

文章编号: 1000\_0887(2000) 08\_0803\_06

# 应力偶对孔洞附近应力集中的影响<sup>\*</sup>

赵俭斌<sup>1</sup>, 李子国<sup>2</sup>,

(1. 沈阳建筑工程学院 土木工程系, 沈阳 110015; 2 哈尔滨工程大学 建筑工程系, 哈尔滨 150001)

(戴天民推荐)

**摘要:** 将求解无限弹性平面中孔洞附近应力集中问题的复变函数方法, 推广到微极弹性介质的应力集中问题上去, 在复平面上给出了二维微极弹性理论应力集中问题的一般解, 它可由解析函数与“域函数”构造出来, 并利用保角映射的方法来满足非圆孔洞的边界条件. 在此基础上建立了求解微极弹性理论中应力集中问题的一般求解方法. 最后, 对圆形孔洞附近的应力集中系数作了数值计算, 并给出了具体结果.

**关键词:** 微极弹性理论; 应力集中; 复变函数; 保角映射; 应力偶  
**中图分类号:** O343.4      **文献标识码:** A

## 引 言

应力集中问题, 是力学领域中一个十分重要的研究课题, 而微极弹性理论中应力集中问题的研究更具有诱惑力. 众所周知, 微极弹性理论给出的应力集中系数较通常的要低, 而且还会改变裂纹尖端的奇异性. 这一切都具有重要的理论和应用方面的价值. 始于 1909 年, 法国学者 Cosserat<sup>[1]</sup> 兄弟创立了微极弹性理论, 在平衡方程中考虑了应力偶的影响, 并引起人们的注意. 1963 年 R. D. Mindlin<sup>[2]</sup> 发表了一篇关于受拉板中圆孔附近的应力状态的论文. 这篇文献被认为是这一问题研究的开始. 时至今日, 微极弹性理论应力集中问题在理论上的研究工作一直没有间断, 但由于在数学上存在着一些困难, 一直没有找到适当的方法进行求解, 因此, 该领域研究进展不大.

本文利用复变函数的概念, 对无限微极弹性平面中任意形状孔洞附近应力集中问题进行研究, 提出了统一应力集中问题的分析方法和计算公式.

研究结果表明: 微极弹性理论的控制方程, 最终可归结为求解一个重调和方程, 一个调和方程和一个 Helmholtz 方程. 利用复变函数理论, 可知它们的一般解, 即利用解析函数和刘殿魁<sup>[3]</sup> 等人在求解 Helmholtz 方程时建立的“域函数”来构成; 在处理边界条件时, 则可采用保角映射之方法得到问题的统一解答. 要完成和实施保角映射方法, 必须在复平面上建立复合形式的表达式, 即复平面上的微极弹性理论的 Kolosov\_Muskhelishvili 复合应力表达式和边界条件表达式, 再对问题进行求解.

\* 收稿日期: 1999\_04\_02; 修订日期: 2000\_05\_07

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19672023)

作者简介: 赵俭斌(1960—), 男, 满族, 哈尔滨市呼兰县人, 副教授, 硕士; 李子国(1963—), 男, 副教授, 博士.

# 1 基本方程及其解的一般表达式

## 1.1 基本方程

在第一类平面应变问题中,用一点位移  $u_1, u_2$  和  $\varphi_3$  表达的控制方程可以写为如下的形式:

$$\left. \begin{aligned} (\mu + \alpha) \cdot \nabla_1^2 u_1 + (\lambda + \mu - \alpha) \partial_1 e + 2\alpha \partial_2 \varphi_3 &= 0, \\ (\mu + \alpha) \cdot \nabla_1^2 u_2 + (\lambda + \mu - \alpha) \partial_2 e + 2\alpha \partial_1 \varphi_3 &= 0, \\ [(\gamma + \varepsilon) \cdot \nabla_1^2 - 4\alpha] \varphi_3 + 2\alpha(\partial_1 u_2 - \partial_2 u_1) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中:  $\lambda, \mu, \alpha, \varepsilon$  为材料常数;

$$\cdot \nabla_1^2 = \partial_1^2 + \partial_2^2; \quad e = \partial_1 u_1 + \partial_2 u_2; \quad \partial_1 = \frac{\partial}{\partial x_1}, \quad \partial_2 = \frac{\partial}{\partial x_2}.$$

引进势函数  $\Phi, \Psi$ , 并使  $\Phi, \Psi$  与  $\mathbf{u} \equiv (u_1, u_2, 0)$  有如下关系:

$$u_1 = \partial_1 \Phi + \partial_2 \Psi, \quad u_2 = \partial_2 \Phi - \partial_1 \Psi, \quad (2)$$

可以得到用  $\Phi, \Psi$  表示的控制方程:

$$\left. \begin{aligned} (\lambda + 2\mu) \partial_1 \cdot \nabla_1^2 \Phi + \partial_2 [(\mu + \alpha) \cdot \nabla_1^2 \Psi + 2\alpha \varphi_3] &= 0, \\ (\lambda + 2\mu) \partial_2 \cdot \nabla_1^2 \Phi + \partial_1 [(\mu + \alpha) \cdot \nabla_1^2 \Psi + 2\alpha \varphi_3] &= 0, \\ [(\gamma + \varepsilon) \cdot \nabla_1^2 - 4\alpha] \varphi_3 - 2\alpha \cdot \nabla_1^2 \Psi &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

为了消去式(3)中的  $\cdot \nabla_1^2 \Psi$ , 引入 Cauchy-Riemann 条件:

$$\left. \begin{aligned} \partial_1 \cdot \nabla_1^2 \Phi + \frac{2\mu}{\lambda + 2\mu} \partial_2 (l^2 \cdot \nabla_1^2 - 1) \varphi_3 &= 0, \\ \partial_2 \cdot \nabla_1^2 \Phi + \frac{2\mu}{\lambda + 2\mu} \partial_1 (l^2 \cdot \nabla_1^2 - 1) \varphi_3 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中:  $l^2 = (\mu + \alpha)(\gamma + \varepsilon)/4\mu\alpha$ ,  $l$  为与材料性质有关的常数,其量纲为某一长度的平方. 因此得到由势函数  $\Phi, \Psi$  表示的控制方程:

$$\cdot \nabla_1^2 \cdot \nabla_1^2 \Phi = 0, \quad \cdot \nabla_1^2 (1 - l^2 \cdot \nabla_1^2) \Psi = 0. \quad (5)$$

用复变函数论方法,引进复变量:  $Z = x + iy, \bar{Z} = x - iy$  则不难验证式(5)为如下形式:

$$\frac{\partial^4 \Phi(Z, \bar{Z})}{\partial Z^2 \partial \bar{Z}^2} = 0, \quad \frac{\partial^2}{\partial Z \partial \bar{Z}} \left[ 1 - 4l^2 \frac{\partial^2}{\partial Z \partial \bar{Z}} \right] \Psi(Z, \bar{Z}) = 0. \quad (6)$$

在处理非圆(包括非单位圆)孔洞的应力集中问题时,可将  $(Z, \bar{Z})$  平面上非圆边界  $L$  的外域(或内域)保角映射为  $(\eta, \bar{\eta})$  平面上边界为  $S$  的一个单位圆的外域(或内域). 若  $L$  和  $S$  双方皆为无限,且无穷远点相对应,把  $Z$  平面上非圆边界  $L$  保角映射在  $\eta$  平面上,则单位圆边界  $S$  的映射函数  $\omega(\eta)$  应具有:

$$Z = \omega(\eta) = c\eta + \text{全纯函数}. \quad (7)$$

为了保证映射的单值性,在  $S$  域内  $\omega'(\eta)$  不能为零. 将(7)式代入(6)式中得:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial}{\partial \bar{\eta}} \right] \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial}{\partial \bar{\eta}} \right] \Phi(\eta, \bar{\eta}) &= 0, \\ \frac{1}{\omega'(\eta) \omega'(\eta)} \frac{\partial^2}{\partial \eta \partial \bar{\eta}} \left[ 1 - \frac{4l^2}{\omega'(\eta) \omega'(\eta)} \frac{\partial^2}{\partial \eta \partial \bar{\eta}} \right] \Psi(\eta, \bar{\eta}) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式(8)即为映射平面  $(\eta, \bar{\eta})$  上控制方程的一般表达式.

## 1.2 控制方程解的一般表达式

(8)是求解任意边界孔洞附近应力集中问题的基本方程,对具体的映射函数  $\omega(\eta)$ , 可采

用分离变量方法求解。即方程(6)解的一般表达式为：

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= \frac{1}{2} [ Z \varphi(Z) + \bar{Z} \bar{\varphi}(Z) + \chi(Z) + \bar{\chi}(\bar{Z}) ], \\ \Psi &= f_1(Z) + \bar{f}_1(\bar{Z}) + \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} D_n H_n^{(2)}(\beta |Z|) \left[ \frac{Z}{|Z|} \right]^n, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中： $\varphi(Z)$ 、 $\chi(Z)$ 、 $f_1(Z)$  是解析函数， $\bar{\varphi}(Z)$ 、 $\bar{\chi}(Z)$ 、 $\bar{f}_1(\bar{Z})$  为其共轭解析函数， $H_n^{(2)}(\cdot)$  表示第二类虚宗量 Bessel 函数。将(7)代入上式可得映射面下的势函数。

通过应力单值性及有界性讨论可知控制方程(6)一般解的显示表达式为：

$$\Phi(Z, Z) = \frac{1}{2} \left\{ Z \left[ -\frac{X+iY}{8\pi} \ln Z + \sum_{-\infty}^1 a_n Z^n \right] + \bar{Z} \left[ -\frac{X-iY}{8\pi} \ln \bar{Z} + \sum_{-\infty}^1 a_n \bar{Z}^n \right] \right\} + \frac{1}{2} \left[ \frac{X-iY}{8\pi} Z \ln Z + A \ln Z + \sum_{-\infty}^2 b_n Z^n + \frac{X+iY}{8\pi} \bar{Z} \ln \bar{Z} + A \ln \bar{Z} + \sum_{-\infty}^2 \bar{b}_n \bar{Z}^n \right], \quad (10)$$

$$\Psi(Z, Z) = \frac{\mu_r + i\mu_\theta}{4\pi i} \ln Z + \sum_{-\infty}^2 C_n Z^n - \frac{\mu_r - i\mu_\theta}{4\pi i} \ln \bar{Z} + \sum_{-\infty}^2 \bar{C}_n \ln \bar{Z}^n + \sum_{-\infty}^{\infty} D_n H_n^{(2)}(\beta |Z|) \left[ \frac{Z}{|Z|} \right]^n, \quad (11)$$

其中： $(X, Y)$  表示作用于围线外应力主矢量的分量， $(\mu_r, \mu_\theta)$  表示作用于围线外力偶主矢量的分量， $A, a_n, b_n, c_n$  和  $D_n$  为待定常数。

式(10)和(11)是控制方程(6)的一般解。将  $Z = \omega(\eta)$ ， $\bar{Z} = \overline{\omega(\eta)}$  代入(10)和(11)中，就得到了在映射面  $\eta, \bar{\eta}$  下控制方程(8)的一般解。

## 2 应力及边界条件

现在我们用  $\Phi, \Psi$  两个应力函数表示应力及边界条件。这些表达式均以复数的形式给出。

### 2.1 应力表达式

引进  $Z = X + iY, \bar{Z} = X - iY$ ，则应力表达式在极坐标系下可写为复合形式：

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_r + \sigma_\theta) + i(\tau_{\theta r} - \tau_{r\theta}) &= 4 \left\{ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Z \partial \bar{Z}} + i \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z \partial \bar{Z}} \right\}, \\ (\sigma_\theta - \sigma_r) + i(\tau_{\theta r} + \tau_{r\theta}) &= 4 \left\{ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Z^2} + i \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} \right\} e^{2i\theta}, \\ \mu_z - i\mu_{\theta z} &= 2 \frac{\partial \Phi}{\partial Z} e^{i\theta}, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式中  $e^{2i\theta} = \frac{\eta^2}{r^2} \cdot \frac{\omega'(\eta)}{|\omega'(\eta)|}$ ， $e^{i\theta} = \frac{\eta}{r} \cdot \frac{\omega'(\eta)}{|\omega'(\eta)|}$ ， $e^{-i\theta} = \frac{\bar{\eta}}{r} \cdot \frac{\overline{\omega'(\eta)}}{|\omega'(\eta)|}$ ，

同理，也可给出  $\eta$  平面上应力复合形式表达式。

### 2.2 应力边界条件

下面我们讨论孔边自由这种应力边界条件，所有这些讨论都将在映射面上进行。

$$\sigma_r - i\tau_{\theta r} = 2 \left[ \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta \partial \bar{\eta}} + i \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta \partial \bar{\eta}} \right] - 2 \left[ \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right) + i \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} \right) \right] e^{2i\theta}, \quad (13a)$$

$$\mu_z = \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} e^{i\theta} + \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} e^{-i\theta}. \quad (13b)$$

由于所研究的应力函数中的待定系数为 5 个, 而应力边界条件只有 3 个, 需要补充条件, 即 Cauchy\_Riemann 条件:

$$\frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ 1 - \frac{4}{\omega'(\eta)} \frac{\partial^2}{\partial \eta \partial \bar{\eta}} \right] \Psi = -2i \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{1}{\omega'(\eta)} \frac{\partial}{\partial \eta} \right] \Phi. \quad (14)$$

### 3 算例与讨论

考虑在简单拉力场中有一半径为  $R$  的圆柱孔,  $p$  与孔轴正交, 如图 1 所示。

在边界  $L$  上无外力和力偶, 即  $X = Y = \mu_z = \mu_\theta = 0$ , 则应力函数 (10) 和 (11) 成为下述形式:

$$\begin{aligned} \Phi(Z, \bar{Z}) = & \frac{1}{2} \left\{ Z \sum_{-\infty}^1 a_n Z^n + \bar{Z} \sum_{-\infty}^1 \bar{a}_n \bar{Z}^n + \right. \\ & \left. A \ln Z + \sum_{-\infty}^2 b_n Z^n + A \ln \bar{Z} + \sum_{-\infty}^2 \bar{b}_n \bar{Z}^n \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

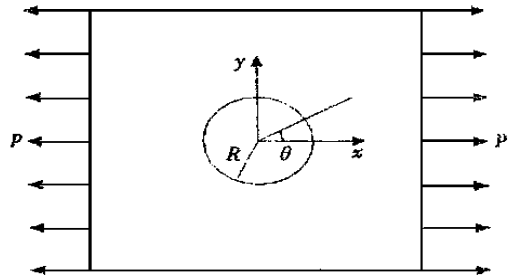


图 1 简单拉力场中的圆孔

$$\begin{aligned} \Psi(Z, \bar{Z}) = & \sum_{-\infty}^2 C_n Z^n + \sum_{-\infty}^2 \bar{C}_n \bar{Z}^n + \\ & \sum_{-\infty}^{\infty} D_n H_n^{(2)}(\beta | Z |) \left[ \frac{Z}{|Z|} \right]^n. \end{aligned} \quad (16)$$

将半径为  $R$  的圆映射成单位圆的映射函数取为如下的形式:

$$Z = \omega(\eta) = R\eta, \quad \bar{Z} = \overline{\omega(\eta)} = R\bar{\eta},$$

则 (15) 和 (16) 为如下形式:

$$\begin{aligned} \Phi(\eta, \bar{\eta}) = & \frac{1}{2} R\eta \sum_{-\infty}^1 a_n R^n \eta^n + \frac{1}{2} R\bar{\eta} \sum_{-\infty}^1 \bar{a}_n R^n \bar{\eta}^n + \frac{1}{2} A \ln R\eta + \\ & \frac{1}{2} \sum_{-\infty}^2 b_n R^n \eta^n + \frac{1}{2} \sum_{-\infty}^2 \bar{b}_n R^n \bar{\eta}^n + \frac{1}{2} A \ln R\bar{\eta}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\Psi(\eta, \bar{\eta}) = \sum_{-\infty}^2 C_n R^n \eta^n + \sum_{-\infty}^2 \bar{C}_n R^n \bar{\eta}^n + \sum_{-\infty}^{\infty} D_n H_n^{(2)}(\beta | R\eta |) \left[ \frac{R\eta}{|R\eta|} \right]^n. \quad (18)$$

应力边界条件为 (13) 和 (14)。将 (17) 和 (18) 式代入 (13)、(14) 式得:

$$\begin{aligned} \sigma_r = & \sum_{-\infty}^1 a_n R^{n-1} \cdot n(2-n) \cos(n-1)\theta + \sum_{-\infty}^1 \bar{a}_n R^{n-1} \cdot n \cos(n-1)\theta + \\ & \frac{\beta^2}{2} \sum_{-\infty}^{\infty} D_n [H_n^{(2)}(\beta | R |) + H_{n-2}^{(2)}(\beta | R |)] \sin n\theta + \frac{A}{R^2} - \\ & \sum_{-\infty}^2 b_n R^{n-2} \cdot n(n-1) \cos n\theta + 2 \sum_{-\infty}^2 C_n R^{n-2} \cdot n(n-1) \sin n\theta, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \tau_{r\theta} = & - \sum_{-\infty}^1 a_n R^{n-1} \cdot n(2-n) \sin(n-1)\theta + \sum_{-\infty}^1 \bar{a}_n R^{n-1} \cdot n \sin(n-1)\theta + \\ & \frac{\beta^2}{2} \sum_{-\infty}^{\infty} D_n [H_n^{(2)}(\beta | R |) + H_{n-2}^{(2)}(\beta | R |)] \cos n\theta + \\ & \sum_{-\infty}^2 b_n R^{n-2} \cdot n(n-1) \sin n\theta + 2 \sum_{-\infty}^2 C_n R^{n-2} \cdot n(n-1) \cos n\theta, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\text{Re} \mu_z = \sum_{-\infty}^2 C_n R^{n-1} \cdot n \cos n\theta + \frac{\beta}{2} \sum_{-\infty}^{\infty} D_n [H_{n+1}^{(2)}(\beta | R |) - H_{n-1}^{(2)}(\beta | R |)] +$$

$$\cos n\theta + \sum_{-\infty}^2 \overline{C_n R^{n-1}} \cdot n \cos n\theta, \tag{21}$$

$$\begin{aligned} \text{Im } \mu_z = & \sum_{-\infty}^2 C_n R^{n-1} \cdot n \sin n\theta + \frac{\beta}{2} \sum_{-\infty}^{\infty} D_n [H_{n-1}^{(2)}(\beta | R |) - H_{n+1}^{(2)}(\beta | R |)] \sin n\theta - \\ & \sum_{-\infty}^2 \overline{C_n R^{n-1}} \cdot n \sin n\theta, \end{aligned} \tag{22}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{-\infty}^2 C_n R^{n-1} \cdot n e^{i(n-1)\theta} + \frac{\beta}{2} (1 + l^2 \beta^2) \sum_{-\infty}^{\infty} D_n H_{n-1}^{(2)}(\beta | R |) e^{i(n-1)\theta} = \\ & 2i \sum_{-\infty}^1 a_n R^{n-2} \cdot n(n-1) e^{i(n-2)\theta}. \end{aligned} \tag{23}$$

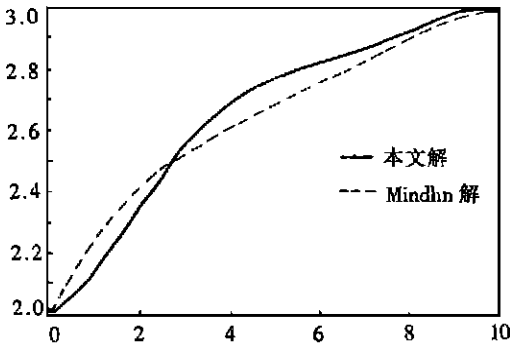


图2  $\theta = 90^\circ$  时, 本文结果  
与 Mindlin 结果对比

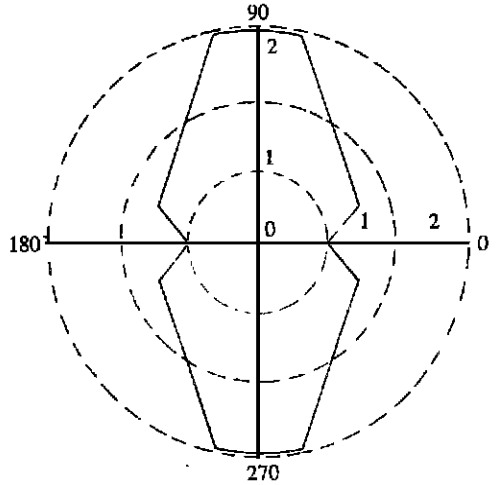


图3  $R/l = 1$  时, 圆孔附近应力集中  
系数分布与  $\theta$  值的关系

对于孔边自由这种应力边界条件, 有:

$$\sigma_R = \tau_{R\theta} = \mu_{Rz} = 0 \tag{24}$$

由(24)可以确定系数, 进而可以推出, 当  $r = R$  时:

$$\begin{aligned} \sigma_R = & -P + 2p \cos 2\theta + p \sin 2\theta + 3ip \cdot \frac{H_2^{(2)} + H_4^{(2)}}{2[H_2^{(2)} + H_4^{(2)}] + 12i \frac{l}{R} [H_3^{(2)} - H_1^{(2)}]} \cos 2\theta + \\ & \frac{12pH_2^{(2)}}{[H_2^{(2)} + H_4^{(2)}] + \frac{6il}{R} [H_3^{(2)} - H_1^{(2)}]} \sin 2\theta - i \frac{3pl}{2R} \cdot \frac{1}{H_2^{(2)} + H_4^{(2)} + \frac{6l}{R} [H_3^{(2)} - H_1^{(2)}]} \cos 2\theta - \\ & \frac{12pH_0^{(2)}}{H_2^{(2)} + H_4^{(2)} + \frac{6l}{R} [H_3^{(2)} - H_1^{(2)}]} \sin 2\theta \end{aligned}$$

定义应力集中系数  $\text{Re} | \sigma_R^* |$ :  $\text{Re} | \sigma_R^* | = \text{Re}(|\sigma_R| / p)$

1) 当  $l = 0$  时, 相当于经典无力偶情况

(a)  $\theta = 0^\circ$  时,  $\text{Re} | \sigma_R^* | = 1$ ;

(b)  $\theta = 90^\circ$  时,  $\text{Re} | \sigma_R^* | = 3$ ;

2) 当  $l \neq 0$  时, 图2给出了  $\theta = 90^\circ$  时的结果与 R. D. Mindlin 结果的对比。

3) 当  $l \neq 0$  时, 图 3 给出了  $R/l = 1$  时圆孔附近应力集中系数的分布情况。

## 4 结 论

本文将求解无限弹性平面中孔洞附近的应力集中问题的复变函数方法推广到微极弹性理论的应力集中问题上去, 在此基础上建立了求解微极弹性理论中的应力集中问题的一般求解方法。最后, 用本文方法对圆形孔洞附近的应力集中系数作了数值计算, 给出了具体结果。结果表明: 本文的方法是可靠的, 本文的方法可以方便地推广到动应力集中问题上去。由于篇幅所限, 本文只给出圆孔解, 将陆续给出非圆孔洞静、动应力集中解答。

### [参 考 文 献]

- [1] Nowacki W. Theory of Asymmetric Elasticity PWN [M]. Warszawa, 1986.
- [2] Mindlin R D, Tiersten H F. Influence of couplestress on stress concentration[J]. Proceedings of the Society for Experimental Stress Analysis, 1963, 20(1).
- [3] 刘殿魁, 盖秉政, 陶贵源. 论孔附近的动应力集中[J]. 地震工程与工程振动, 1980, 试刊(1): 97—109.
- [4] Muskhelishvili H H. 数学弹性力学的几个基本问题[M]. 赵惠元译. 北京: 科学出版社, 1958.
- [5] Savin G N. 孔附近的应力集中[M]. 卢鼎霍译. 北京: 科学出版社, 1958.
- [6] 王竹溪, 郭敦仁. 特殊函数概论[M]. 北京: 科学出版社, 1979.
- [7] 爱林根 A C. 微极场论[M]. 戴天民译. 南京: 江苏科学技术出版社, 1982.

## Influence of Couple Stresses on Stress Concentrations Around the Cavity

ZHAO Jian\_bin<sup>1</sup>, LI Zi\_guo<sup>2</sup>

(1. Department of Civil Engineering, Shenyang Architectural and Civil Engineering  
Institute, Shenyang 110015, P R China;

2. Department of Civil Engineering, Harbin Engineering  
University, Harbin 150001, P R China)

**Abstract:** The complex function method was used in the solution of micropolar elasticity theory around cavity in an infinite elasticity plane. In complex plane, the general solution of two dimension micropolar elasticity theory is given. The solution comes from analytic function and "Zonal Function". The boundary conditions of non\_circular cavity are satisfied by using the conformal mapping method. Based on the method, a general approach solving the stress concentration in micropolar elasticity theory is established. Finally, the numerical calculation is carried out to the stress concentration coefficient of circular cavity.

**Key words:** micropolar elasticity theory; stress concentration; complex function; conformal mapping; couple\_stresses