

# 缺口试件脆断的临界拉应力准则

伍 义 生

(中国科学院力学研究所)

## 一、引 言

一些工程结构,如船舶、桥梁、透平发电机、结构钢架、压力容器、输油输气管道等都发生过意料不到的脆性断裂现象。所谓脆断是指结构在外加载荷低于全面屈服载荷之前由于结构出现快速扩展的裂纹而造成的破坏。由于破坏时变形量很小,破坏很突然,因而危害性很大。工程结构的脆断通常是因为结构上存在缺陷或预裂纹,从这些应力集中的地方产生快速扩展裂纹所造成的。钢中的脆断主要发生在低温和厚试件的情况下,但对于高强度钢,或者当缺口很尖,裂纹很长的情况下也可能在室温下发生脆断。脆断通常主要是以解理断裂方式发生的,解理断裂伴随有高速扩展的裂纹。由于脆断总是由结构上有缺陷和裂纹的地方开始,因此研究缺陷和裂纹对材料断裂行为的影响,研究脆性解理断裂的微观机制,确定断裂的准则有着重要的意义。本文叙述的是缺口对材料断裂行为的影响。所以研究缺口试件而不是尖裂纹试件,一方面是因为我们对缺口试件的弹塑性应力分布了解得更清楚,便于我们搞清力学因素对材料断裂的影响,另一方面是因为实际结构所存在的缺陷不一定是尖锐裂纹,因此研究缺口试件的断裂也有实际意义。

## 二、缺口试件的断裂行为

图1表示软钢缺口试件的缓慢弯曲试验。可以看到软钢缺口试件在缓慢弯曲下的断裂行为与冲击转变曲线一样随温度而变化。图中AA'曲线表示使试件全面屈服所需要的载荷,BB'曲线表示使试件破断所需要的载荷,CC'曲线表示缺口根部变形随温度的变化。全面屈服载荷随温度的降低而增加,这是由于单轴屈服应力随温度降低而增加的缘故。断裂载荷 $P_f$ 随温度的升高而增加,后面要详细研究断裂载荷随温度而升高的原因。当温度很低时,断裂时的塑性区很小,缺口根部的变形也很小,断裂由解理而产生。随着温度的增加,断裂时的塑性区尺寸增加,在温度为 $T_{GY}$ 时恰好在全面屈服时断裂。此时断裂前的宏观变形仍很小。在 $T_{GY}$ 温度之下断裂是在外加载荷低于全面屈服载荷时发生的,宏观变形很小,因而在工程意义上是脆性断裂。我们称 $T_{GY}$ 温度为缓慢弯曲试验下的韧脆转变温度,它与缺口冲击试验中的无韧性温度NDT相当。当温度高于 $T_{GY}$ 时试件在全面屈服之后断裂。当温度达到 $T_w$ 时,由于载荷的进一步提高,净截面产生加工硬化,塑性区进一步扩大,

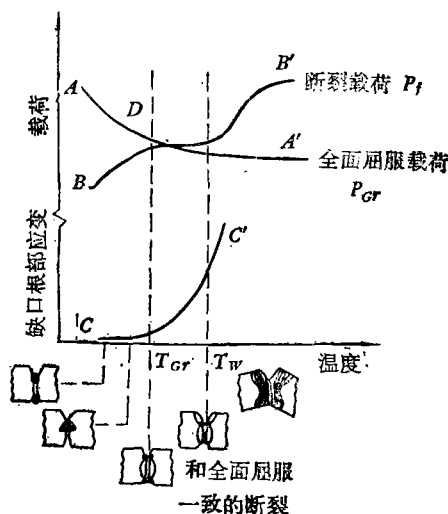


图1 软钢缺口试件缓慢弯曲下的断裂行为<sup>[14]</sup>

开始进入总截面屈服。在  $T_w$  之上由于全面变形使缺口处的三轴应力松弛，结果载荷和位移迅速升高，这时试件主要由纤维切变断裂造成破坏。总之，在  $T_{GY}$  温度之上，试件是在全面屈服之后破坏。其破坏的方式主要是纤维切变断裂，变形量很大，因而呈现韧性断裂。

### 三、缺口试件的约束屈服和应力强化现象

图 2 给出缺口试件在纯弯曲和平面应变条件下的全面屈服滑移线场。我们看到净截面的塑性区被周围的弹性区所包围，弹性区的存在约束了塑性区的塑性变形。因此由于缺口的存在，产生约束屈服现象。由于周围弹性区的约束作用，使试件的极限载荷提高， $M_*/M_*^0$  称为加强系数。 $M_*^0$  是同样净截面的无缺口光滑试件的极限载荷， $M_*$  为缺口试件的极限载荷。图 3 给出加强系数随缺口曲率半径的变化情况。显然，曲率半径越小（相当于缺口越尖），约束屈服越显著，加强系数越大。由于约束屈服和缺口附近在平面应变状态下三轴应力的存在使塑性区的局部最大拉应力超过全面屈服应力。 $q = \sigma_{max}/2\tau_Y$  称为应力强化系数，式中  $\tau_Y$  为单轴屈服应力， $\sigma_{max}$  为塑性区中局部最大拉应力。后面将会看到极限载荷的提高和局部应力的强化正是使缺口试件脆断的根本原因。图 4 给出缺口附近应力分布、应力强化值和塑性区尺寸随外载荷变化的情况。当载荷较小时，试件处于弹性应力状态。载荷增加时，缺口根部首先进入塑性，塑性区被周围的弹性区约束在一个狭小的范围内。当载荷继续增加时，塑性区尺寸不断增加，应力强化系数不断增加，即塑性区中的局部最大应力不断增加。当试件进入净截面屈服时，应力强化达到极大值。当载荷继续增加

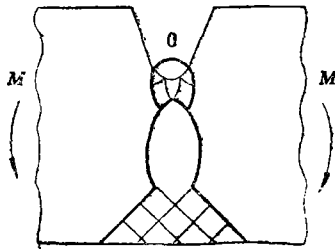


图 2 圆形底边单边深缺口试件的全面屈服滑移线场<sup>[13]</sup>

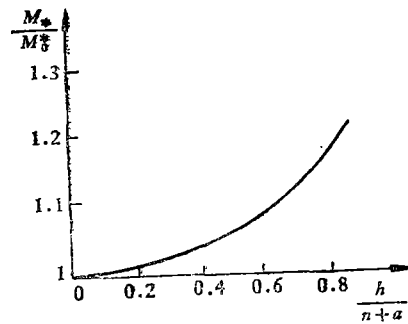
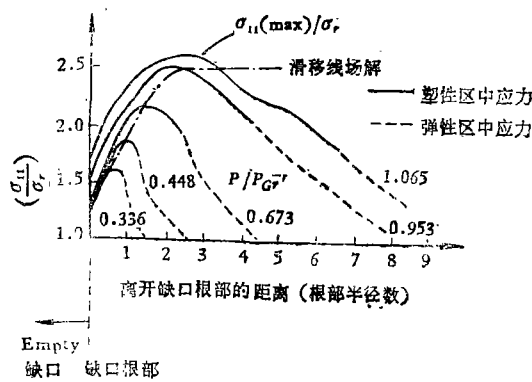
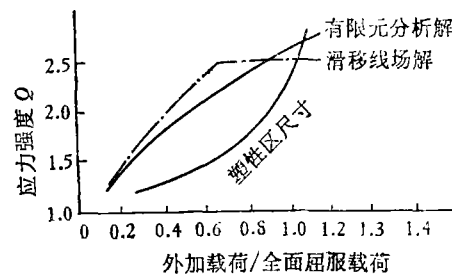


图 3 加强系数随缺口曲率半径的变化<sup>[13]</sup>



(a) 缺口附近的应力分布



(b) 应力强化值和塑性区尺寸随外加载荷而变化

图 4 缺口附近应力分布、应力强化值和塑性区尺寸随外载荷的变化<sup>[13]</sup>

时,试件进入总截面屈服。这时由于缺口三轴张力的松弛,约束屈服开始消失,应力强化值开始降低。

#### 四、脆性解理断裂的临界拉应力准则

奥罗万<sup>[3]</sup>第一个成功地说明了缺口试件的脆性断裂。他认为解理断裂被屈服点拉伸应力的 大小所控制,并假定在整个温度范围内脆断应力——产生解理断裂所必须的临界拉应力——随温度变化很小。根据这个假定可以解释缺口试件变脆及缺口试件断裂行为随温度变化的原因。图5 表示奥罗万的脆断理论。曲线  $AA'$  表示产生脆性断裂所需的临界拉应力,曲线  $BB'$  表示光滑试件的单轴屈服应力, $CC'$  表示全面屈服时缺口试件中的最大拉应力。当温度高于  $T_A$  时,光滑试件单轴屈服应力和缺口试件全面屈服时的最大拉应力都低于产生解理断裂所必需的临界拉应力。二者都不可能以脆性解理方式破坏,因而都呈现韧性。当温度在  $T_A$  和  $T_B$  之间时,缺口试件在全面屈服之前产生断裂,因而呈现脆性。而光滑试件仍是韧性的。 $T_A$  与缺口试件的韧脆转变温度相当, $T_B$  与光滑试件的韧脆转变温度相当。由于缺口试件的韧脆转变温度比光滑试件的韧脆转变温度高,故缺口试件显的更脆。

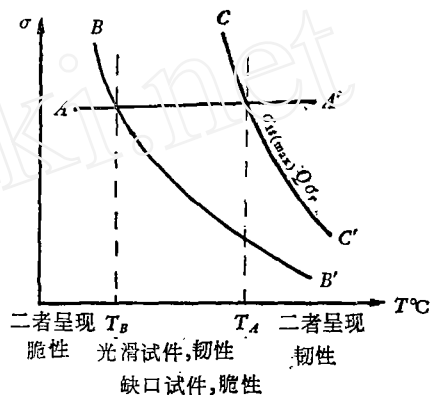


图5 奥罗万的脆性断裂理论

温度对缺口试件断裂行为的影响。对于缺口角度不变的试件,应力强化值随塑性区的增加而增加。当温度低时,因为单轴屈服应力高,因而达到产生解理断裂临界拉应力所需的应力强化值小,所需的塑性区也小,因此在全面屈服之前断裂。当温度升高时,单轴屈服应力降低,要达到同样的临界断裂拉应力,所需的应力强化值要大,因此产生脆性解理断裂所需的塑性区必须相应增大。当温度升高到  $T_{GY}$  时,刚好在塑性区尺寸等于试件净截面尺寸时达到临界拉应力,因而恰好在全面屈服时断裂。当温度高于  $T_{GY}$  时,试件全面屈服时其最大拉应力仍达不到临界值,因此试件就不可能以脆性解理的方式而破坏,其断裂呈韧性纤维断裂的方式。脆性断裂的准则可以简单地描述为

$$Q\sigma_Y = \sigma_F \quad (1)$$

$\sigma_Y$  是单轴屈服应力, $\sigma_F$  是临界脆断拉应力, $Q$  是塑性区的应力强化系数。

临界拉应力准则可以定性解释试件厚度、缺口深度、缺口尖度、加载速率等对缺口试件断裂行为的影响。

试验表明,韧脆转变温度随试件厚度的增加而增加,即厚试件显得更脆一些。这是由于薄试件在厚度方向塑性约束松弛,使薄试件的约束屈服不如厚试件那样强,因而薄缺口试件达到临界值所需的塑性区要比厚试件大,薄试件更容易在全面屈服之后断裂。

缺口越深、越尖,缺口附近的约束屈服、应力强化越显著,缺口处的局部拉应力越大,更容易达到脆断应力。深缺口、尖缺口试件的转变温度  $T_{GY}$  提高,显得更脆。

加载速率对缺口试件断裂行为的影响。缺口试件在冲击试验中的断裂行为与其在缓慢弯曲下的行为相似。但是随加载速率的增加, $T_{GY}$ 、 $T_W$  和  $T_F$  都向较高的温度移动。这同样可以用临界拉应力准则来解释,因为高加载速率的主要影响是使屈服应力全面提高,于是达到同样临界断裂应力所需的应力强化就小,所需的塑性区也小,因而显得更脆。

综上所述,可以看到试件厚度、缺口深度、缺口尖度及加载速率对缺口试件断裂行为的影响都

是通过影响缺口处的局部最大拉应力实现的。缺口处的局部最大拉应力是决定缺口试件是否脆断的重要因素，如果试件在全面屈服之前局部最大拉应力达到临界值就能产生脆性断裂，否则就不可能以脆性方式破坏。

## 五、临界拉应力的实验测定及临界拉应力准则的实验验证

诺特<sup>[3]</sup>作了各种角度的退火软钢缺口试件的断裂试验。根据滑移线场理论全面屈服时的局部最大拉应力为

$$\sigma_{II}(\max) = \sigma_Y \left( 1 + \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2} \right) \quad (2)$$

对每一种角度的缺口试件，通过实验找出相应于全面屈服时断裂的温度  $T_{GY}$ ，并确定该温度下的单轴屈服应力。根据式(2)计算全面屈服断裂时缺口处的最大拉应力，对不同角度的缺口试件得出相应于各种  $T_{GY}$  温度的  $\sigma_{II}(\max)$  值，即临界断裂应力值。图6表示三种钢在各种温度之下的临界断裂应力。我们看到这个数值不随温度变化。缺口试件全面屈服时的脆断的确是在局部拉应力达到某个临界值时发生的。这个数值代表这些钢的本质，是一个重要的材料常数。金相观察发现在缺口根部拉应力最高的地方首先产生解理断裂，进一步支持了这个观点<sup>[3]</sup>。更精确的有限元弹塑性分析也证实了这一点。

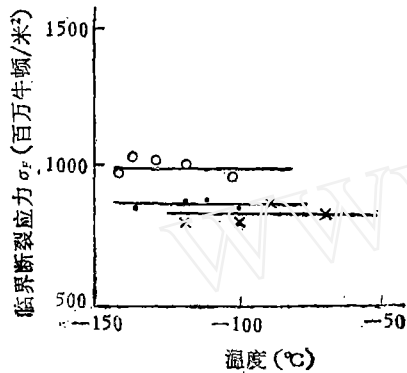


图6 三种软钢临界断裂应力的实验值<sup>[3]</sup>

## 六、脆断的微观机理及确定临界断裂应力的理论模型

金属在应力的作用下，从微观来看，原子之间有互相拉开和沿一定方向相对滑动的两个趋势。这两个趋势不可逆的发展过程就是裂缝发展的断裂过程和切变引起的范性形变过程<sup>[4]</sup>。金属的脆性和范性取决于形变和断裂的相对关系。一些实验事实证明：形变和断裂的前提是使试件屈服。最近X射线的研究发现船板的脆性断口表面有变形的薄层；在硅铁及软钢的冲击样品断口附近发现孪晶；在非常脆的缺口棒中，解理断裂之前在缺口周围有小量的局部屈服产生，甚至在玻璃的断面上也观察到塑性流动。这些事实都说明塑性流动不仅是范性形变的前提，也是脆性解理断裂的前提。当金属发生屈服时，金属晶体滑移面开始滑移，或者按照位错的观点大量的位错不断产生和运动。当滑移或运动位错受到晶粒边界或其它障碍物的阻挡时，造成了巨大的应力集中。这个集中应力若被附近晶粒的塑性流动所松弛，则断裂过程被抑制，形变得以继续进行而不断裂，材料显示良好的塑性和韧性；反之若以裂纹的发生与发展的过程来松弛，形变过程被抑制，就产生脆性的断裂过程。在缺口试件的情况下，由于塑性区被约束在一个狭小的范围内，塑性流动被抑制，从而促进了断裂过程的发展。从应力状态来看，由于约束屈服产生的应力强化作用，增加了正应力对切应力的比率，助长了断裂的趋势，因为正应力是助长断裂的，而切应力的大小是和塑性流动过程相联系的。这就是缺口使试件变脆的原因。

通常认为金属多晶体材料的脆断包括两个阶段：裂纹成核和裂纹扩展两个阶段。产生脆断的基本前提是要有局部范围的塑性流动。下面介绍几种解理断裂的微观模型和相应的计算临界断裂应力的公式。

### 1. C. Zner 等人的滑移带成核模型

C. Zner<sup>[5]</sup> 最早提出由于滑移带被晶粒边界或其它硬化粒子所阻碍, 可以产生很高的应力集中以形成裂纹. 图 7 表示晶粒中的滑移带.

J. D. Eshelby, F. C. Frank, Nabarro, J. S. Kochler 得出: 在剪应力  $\tau$  作用下, 在  $n$  个刃型位错塞积的前缘存在数量级为  $n\tau$  的拉应力. 如果有摩擦应力  $\tau_0$  阻止位错的运动, 则有效剪应力为  $(\tau - \tau_0)$ , 集中拉应力的数量级则为  $n(\tau - \tau_0)$ . 断裂开始的条件为

$$n(\tau - \tau_0) = \sigma_{th} \quad (3)$$

式中  $\sigma_{th}$  是理论拉伸强度. 晶粒的宏观弹性变形等于  $n$  个位错引起的位移, 故有

$$nb = (\tau - \tau_0)d/G \quad (4)$$

式中  $G$  为剪切模量. 将式(4)代入式(3)得

$$\tau - \tau_0 = [(Gb/d)\sigma_{th}]^{1/2} \quad (5)$$

近似有

$$\sigma_{th} = \left(\frac{E\gamma}{b}\right)^{1/2} = \left(\frac{2G(1+\mu)\gamma}{b}\right)^{1/2} \quad (6)$$

式中  $\gamma$  为表面能,  $b$  为原子间距,  $\mu$  为泊桑系数. 对于金属

$$\gamma = \frac{Eb}{25} = \frac{2G(1+\mu)b}{25} \quad (7)$$

将式(6)、(7)代入式(5)得

$$\tau - \tau_0 = (5G\gamma/d)^{1/2} \quad (8)$$

因为应该在最有利方向的滑移带端部形成裂纹, 因此可以把方程(8)改写为拉应力的形式

$$\sigma = \sigma_0 + 2(5G\gamma/d)^{1/2} \quad (9)$$

从方程(8)和(9)可以看到断裂条件与  $d^{-1/2}$  有关, 晶粒越小, 所需的断裂应力越高, 这正是多晶体屈服和断裂的共同特点.

### 2. A. N. Stroh 的解理断裂模型

图 8 表示 A. N. Stroh 的解理断裂模型<sup>[6,7]</sup>. 在长度为  $d$  的滑移带上作用有  $(\tau - \tau_0)$  的有效剪应力. 将滑移带看作一条自由滑移的裂纹, 根据 II 型剪切裂纹的线弹性解, 在与滑移带成  $-70.5^\circ$  的方向作用有最大拉应力, 滑移带上下面的错动产生了劈开的效果, 如果微裂纹的长度为  $2c$ , 则拉应力的数值为  $\frac{2}{\sqrt{3}}(\tau - \tau_0)\sqrt{d/4c}$ . 根据 A. A. Griffith 理论只要满足下式即可使微裂纹扩展

$$\frac{2}{\sqrt{3}}(\tau - \tau_0)\sqrt{d/4c} = \left(\frac{4G\gamma}{(1-\mu)\pi c}\right)^{1/2} \quad (10)$$

该式左端为  $2c$  裂纹中点的拉应力, 取为作用在  $2c$  裂纹上的平均应力. 该式右端为使长度为  $2c$  的裂纹扩展所需要的拉应力. 由此得到

$$\tau - \tau_0 = \left(\frac{12G\gamma}{(1-\mu)\pi d}\right)^{1/2} \quad (11)$$

A. A. Stroh 后来考虑了应力不均匀性和剪应力的作用得到修正的公式

$$\tau - \tau_0 = \left(\frac{\pi G\gamma}{2(1-\mu)d}\right)^{1/2} \quad (12)$$

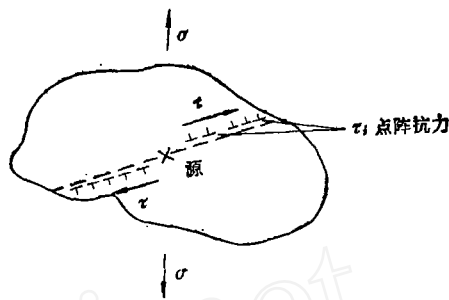


图7 晶粒中的滑移带

### 3. Cottrell 解理断裂模型

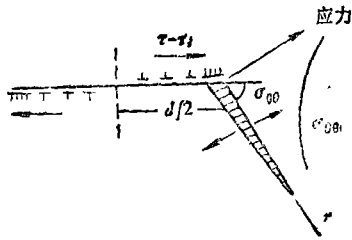


图8 斯特罗斯解理断裂模型

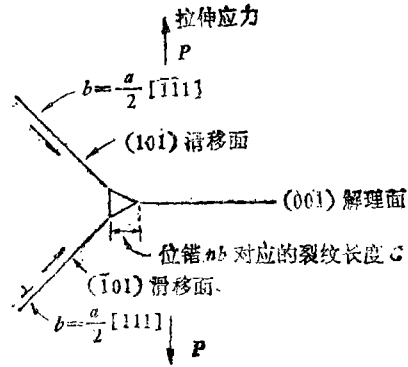
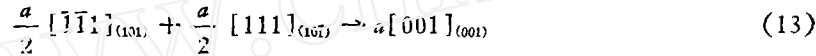


图9 解理断裂的斜垂耳模型

Cottrell 提出了解理断裂的位错模型。假如在铁中有相交的  $\{101\}$  滑移平面，柏格斯矢量为  $\frac{a}{2}(\bar{1}\bar{1}1)$  的位错在这些相交的平面上滑移，可以得到位错反应



Cottrell 假定位错反应形成裂纹核，与位错  $nb$  对应的裂纹核的长度为  $c$ ，然后分析在什么条件下长度为  $c$  的裂纹核会扩展。系统的总位能由四部分组成：由于产生长度为  $c$  的裂纹弹性体所释放的应变能；在形成裂纹核时应力对裂纹张开作的功；裂纹表面能的产生；形成位错  $nb$  所需要的位错应变场的应变能

$$U_1 = -\frac{\pi(1-\mu^2)P^2}{E} \left(\frac{c}{2}\right)^2 \quad (14)$$

$$U_2 = -\frac{1}{2} P \cdot n \cdot b \cdot c \quad (15)$$

$$U_3 = 2\gamma c \quad (16)$$

$$U_4 = \frac{G(nb)^2}{4\pi(1-\mu)} \ln\left(\frac{2R}{c}\right) \quad (17)$$

式中  $R$  取为位错应变场的有效距离， $\frac{c}{2}$  取为裂开位错的核半径。系统的总位能  $U = U_1 + U_2 + U_3 + U_4$ 。由裂纹平衡的条件  $\frac{\partial U}{\partial c} = 0$ ，得到  $c$  的二次方程

$$\frac{\pi(1-\mu^2)P^2}{2E} c^2 + \left(\frac{1}{2} Pnb - 2\gamma\right)c + \frac{G(nb)^2}{4\pi(1-\mu^2)} = 0 \quad (18)$$

其判别式为  $4\gamma^2 - 2Pnb\gamma$ 。当  $Pnb < 2\gamma$  时方程有二实根，与此相应的裂纹长度为稳定平衡，裂纹不扩展。当  $Pnb > 2\gamma$  时方程有二虚根，代表裂纹已失去稳定。转折点就对应了裂纹开始生长的条件。代入  $b = a[001]$  得

$$Pna = 2\gamma \quad (19)$$

我们可以用分解在  $[001]$  方向的每一个滑移带端部的滑移位错的总和来代替位移  $na$ 。如果每一条滑移带的长度为一个晶粒直径，屈服时的有效剪应力为  $(\tau_y - \tau_0)$ ，剪应变为  $(\tau_y - \tau_0)/G$ ，则剪切位移为  $d(\tau_y - \tau_0)/G$ ，因此得出

$$na = (\tau_y - \tau_0)d/G \quad (20)$$

根据 N. J. Petch 经验公式

$$\tau_y - \tau_0 = K_y' d^{-\frac{1}{2}} \quad (21)$$

$K_y'$  是与开动第二晶粒中的位错源有关的常数, 因此得到

$$na = \frac{K_y' d^{\frac{1}{2}}}{G} \quad (22)$$

当

$$P \geq \frac{2G\gamma}{K_y'} d^{-\frac{1}{2}} \quad (23)$$

时裂纹开始扩展. 由 Cottrell 位错解理模型得到的临界断裂应力为

$$\sigma_F = \frac{2G\gamma}{K_y'} d^{-\frac{1}{2}} \quad (24)$$

除以上三个模型外, 还有 B. L. Averbach 的临界滑移带宽模型. 还有其它一些解理断裂模型考虑碳化物、夹杂的影响等. 这些模型虽然都还不够完善, 但这些工作说明从理论上, 从宏观与微观相结合来预测临界断裂应力的大小是有可能的.

## 七、临界拉应力准则的应用

在断裂力学发展之前, 对于工程结构的脆性断裂, 除了缺口冲击试验可以提供材料脆性的定性比较数据之外, 没有一个定量的设计方法. 断裂力学发展以后人们开始用  $K_{Ic}$ , 以后又用  $J_{Ic}$  和 COD 作为工程结构或材料是否会发生脆断的依据. 但这些都是针对工程结构上存在理想的尖裂纹情况. 对于含有任意缺陷或应力集中的工程结构可以用式(1)作为是否会发生脆断的依据. 可以通过实验或理论计算的方法确定某种显微组织材料的临界断裂应力. 然后用 Neuber 方法或更精确地用有限元分析的方法确定缺口附近的局部最大应力. 这样就可以根据式(1)判断结构是否会发生脆性破坏. 此外我们还可以确定缺口试件的韧脆转变温度. 材料的单轴屈服应力随温度的变化可以通过实验或根据经验公式确定, 从而用滑移线场理论或有限元弹塑性分析计算出缺口试件的全面屈服载荷, 描绘出图 1 中的曲线  $AA'$ . 然后根据临界断裂应力和屈服应力计算出各个温度下的断裂载荷, 描绘出图 1 中的曲线  $BD$ , 交点  $D$  对应的温度就是该缺口试件的韧脆转变温度.

这个概念还可以推广到具有尖裂纹的材料上, 用解理断裂应力模型直接预言软钢在低温下的  $K_{Ic}$  值. 假定尖裂纹的脆断同样是由裂纹前缘的局部最大应力达到临界拉伸应力所控制, 将从这个概念出发计算得到的断裂韧性值和实验结果比较. 计算步骤大致如下: 首先通过实验或理论计算确定材料的临界断裂应力. 例如对一种晶粒度为 60 微米的高氮钢, 在整个低温范围内进行缺口棒试验, 确定其临界断裂应力为  $8.5 \times 10^9$  达因/厘米<sup>2</sup>[2]. 因为断裂通常是在晶粒边界开始的, 所以我们假定临界拉应力是在离裂纹尖端一个晶粒或两个晶粒直径的地方达到的. 用有限元计算外加应力增加时局部应力的变化, 根据临界拉应力准则确定产生破坏的外加应力, 并计算出相应的  $K_{Ic}$  值, 再与实验确定的  $K_{Ic}$  值比较. 图 10 表示晶粒度为 60 微米的高氮钢用这种方法得到的断裂韧性值和实验值的比较. 实心圆点是假定临界拉应力在距离裂纹尖端两个晶

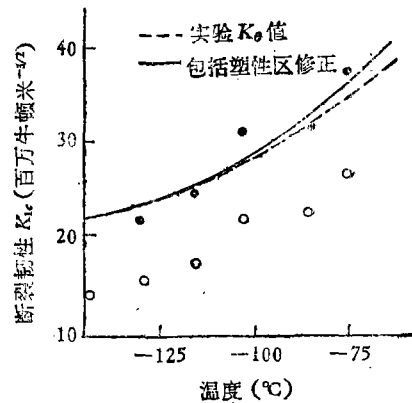


图 10 断裂韧性的实验值与计算值的比较<sup>[9]</sup>

粒直径处达到时计算的结果。圆圈点是假定临界拉应力在距离裂纹尖端一个晶粒直径处达到时计算的结果。从图中看出如果假定在两个晶粒直径处达到临界拉应力,理论值和计算值是吻合的。这说明用临界拉应力准则直接预测软钢在低温下的  $K_{Ic}$  值也是有希望的。

## 八、结 语

通过以上所述,可以看到脆性解理断裂的临界拉应力准则不仅正确地说明了试件厚度、缺口深度、缺口尖度和加载速率对材料脆性断裂的影响,而且得到了一些实验的验证,有一定的物理基础。从脆断的微观机理出发有可能从理论上确定临界断裂应力。因此它有希望成为工程结构防止脆断的设计准则,并直接预测中低强度钢在低温下的断裂韧性。J. F. Knott 近年来在这方面作了许多工作<sup>[10,11]</sup>;目前国外正对一些显微组织如铁素体加晶粒边界碳化物、铁素体加球状碳化物、无碳板状马氏体、贝氏体作定量描述。国内也开始有人对此产生兴趣。为了使这一准则更加完善和可靠,建议作以下的工作:

1. 对各种形状的缺口试件,包括尖裂纹试件进行脆断试验,并对缺口附近的弹塑性应力应变场进行深入的理论分析和实验研究,以进一步验证临界拉应力准则。

2. 进一步研究脆断的微观机理,更精确地从理论上预计临界断裂应力的大小并研究影响临界断裂应力的因素。

## 参 考 文 献

- [1] Л. М. 卡恰诺夫,塑性理论基础,周承侗,唐照千译,杜庆华校,高等教育出版社(1959),188.
- [2] Knott, J. F., *Fundamentals of Fracture Mechanics*, Butterworths, London (1973), 86.
- [3] Knott, J. F., *Fundamentals of Fracture Mechanics*, Butterworths, London (1973), 180—182.
- [4] 张兴铃等编,金属及合金的力学性质,钢铁学院讲义(1961),134.
- [5] Zner, C., *Fracturing of Metals*, A. S. M. Cleveland (1948), 3—31.
- [6] Stroh, A. N., *Proc. Roy. Soc. Ser. A* 223 (1954), 404.
- [7] Stroh, A. N., *Proc. Roy. Soc. Ser. A* 232 (1955), 548.
- [8] Knott, J. F., *Fundamentals of Fracture Mechanics*, Butterworths, London (1973), 226—227.
- [9] Knott, J. F., *Micromechanisms of fracture and the fracture toughness of engineering alloys*. Proc. ICF4, Waterloo, 1 (1977), 61—92.
- [10] Knott, J. F., *Proc. Conf. "Micromechanisms of Crack Extension"* Cambridge, Inst. Phys. and Met. Soc (1980).

(上接第12页)

在国外文献上,往往把平衡流变曲线直线段延长线与应力轴相交的截距  $\tau'$  称为“动力剪切应力”,它可做为一项评价指标,但不可与  $\tau$ , 或  $\tau''$  混同起来。

第四,模式的具体选择。多年来,人们总希望找到统一模式去描绘流体在不同流动条件下的流变行为,但这种愿望未能实现。尤其对含蜡原油,这是很难实现的。含蜡原油的流变行为与温度、剪切速率和剪切时间等因素有关,难以用单一模式去概括。在某一温度和某一剪切速率范围内,可能找到一种比较合适的模式。因此,模式的应用是有局限性的。例如某含蜡原油在 9—81 秒<sup>-1</sup>的剪切速率范围内,25℃ 时其平衡流变曲线用  $\tau = \tau'' + K\dot{\gamma}^n (n < 1)$  为宜,而 20、15 及 10℃ 时则应改用  $\tau = \tau' + \mu_p \dot{\gamma}$  了。

## 参 考 文 献

- [1] Wilkinson, W. L., *Non-newtonian fluids* (1960).
- [2] Юфин, В. А. и др., *Трубопроводный транспорт нефти и газа*, Недр (1978), 322—334.
- [3] Галиев, В. С. и др., *Изв. Вуз. Нефть и Газ*, 12 (1979), 59—65.
- [4] Тугунов, П. И. и др., *Изв. Вуз. Нефть и Газ*, 2 (1981), 72—76.