

CNIC-00934

CPIDI-0001

CN9501828

中国核科技报告

核压力容器密封环弹塑性大变形有限元分析

**FINITE ELEMENT ANALYSIS OF LARGE
ELASTO-PLASTIC DEFORMATION FOR SEALING
RING IN NUCLEAR PRESSURE VESSEL**

(In Chinese)



VOL 27 1 01

中国核情报中心
原子能出版社

China Nuclear Information Centre
Atomic Energy Press



肖学见:重庆医药设计院工程师,1986年毕业于重庆大学机械工程系,1991年在该校获硕士学位。

Xiao Xuejia: Engineer of Chongqing Pharmaceutical Industry Design Institute. Graduated from Department of Mechanical Engineering, Chongqing University in 1986 and received MS degree at the same university in 1991.

CNIC-00934

CPIDI-0001

核压力容器密封环弹塑性大变形有限元分析

肖学见

(重庆医药设计院)

陈如欣

(重庆大学)

摘 要

从 R. Hill 的增量虚功率原理和大变形弹塑性本构方程出发,考虑材料的物理和几何双重非线性及热效应,采用 Euler 描述法导出了平面及轴对称问题的热弹塑性大变形有限元列式。编制了包括自动生成网格,自动修改边界条件的瞬态热耦合弹塑性大变形有限元分析程序系统 ATLEPD。最后用该程序系统模拟了某核容器模型 O 形环的大变形过程,描述了 O 形环的应力、应变变化情况,接触比压变化情况,网格变形情况及回弹量等,并且与计算值作了比较二者吻合良好。

FINITE ELEMENT ANALYSIS OF LARGE ELASTO-PLASTIC DEFORMATION FOR SEALING RING IN NUCLEAR PRESSURE VESSEL

(In Chinese)

Xiao Xuejian

**(CHONGQING PHARMACEUTICAL INDUSTRY
DESIGN INSTITUTE, CHONGQING)**

Chen Ruxin

(CHONGQING UNIVERSITY, CHONGQING)

ABSTRACT

Based on the R. Hills incremental virtual power principle and the elasto-plastic constitution equation for large deformation and by considering physical nonlinear, geometric nonlinear and thermal effects, a plane and axisymmetric finite element equation for thermal large elasto-plastic deformation has been established in the Euler description. The corresponding analysis program ATLEPD has been also compiled for thermal large elasto-plastic deformation, which includes also forming mesh automatically and changing boundary condition automatically. This work employed the program ATLEPD to simulate the large deformation process of O-ring in RPV. The variations of stress, strain, contact specific pressure, mesh deformation and the aspects of spring back in upsetting and spring back process have been also investigated. Numerical results are fairly consistent with experimental ones.

概 述

在核电站反应堆压力容器,作为重要密封元件的金属O形环,在正常的预紧载荷作用下,就已经进入了屈服状态,其变形特点为:①压扁值 δV 与壁厚是同一量级,属大变形问题;②直径 D 与壁厚 t 之比(D/t)小于10,在较高的作用载荷和温度载荷作用下,其压扁度 $\delta V/D$ 已超出了小变形的范畴,既存在应力和应变的物理非线性,又有位移和应变的几何非线性,还有热负荷,属热弹塑性大变形问题,加上边界条件的复杂性,是难于用经典的数学、力学方法获得精确解的。而用热弹塑性大变形有限元法来解上述问题,可以获得满足工程要求的数值解,并能求出O形环各变形阶段的应力应变场、回弹量及残余变形和残余应力等。

弹塑性大变形有限元法,其基本出发点是吸收理性力学的成果,确立了非线性效应对平衡方程及本构方程的影响,把固体力学连续介质的虚功原理的增量方程和有限元法结合起来进行数值计算,按大变形理论和弹塑性理论建立大变形弹塑性有限元列式。

本文采用 Euler 描述法,用同轴笛卡尔直角坐标系对大变形过程进行描述。结合有限变形理论,采用增量加载处理物理非线性,用 Green 应变处理几何非线性。由于 Green 应变表达式是非线性的,使得计算十分复杂。为了克服这个困难,这里已不再采用严格的 Euler 描述了,积分域已转到每次增量加载前的描述,而每个增量运动仍采用 Euler 描述,用描述变形瞬时变化的变形率张量 D_{ij} 和旋率张量 Ω_{ij} 来描述材料的大变形过程。其运动学关系为:

$$D_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2}(v_{i,j} + v_{j,i})$$
$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(v_{j,i} - v_{i,j})$$

在热分析中,考虑了瞬态温度场中的温度增量引起的热负荷增量产生的弹塑性变形,而没有考虑塑性变形热。

1 增量虚功率方程

弹塑性大变形有限元法是建立在有限变形基础上的。在小变形弹塑性有限元分析中,我们认为单元的形状和大小在变形过程中是不变化的。但是,在大变形过程中产生大位移和大转动,单元的形状发生了变化,即出现了几何非线性。按有限变形理论,对变形体运动的描述必须明确参考构形,通常采用 Lagrange 描述或 Euler 描述,前者以变形前的初始构形,后者以变形后的现时构形为参考构形。

根据 R. Hill 的增量虚速度原理^[5],用速度变分 δV_i ,用 Euler 描述的虚功率方程为:

$$\int_V \sigma_{ij} \delta D_{ij} dV = \int_V P_i \delta V_i dV + \int_{S_T} T_i \delta V_i dS \quad (1)$$

式中: σ_{ij} 为定义在现时构形上的 Euler 应力张量, P_i , T_i 分别为定义在现时构形上的体力和面力分量。

上式中的积分域是建立在变形后的现时构形上的,而该量是待求的,不便应用,为了克服这个困难,将其变换到建立在初始构形上的 Lagrange 描述的虚功率方程,并将其应用于两相邻时刻 t 和 $t + \Delta t$ 的平衡状态,用 $t + \Delta t$ 时刻的平衡方程减 t 时刻的平衡方程,两边再除以 dt ,得 Lagrange 应力张量描述的持续虚功率方程:

$$\int_{V_t} \dot{T}_{M,} \delta V_{,M} dV = \int_{V_t} \dot{P}_{,} \delta V_{,} dV + \int_{S_t} \dot{T}_{,} \delta V_{,} dS \quad (2)$$

式中: $\dot{T}_{M,}$ 为 Lagrange 应力张量的物质导数; $V_{,M}$ 为速度分量 V 对初始构形坐标 X_M 的协变导数, $\dot{P}_{,}$ 和 $\dot{T}_{,}$ 分别为初始构形上体力和面力的变化率。

对 Lagrange 应力张量 $T_{M,}$ 取物质导数, 得:

$$\dot{T}_{M,} = JX_{M,} \dot{\sigma}_{,} - JX_{M,} V_{i,} \sigma_{,} + JV_{i,} X_{M,} \sigma_{,} \quad (3)$$

在大变形分析中, 我们希望定义一种应力率, 它不受刚体转动的影响, 物体作刚体转动时, 它是一个不变量, 只有这样的应力率写出的本构方程(率方程)才与坐标选择无关, 从而真实地反映材料的力学行为。为此引入 Jauman 应力率 $\dot{\sigma}_{,}^{\nabla}$, 其定义为:

$$\dot{\sigma}_{,}^{\nabla} = \dot{\sigma}_{,} - \sigma_{,} \Omega_{,} - \sigma_{,} \Omega_{,} \quad (4)$$

我们采用瞬时参考构形与现时构形重合, 将 (4) 式代入 (3) 式, 并忽略弹性体积变形, 再将 (3) 式代入 (2) 式, 最后利用张量的对称性和更换哑标后, 得持续虚功率方程:

$$\int_V [\dot{\sigma}_{,}^{\nabla} \delta D_{,} + \frac{1}{2} \dot{\sigma}_{,} \delta (V_{i,} V_{i,} - 2D_{i,} D_{i,})] dV = \int_V \dot{P}_{,} \delta V_{,} dV + \int_{S_t} \dot{T}_{,} \delta V_{,} dS \quad (5)$$

2 弹塑性大变形本构方程

采用 Euler 描述法讨论大变形弹塑性本构方程, 是把大变形看作流动过程, 考虑它的瞬时状态, 由小变形弹塑性本构方程导出用于大变形的速率型本构方程:

$$\dot{\sigma}_{,}^{\nabla} = D_{,}^{\sigma} D_{,} \quad (6)$$

式中: $D_{,}^{\sigma}$ 为弹塑性系数, 其矩阵式为小变形弹塑性矩阵。

3 弹塑性大变形有限元列式

根据 (5) 式的持续虚功率方程和 (6) 式的大变形弹塑性本构方程, 物体离散后可导出弹塑性大变形有限元列式。

采用 4~9 可调节节点等参元, 设单元节点位移向量为 \underline{a}^e , 节点速度向量为 $\dot{\underline{a}}^e$, 根据等参插值思想及有限元方程, 导出弹塑性大变形有限元列式:

$$(K_0^e + K_1^e) \underline{a}^e = \underline{R}^e \quad (7)$$

$$\text{式中: } K_0^e = \int_{V_t} B^T D_{,} B dV$$

$$K_1^e = \int_{V_t} (N_{i,}^T \underline{\sigma}_{,} N_{i,} - 2B_{i,}^T \underline{\sigma}_{,} B_{i,}) dV$$

$$\underline{R}^e = \int_{V_t} N^T \dot{P} dV + \int_{S_t} N^T \dot{T} dS$$

上式为 Euler 描述的大变形单元节点力变化的平衡方程, 其中, K_0^e 为小变形弹塑性单元刚度阵, K_1^e 为初应力单元刚度阵。

4 大变形增量加载的应力应变计算

用弹塑性大变形有限元法解题时需采用增量加载, 即已知第 n 增量加载步结束时的位

移、应力、应变等诸物理量，求第 $n+1$ 增量加载步的物理量的增量，再加入到第 n 步的诸物理量上，得到第 $n+1$ 步结束时的诸物理量。

已知第 n 增量步结束时的速度场 \underline{V}^n ，则从第 n 步到第 $n+1$ 步的增量位移为：

$$\underline{\Delta u}^n = \underline{V}^n \cdot \Delta t \quad (8)$$

用这个增量位移去修正第 $n+1$ 步结束时的构形

$$\underline{X}^{n+1} = \underline{X}^n + \underline{\Delta u}^n \quad (9)$$

并以此构形作为下一增量加载的参考构形。此时的增量应变为：

$$\underline{\Delta \epsilon}_n = \frac{1}{2} (\underline{\Delta u}_{n,n}^n + \underline{\Delta u}_{n,n}^{n+1})$$

则第 $n+1$ 步结束时的应变为：

$$\underline{\epsilon}_n^{n+1} = \underline{\epsilon}_n^n + \underline{\Delta \epsilon}_n \quad (10)$$

从第 n 步到第 $n+1$ 步的 Euler 应力增量的计算，必须排除刚体转动的影响。由本构方程 (6) 得到：

$$\underline{\Delta \sigma}^\nabla = \underline{D}_n \underline{\Delta \epsilon}$$

上式两边乘以 Δt ，得到：

$$\underline{\Delta \sigma}^\nabla \cdot \Delta t = \underline{D}_n \cdot \underline{\Delta \epsilon}$$

式中 $\underline{\Delta \sigma}^\nabla \cdot \Delta t$ 为 Jauman 应力增量，它必须转换成 Euler 应力增量才能进行应力叠加。对

(4) 式两边乘以 Δt ，得到：

$$\underline{\Delta \sigma}_n^\nabla \Delta t = \underline{\Delta \sigma}_n - \underline{\sigma}_n \underline{\Omega}_n \cdot \Delta t - \underline{\sigma}_n \underline{\Omega}_n \cdot \Delta t$$

则： $\underline{\Delta \sigma}_n = \underline{D}_{n,\mu}^p \underline{\Delta u}_n + \underline{\sigma}_n \underline{\omega}_n + \underline{\sigma}_n \underline{\omega}_n$

式中： $\underline{\omega}_n = \underline{\Omega}_n \cdot \Delta t = \frac{1}{2} (\underline{\Delta u}_{n,n} - \underline{\Delta u}_{n,n}^{n+1})$

则第 $n+1$ 步终了时的 Euler 应力为：

$$\underline{\sigma}_n^{n+1} = \underline{\sigma}_n^n + \underline{\Delta \sigma}_n \quad (11)$$

5 残余变形和残余应力的计算

由于卸载时各单元处于弹性状态，故本文采用一次性卸载，即相当于施加一个负的等效节点载荷，作纯弹性计算，则有：

$$\underline{K} \underline{a} = - \underline{R} \quad (12)$$

根据上式计算出位移场 \underline{a} ，然后据此位移场决定应变 $\underline{\epsilon}$ 和应力 $\underline{\sigma}$ ，则残余位移 \underline{a}_r ，残余应变 $\underline{\epsilon}_r$ 和残余应力为 $\underline{\sigma}_r$ 分别为：

$$\begin{cases} \underline{a}_r = \underline{a}_n + \underline{a} \\ \underline{\epsilon}_r = \underline{\epsilon}_n + \underline{\epsilon} \\ \underline{\sigma}_r = \underline{\sigma}_n + \underline{\sigma} \end{cases} \quad (13)$$

式中 \underline{a}_n 、 $\underline{\epsilon}_n$ 、 $\underline{\sigma}_n$ 分别为弹塑性大变形计算的位移、应变和应力。

6 瞬态温度场与热应力及其与大变形的耦合分析

金属 O 形环压扁后, 与核容器一样, 具有升温和降温过程, 因此由温度场引起的热负荷同样会产生弹塑性变形。

用 Galerkin 法建立瞬态温度场的有限元方程。采用与弹塑性大变形分析同一套单元及插值函数, 在空间量纲上用有限元离散, 在时间量纲上用有限差分离散, 可导出轴对称问题的瞬态温度场有限元方程:

$$K \underline{T} + C \dot{\underline{T}} = \underline{f} \quad (14)$$

$$\text{式中: } K_{ij} = \iint_A \left[K_r \frac{\partial N_i}{\partial r} \frac{\partial N_j}{\partial r} + K_z \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \right] r dr dz + \alpha \int_{s_A} N_i N_j ds$$

$$C_{ij} = \iint_A \rho C N_i N_j r dr dz$$

$$f_i = \iint_{s_A} Q N_i r dr dz - \int_{s_B} (q - \alpha T_f) N_i r ds + \int_{s_A} N_i \sum_{j=1}^n (K_r \frac{\partial N_j}{\partial r} L_r + K_z \frac{\partial N_j}{\partial z} L_z) T_j r ds$$

$$\text{其迭代格式为: } \begin{cases} K \underline{T}_{n+1} = \underline{f}_{n+1} \\ K = K + \frac{1}{\Delta t} C \\ \underline{f}_{n+1} = \frac{1}{\Delta t} C \underline{T}_n + \underline{f}_n \end{cases} \quad (15)$$

在每一增量加载里, 将应力增量转化为单元的等效节点热负荷 ΔR_T^e :

$$\Delta R_T^e = \int_{V^e} B^T D_{ep} \Delta \epsilon_T dV = \int_{V^e} B^T \Delta \sigma^e dV \quad (16)$$

考虑热负荷的热耦合弹塑性大变形的有限元方程为:

$$(K_e^* + K_T^*) \underline{a}^e = \Delta R^e + \Delta R_T^e \quad (17)$$

8 工作程序

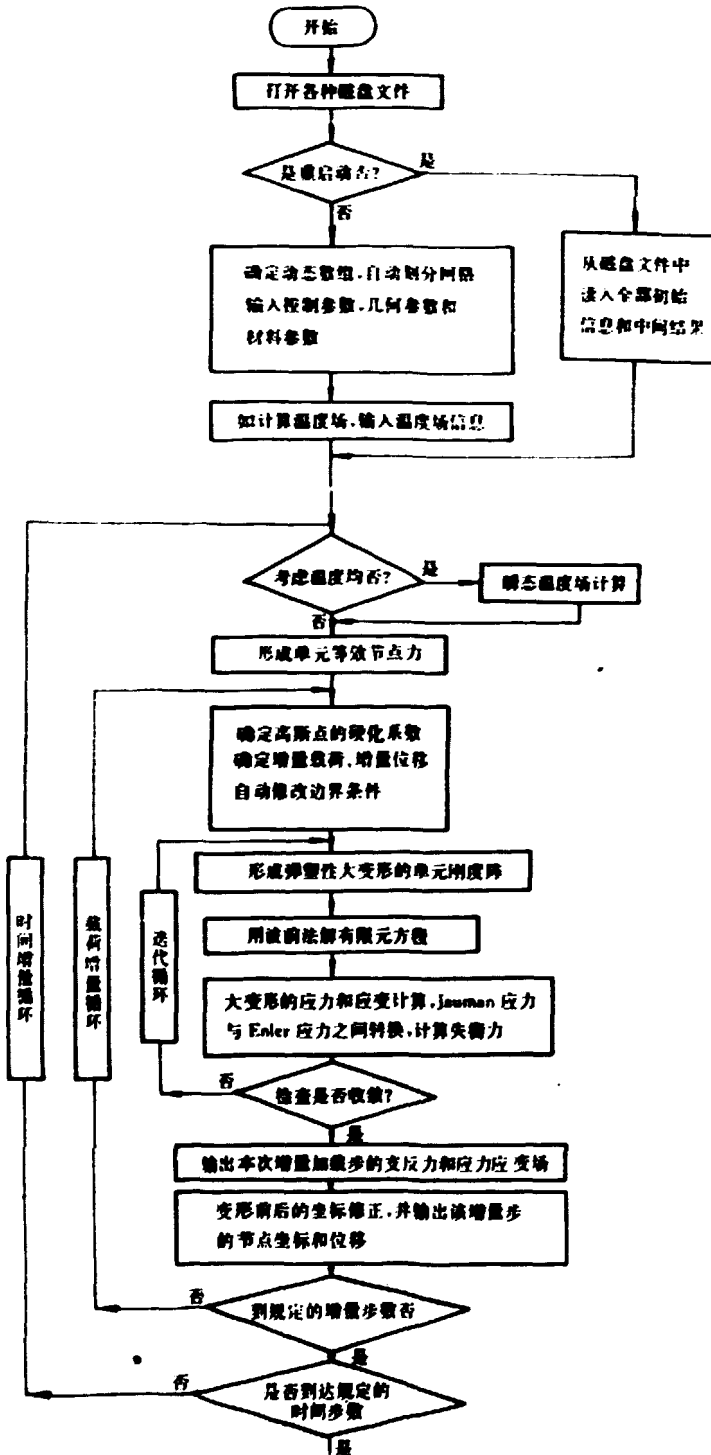
根据上述有限元方程, 编制了平面及轴对称问题的热耦合弹塑性大变形有限元分析程序系统 ATLEPD (Analysis of Thermal Large Eloquent-Plastic Deformation)。该程序系统具有通用化、模块化、自动化的特点, 其主控程序是以时间增量循环, 载荷增量循环以及迭代循环为主要过程。针对大变形分析运行时间长特点, 本系统设置了重启动功能。采用 4~9 可变节点等参元, 可以处理二维通用问题的温度场和弹塑性大变形分析, 并能作卸载处理, 计算卸载后的残余变形和残余应力。

主控程序框图如图 1。

9 核容器密封环弹塑性大变形分析

反应堆压力容器法兰密封中的两个空心金属 O 形环, 处于在上下法兰之间的密封槽中。由于两个 O 形环的几何形状, 约束情况及所受的外力, 都对称于核容器的中心轴, 因此为轴对称问题。在一个子午面上, 根据 O 形环的特点, 采用自动划分网格技术, 将两个 O 形

环的子午面上的一个截面沿径向和环向等分成四节点四边形线性等参元，单元总数为144，节点总数为192。计算模型如图2所示。图中， $R_1=465.5\text{ mm}$ ， $R_2=481.5\text{ mm}$ ， $R_3=510\text{ mm}$ ， $R_4=526\text{ mm}$ ， $H=11.43\text{ mm}$ ，两个O形环的截面尺寸为 $\phi 13 \times 2$ 。



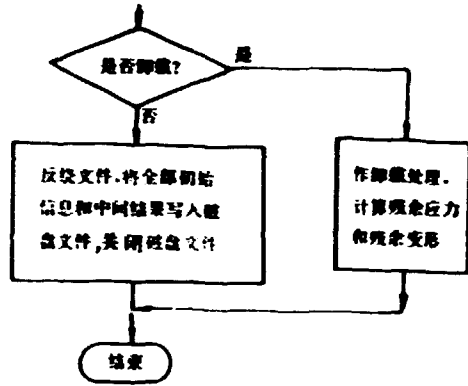


图1

由于上下法兰与O形环的接触宽度随时都因O形环的变形而变化,因此其位移边界条件也随时都因O形环的变形而变化,故本文根据上下法兰密封槽的尺寸自动修改边界条件。当施加一个增量载荷(其实是增量位移)后,使上法兰刚性地向下移动一个很小的距离,此时给O形环上与上法兰接触的节点在 z 方向上施加一个强制位移,使O形环下压一个值,而与下法兰接触的节点,给 z 方向上位移为零的约束。关于O形环截面左右两边的边界条件,是以节点不跑出密封槽为条件自动修改,如施加一个增量载荷后,计算出某节点的坐标跑出了密封槽的边界,就施加一个强制位移约束,将该节点“拉”回到密封槽的边界上。

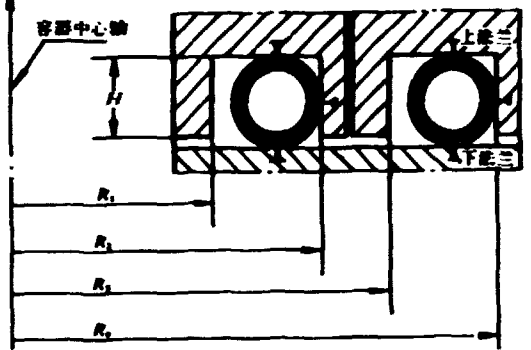


图2 轴对称条件下O形环的计算模型

核容器的顶紧过程没有热效应,因此O形环的压扁过程为冷态压扁,按弹性大变形计算其压扁过程,采用增量加载,每次对与上法兰接触的节点施加一个增量位移。第一个增量加载步使O形环压扁0.18%,其余各次使O形环压扁0.005%,当上下法兰接触时,O形环压扁度为12.077%,则载荷增量步总数为2380步。

在求解非线性方程组时,本文将增量加载和Newton-Raphson法结合起来,用修正的Newton-Raphson法,对每一增量加载步,只计算第一次迭代的单元刚度阵,以后各次迭代都用此刚度阵。在处理非线性方程组的解的漂移现象时,把上次迭代终了时的失衡力加到本次迭代的增量载荷中,这样就有效地改善了用Newton-Raphson法解非线性方程组时所导致的非线性方程组的解相对于精确解的漂移现象。

O形环的材料为不锈钢,考虑材料的应变硬化,根据不锈钢材料的单向拉伸试验的应力-应变关系拟合曲线,材料屈服后,使拟合曲线分段线性化,即材料的应变硬化系数分段线性化。按照Von-Mises屈服准则,积分时采用两点高斯法则。

表1中的图形描述了随着上法兰压下量的增加,两个空心O形环的变形情况,图(1)、(2)、(3)、(4)、(5)分别描述了压扁度为3.03%,5.09%,8.81%,10.0%,12.077%时的网格变形情况,由图(1)~(5)可看出O形环逐渐被压成椭圆形。

表1 不同压扁度下的变形图

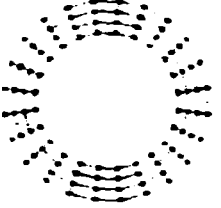
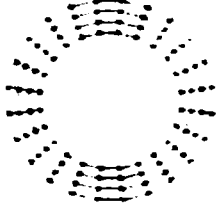
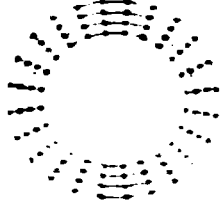
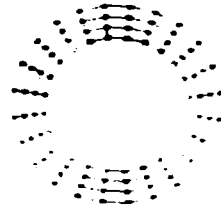
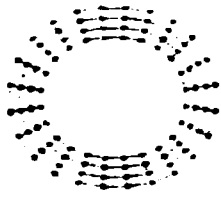
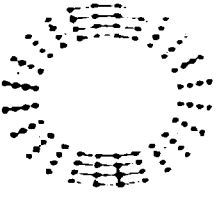
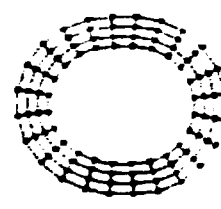
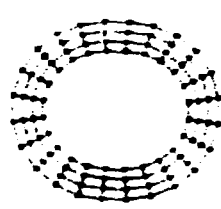
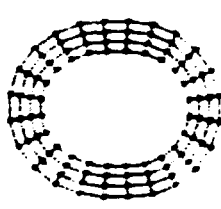
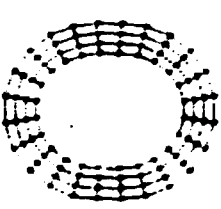
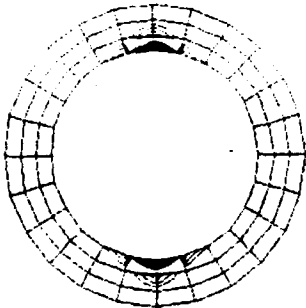
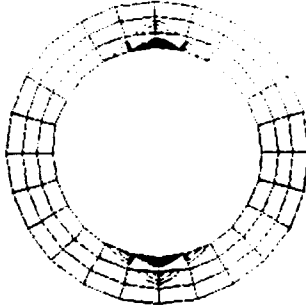


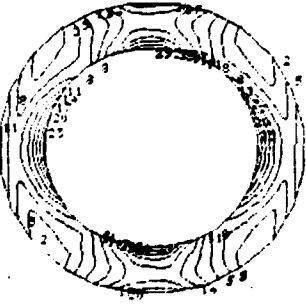
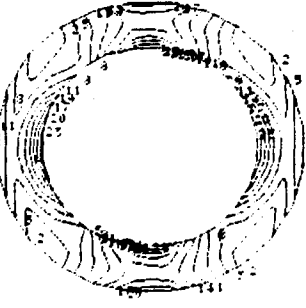

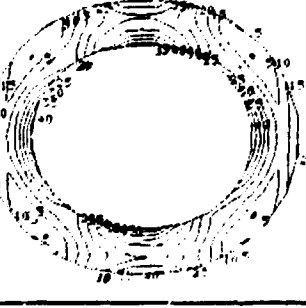
图号	压扁度 (%)	变 形 图	
(1)	3.03		
(2)	5.09		
(3)	8.81		
(4)	10.0		
(5)	12.077		

表2描述了不同压扁度下O形环各单元内各高斯点的等效塑性应变场及O形环变形的初始阶段塑性区的扩展情况。图(1)为最先进入屈服状态的单元高斯点的情况，O形环截面与上下法兰接触处离内壁最近的单元首先进入屈服状态；当第200步增量加载步后（压扁度为1.175%），大部分单元都已经进入了屈服状态，但仍有一部分单元为弹性区，如图(2)所示。当压扁度为1.5%时，全部单元都已经进入了屈服状态。图(3)、(4)、(5)、(6)分别为压扁度5.09%、8.81%、10.0%、12.077%时的等效塑性应变场，从其等值线的数值可以看出，等效塑性应变最大值发生在O形环截面与上下法兰接触处离内壁最近的单元，其次是O形环截面左右两边离内壁最近的单元。

表2 不同压扁度下的等效塑性应变场 $\bar{\epsilon}_p \times 1000$

图号	压扁度 (%)	等效塑性应变	
(1)	0.2		
(2)	1.175		
(3)	5.09		
(4)	8.81		

续表2

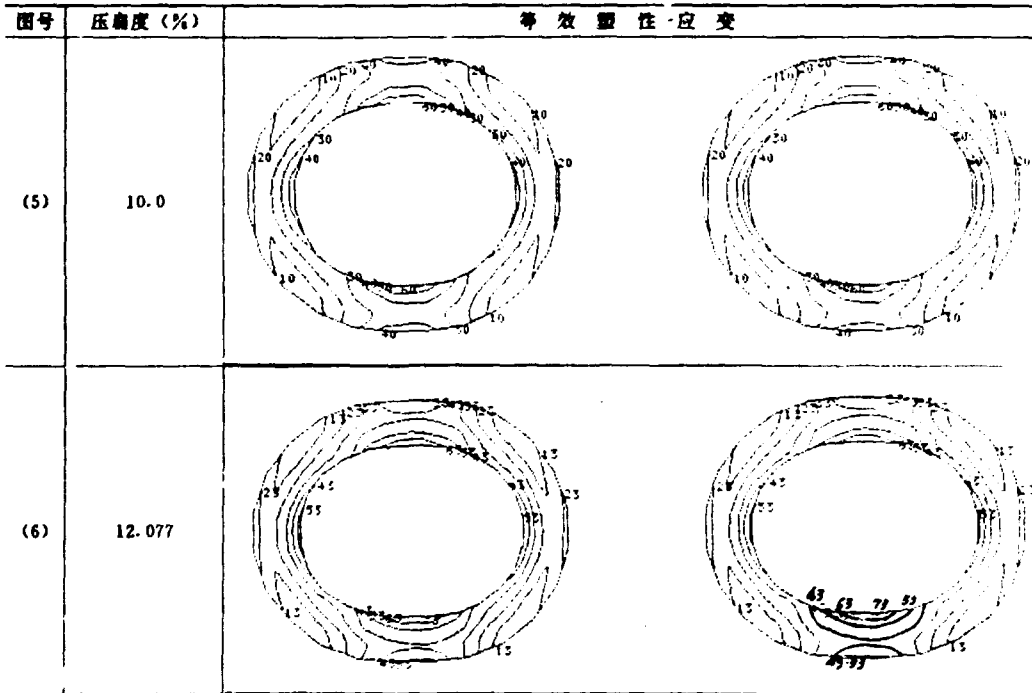


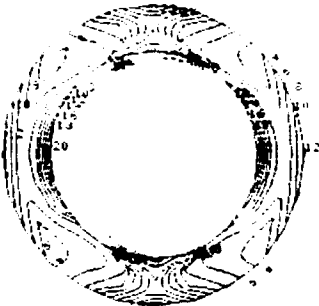
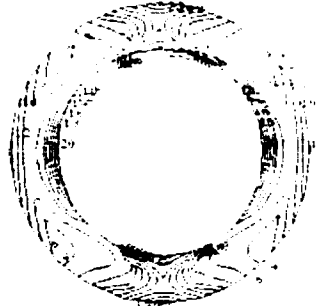
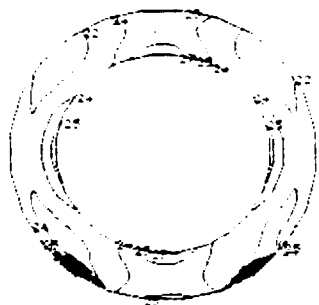
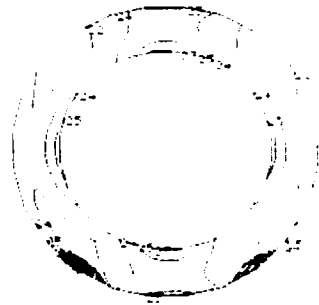
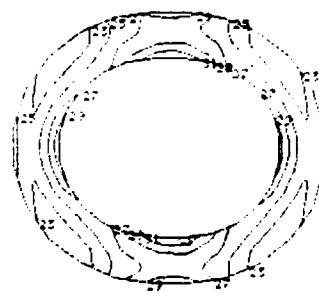
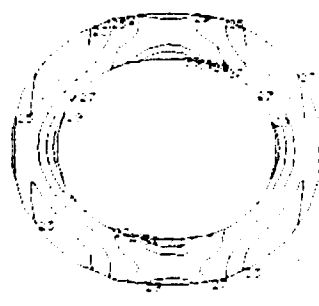
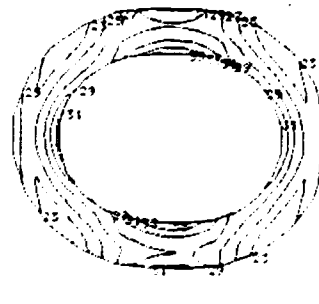
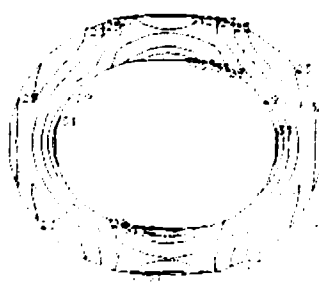
表3描述了不同压扁度下的等效应力场,从中可以看出,两个O形环具有良好的对称性和一致性,最大的等效应力仍发生在O形环截面与上下法兰接触处离内壁最近的单元。当压扁度为12.077%时,最大等效应变为7.3%,最大等效应力为35 kg/mm²,说明材料在压扁过程中等效应力相对于初始屈服限硬化了约60%。图(1)、(2)、(3)、(4)分别为压扁度为0.2%, 5.0%, 10.0%, 12.077%的等效塑性应力场。

图3为压扁度为5%, 8.81%, 10%, 12.077%时应力应变最大的高斯点的等效应力和等效应变的计算值与不锈钢单向拉伸实验的应力-应变关系拟合曲线的比较图,从图中可以看出,计算值和实验值吻合良好。

图4为压扁度与比压关系曲线图,并且与O形环力学性能测定实验的结果作了比较,从图中可以看出,计算值与实验值吻合良好,外环的计算值比内环的计算值略小。

利用重启功能,分别在压扁5.09%, 8.81%, 12.077%时卸载,计算O形环的回弹量,其计算值、实验值及相对误差见表4。

表3 不同压扁度下的等效应力场

图号	压扁度 (%)	等效应力	
(1)	0.2		
(2)	5.0		
(3)	10.0		
(4)	12.077		

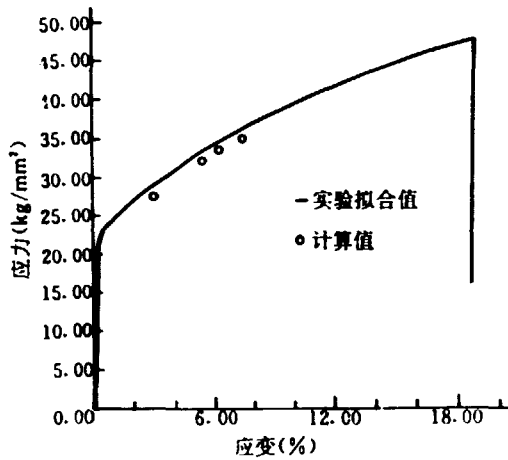


图3 应力-应变关系的计算值和实验值的比较

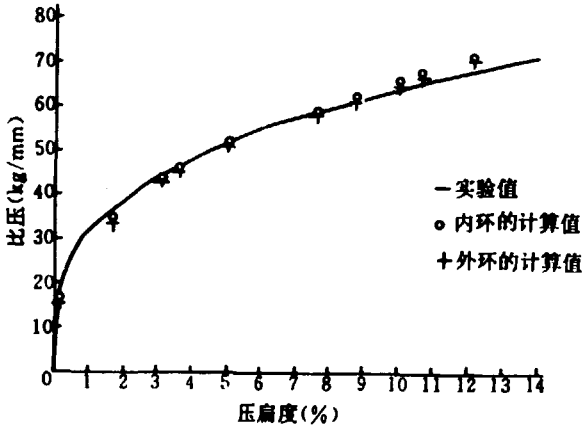


图4 压扁度与比压关系计算值与实验值的比较

表4 不同压扁度下的回弹量及相对误差

压扁度 (%)	回弹量		相对误差 (%)
	实验值	计算值	
5.09	0.216	0.2268	5.0
8.81	0.224	0.235	4.91
12.077		0.263	

考虑温度效应，核容器经升温、恒温、降温后，温度为100℃，在此温度下卸载。因为O形环截面还不足核容器有限元分析的一个单元大，因此两个O形环考虑为均匀温度，并按此温度下的材料性能作纯弹性计算，O形环的回弹量为0.263 mm，回弹后的网格变形图如图5。

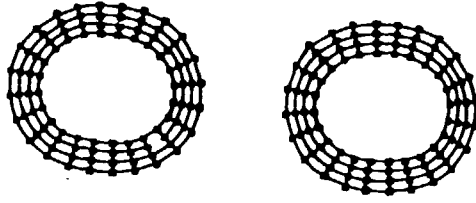


图5 O形环回弹后的网格图

该研究工作是受中国核动力研究设计院委托,由重庆大学机械一系完成的。本文的实验数据由中国核动力研究设计院和重庆大学力学系提供。

参 考 文 献

- [1] 陈如欣, 胡宗民编著. 塑性有限元法及其在金属成形中的应用. 重庆大学出版社, 1989
- [2] 李辉荣, 许剑歌, 陈如欣. 剪切弹塑性大变形过程的有限元分析. 计算结构力学及其应用, 1987, 1 (2)
- [3] Mcmeeking R M. Rice J R. Finite element formulation for problems of large elastic-plastic deformation, *Int. J. Solids struct.*, 1975, 11, 601~615
- [4] Owen, Hinton, *Finite Element in plasticity*. Pineridge Press Limited, 1980
- [5] Hill R. Some basic principle in the mechanics of solids without a natural time, *J. Mech. phys. solids*, 1959, 7, 209~225
- [6] 孔祥廉, 王传博. 有限单元法在传热中的应用. 科学出版社, 1981

(京) 新登字 077 号

图书在版编目 (CIP) 数据

核压力容器密封环弹塑性大变形有限元分析 = FINITE ELEMENT ANALYSIS OF LARGE ELASTO-PLASTIC DEFORMATION FOR SEALING RING IN NUCLEAR PRESSURE VESSEL / 肖学见等著. —北京: 原子能出版社, 1995. 2

ISBN 7-5022-1337-6

I. 核… I. 肖… II. 压力容器 (反应堆)-密封件-弹性-蠕变-有限元分析 IV. ①TL351②TB42

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (95) 第 02725 号



原子能出版社出版发行

责任编辑: 李曼莉

社址: 北京市海淀区阜成路 43 号 邮政编码: 100037

中国核科技报告编辑部排版

核科学技术情报研究所印刷

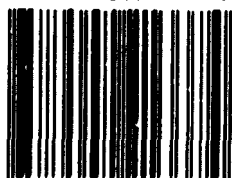
开本 787×1092 1/16·印张 1 字数 18 千字

1995 年 2 月北京第一版·1995 年 2 月北京第一次印刷

CHINA NUCLEAR SCIENCE & TECHNOLOGY REPORT

This report is subject to copyright. All rights are reserved. Submission of a report for publication implies the transfer of the exclusive publication right from the author(s) to the publisher. No part of this publication, except abstract, may be reproduced, stored in data banks or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording or otherwise, without the prior written permission of the publisher, China Nuclear Information Centre, and/or Atomic Energy Press. Violations fall under the prosecution act of the Copyright Law of China. The China Nuclear Information Centre and Atomic Energy Press do not accept any responsibility for loss or damage arising from the use of information contained in any of its reports or in any communication about its test or investigations.

ISBN 7-5022-1337-6



9 787502 213374 >