

文章编号:1000-582x(2001)04-0012-05

泡沫硅橡胶的多孔超弹性模型^{*}

刘占芳¹, 励凌峰¹, 胡文军², 蒋荣峰²

(1. 重庆大学 工程力学系, 重庆 400044; 2. 中国工程物理研究院 结构力学研究所, 绵阳 621900)

摘要: 泡沫硅橡胶是一种典型的多孔材料, 同时它的本构行为也呈现超弹性力学性质。本文建立了泡沫硅橡胶的多孔介质力学模型, 针对泡沫硅橡胶的超弹性本构行为以及由于多孔隙的结构特征所导致的材料可压缩性, 考察了孔隙度对变形性能的影响, 构造了应变能函数的等容部分和体积变形部分, 单轴压缩实验表明, 所获得的本构方程较好地描述了泡沫硅橡胶的大变形力学性质。

关键词: 泡沫硅橡胶; 多孔介质; 超弹性

中图分类号: TQ 330.7⁺5

文献标识码: A

橡胶类材料是具有优异力学性能的高分子材料, 因其迅速发展和广泛应用, 已成为现代社会诸多领域不可缺少的重要材料。泡沫硅橡胶(硅泡沫)作为一种新型的高分子材料, 它是根据特殊的发泡工艺制作而成。由于它具有成孔容易、相对密度低、比模量和比强度优良等许多独特的力学特性, 能够缓和冲击、耐磨、减振等, 并且具有优良的耐高温性能和耐溶剂及抗氧化等物化性能, 因此广泛应用于重要设备的防护及结构内部的填充等方面。近年来已被国防建设和其它工业领域所采用, 具有广阔的应用前景。

泡沫硅橡胶除了具有橡胶类材料的柔软性、高延展性、高弹性等特质以外, 还具有高孔隙度的多孔结构特性, 其力学性能表现为超弹性、有限变形, 并且材料的多孔隙结构极大地影响材料的压缩性质。在泡沫硅橡胶的结构分析和设计中, 需要建立和发展适合的材料模型、本构关系以及考虑有限变形下的非线性弹性的有效数值方法。本文首先针对材料的多孔隙结构特征, 采用多孔介质理论建立泡沫硅橡胶的多孔介质力学模型。结合材料的超弹性本构行为以及由于多孔隙的结构特征所导致的材料可压缩性, 考虑了孔隙度对变形性能的影响, 利用主伸长比的乘法分解, 将超弹性的应变能函数解耦为等容部分的应变能和体积变形的应变能, 给出了本构关系的具体形式。利用泡沫硅橡胶的单轴压缩实验, 检验了本构关系的适用性, 结果表明, 数值分析结果与实验数据吻合较好。

1 泡沫硅橡胶的多孔介质力学模型

泡沫硅橡胶作为一种高分子橡胶材料, 它是由硅橡胶、气相法白炭黑和硫化剂经特殊发泡工艺制成的。在发泡过程中, 聚合物材料分布在泡孔之间, 当泡孔长大时, 材料被排开, 最后集中到密排球的间隙处或多面体的棱边处, 固化后即可得泡沫硅橡胶。根据相邻泡孔是否连通, 而将泡沫橡胶称为开孔型和闭孔型泡沫橡胶。不同密度的泡沫橡胶具有不同的胞体结构特性, 而不同胞体结构的泡沫橡胶具有不同的物理力学性能。通常开孔泡沫橡胶具有较高的强度, 而闭孔泡沫橡胶则具有较好的绝热性能。

基于扫描电镜分析和其他的显微镜观察, 一般认为, 真实低密度泡沫橡胶的胞体结构多数是五边十二面体结构形态。Patel 和 Finnie^[1]对胞体的结构形态作出了较为详细的评述, 认为单个胞体的形状依赖于膨胀前气泡的密排。然而, 比胞体形状更为重要的是固体材料在边和胞体壁之间的分布。开孔橡胶泡沫, 其结构由空间的支柱框架组成, 而闭孔橡胶泡沫胞体上有膜覆盖。通常胞体的膜比支柱要薄, 且厚度均匀; 支柱沿长度具有均匀截面, 只在连点处变厚。Dawson^[1]等在较大密度范围内研究了泡沫橡胶的微观结构, 得到低、中、高密度橡胶泡沫的胞体结构形态分别是伸长五边十二面体、园形多面体结构和孤立的球形结构。卢子兴^[2]等对注射成型的泡沫橡胶进行了扫描电镜分

* 收稿日期: 2000-09-17

基金项目: 中国工程物理研究院科学技术基金资助项目(99030416)

作者简介: 刘占芳(1963-), 男, 哈尔滨市人, 教授。主要研究方向: 多孔介质力学。

析,得到与 Dawson 等人基本一致的结构,但发现当密度为 0.5 g/cm^3 左右时,泡沫橡胶胞体之间仍存在相互连通的现象。

上面的考察表明泡沫硅橡胶可作为典型的多孔介质来处理,即材料由多孔隙的固体材料骨架和相互连通的由气体饱和的空隙共同构成,二者在空间的共存必然导致相互作用即耦合现象,因此,所建立的多孔介质力学模型理论上要求能够同时考虑多孔固体的变形和孔隙气体的流动行为。同时,反映泡沫硅橡胶结构特征的参数即孔隙度会显著地影响材料的变形行为,描述泡沫硅橡胶的适合的多孔介质模型应包括孔隙度的影响。对于泡沫硅橡胶而言,孔隙度作为唯一的微观结构参数描述了材料的结构特征,能够反映材料最重要的物理特性。此外,注意到尽管泡沫硅橡胶在宏观上是体积可压的,但是作为材料本身也即实体的硅橡胶是不可压的。必须指出,实验证明,在几百个大气压力下,橡胶不发生体积变形,传统的关于橡胶材料的研究中,橡胶均作为不可压材料来处理。因此,泡沫硅橡胶的多孔介质模型还需考虑到材料本身不可压这一事实。

现代的多孔介质理论是引进了体积分数概念的混合物理论的拓展和延伸,它采用了连续介质力学的表达和方法。对于泡沫硅橡胶材料,可看作由多孔固体相和孔隙间气体相组成的固气两相混合物,两相在统计意义上分散在全部材料空间。这种处理使得两种组分连续介质化,便于进行连续介质力学分析。然而,这种处理虽然导致两种组分在同一个空间点上质点共存,但是两相仍保持各自独立的运动学。如果考察的范围与泡沫硅橡胶材料的胞体结构特征尺寸足够大,这种模型所带来的数学上的误差可以忽略不计。

固气两相多孔介质作为不相混溶的两种组分组成的混合物,由于多孔固体作为组分之一区别于完全混溶的混合物。一方面必须以连续介质的方式通过变形张量而不仅仅是通过密度的改变来描述固体的变形,另一方面应通过适合的宏观场变量来反映材料的几何结构特性,对于各向同性的情况是由孔隙度表达的标量场。这表明多孔固体在整个材料行为具有特殊地位,它对气体的运动构成了一个变形约束。对有限变形的情况,可以方便地选择多孔固体的 Lagrange 运动学描述,而气体相的运动可利用简单的变换转换成物质描述,这也将为以后的数值分析带来极大的方便。

选择初始时刻的多孔固体的构形作为 Lagrange 描述的参考构形,则固体的运动表述为下面的函数形式:

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}^S(X, t) \quad (1)$$

式中点 \mathbf{x} 是多孔固体的质点 X 在当前时刻 t 的空间位置。多孔固体的速度场和变形梯度为:

$$\mathbf{x}^S = \frac{\partial \mathbf{x}^S}{\partial t}(X, t) \quad (2)$$

$$\mathbf{F}^S = \text{Grad} \mathbf{x}^S(X, t)$$

在气体组分的 Euler 描述中,其运动学由定义在当前构形中的速度场来确定,即:

$$\mathbf{v}^F = \mathbf{v}^F(\mathbf{x}, t) \quad (3)$$

利用式(1)上式可转换成固体的物质描述:

$$\mathbf{x}^S = \mathbf{v}^F(\mathbf{x}^S(X, t), t) = \mathbf{x}^F(X, t) \quad (4)$$

而气体质点多孔固体的参考构形上的映象具有下面的速度场:

$$\mathbf{x}^F(X, t) = \mathbf{F}^{S^{-1}}(\mathbf{x}^F - \mathbf{x}^S) \quad (5)$$

这个速度也称气体的 Lagrange 速度,它描述了气体对多孔固体的相对速度。

多孔固体的平衡方程具有与固体的物质描述的类似形式,同时气体组分应透过 Lagrange 速度场所决定的运动学映象来建立平衡方程。考虑等温过程,忽略温度的影响,因此,有质量平衡方程:

$$\frac{\partial \rho^S}{\partial t} = \dot{\rho}^S, \dot{\rho}^S = \dot{\rho}^S(X, t), \rho^F = \rho^F(X, t)$$

$$\frac{\partial \rho^F}{\partial t} + \text{Div}(\rho^F \mathbf{x}^F) = \dot{\rho}^F, \rho^F = \rho^F(X, t)$$

$$\dot{\rho}^F = \dot{\rho}^F(X, t), \dot{\rho}^S + \dot{\rho}^F = 0 \quad (6)$$

式中 ρ^S 为参考构形中多孔固体每单位体积的质量, $\dot{\rho}^S$ 是该构形中多孔固体的质量源的集度, ρ^F 为每单位多孔固体参考体积下的气体的质量, $\dot{\rho}^F$ 则为相应的质量源。

动量平衡方程有下面的形式:

$$\frac{\partial \rho^S \mathbf{x}^S}{\partial t} = \text{Div} \mathbf{P}^S + \rho^S \mathbf{b}^S + \hat{\mathbf{p}}^S$$

$$\rho^F \left(\frac{\partial \mathbf{x}^F}{\partial t} + \text{Grad} \mathbf{x}^F \mathbf{x}^F \right) = \text{Div} \mathbf{P}^F + \rho^F \mathbf{b}^F + \hat{\mathbf{p}}^F$$

$$\dot{\mathbf{p}}^S + \dot{\mathbf{p}}^F = 0 \quad (7)$$

上式中 \mathbf{P}^S 和 \mathbf{P}^F 分别表示多孔固体和孔隙气体的第二类 Piola-Kirchhoff 应力张量, \mathbf{b}^S 和 \mathbf{b}^F 分别是固体相和气体相的质量加速度, $\dot{\mathbf{p}}^S$ 和 $\dot{\mathbf{p}}^F$ 分别为相对于参考构形中多孔固体和气体的动量源的集度(扩散力或相互作用力)。

固体相的体积分数 n^S 是指多孔固体占全部材料的体积比,而气体相的体积分数 n^F 是指孔隙气体占全部材料的体积比即多孔材料的孔隙度,借助体积分数的概念,下面引进两种组分的真实质量密度 ρ^{S^*} 和 ρ^{F^*} :

$$\rho^{SR} = \rho^S/n^S, \rho^{Rf} = \rho^f/n^f \quad (8)$$

对于泡沫硅橡胶材料而言,实体的橡胶材料是不可压的,也即真实质量密度 ρ^{SR} 是常量,并且两种组分的体积分数满足饱和条件的约束,因此,独立的变量只有多孔材料的孔隙度 n^f 。

作为反映多孔固体材料微结构的一种内变量,对多孔介质模型而言构成了一个附加场,因此模型需要附加的场方程,既解决模型的封闭问题。文献中已经建议了一些方法,例如引入附加的某种本构关系,构造适合的关于孔隙度的演化方程或平衡方程。Wilmanski 基于对孔隙结构的半微观分析,给出了一个孔隙度的平衡方程,即:

$$\frac{\partial n^f}{\partial t} + \text{Div} J = v \quad (9)$$

上式中 J 称为孔隙度流而称为孔隙度源,它们的物理意义参见 Wilmanski^[2]。

方程(6),(7)和(9)连同关于两种组分的应力张量和扩散力的本构关系,构成了全部未知场变量的封闭方程组,构建适合的初边值条件可得到初边值问题的偏微分方程组的解。

2 泡沫硅橡胶的超弹性本构关系

前面建立了泡沫硅橡胶的两相多孔介质模型,下面进一步分析泡沫硅橡胶的超弹性本构关系。为简明起见,考察泡沫硅橡胶的静力或拟静力问题。对静力问题,孔隙中气体流动的影响以及气体内的压力梯度可以忽略不计,从而这里可不考虑孔隙气体内应力(压力) P^f 以及扩散力 \hat{p}^S 和 \hat{p}^f 的本构关系,同时合理地假定固气两种组分不发生化学反应,因此不发生质量交换,即 $\dot{\rho}^S$ 和 $\dot{\rho}^f$ 均为零。这样的处理可以极大地简化前面建立的多孔介质模型,同时满足绝大部分实际应用的需要的,此时的多孔介质成为空的多孔固体。事实上,简化处理只须对多孔固体的第二类 Piola-Kirchhoff 应力张量 P^S 建立适合的本构关系。

橡胶类材料是典型的超弹性体,建立橡胶类材料本构关系的根本是构造适合的应变能密度函数。由于实体的橡胶类材料是不可压材料,文献中针对不可压的性质,提出了一系列描述不可压橡胶材料力学行为的本构关系。典型的如 Mooney-Rivlin 型本构关系^[4], Ogden 型本构关系^[5]、Yeoh 最近提出的本构关系^[6]。同时,为克服材料不可压在非线性数值模拟中的体积闭锁现象以及克服材料不可压假定所带来的本构约束,Blatz 和 Ko^[7]提出了所谓近不可压橡胶类材料的本构关系。然而,对于既存在材料可压又含有多孔结构

的橡胶类材料,其应变能函数的具体形式和本构关系迄今尚未开展深入的研究。本文基于应变能密度函数可解耦为相对独立的等容变形和体积变形两部分,提出了可压多孔硅橡胶材料的应变能密度函数,给出了材料的本构关系,该模型能够考虑孔隙度对材料变形行为的影响。

在接下来的处理中,省略描述多孔固体的符号上标 S 。为了研究的方便,首先引入有限变形下的几种变形表达。对于变形梯度 F ,有极分解式:

$$F = RU = VR \quad (10)$$

式中 R 为正交张量,代表纯转动; U 和 V 为对称正定张量,代表纯粹的变形。在有限变形情况下,通常用右和左 Cauchy-Green 变形张量 C 和 B 来描述物体的变形:

$$C = F^T F, B = FF^T, B = RCR^T \quad (11)$$

并且,张量 U 和 V 的特征值 λ_i 是相一致的, λ_i 被称为做主方向线元的伸长比。右和左 Cauchy-Green 应变张量 C 和 B 的主不变量可以定义为:

$$I_1 = \text{tr}(C)$$

$$I_2 = \frac{1}{2} [I_1^2 - \text{tr}(C^2)] \quad (12)$$

$$I_3 = J^2 = \det(C)$$

应变张量 C 和 B 的特征值分别可表示为相应的伸长比的平方,即 λ_i^2 ,所以 C 或 B 的不变量可由 λ_i 表示为:

$$I_1 = \sum_{i=1}^3 \lambda_i^2$$

$$I_2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \lambda_i^2 \sum_{j=1}^3 (\lambda_j^2 - \lambda_i^2) \quad (13)$$

$$I_3 = \prod_{i=1}^3 \lambda_i^2$$

Green 应变张量 E 定义为:

$$E = \frac{1}{2}(C - 1) \Leftrightarrow E_{kl} = \frac{1}{2}(C_{kl} - \delta_{kl}) \quad (14)$$

式中 δ_{kl} 代表 Kronecker 符号。

泡沫硅橡胶作为超弹性体进行处理,因此归结为 Cauchy 弹性问题。在等温条件下以及只考虑纯力学过程,进一步将它模型化为各向同性物质,因而应变能密度函数 W 是右变形张量 C (B) 的函数,或者表达为伸长比的函数,因此单位体积的应变能密度函数可以表示为:

$W = W(I_1, I_2, J = I_3^{1/2})$ 或 $W = W(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ 若应变能函数表示为 $W = W(I_1, I_2, J = I_3^{1/2})$,多孔固体中的应力为第二类 Piola-Kirchhoff 应力张量,则它们与应变能函数 W 的关系表示为:

$$P = \partial W / \partial E = 2(\partial W / \partial C) =$$

$$2\left\{\frac{\partial W}{\partial I_1}1 + \frac{\partial W}{\partial I_2}(I_1 - C) + \frac{\partial W}{\partial I_3}(I_2 - I_1 C + C^2)\right\} \quad (16)$$

利用 Piola-Kirchhoff 应力张量 P 与 Cauchy 应力张量 σ 的关系 $\sigma = J^{-1}(FPF^T)$ 可得 Cauchy 应力张量 σ 的分量表达式:

$$\sigma_{ij} = 2j \frac{\partial W}{\partial B_{kl}} x_k^i x_l^j = a_0 \delta_{ij} + a_1 B_{ij} + a_2 B_{im} B_{mj} \quad (17)$$

上式中:

$$\begin{aligned} a_0 &= 2j I_3 \frac{\partial W}{\partial I_3} \\ a_1 &= 2j \left(\frac{\partial W}{\partial I_1} + I_1 \frac{\partial W}{\partial I_2} \right) \\ a_2 &= -2j \frac{\partial W}{\partial I_2} \end{aligned} \quad (18)$$

当应变能密度函数 $W = W(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ 时, Cauchy 应力张量的主应力与应变能函数的关系表示为:

$$\sigma_i = \lambda_i \frac{\partial W}{\partial \lambda_i} \quad i = 1, 2, 3 \quad (19)$$

因此, 描述橡胶类材料的非线性弹性行为, 必须提出适合的有限应变下的应变能密度函数。

基于不可压或近不可压的各向同性假设, 文献中已提出了各种经验和半经验的应变能密度函数。Ogden 根据实验数据提出了一类针对不可压或近不可压超弹性材料的应变能函数:

$$\bar{W} = \sum_{n=1}^3 \frac{\alpha_n}{\beta_n} (\lambda_1^{\beta_n} + \lambda_2^{\beta_n} + \lambda_3^{\beta_n} - 3) \quad (20)$$

上式中 α_n, β_n 是材料常数, 该模型是经验式, 材料参数不具有明确的物理意义。

本文研究的对象是多孔硅橡胶材料, 随着孔隙度 n 的变化, 体积变形将十分显著, 因此应作为可压超弹性体进行处理。由于可压超弹性材料的变形可看作是由等容变形部分和体积变形部分的叠加, 利用不可压条件, 可以得到等容变形部分的伸长比为:

$$\hat{\lambda}_i = J^{-\frac{1}{3}} \lambda_i \quad (21)$$

借助等容条件, 有 $\hat{\lambda}_1 \hat{\lambda}_2 \hat{\lambda}_3 = 1$ 。利用主伸长的分解, 可压超弹性体的应变能密度函数可以分解为等容变形 \bar{W} 和体积变形 \tilde{W} 两部分:

$$W = \bar{W}(\hat{\lambda}_1, \hat{\lambda}_2, \hat{\lambda}_3) + \tilde{W}(\lambda_1^{-1}, \lambda_2^{-1}) = \tilde{W}(J) \quad (22)$$

对于弹性开孔硅橡胶材料, 在载荷作用下首先孔壁产生弯曲变形, 当胞孔完全塌陷后, 则承受载荷的是基体材料, 因此孔隙度的高低对于多孔硅橡胶材料的压缩性能有重要的影响, 根据单轴压缩实验和孔隙度

对应力应变关系的影响, 提出下述反映体积变形与孔隙度关系的体积应变能密度函数。

$$\begin{aligned} \tilde{W}(J) &= \\ D(1 + (1 - n_0')^{\frac{1}{2}})^2 (1 - n_0') E_s (J - 1) \ln J, \\ D > 0 \end{aligned} \quad (23)$$

式中 n_0' 表示变形前的初始孔隙度, E_s 为橡胶基体材料的弹性模量, D 为材料常数, 反映了可压情况下孔隙度变形导致的体积改变对应变能密度函数的贡献, 其值可由实验数据拟和而得。由方程(23), 可以得到橡胶材料的体积模量 K 与体积变形 J 和孔隙度的关系:

$$K = \partial_{ij}^2 \tilde{W} |_{J=1} = D(1 + (1 - n_0')^{\frac{1}{2}})^2 (1 - n_0') E_s (J^{-2} + J^{-1}) |_{J=1} \quad (24)$$

由上式可看出, 体积模量随孔隙度的增大而降低, 抗体积变形能力随压缩变形的增大而增加, 这与压缩实验的测量是一致的。

对于等容变形部分, 本文采用 Ogden 的不可压应变能函数(20)和式(21), 得:

$$\bar{W}(\hat{\lambda}_1, \hat{\lambda}_2, \hat{\lambda}_3) = \sum_{n=1}^2 \alpha_n (\hat{\lambda}_1^{\beta_n} + \hat{\lambda}_2^{\beta_n} + \hat{\lambda}_3^{\beta_n} - 3) \quad (25)$$

式中 α_n, β_n 是由实验确定的材料参数, 其中 β_n 的值控制了变形曲线的形状。对于孔隙度大于 50% 的硅橡胶材料, 可取 $\beta_{1,2} = 2, -2$ 。因此, 根据表达式(22), (23) 以及(25)可以得到多孔硅橡胶材料的应变能密度函数:

$$W = a_1 (\hat{\lambda}_1^2 + \hat{\lambda}_2^2 + \hat{\lambda}_3^2 - 3) + a_2 (\hat{\lambda}_1^{-2} + \hat{\lambda}_2^{-2} + \hat{\lambda}_3^{-2} - 3) + D(1 + (1 - n_0')^{\frac{1}{2}})^2 (1 - n_0') E_s (J - 1) \ln J \quad (26)$$

显然, 多孔硅橡胶的应变能函数包含三个附加的材料参数, 其中 a_1 和 a_2 用于刻画材料在等容情况下的剪切变形的影响, 而 D 则描述了依赖于孔隙度改变的纯体积变形对应变能函数的影响。

3 算例

为了进一步考察所提出的应变能函数的适用性, 考虑硅橡胶圆柱体试件的单轴压缩实验, 忽略重力的影响, 并假定试件为均匀的各向同性材料。在单轴压缩情况下, 伸长比和应力满足:

$$\lambda_2 = \lambda_3, \quad \sigma_{22} = \sigma_{33} = 0 \quad (27)$$

因此 Jacob 行列式的值 $J = \lambda_1 \lambda_2^2$, 由式(19)和式(26)得到单轴压缩下的三个主应力:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= \frac{4}{3} a_1 (\lambda_1^{\frac{4}{3}} \lambda_2^{-\frac{4}{3}} - \lambda_1^{-\frac{2}{3}} \lambda_2^{\frac{2}{3}}) - \\ &\frac{4}{3} a_2 (\lambda_1^{-\frac{4}{3}} \lambda_2^{\frac{4}{3}} - \lambda_1^{\frac{2}{3}} \lambda_2^{-\frac{2}{3}}) + \\ D(1 + (1 - n_0')^{\frac{1}{2}})^2 (1 - n_0') E_s \lambda_1 \lambda_2 \ln(\lambda_1 \lambda_2^2) \end{aligned} \quad (28)$$

$$\sigma_{22} = \sigma_{33} = \frac{4}{3} a_1 (-\lambda_1^{\frac{4}{3}} \lambda_2^{\frac{4}{3}} + \lambda_1^{-\frac{2}{3}} \lambda_2^{\frac{2}{3}}) +$$

$$\frac{4}{3} a_2 (\lambda_1^{\frac{4}{3}} \lambda_2^{\frac{4}{3}} - \lambda_1^{\frac{2}{3}} \lambda_2^{\frac{2}{3}}) + 2D(1 + (1 - n_0^c)^{\frac{1}{2}})^2 (1 - n_0^c) E \lambda_1 \lambda_2 \ln(\lambda_1 \lambda_2^2) = 0 \quad (29)$$

三个附加的材料参数可以利用最小二乘法,由单轴压缩实验得到的应力应变曲线的一系列实验点进行拟和得到。显然,该模型仅需利用简单单轴压缩实验就可确定模型的材料参数,从而避免了实验方法复杂、所需观测数据过多所带来的困扰。

本文对泡沫硅橡胶(密度 $0.45 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$, 孔隙率 $n_0^c = 55\%$) 单轴压缩实验数据进行了数值拟和,拟和结果如图 1 所示。

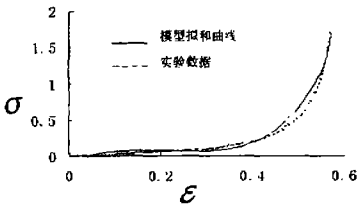


图 1 硅橡胶单轴压缩本构关系拟和曲线与实验数据比较

图 1 表明,本文提出的可压多孔硅橡胶本构关系与实验数据吻合的较好,说明该模型能够准确地描述可压多孔硅橡胶的非线性弹性变形。

4 结论

泡沫硅橡胶是一种具有高柔软性、高延展性、高弹性并具有高孔隙度的多孔结构的超弹性材料。本文首先通过考察材料的多孔隙结构特征,采用多孔介质理

论建立泡沫硅橡胶的多孔介质力学模型。结合材料的超弹性本构行为以及由于多孔隙的结构特征所导致材料可压缩性,考虑了孔隙度对变形性能的影响,利用主伸长比的乘法分解,将超弹性的应变能函数解耦为等容部分的应变能和体积变形的应变能。所提出的对应体积变形的应变能函数能够描述多孔可压硅橡胶材料的变形特征,应变能函数包括三个附加的材料参数,其中通过引入一抗体积变形能力的参数 D 来反映孔隙度对变形性能的影响,给出了本构关系的具体形式。泡沫硅橡胶的单轴压缩实验表明,数值分析结果与实验数据吻合较好。

参考文献:

- [1] GIBSON L J, ASHBY M F. Cellular solids Structure and properties [M]. Cambridge, Cambridge University Press, 1997.
- [2] 卢子兴,李怀祥,田常津. 聚氨酯泡沫塑料胞体结构特性的确定[J]. 高分子材料科学与工程, 1995, 11: 86-91.
- [3] WILMANSKI K. Lagrangean model of two-phase porous material [J]. Journal of non-equilibrium thermodynamics, 1995, 20: 50-77.
- [4] RIVLIN R S. Large elastic deformations of isotropic materials I Fundamental concepts [J]. Phil Trans Soc, 1948, 240: 259-490.
- [5] OGDEN R W. Large deformation isotropic elasticity: on the correlation of theory and experiment for compressible rubber-like solids [J]. Proc R Soc London, Ser A. 1972, 328: 567-583.
- [6] YEON O H. Some forms of the strain energy function for rubber [J]. Rubber Chemical and Technology, 1993, 66: 754-771.
- [7] TABADDOR F. Rubber elasticity models for finite element analysis [J]. Computers & Structures, 1987, 26: 33-40.

Porous Hyperelastic Model for Foam Silicone Rubber

LIU Zhan-fang¹, LI Ling-feng¹, HU Wen-jun², JIANG Rong-feng²

(1. Department of Mechanics, Chongqing University, Chongqing 400044, China;

2. Institute of Structure Mechanics, China Academic of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

Abstract: Foam silicone rubber is a typical porous material whose constitutive behaviors are attributed to the hyperelastic properties. A porous media model is introduced for a description of foam silicone rubber. In view of the hyperelastic constitutive features and the induced compressibility of material due to porous structural characters, the influences of porosity on deformation behaviors are investigated and the isochoric part and volumetric part of strain energy density function is built up. Uniaxial compression experiment demonstrates that the obtained constitutive relations works well to describe the mechanical properties under large deformation of foam silicone rubber.

Key words: foam silicone rubber; porous media; hyperelastic

(责任编辑 成孝义)