

文章编号:1000-582x(2000)01-0037-04

10

# 氢降低金属滞后开裂断裂韧性的定量描述

37-40

高芝暉, 杨杰, 彭向和, 曾祥国

(重庆大学建筑工程学院, 重庆 400044)

TG111.91

0386.11

**摘要:**依据强度理论与断裂判据相统一的观点,采用陈虺对遵守幂律本构关系的弹塑性材料在钝裂纹端部邻域平面应力应变场的近似解,对弱键理论和氢促进局部塑性变形理论进行修正,并将两者合并在一个统一的定量表述中。

**关键词:**氢脆; 滞后开裂; 断裂韧性; 强度理论

**中图分类号:** O 346.22

**文献标识码:** A

金属材料

长期处于氢环境中工作的金属构件,通过氢分子在金属界面的碰撞、表面吸附并分解为原子氢,随即溶解于金属表层,使金属表层的氢浓度达到与环境氢压相平衡的浓度  $C_0$ ,并通过扩散使金属内部的氢浓度逐步提高。当存在应力差时,通过应力诱导扩散,氢还将向局部高三轴应力区富集,产生氢致滞后裂纹。随着氢的不断提供,裂纹将缓慢扩展,直至断裂。氢致滞后开裂的下临界断裂韧性值  $K_{I,H}$  或  $J_{I,H}$  低于无氢材料的断裂韧性值  $K_{I,c}$  或  $J_{I,c}$ ,且其降低量与材料中的氢含量密切相关。

为了解释氢致滞后开裂的机理,人们提出了各种理论<sup>[1-3]</sup>,其中弱键理论得到了广泛的重视。该理论认为氢会降低原子间的键合力,从而表现出在较低的外载荷(较低的  $K_I$ )下就发生裂纹缓慢扩展现象。该理论由 Troiano 提出,随后由 Leeuwen、Oriani<sup>[4]</sup>等加以修正和量化。在量化时他们以高强度钢为考虑对象,依据线弹性断裂力学进行推导,虽然计及了裂尖的钝化,并引入一些凑合实验数据的待定常数,但仍未充分考虑塑性变形的影响,不大适合于低强、高韧金属材料如奥氏体不锈钢等。另一种得到较广泛认可的理论是氢促进局部塑性变形理论<sup>[5]</sup>,被认为是更适合于塑性良好的金属材料。该理论认为,氢能促进位错的增殖和运动,从而在较低的外应力  $\sigma^H$ (或  $K_{I,c}$ )下就在产生宏观局部塑性变形后引发氢致(脆性或延性)开裂。但这一理论未能给出  $\sigma^H$  如何随氢含量提高而降低的工程

上方便使用的定量表述。

在探讨塑性材料氢致滞后开裂的机理时,确立经典强度理论与断裂理论的关系是非常重要的。Rice<sup>[6]</sup>、陈虺<sup>[7]</sup>等在这一方面进行了非常有益的工作,其物理基础是裂纹的产生是以一定的塑性应变为前导,裂纹顶端不可避免地要产生钝化,这种钝化(产生裂纹尖端张开位移)与裂尖应力场强度的度量  $K_I$ 、 $J$  等存在一定的关系,而钝切口的强度与开裂又可用经典强度理论来衡量,从而建立了经典强度理论与弹塑性断裂力学裂纹扩展判据间的有机联系和统一。笔者从这一基本点出发,利用陈虺所给的幂强化材料钝切口邻域平面应力应变场的近似解,对弱键理论和氢促进局部塑性变形理论进行修正,给出塑性材料氢降低滞后开裂的断裂韧性值的更合理的定量表述,且把上述两种被较广泛重视的氢致滞后开裂理论统一在这一表述中。

## 1 对弱键理论的修正

针对不同断裂类型有相应的强度理论与其对应,脆性断裂与最大主应力判据相对应,延性断裂与最大剪应力判据相对应。弹塑性材料裂纹开裂中,我们采用  $J$  积分判据。

对高、中强度弹塑性金属或强三轴张力情形,采用最大正应力判据。当钝裂纹(图1)前方的最大正应力  $\sigma_{\max}$  达到某一临界值  $\sigma_c$  时,原子间的键合被拉断,  $\sigma$

· 收稿日期:1999-05-18

基金项目:中国工程物理研究院科技基金资助项目(93024)

作者简介:高芝暉(1935-),男,福建长乐人,教授,主要从事本构理论、损伤、断裂的研究。

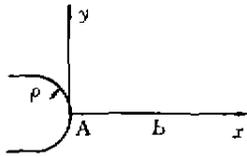


图 1 纯裂纹端部前方

反映了原子间的临界键合力,这相应于脆性断裂情况。设未充氢时临界正应力为  $\sigma_c^0$ ,充氢后由于原子间键合力降低,临界应力  $\sigma_c$  相应降低,设这一降低与氢浓度  $C$  间有下述关系:

$$\sigma_c^H = \sigma_c^0 - \beta \left( \frac{C}{C_N} \right)^m \quad (1)$$

式中  $C_N$  为标准状态下(外氢压  $P_N = 0.1 \text{ MPa}$ ) 的氢浓度,金属表层与环境氢压  $P$  相平衡的初始浓度  $C_0$  为

$$C_0 = C_N \sqrt{\frac{P}{P_N}} \quad (2)$$

由于应力诱导扩散,局部高应力区的浓度  $C$  为:

$$C = C_0 \exp\left(\frac{V_H \sigma_h}{RT}\right) \quad (3)$$

式中  $V_H$  为氢在金属中的偏摩尔体积( $\text{mm}^3/\text{mol}$ ),  $\sigma_h$  为体积应力。设塑性材料的本构关系遵循幂乘硬化律:

$$\bar{\sigma} = \alpha (\bar{\epsilon}_p)^n \quad (4)$$

式中  $\bar{\sigma}$  为等效应力,  $\bar{\epsilon}_p$  为等效塑性应变。

采用陈饒对张开型钝裂纹前沿应力应变场的近似

$$\sigma_{xx} = \sigma_A \left(1 + \gamma_1 \frac{x}{\rho}\right) / \left(1 + \gamma_2 \frac{x}{\rho}\right)^{1+\frac{n}{1+n}} \quad (5)$$

对平面应变,体积应力为

$$\sigma_h = \frac{1}{3} \sigma_{xx} = \sigma_z = \frac{1}{2} (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) =$$

$$\frac{1}{2} \sigma_A \left[1 + (1 + \gamma_1) \frac{x}{\rho}\right] / \left(1 + \gamma_2 \frac{x}{\rho}\right)^{1+\frac{n}{1+n}} \quad (6)$$

上各式中  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  由下式决定:

$$\gamma_1 = \frac{1}{(1+n) \left(1 + \frac{1+n}{2+n} \lambda\right)}$$

$$\gamma_2 = \frac{2}{\pi} + \left(2 - \frac{2}{\pi}\right) n \quad (7)$$

其中  $\lambda$  为与  $n$  相关的常数,  $0.62 < \lambda < 0.78$ ,  $\sigma_A$  为钝裂纹端点处之应力:

$$\sigma_A = \frac{2\alpha}{\sqrt{3}} \left(\frac{4J}{\pi a \rho}\right)^{\frac{1}{1+n}} \quad (8)$$

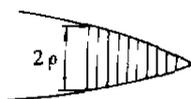


图 2 纯裂纹前方看成切向纤维构成

钝裂纹前沿的曲率半径  $\rho$  显然与裂纹前沿的塑性变形密切相关,若把钝裂纹前沿看成是由许多切向纤维构成(图 2),则可假设<sup>[9]</sup>

$$\rho = A \epsilon_u^p \quad (9)$$

式中  $\epsilon_u^p$  即为切向纤维的塑性应变,  $A$  为有尺度因次的比例常数。对平面应变有

$$\epsilon_u^p = \frac{\sqrt{3}}{2} \bar{\epsilon}_p, \sigma_u = \sigma_x = \frac{2}{\sqrt{3}} \bar{\sigma}$$

$$\text{则利用(4)式可得 } \rho = A \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right)^{\frac{1-n}{n}} \left(\frac{\sigma_A}{\alpha}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (10)$$

$$\text{上式代入(8)得 } \sigma_A = \left(\frac{4}{3}\right)^{\frac{1+n}{2+n}} \alpha^{\frac{2}{1+n}} \left(\frac{4J}{\pi A}\right)^{\frac{1}{1+n}} \quad (11)$$

当硬化指数  $n < 0.26$  时,  $\sigma_{\text{ymax}}$  并不在钝裂纹端点  $A$ ,而在与  $A$  相距  $x = \xi$  处的  $B$  点,其中

$$\xi = \frac{\rho}{n} \left(\frac{1+n}{\gamma_1} - \frac{1+2n}{\gamma_2}\right) \quad (12)$$

$$\text{将(11)代入(6)得 } \sigma_h = h(n) \alpha^{\frac{2}{1+n}} J^{\frac{1}{1+n}} \quad (13)$$

再将(13)代入(3),在临界状态下得到

$$J_{IH} = \frac{1}{\alpha^n} \left[ B \ln \left( \frac{C_h}{C_N} \sqrt{P_N} \right) - B \ln (\sqrt{P}) \right]^{\frac{2+n}{n}} \quad (14)$$

式中  $B = RT / (V_H h(n))$ , 而

$$h(n) = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3}\right)^{\frac{1+n}{2+n}} \left(\frac{4}{\pi A}\right)^{\frac{1}{1+n}}$$

$$\left[1 + (1 + \gamma_1) \frac{\xi}{\rho}\right] / \left(1 + \gamma_2 \frac{\xi}{\rho}\right)^{\frac{1+2n}{1+n}} \quad (15)$$

考虑极限状态,即开裂瞬间,对未充氢构件有

$$\sigma_{\text{ymax}}^0 = \left(\frac{4}{3}\right)^{\frac{1+n}{2+n}} \left(\frac{4J_{IC}}{\pi A}\right)^{\frac{1}{1+n}} \alpha^{\frac{2}{1+n}}$$

$$\left[\left(1 + \gamma_1 \frac{\xi}{\rho}\right) / \left(1 + \gamma_2 \frac{\xi}{\rho}\right)^{\frac{1+2n}{1+n}}\right] =$$

$$f(n) \alpha^{\frac{2}{1+n}} (J_{IC})^{\frac{1}{1+n}} = \sigma_c^0 \quad (16)$$

对已充氢构件

$$\sigma_{\text{ymax}}^H = f(n) \alpha^{\frac{2}{1+n}} (J_{IH})^{\frac{1}{1+n}} = \sigma_c^H \quad (17)$$

这里我们设氢脆前后  $\alpha, n$  保持不变,式中

$$f(n) = 2h(n) \left[1 + \gamma_1 \frac{\xi}{\rho}\right] / \left[1 + (1 + \gamma_1) \frac{\xi}{\rho}\right] \quad (18)$$

将式(15)、(16)代入式(1)得

$$(J_{IC})^{\frac{2}{1+n}} - (J_{IH})^{\frac{2}{1+n}} = \beta \left(\frac{C}{C_0}\right)^m \left(\frac{P}{P_N}\right)^{\frac{m}{2}} / [f(n) \alpha^{\frac{2}{1+n}}] =$$

$$\beta \exp\left[\frac{mV_H}{RT} h(n)^{\frac{2}{1+n}} (J_{IH})^{\frac{1}{1+n}}\right] \left(\frac{P}{P_N}\right)^{\frac{m}{2}} / [f(n) \alpha^{\frac{2}{1+n}}] \quad (19)$$

式(19)即为按最大正应力判据和弱键理论得到的氢致滞后开裂的临界  $J_{IH}$  值随环境氢压、裂尖氢浓度和材料性质的变化规律。对(19)式求导,再利用(19)式得

$$\frac{dJ_{IH}}{dP} = - \frac{(2+n)m}{2nP} \left[ \frac{mV_H h(n) \alpha^{2+n}}{RT (J_{IH})^{2+n}} + \frac{1}{(r-1)J_{IH}} \right]^{-1} \quad (20)$$

式中,  $r = (J_{IC}/J_{IH})^{n/(2+n)} > 1$ , 且  $n, m, \alpha, \beta, V_H, P, J_{IH}$  等均只取正值。

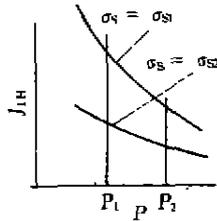


图 3  $J_{IH}$  随  $P$  和强度的变化规律

由(14)、(19)和(20)式可得出如下规律性的认识(图3):

1) 环境氢压  $P$  增大时,  $J_{IH}$  下降。且  $J_{IH} = J_{IH}(P)$  为单调减函数, 其  $dJ_{IH}/dP$  恒负。

2) 屈服强度(由  $\alpha$  反映)增大时,  $J_{IH}$  快速降低。这一预测比弱键理论更符合实际。强度大的  $J_{IH} = J_{IH}(P)$  曲线处于强度小的  $J_{IH} = J_{IH}(P)$  曲线的下方。

3) 随着  $P$  的增大,  $J_{IH} = J_{IH}(P)$  曲线的斜率的绝对值  $|dJ_{IH}/dP|$  减小,  $d^2 J_{IH}/dP^2$  为正, 因此  $J_{IH} = J_{IH}(P)$  为凸向下方的曲线。

4) 随着屈服强度的增大,  $|dJ_{IH}/dP|$  减小, 由此可得当  $\sigma_2 > \sigma_1$  时有

$$\Delta J_{IH} |_{\sigma_1} = J_{IH}(P_1) |_{\sigma_1} - J_{IH}(P_2) |_{\sigma_1} >$$

$$\Delta J_{IH} |_{\sigma_2} = J_{IH}(P_1) |_{\sigma_2} - J_{IH}(P_2) |_{\sigma_2}$$

式中  $( ) |_{\sigma}$  表示  $\sigma$  固定时  $( )$  之值。

上述结论已为一些实验曲线(如图4)所证实。

## 2 氢降低滞后开裂断裂韧性的统一描述

对低强、高韧材料或弱三轴张力, 采用最大剪应力判据, 当钝裂纹前沿的最大剪应力  $\tau_{max}$  达到临界值  $\tau_c$  时, 裂纹端部沿最大剪应力面引发延性开裂。由于充氢, 临界剪应力由  $\tau_c^0$  降至  $\tau_c^H$ , 这一降低与氢浓度  $C$  的关系可采用与式(1)类似的形式, 即

$$\tau_c^H = \tau_c^0 - \beta \left( \frac{C}{C_0} \right)^m \left( \frac{P}{P_N} \right)^{\frac{m}{2}} \quad (21)$$

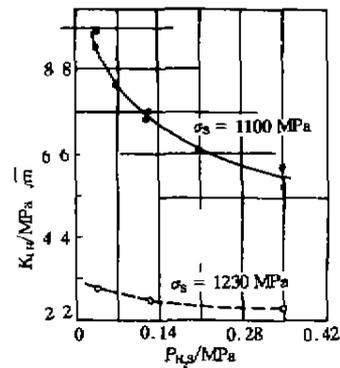


图 4 4340 钢的  $K_{IH}$  随  $P_{H_2}$  和强度的变化曲线

由(5)可得最大剪应力为

$$\tau_{max} = \frac{\sigma_A}{2} \frac{[1 + (\gamma_1 - 1) x'/\rho]}{(1 + \gamma_2 x'/\rho)^{\frac{1+2n}{1+n}}} \quad (22)$$

类似于前面对最大正应力判据的推导可得

$$\begin{aligned} (J_{IC})^{\frac{2}{2+n}} - (J_{IH})^{\frac{2}{2+n}} = \\ \beta \exp \left[ \frac{m V_H}{RT} h(n) \alpha^{2+n} (J_{IH})^{\frac{2}{2+n}} \right] \cdot \\ \left( \frac{P}{P_N} \right)^{\frac{m}{2}} / [f_1(n) \alpha^{2+n}] \end{aligned} \quad (23)$$

式中

$$\begin{aligned} f_1(n) = \frac{1}{2} \left( \frac{4}{3} \right)^{\frac{1+n}{2}} \left( \frac{4}{\pi A} \right)^{\frac{n}{2}} \cdot \\ \left[ 1 + (\gamma_1 - 1) \frac{\xi_1}{\rho} \right] / \left[ \left( 1 + \gamma_2 \frac{\xi_1}{\rho} \right)^{\frac{1+2n}{1+n}} \right] \end{aligned} \quad (24)$$

$$h_1(n) = f_1(n) \left[ 1 + (1 + \gamma_1) \frac{\xi_1}{\rho} \right] / \left[ (\gamma_1 - 1) \frac{\xi_1}{\rho} \right] \quad (25)$$

$\xi_1$  为剪应力最大点至裂纹端之距。

(23)式具有与(19)式完全相同的形式, 只是其中的常数值不同而已。由此可见, 按最大剪应力判据和氢促进局部塑性变形理论得到的氢致滞后开裂的下临界值  $J_{IH}$  随环境氢压和材质的变化规律, 与按最大应力判据和弱键理论得到变化规律完全相同, 这样在定量表述上, 两种理论得到了人们所期望的统一。

## 3 理论公式待定常数的确定

为便于应用, 对(19)式取对数得

$$\begin{aligned} \ln[(J_{IC})^{\frac{2}{2+n}} - (J_{IH})^{\frac{2}{2+n}}] = \\ F + \frac{m}{2} \ln \left( \frac{P}{P_N} \right) + Dm (J_{IH})^{\frac{2}{2+n}} \end{aligned} \quad (26)$$

式中共3个待定常数  $m$ 、 $F$ 、 $D$ ，其中  $F$ 、 $D$  为

$$F = \ln \left\{ \beta / [f(n) \alpha^{2+n}] \right\}$$

$$D = \frac{V_H}{RT} h(n) \alpha^{2+n} = \frac{1}{B} \alpha^{2+n} \quad (27)$$

$F$  反映待定量  $\beta$ ， $D$  反映待定量  $A$ 。三个待定常数可由给定材料的  $J_{IH}$  随环境氢压  $P$  变化的实验曲线用最小二乘法确定。下面举一例子。Clark 等测定了 4340 钢在  $H_2S$  气体中的  $K_{IH}$  随  $P_{H_2S}$  和强度而变化的曲线<sup>[10]</sup>，见图 4。对  $\sigma_s = 1100$  MPa 的曲线取得 5 个实验点数据如表 1，材料常数  $n = 0.2$ ， $J_{IC} = 61.2$  (N/mm)。利用最小二乘法可定得待定常数值为  $F = -8.20$ ， $m = 1.28$ ， $mD = 4.35$ 。

表 1  $\sigma_s = 1100$  MPa 时的实验点数据

测点序号	1	2	3	4	5
$P_{H_2S}/N \cdot mm^{-2}$	0.07	0.14	0.21	0.28	0.35
$K_{IH}/MPa \sqrt{m}$	84	74	67.5	63	60.5
$J_{IH}/N \cdot mm^{-1}$	31.8	24.8	20.5	17.86	16.47

#### 4 讨论

应注意的是  $J_{IH}$  或  $K_{IH}$  指的是应力诱导下氢向裂尖富集引起氢致滞后开裂的断裂韧性值(阈值)。对某些材料，由于氢在材料中的扩散速度缓慢，因此仅在加载速度很慢的情况下才能测得  $J_{IH}$  或  $K_{IH}$  值。当加载速度快时，氢来不及向裂尖富集，则(19)式中的  $(C/C_0)$  仍近似保持为 1，且式左端的  $J_{IH}$  应以  $J_{IH}^*$  代替， $J_{IH}^*$  指的是快速加载时起裂的断裂韧性值，它与加载速有关，随加载速的增大而增大，并趋于相应于加载前裂尖原有氢浓度的起裂韧性值。由于通常稳定不锈钢的断裂韧性测试实验中氢的富集速度都远跟不上加

载速度，因此当用实验数据拟合(19)式中的待定常数时应采用的以下的式子更为合适。

$$(J_{IC})^{2+n} - (J_{IH}^*)^{2+n} = Q(P/P_0)^m \quad (28)$$

#### 参 考 文 献

- [1] 褚武扬. 氢损伤和滞后断裂[M]. 北京: 冶金工业出版社, 1988: 254~287.
- [2] BEACHEM C D. A new model for hydrogen-assisted cracking (hydrogen "embrittlement") [J]. Metallurgical Transactions, 1972, 3: 437~451.
- [3] MACDONALD D D, LU P C. Theoretical estimation of crack growth rates in type 304 stainless steel in boiling-water reactor coolant environments[J]. Corrosion Science, 1996, 32(10): 768~785.
- [4] ORLANI R A, JOSEPHIC P H. Equilibrium aspects of hydrogen-induced cracking of steels[J]. Acta Metallurgica, 1974, 22: 1065~1074.
- [5] 褚武扬. 氢致开裂和应力腐蚀机理的前沿问题[J]. 腐蚀科学与防护技术, 1993, 5(3): 151~155.
- [6] RICE J R. Mathematical analysis in the mechanics of fracture [A]. In: Fracture and Advanced Treatise, Fracture Mechanics [M], Volume II, edited by Liebowitz, 1968.
- [7] 陈镜. 论裂纹扩展的判据[A]. 见: 陈镜主编. 金属断裂文集[C]. 北京: 冶金工业出版社, 1978: 135~156.
- [8] 陈镜, 潘源. 纯张型加载下纯裂纹顶端的应力应变[A]. 见: 陈镜主编. 金属断裂文集[C]. 北京: 冶金工业出版社, 1978: 197~219.
- [9] 陈镜, 姚蓓. 论 J 积分和裂纹顶端张开位移间的关系[A]. 见: 陈镜主编. 金属断裂文集[C]. 北京: 冶金工业出版社, 1978: 64~76.
- [10] 褚武扬. 氢损伤和滞后断裂[M]. 北京: 冶金工业出版社, 1988: 208.

## A Quantitative Description of Decreasing in Delayed Fracture Toughness of Metals Induced by Hydrogen

GAO Zhi-hui, YANG Jie, PENG Xiang-he, ZENG Xiang-guo

(College of Civil Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

**ABSTRACT:** Based on the concept of unification between strength theory and elastoplastic fracture criterion, and using the approximate solution for elastic-plastic plane stress-strain field in the vicinity of a blunt crack tip of power-law hardening materials, which was established by Chen Chi, a correction is made for both decohesion theory and hydrogen-facilitated local plastic deformation theory. The results from the two theories are found substantially identical.

**KEYWORDS:** hydrogen embrittlement; delayed cracking; fracture toughness; strength theory

(责任编辑 钟学恒)