

子午线轮胎有限元分析

第3讲 弹性力学的应力-应变理论

洪宗跃, 吴桂忠

(北京橡胶工业研究设计院, 北京 100039)

中图分类号: U463.341⁺.6; O241.82

文献标识码: E

文章编号: 1006-8171(2005)12-0760-06

虽然轮胎不是弹性体, 但是通过前人的研究和大量的试验发现, 为了简化分析, 可以将其视为弹性体, 运用弹性理论对轮胎进行研究。所谓弹性体是指在卸载后能够完全恢复其初始形状和尺寸的物体。一般用弹性理论来研究载荷作用下弹性体内力的状态和变形规律。

1 应力理论

物体在外力作用下发生变形, 变形改变了分子间距, 在物体内部形成一个附加的内力场。当内力足以与外力平衡时, 变形不再继续, 物体达到稳定平衡状态。根据弹性理论的无初应力假设, 主要研究由外载荷引起的附加内力场。

1.1 应力的概念

为了解决结构的强度问题, 不仅要确定外力, 而且需要求出其内力, 但仅有内分量是不够的, 还需要研究各截面上内力的分布情况(内力场)。引进应力的概念是为准确描述内力场。物体受外力的作用或由于温度有所改变将产生内力。为了研究物体在某一点 P 处的内力, 假设用经过 P 点的一个截面 mn 将该物体分为 A 和 B 两部分, 而将 B 部分撤开, 如图 1 所示。撤开的部分将在截面 mn 上对留下的部分施加一定的内力。取这一截面上包含 P 点的一小部分, 该部分面积为 ΔA 。设作用于 ΔA 上的内力为 ΔQ , 则内力的平均集度即平均应力为 $\Delta Q / \Delta A$ 。令 ΔA 无限小而趋于点 P , 假定内力为连续分布, 则 $\Delta Q / \Delta A$ 将趋于一定极限(s), 即

$$\lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta A} = s$$

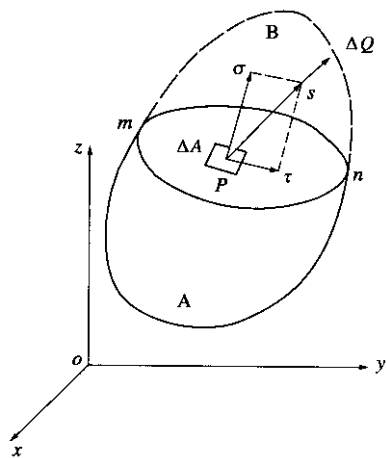


图1 应力分析

s 为物体在截面 mn 上(在 P 点)的应力。 ΔA 是标量, s 的方向即是 ΔQ 的极限方向。

对于应力, 除了推导某些公式外, 通常都不用其沿坐标轴方向的分量, 因为这些分量与物体的形变或材料强度都没有直接的关系。与物体的形变及材料强度直接相关的是应力在其截面的法向和切向的分量, 也就是正应力(σ)和剪应力(τ), 如图 1 所示。

1.2 物体内一点的应力状态

对物体内一点应力状态进行研究是解决处于弹性阶段的物体强度问题的基础, 要弄清楚一点的应力情况, 必须了解通过该点任意方向的截面上的应力。从一个受外力作用的物体中用截面法取出一个微单元体, 采用直角坐标系时, 可以取为平面与坐标平面平行的正六面体。由于物体各部分间力的相互作用, 单元体各截面上都有应力存在。如果这些应力为已知, 就可以求得该微单元

体任意斜面上的应力。一点的应力状态常用微单元体 3 对相互垂直面上的应力表示。

取出一个微小的平行六面体,其棱边平行于坐标轴而长度为 $PA=\Delta x, PB=\Delta y, PC=\Delta z$,如图 2 所示。将每一面上的应力分解为 1 个正应力和 2 个剪应力,分别与 3 个坐标轴平行。正应力用 σ 表示,为了表明这个正应力的作用面和作用方向,加上一个坐标角码,例如,正应力 σ_x 是作用在垂直于 x 轴的面上,同时也是沿着 x 轴的方向作用的;剪应力用 τ 表示,并加上 2 个坐标角码,前一个角码表明作用面垂直于其一个坐标轴,后一个角码表明作用方向沿其一个坐标轴,例如,剪应力 τ_{xy} 是作用在垂直于 x 轴的面上而沿着 y 轴方向作用的。微单元体的 6 个面上共有 9 个应力分量,即 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz}, \tau_{yx}, \tau_{zx}$ 和 τ_{zy} 。

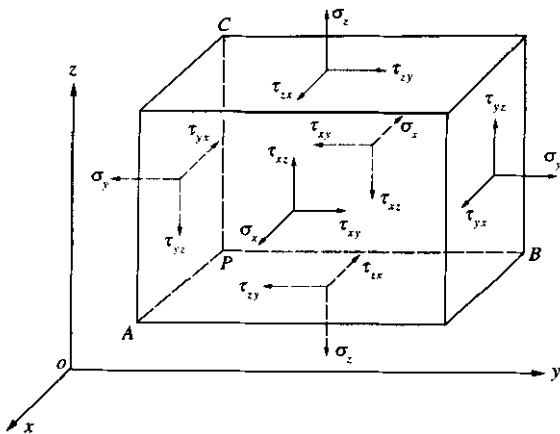


图 2 物体内一点的应力状态

如果某一个截面上的外法线是沿坐标轴的正方向,则这个截面上的应力分量以沿坐标轴正方向为正,沿坐标轴负方向为负;相反,如果某一个截面上的外法线是沿坐标轴的负方向,则这个截面上的应力分量就以沿坐标轴负方向为正,沿坐标轴正方向为负。图 2 所示的应力分量全是正的。值得注意的是,虽然上述正负号规定对于正应力来说,结果与材料力学中的规定相同(拉应力为正而压应力为负),但是对于剪应力来说,结果却与材料力学中的规定完全不同。

根据剪应力互等定理可得

$$\tau_{xy} = \tau_{yx}$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx}$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy}$$

因此,微单元体上的 9 个分量只有 6 个是独立的。在物体上的任意一点,如果已知 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{yz}$ 和 τ_{zx} 这 6 个分量,就可以求得经过该点的任意截面上的正应力和剪应力。因此,上述 6 个应力分量可以完全确定该点的应力状态。

根据以上讨论,一点应力状态的应力分量可以写成如下的应力分量矩阵,其中正应力 σ_x, σ_y 和 σ_z 分别是 σ_{xx}, σ_{yy} 和 σ_{zz} 的简写。

$$\begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_z \end{bmatrix}$$

1.3 平衡微分方程

了解了物体内一点的应力状态后,就可以研究应力状态随坐标的变化规律,也就是研究平衡状态下物体内一点与邻近的另一点之间应力分量的关系。物体内 $A(x, y, z)$ 点的应力状态在直角坐标系中可以表示为

$$\sigma_x = \sigma_x(x, y, z), \sigma_y = \sigma_y(x, y, z),$$

$$\sigma_z = \sigma_z(x, y, z), \tau_{xy} = \tau_{xy}(x, y, z),$$

$$\tau_{yz} = \tau_{yz}(x, y, z), \tau_{zx} = \tau_{zx}(x, y, z)$$

邻近另一点 $B(x+dx, y+dy, z+dz)$ 的应力状态可由 A 点得到。将应力在 A 点按泰勒(Taylor)级数展开,并略去高阶小量(只保留一阶小量),则 B 点的应力状态表示如下。

在前微面上:

$$\sigma_x + \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} dx, \tau_{xy} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} dx, \tau_{xz} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} dx$$

在右微面上:

$$\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy, \sigma_y + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} dy, \tau_{yz} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} dy$$

在上微面上:

$$\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz, \tau_{yz} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} dz, \sigma_z + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} dz$$

考虑微单元体的平衡条件,用 X, Y 和 Z 分别表示沿 x, y 和 z 方向的单位体积力(与坐标轴同向为正),则 $\sum X=0, \sum Y=0, \sum Z=0$ 。经过简化可得

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + X = 0$$

$$\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + Y = 0$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + Z = 0$$

该组方程即为物体的平衡微分方程。对轮胎而言,一般应用圆柱坐标系。图3示出圆柱坐标系中的扇形微单元体,微单元体上的正应力分量为 σ_r, σ_θ 和 σ_z ,剪应力分量为 $\tau_{rz}, \tau_{\theta z}$ 和 $\tau_{\theta r}$ 等。根据同样的方法得到圆柱坐标系中的平衡方程:

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{r\theta}}{r \partial \theta} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} + f_r = 0$$

$$\frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_\theta}{r \partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} + \frac{2\tau_{r\theta}}{r} + f_\theta = 0$$

$$\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{\theta z}}{r \partial \theta} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\tau_{rz}}{r} + f_z = 0$$

式中, f_r, f_θ 和 f_z 分别为 r, θ 和 z 方向的体积力。

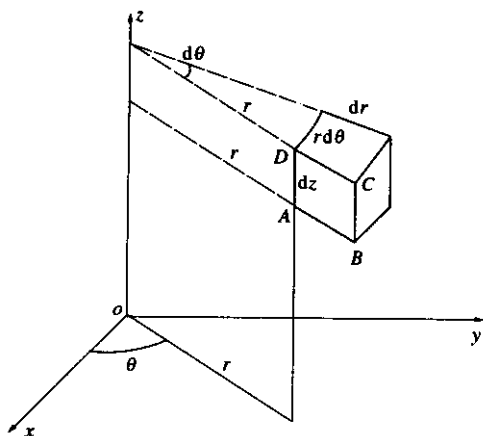


图3 圆柱坐标系中的扇形微单元体

2 应变理论

大多数弹性理论问题仅用上述的平衡微分方程是难以求解的,必须考虑物体的变形和材料的物理性质。在此根据运动学的观点研究物体的变形,介绍应变的概念及性质,导出应变协调方程。

2.1 位移和应变的概念

物体变形时,各点位置的改变称为位移。位移一般有两种:一种是整个物体像一个刚体一样运动而引起的位移;一种是物体内部各点间有相对位移,从而发生变形。这里主要研究物体由变形而引起的位移,暂时不考虑产生位移的原因,纯属几何问题。

在变形过程中,物体内部各点可能向任意方向产生位移,在直角坐标系中(见图4),总位移向量分解为沿坐标轴方向的分量,沿 x, y 和 z 轴的位移分量分别为 u, v 和 w ,则:

$$u = u(x, y, z)$$

$$v = v(x, y, z)$$

$$w = w(x, y, z)$$

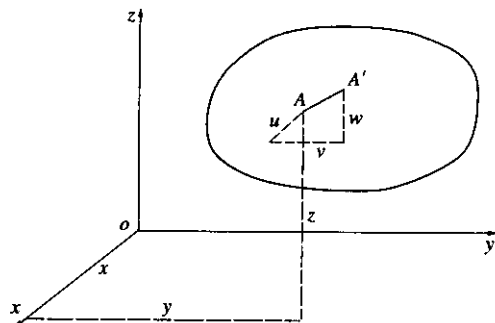


图4 直角坐标系中物体位移示意

由材料力学可知,微单元体的变形(如图5所示)可用正应变及剪应变表示。正应变是物体变形时的相对伸长, ϵ_x, ϵ_y 和 ϵ_z 分别是 x, y 和 z 轴的正应变分量,其相对伸长为正,相对压缩为负。

$$\epsilon_x = \frac{\Delta dx}{dx}$$

$$\epsilon_y = \frac{\Delta dy}{dy}$$

$$\epsilon_z = \frac{\Delta dz}{dz}$$

剪应变是微单元体各面间夹角的改变量,以弧度表示。当沿两坐标轴正方向的两条直线间的角度减小时,剪应变为正,反之为负(见图5)。

$$\gamma_{xy} = \alpha + \beta$$

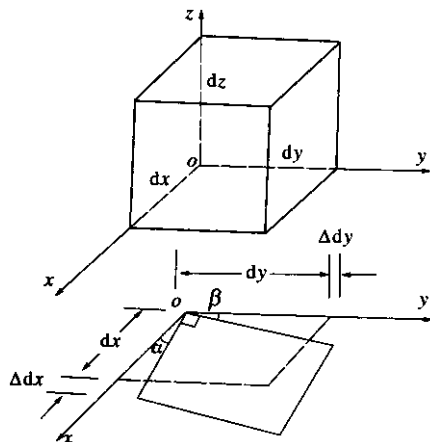


图5 微单元体的变形示意

与剪应力互等定理类似,剪应变也存在下述互等关系式:

$$\gamma_{xy} = \gamma_{yx}$$

$$\gamma_{yz} = \gamma_{zy}$$

$$\gamma_{zx} = \gamma_{xz}$$

正应变及剪应变所包含的 6 个应变分量即可表示微单元体的应变状态。

2.2 应变与位移的关系

位移分量与应变分量之间有密切的关系,物体变形后,只要各点位移分量确定,应变分量也就相应确定了。现在讨论一个六面体在 xoy 平面上的投影(见图 6), $ACBD$ 为变形前的投影, $A'C'B'D'$ 为变形后的投影。

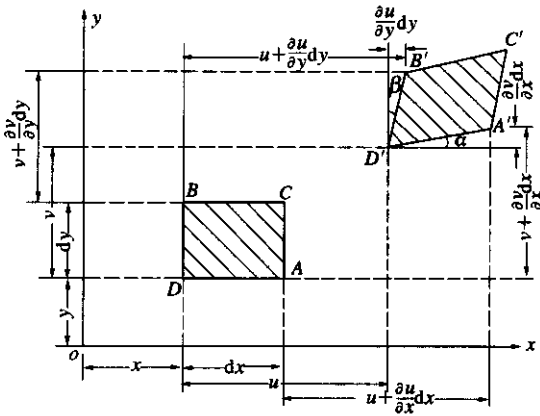


图 6 六面体在 xoy 平面上的投影

位移是坐标值的单值连续函数, D 点在 x 和 y 轴上的位移分量为 u, v , 则 A 和 B 点的位移分量为

$$u(x+dx, y, z), v(x+dx, y, z)$$

$$u(x, y+dy, z), v(x, y+dy, z)$$

按多元泰勒级数展开, 并利用小变形假设略去二阶以上小量, 则可得 A 及 B 点的位移分量为

$$u + \frac{\partial u}{\partial x} dx, \quad v + \frac{\partial v}{\partial x} dx$$

$$u + \frac{\partial u}{\partial y} dy, \quad v + \frac{\partial v}{\partial y} dy$$

根据应变分量的定义可得

$$\epsilon_x = \frac{[(u + \frac{\partial u}{\partial x} dx) + dx - u] - dx}{dx} = \frac{\partial u}{\partial x}$$

$$\epsilon_y = \frac{[(v + \frac{\partial v}{\partial y} dy) + dy - v] - dy}{dy} = \frac{\partial v}{\partial y}$$

$$\gamma_{xy} = \alpha + \beta \approx \tan \alpha + \tan \beta =$$

$$\frac{\frac{\partial v}{\partial x} dx}{(1 + \frac{\partial u}{\partial x}) dx} + \frac{\frac{\partial u}{\partial y} dy}{(1 + \frac{\partial v}{\partial y}) dy} =$$

$$\frac{\frac{\partial v}{\partial x}}{1 + \epsilon_x} + \frac{\frac{\partial u}{\partial y}}{1 + \epsilon_y} \approx \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$$

式中, ϵ_x 和 ϵ_y 与 1 相比, 其值很小, 可忽略不计。

同理, 利用另外两个坐标平面上的投影可以求出其它应变分量与位移分量之间的关系式, 综合起来可以得到如下 6 个关系式:

$$\epsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \gamma_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$$

$$\epsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \gamma_{yz} = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}$$

$$\epsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \gamma_{zx} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}$$

该组方程为几何方程, 给出了 6 个应变分量和 3 个位移分量之间的关系。

与应力分量一样, 应变分量也可以写成矩阵形式。

$$\begin{bmatrix} \epsilon_x & \frac{1}{2}\gamma_{xy} & \frac{1}{2}\gamma_{xz} \\ \frac{1}{2}\gamma_{xy} & \epsilon_y & \frac{1}{2}\gamma_{yz} \\ \frac{1}{2}\gamma_{xz} & \frac{1}{2}\gamma_{yz} & \epsilon_z \end{bmatrix}$$

在圆柱坐标系中, 应变分量与位移分量的关系为:

$$\epsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \gamma_{r\theta} = \frac{\partial u}{r\partial\theta} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r}$$

$$\epsilon_\theta = \frac{\partial v}{r\partial\theta} + \frac{u}{r}, \quad \gamma_{\theta z} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{r\partial\theta}$$

$$\epsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \gamma_{rz} = \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z}$$

物体在变形前是一个连续体, 变形后仍然是连续体, 微单元之间的变形必须协调。也就是说变形必须满足某些条件, 各应变分量之间存在一定的关系。这样的条件称为变形连续条件, 可用下列各式表达:

$$\frac{\partial^2 \epsilon_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \epsilon_y}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \gamma_{xy}}{\partial x \partial y}$$

$$\frac{\partial^2 \epsilon_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \epsilon_z}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 \gamma_{yz}}{\partial y \partial z}$$

$$\frac{\partial^2 \epsilon_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \epsilon_x}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 \gamma_{xz}}{\partial z \partial x}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_{xz}}{\partial y} - \frac{\partial \gamma_{zy}}{\partial z} \right) = 2 \frac{\partial^2 \epsilon_z}{\partial x \partial y}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \gamma_{xz}}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial z} - \frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial x} \right) = 2 \frac{\partial^2 \epsilon_x}{\partial y \partial z}$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \gamma_{xy}}{\partial z} + \frac{\partial \gamma_{yz}}{\partial x} - \frac{\partial \gamma_{xz}}{\partial y} \right) = 2 \frac{\partial^2 \epsilon_y}{\partial z \partial x}$$

该组方程是物体小变形连续的充分必要条件,6个应变分量不能任意给定,必须满足变形连续方程。

2.3 小变形和大变形的概念

以上讨论的是微单元体小变形时的应变-位移关系,这时的应变属于小应变,即应变分量远小于1,其平方项忽略不计。但是对轮胎来说,其变形属于大变形,应变分量与位移分量之间的关系不再保持线性而呈非线性,所研究的问题就成为

$$\epsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 \right] - \frac{\partial v}{r \partial r} + \frac{v^2}{2r^2}$$

$$\epsilon_\theta = \frac{u}{r} + \frac{\partial v}{r \partial \theta} + \frac{1}{2r^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial \theta} \right)^2 \right] + \frac{1}{r^2} \left(\frac{u \partial v}{\partial \theta} - \frac{v \partial u}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{2r^2} (u^2 + v^2)$$

$$\epsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right]$$

$$\epsilon_{r\theta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{r \partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right) + \frac{1}{2r} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r \partial \theta} + \frac{\partial^2 v}{\partial r \partial \theta} + \frac{\partial^2 w}{\partial r \partial \theta} \right) - \frac{1}{2r} \left(\frac{v \partial u}{\partial r} - \frac{u \partial v}{\partial r} \right) - \frac{v \partial v}{2r^2 \partial \theta} - \frac{uv}{2r^2}$$

$$\epsilon_{\theta z} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{r \partial \theta} \right) + \frac{1}{2r} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \theta \partial z} + \frac{\partial^2 v}{\partial \theta \partial z} + \frac{\partial^2 w}{\partial \theta \partial z} \right) - \frac{1}{2r} \left(\frac{v \partial u}{\partial z} - \frac{u \partial v}{\partial z} \right)$$

$$\epsilon_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z \partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial z \partial r} + \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial r} \right) + \frac{v \partial v}{2r \partial z}$$

式中, u 、 v 和 w 为圆柱坐标系中 r 、 θ 和 z 方向的位移。

3 应力与应变的关系

根据材料力学,单向应力状态时虎克定律为

$$\sigma_x = E \epsilon_x$$

式中, E 为材料弹性模量。

由于很多实际问题是处于复杂的空间应力状态,因此研究空间应力状态时的广义虎克定律有重要的意义。

将单向应力状态虎克定律推广到空间应力状态,得到广义虎克定律。

(1) 应变用应力表示

$$\epsilon_x = \frac{1}{E} [\sigma_x - \mu(\sigma_y + \sigma_z)]$$

几何非线性问题。

大变形时应变分量与位移分量的关系可用下列各式表达。

(1) 直角坐标系

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right]$$

$$\epsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right]$$

$$\epsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right]$$

$$\epsilon_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}$$

$$\epsilon_{yz} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial^2 u}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z}$$

$$\epsilon_{zx} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial z \partial x} + \frac{\partial^2 v}{\partial z \partial x} + \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial x}$$

(2) 圆柱坐标系

$$\gamma_{xy} = \frac{\tau_{xy}}{G} = \frac{2(1+\mu)}{E} \tau_{xy}$$

$$\epsilon_y = \frac{1}{E} [\sigma_y - \mu(\sigma_x + \sigma_z)]$$

$$\gamma_{yz} = \frac{\tau_{yz}}{G} = \frac{2(1+\mu)}{E} \tau_{yz}$$

$$\epsilon_z = \frac{1}{E} [\sigma_z - \mu(\sigma_x + \sigma_y)]$$

$$\gamma_{zx} = \frac{\tau_{zx}}{G} = \frac{2(1+\mu)}{E} \tau_{zx}$$

(2) 应力用应变表示

$$\sigma_x = (2G + \lambda) \epsilon_x + \lambda \epsilon_y + \lambda \epsilon_z = 2G \epsilon_x + \lambda e$$

$$\tau_{xy} = G \gamma_{xy}$$

$$\sigma_y = \lambda \epsilon_x + (2G + \lambda) \epsilon_y + \lambda \epsilon_z = 2G \epsilon_y + \lambda e$$

$$\tau_{yz} = G \gamma_{yz}$$

$$\sigma_z = \lambda \varepsilon_x + \lambda \varepsilon_y + (2G + \lambda) \varepsilon_z = 2G \varepsilon_z + \lambda e$$

$$\tau_{zx} = G \gamma_{zx}$$

式中, μ 为泊松比, G 为剪切模量, λ 为伸长率, $e = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z$ 。

宜兴国立年产 1.5 万 t HMMM 生产线投产

中图分类号: TQ330.38+7 文献标识码: D

宜兴国立助剂厂(以下简称宜兴国立)创办于 1988 年, 从 2 000 元起家, 经过全体员工的艰苦创业、奋力拼搏, 已由一个名不见经传的小厂发展成为专业生产橡胶粘合剂的龙头企业。

十几年来, 在老厂长胡国斌的领导下, 全体员工始终坚持“质量兴企、追求卓越、用户至上、诚信经营”的办厂理念, 把“零缺陷质量”“零缺陷服务”作为企业的追求目标; 把“提供一流产品, 竭诚为橡胶行业服务”作为办厂宗旨, 坚持科学发展观, 主动与北京橡胶工业研究设计院等科研院所建立长期合作关系, 不断创新技术, 研发新产品, 使企业实现了跨越式的发展。

宜兴国立坚持企业规范管理, 注重提高员工整体素质, 先后通过了 ISO 9002 质量管理体系认证、ISO 14001 环境管理体系认证、QS 9000 质量管理体系认证及 ISO/TS 16949:2002 质量管理体系认证, 并获农业部全面质量管理达标证书。该厂生产的陶都牌橡胶粘合剂获得江苏省名牌产品称号。

宜兴国立一直致力于中国橡胶助剂的技术进步和产品创新。他们充分利用自身的优越条件和研发能力并积极与科研院所合作, 已经由建厂初期只生产粘合剂 A(RA)这一单一产品发展成为包括间-甲-白(HRH)全系列产品和粘合树脂类产品的国内最大的间-甲-白粘合体系助剂制造商。2004 年宜兴国立生产的橡胶粘合剂包括七大系列 20 多个品种, 年销售额近亿元, 产品畅销全国十几个省(市)30 多家重点轮胎企业, 产品在国内粘合剂市场的占有率达 65%左右。

近年来, 我国汽车工业的迅猛发展带动轮胎行业不断发展壮大, 从而对橡胶助剂的产量、品种和质量提出了新要求, 给橡胶粘合剂行业的发展带来了新机遇。宜兴国立审时度势, 决定扩大

4 结语

上述是弹性理论基本方程, 在解决具体问题时需要确定一定的边界条件。这些弹性理论的基本内容将在以后的讨论中会经常用到。

HMMM(粘合剂 A)产量, 以满足不断扩大的市场需求。该厂投资 1 500 多万元建设 1 000 m² 的新厂房, 新上一条 HMMM 生产线。该生产线有 5 个 6 m³ 的反应釜, 年总生产能力达 1.5 万 t 以上。据预测, 新生产线达产后, 企业的经济规模将进一步扩大, 市场竞争力将进一步提升, 产品市场占有率与覆盖面将出现质的飞跃, 2006 年销售额可达 2 亿元, 利税可达 2 500 多万元。

2005 年 11 月 3 日, 宜兴国立为新建 1.5 万 t HMMM 生产线举行了投产庆典, 宜兴市领导、各有关单位及用户代表 100 多人出席了庆典活动。

宜兴国立胡立新总经理在欢迎词中回顾了宜兴国立的发展史, 对创业的艰辛感慨万千, 展望未来, 信心百倍。宜兴市领导对宜兴国立的成就给予了充分肯定, 祝愿宜兴国立越走越好。作为用户代表的上海轮胎橡胶(集团)股份有限公司对宜兴国立新建生产线投产表示衷心祝贺, 对其产品质量和诚信服务表示赞赏, 祝愿宜兴国立前程似锦, 未来更加辉煌。有关市领导、厂领导及来宾代表 8 人为庆典仪式剪彩, 在欢乐的锣鼓及鞭炮声中庆典活动顺利结束。

(本刊编辑部 涂学忠供稿)

国内外简讯 16 则

△2005 年以来, 在轮胎市场竞争日益激烈的情况下, 青岛双星轮胎工业有限公司加大出口力度, 针对国际市场要求积极调整产品结构, 2005 年前三季度出口创汇突破 1 亿美元, 同比增长 40%。

(双星集团 王开良 李洪德供稿)

△山东三工橡胶有限公司近日被中国农业银行山东省分行评估为“AAA”级资信企业, 这是该公司连续 2 年获此殊荣。

(山东三工橡胶有限公司 王旭涛供稿)

△中国江西联合轮胎公司投资 3 000 万美元增添设备和人员以便使其年生产能力到 2005 年