  $Q(t_n) = \frac{1 - e^{-\Delta \xi(t_n)/\tau}}{\Delta \xi(t_n)/\tau}$ 。

基于式(13), 可以用  $t_n$  时刻的  $S^{(\alpha, \beta)}(t)$  值和增量  $\Delta e_n$  来计算  $t_{n+1}$  时刻的  $S^{(\alpha, \beta)}(t)$ 。

应力  $\sigma_{n+1}$  可以通过将式(13) 代入式(11) 来获得, 应力增量  $\Delta \sigma_n = \sigma_{n+1} - \sigma_n$  为

$$\Delta \sigma_n = \sum_{\alpha=1}^M A^{(\alpha)} c^{(\alpha, 0)} \Delta e_n - \sum_{\alpha=1}^M A^{(\alpha)} \sum_{\beta=1}^{m_\alpha} c^{(\alpha, \beta)} \Delta R_n^{(\alpha, \beta)} S_n^{(\alpha, \beta)} +$$

$$\sum_{\alpha=1}^M A^{(\alpha)} \sum_{\beta=1}^{m_\alpha} c^{(\alpha, \beta)} Q_n^{(\alpha, \beta)} \Delta e_n, \quad (14)$$

式中,  $\Delta R^{(\alpha, \beta)}(t) = 1 - P^{(\alpha, \beta)}(t)$ 。

基于  $\Delta e_n = \Delta \varepsilon_n - \Delta \theta_n$ , 式(14)具有如下形式

$$K_n \Delta \varepsilon_n = \Delta \sigma_n + K_n \Delta \theta_n + \Delta g_n, \quad (15)$$

式中

$$K_n = \sum_{\alpha=1}^M A^{(\alpha)} \left\{ c^{(\alpha, \beta)} + \sum_{\beta=1}^{m_\alpha} c^{(\alpha, \beta)} Q_n^{(\alpha, \beta)} \right\}, \quad (16)$$

为每个薄层的局部刚度矩阵, 另外

$$\Delta g_n = \sum_{\alpha=1}^M A^{(\alpha)} \sum_{\beta=1}^{m_\alpha} c^{(\alpha, \beta)} \Delta R_n^{(\alpha, \beta)} S_n^{(\alpha, \beta)}, \quad (17)$$

应力分量  $\alpha_z$  对于所有层都是相同的, 所以为一个全局变量。局部应变增量  $\Delta \varepsilon$  作为全局应力  $\alpha_z$  的函数, 可以由式(15)的第3分量计算获得。并且, 通过代入这个等式的其他两个分量, 应变场可写为

$$\begin{bmatrix} k_{11} - \frac{k_{12}^2}{k_{33}} & k_{12} - \frac{k_{13}k_{23}}{k_{33}} \\ k_{12} - \frac{k_{13}k_{23}}{k_{33}} & k_{22} - \frac{k_{23}^2}{k_{33}} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Delta \varepsilon_x \\ \Delta \varepsilon_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta \alpha_x \\ \Delta \alpha_y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Delta r_x + \Delta g_x - \frac{k_{13}}{k_{33}}(\Delta r_z + \Delta g_z) \\ \Delta r_y + \Delta g_y - \frac{k_{23}}{k_{33}}(\Delta r_z + \Delta g_z) \end{pmatrix} - \Delta \alpha_z \begin{pmatrix} \frac{k_{13}}{k_{33}} \\ \frac{k_{23}}{k_{33}} \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$$\Delta \varepsilon = \frac{\Delta \alpha_z}{k_{33}} - \begin{bmatrix} \frac{k_{13}}{k_{33}} & \frac{k_{23}}{k_{33}} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Delta \varepsilon_x \\ \Delta \varepsilon_y \end{pmatrix} + \frac{\Delta r_z + \Delta g_z}{k_{33}}, \quad (19)$$

式中,  $\Delta r = K \Delta \theta$ ,  $k_{ij}$  是对称的  $3 \times 3$  的矩阵  $K$  的分量。在上面两式中, 为了表达清晰, 省略了下标时间步  $n$ 。

## 2.2 总体平衡方程

对于空间坐标  $z$ , 采用了厚度方向上的积分方法。基于式(3), 法向应变增量  $\Delta \varepsilon_x(z, t)$  和  $\Delta \varepsilon_y(z, t)$  可以写为

$$\begin{pmatrix} \Delta \varepsilon_x(z, t) \\ \Delta \varepsilon_y(z, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta \varepsilon_x \\ -\Delta k_x \\ \Delta \varepsilon_y \\ -\Delta k_y \end{pmatrix}, \quad (20)$$

将法向应力增量  $\Delta \varepsilon_x(z, t)$  和  $\Delta \varepsilon_y(z, t)$  代入式(18)与(19)后, 该两式就可以在厚度方向上进行积分。将平板分成  $N$  个单元(薄层), 每个单元的中心位于  $z^{(i)}$ ,  $i = 1, 2, \dots, N$ , 厚度方向的积分可以表示为所有单元上变量的和, 材料的性质在不同单元层上是变化的, 用上标  $i$  来表示。

总体平衡方程为

$$K \Delta x = \Delta f + \Delta u - w \Delta \alpha_z, \quad (21a)$$

$$\Delta l_0 = d_1 \Delta \alpha_z + \Delta d_2 - w^T \Delta x, \quad (21b)$$

式中,  $\Delta x$  具有如下分量

$$\Delta x_1 = \Delta \varepsilon_x, \Delta x_2 = \Delta k_x, \Delta x_3 = \Delta \varepsilon_y, \Delta x_4 = \Delta k_y, \quad (22)$$

常数  $d_1$  和  $\Delta d_2$  定义为

$$d_1 = \sum_{i=1}^N \frac{\Delta z^{(i)}}{k_{33}^{(i)}}, \quad (23a)$$

$$\Delta d_2 = \sum_{i=1}^N \frac{\Delta r_z^{(i)} + \Delta g_z^{(i)}}{k_{33}^{(i)}} \Delta z^{(i)}, \quad (23b)$$

向量  $\Delta f$ 、 $w$ 、 $\Delta u$  及对称总体刚度矩阵  $K$  的第一个分量分别为

$$\Delta f_1 = \Delta f_x = \sum_{i=1}^N \Delta \sigma_x^{(i)} \Delta z^{(i)}, \quad (24)$$

$$\omega_1 = \sum_{i=1}^N \frac{k_{13}^{(i)}}{k_{33}^{(i)}} \Delta z^{(i)}, \quad (25)$$

$$\Delta u_1 = \sum_{i=1}^N \left\{ \Delta r_x + \Delta g_x - \frac{k_{13}^{(i)}}{k_{33}^{(i)}} (\Delta r_z + \Delta g_z) \right\} \Delta z^{(i)}, \quad (26)$$

$$K_1 = \sum_{i=1}^N \left\{ k_{11}^{(i)} - \frac{k_{13}^{(i)2}}{k_{33}^{(i)}} \right\} \Delta z^{(i)}, \quad (27)$$

上述符号的其他分量可根据式(18)、(19)类似推导出。

总体外载向量  $\Delta f$  和厚度方向上的应力增量  $\Delta \sigma$  构成了一个完整的平板载荷方程。总体的应变向量  $\Delta x$  与平板厚度的增量  $\Delta l_0 = \sum \Delta \varepsilon_z^{(i)} \Delta z^{(i)} (i = 1, 2, 3, \dots, M)$  组成了一个完整的平板变形方程。式(21)将5个广义总体力和5个广义总体应变联系起来, 如果广义应变是未知的, 其对应的广义应力应该是指定的, 反之亦然。

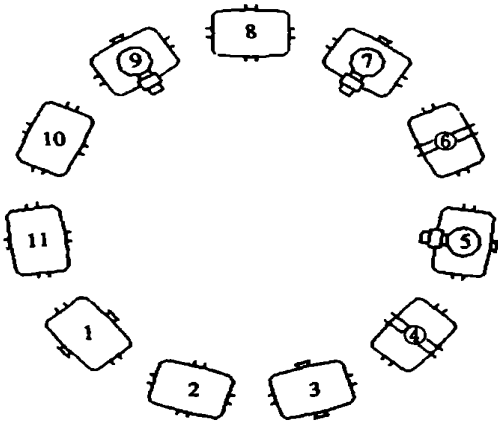


图1 玻壳成型过程

表1 玻璃材料参数( $T$ 为 $^{\circ}\text{C}$ 温度)

参数	数据
弹性模量(Pa)	$7.1 \times 10^{10}$
泊松比	0.19
剪切参考模量(Pa)	$3.0 \times 10^{10}$
体积参考模量(Pa)	$4.0 \times 10^{10}$
密度( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	$2.583 \times (1 - 9.05 \times 10^{-5} \times (T - 1300))$
固态热膨胀系数( $^{\circ}\text{C}^{-1}$ )	$9.0 \times 10^6$
液态热膨胀系数( $^{\circ}\text{C}^{-1}$ )	$30.2 \times 10^6$
热传导系数( $\text{W}/\text{m} \cdot \text{k}$ )	$2.0 + 1.770 \times 10^{-8} (T + 273.15)$
比热( $\text{J}/\text{kg} \cdot \text{k}$ )	$1.200 + 6.5 \times 10^{-3} T$
玻璃化温度( $^{\circ}\text{C}$ )	546

## 3 实验验证

### 3.1 成型过程描述

玻壳成型过程是在如图1所示的具有11个工位的特制压机上进行的, 压机每次旋转两个工位, 即每个玻璃料滴的工位步骤为:  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 5 \rightarrow 7 \rightarrow 9 \rightarrow 11 \rightarrow 2 \rightarrow 4 \rightarrow 6 \rightarrow 8 \rightarrow 10$ 。在工步1, 料滴掉入底模; 工步3, 冲头下行, 玻壳压制成型, 压制结束后冲头离开; 工步5, 7, 9, 玻壳上方的移动风头进行吹风冷却; 工步11, 模圈移开; 工步2, 自由冷却; 工步4, 6, 固定风头冷却; 工步8,



体而言,预测结果令人鼓舞。虽然本文的研究工作是针对玻壳制品的残余应力计算,但所提出的模型及求解方法并不限于此,换句话说,本文的基本模型可以很容易地扩展到通常的玻璃压制成型过程。

### [参 考 文 献]

- [1] Leaderman H. Viscoelasticity Phenomena in Amorphous High Polymeric Systems [M]. Chap 1. In: Etrich F R Ed. Rheology. New York: Academic Press, 1958, 1—16.
- [2] Schwarzl F, Staverman A J. Time-temperature dependence of linear viscoelastic behavior[J]. Applied Physics, 1952, **23**(8): 838—843.
- [3] Gurtin M E, Sternberg G E. Further study of thermal stresses in viscoelastic materials with temperature-dependent properties[A]. In: Second-Order Effects in Elasticity, Plasticity and Fluid Dynamics, International Symposium [C]. Haifa, Israel. Oxford: Pergamon Press, 1962, 51—76.
- [4] Lee E H, Rogers T G. Solution of stress analysis problems for linear viscoelastic materials based on measured deformation functions[J]. ASME Transactions, Journal of Applied Mechanics, 1963, **30**: 127—133.
- [5] Narayanaswamy O S, Gardon R. Calculation of residual stresses in glass[J]. Journal of American Ceramic Society, 1969, **52**(10): 554—558.
- [6] Mauch F, Jackle J. Thermoviscoelastic theory of freezing of stress and strain in a symmetrically cooled infinite glass plate[J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 1994, **170**(1): 73—86.
- [7] Daudeville L, Carre H. Thermal tempering simulation of glass plates: Inner and edge residual stresses [J]. Journal of Thermal Stresses, 1998, **21**(6): 667—689.
- [8] Daudeville L, Bernard F, Gy R. Residual stresses near holes in tempered glass plates[A]. In: Materials Science Forum [C]. Uetikon-Zurich: Trans Tech Publications Inc, 2002, 404\_407: 43—48.
- [9] Bushko W C, Stokes V K. Solidification of thermoviscoelastic melts. Part I —Formulation of model problem[J]. Polymer Engineering and Science, 1995, **35**(4): 351—364.
- [10] Lee Y B, Kwon T H, Yoon K. Numerical prediction of residual stresses and birefringence in injection/compression molded center-gated disk Part I —Basic modeling and results for injection molding[J]. Polymer Engineering and Science, 2002, **42**(11): 2246—2272.
- [11] Lee Y B, Kwon T H, Yoon K. Numerical prediction of residual stresses and birefringence in injection/compression molded center-gated disk Part II —Effects of processing conditions[J]. Polymer Engineering and Science, 2002, **42**(11): 2273—2292.
- [12] Kamal M R, Lai-Fook R L, Hernandez-Aguilar J R. Residual thermal stresses in injection moldings of thermoplastics: A theoretical experimental study[J]. Polymer Engineering and Science, 2002, **42**(5): 1098—1114.
- [13] Aben H, Ainola L, Anton J. Integrated photoelasticity for nondestructive residual stress measurement in glass[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2000, **33**(1): 49—64.
- [14] Gerasimov S I, Bachurina N S, Emelyanova N N. Application of photoelasticity for analysis of residual stresses in CDs[J]. Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering, 2002, **4900**(1): 606—610.



## Numerical Prediction of Process-Induced Residual Stresses in Glass Bulb Panel

ZHOU Hua\_min, SUN Qiang, XI Guo\_dong, LI De\_qun

(State Key Laboratory of Plastic Forming Simulation and Mold & Die Technology,  
Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, P. R. China)

**Abstract:** A numerical simulation model for predicting residual stresses which arise during the solidification process of pressed glass bulb panel was developed. The solidification of a molten layer of glass between cooled parallel plates was used to model the mechanics of the buildup of residual stresses in the forming process. A thermorheologically simple thermoviscoelastic model was assumed for the material. The finite element method employed was based on the theory of shells as an assembly of flat elements. This approach calculates residual stresses layer by layer like a truly three-dimensional calculation, which is well suited for thin pressed products of complex shape. An experimental comparison is employed to verify the proposed models and methods.

**Key words:** glass bulb; pressing; residual stress; numerical prediction