

《化工译丛》

化工过程及设备

第六輯

(高压容器專輯)

化工过程及设备译丛編译組編

上海市科学技术编译館



化 工 过 程 及 设 备

第 六 輯

(高压容器專輯)

化工过程及设备译丛編译組編

*

上海市科学技术編译館出版

(上海南昌路59号)

商务印书館上海厂印刷 新华书店上海发行/ 发行

*

开本 787×1092 1/16 印張 7 10/16 字数 236,000

1965 年12月第 1 版 1965 年12月第 1 次印刷

印数 1—4,000

編号 15·340 定价(科七) 1.10 元

目 录

1. 厚壁筒强度研究	1
2. 厚壁圓筒在重复內压載荷下的疲劳强度	18
3. 有裂縫构件的疲劳强度	29
4. 貯槽鋼板脆性断裂的研究	37
5. 高强度压力容器鋼的性能	50
6. 用于低温的金属的选择	56
7. 用于化工机器制造的高强度耐酸鋼	61
8. 鋁及鋁合金制空分設備的腐蝕問題	67
9. 关于压力容器、突緣和底盖的伸长測量与强度考虑	71
10. 自紧式环形垫圈的高压整体法兰和焊接高頸法兰的設計	81
11. 化学工厂高压管道	86
12. 有內压存在与附加膨脹影响的情况下, 关于橢圓截面弯管的强度問題	99
13. 化工設備的质量控制問題	108
14. 乙烯高压聚合法	116
15. 关于防爆牆的研究	118

81.17
125
6:2

1. 厚壁筒强度研究

The Strength of Thick-Walled Cylinders

B. Crossland, S. M. Jorgensen, J. A. Bones

引言

当一厚壁筒受到緩增內压时，首先是整体都处在彈性状态，而內壁应力最大。达到初始屈服压力以后，內壁屈服，筒体部分处在塑性状态，其时芯子处于塑性，而外层处于彈性。繼續升压时，彈性塑性分界綫就向外移动，直至移到筒体外表面为止。此刻全塑性筒体会在恒压即“潰延”压力下繼續膨胀，直至內壁处出現变形硬化而止。此后筒体又可以繼續升压，直到变形硬化所起的强化效果抵銷不了膨胀时壁厚减薄所起的削弱效果为止。在极限或最高压力时，这两个效果相等，以后筒体的变形及最后的破坏都在較低压力下发生。

关于过去人們对此問題发表的理論与实验研究工作，Crossland 与 Bones 二氏已作过綜合性评价，本文不再贅述。理論上总括有三类求解方式：

- (1) 接近于完全正确的数学求解，但异常繁瑣，以致对工程技术人员很少有实用价值。
- (2) 用应力-应变曲綫上某一点，一般常是拉伸强度限，作为变数的經驗方程式。
- (3) 基于若干簡化假設的且与試驗結果极为符合的簡單数字解。

附录中給出了一种第三类求解方式的理論推演。所作假設基本是使两端封閉的內压厚壁筒三向应力系統簡化为簡單剪切与靜液压拉伸的迭加，这假設已为試驗所証实。在彈性範圍內已經知道这是不錯的，而現在又証实了这在彈塑性範圍中誤差也不大。按这情况，加上已知三向均等液压对大多数工程材料受剪应力时的性能影响不大 (Crossland^[2])，所以不难从材料剪切应力-应变曲綫推知筒体的状态。特别是大变形与极限压力时的压力-~~膨胀~~关系，可用曼宁所給的方法得出^[3]。

用扭轉試驗就可以得出所需剪切应力-~~应变~~曲綫，但作者鉴于拉伸試驗数据更为有用，因此也給出

了一种根据拉伸試驗数据的解法，当然这又涉及一些其他假設。

本文报道了一种軟鋼与一种名叫 Vibrac 調质合金鋼的压力、扭轉与拉伸試驗結果。有些数据 Crossland 与 Bones 已經报道过^[1]。17 个軟鋼筒 (徑比达 8) 和 5 个 Vibrac 鋼筒 (徑比达 2) 作了耐压試驗，最高压力达 94000 磅/吋²。厚壁筒理論特性自扭轉与拉伸試驗数据导出。以扭轉数据为基础的理論結果同实验結果非常近似。根据拉伸数据的理論結果則較差，而且一致偏高。由此可見，标准的拉伸試驗当达到强度限后就中断了，因此大变形部份数据不够，只能算出有限的一段曲綫。如果接受了 Jorgensen 的“內壁达抗張应力极限时，筒体接近极限压力”的假設，則以上困难可以解决，如此算出的理論极限压力与試驗結果极为近似。最后提一下，用拉伸强度限与徑比的簡單中徑公式

$$P_u = 2\sigma_u \frac{(K-1)}{(K+1)}$$

也給出合理而又可靠的結果。

器械設備

扭轉試驗

扭轉試样見图 1，并在 Morrison^[5] 介紹过的試驗机中測試。可測出 45 磅/吋² 的剪切应力与 10⁻⁵ (在小应变时) 的应变。而在每种情况下刻度精确度达 0.5%。

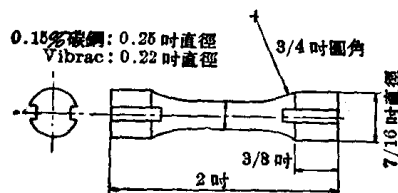


图 1 扭轉試样

拉伸試驗

如图 2 的两种大小的試样，在 Robertson^[6] 設

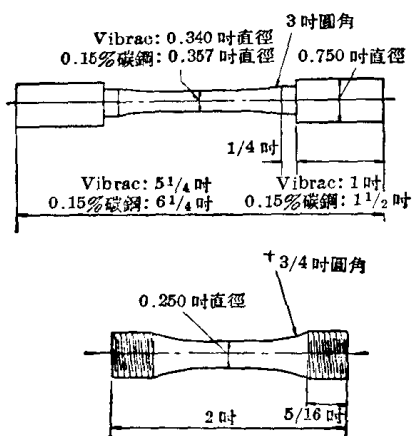


图2 拉伸试样

计的试验机中作了试验，其中载荷是用一个与试样并排的硬棒测得的，以便取得强度限以外的变形值。轴向应变是在小试样上用一个、而大试样上用三个等距装置的马丁型应变仪测得的。可测出45磅/吋²的应力与 5×10^{-6} 应变，而每种情况下的刻度精确度在1%以内。

压力试验

Crossland 与 Bones 详细介绍过高压试验机，高压液体是用蓖麻油与刹车油的混合物。这种液体不易凝结，并且也有一定润滑性能。测量压力所用自由活塞压力表在100000磅/吋²时灵敏度为100磅/吋²，在5000至100000磅/吋²整个范围内，精确度为1%。在压力下，压力表活塞处总有一些渗漏，而在100000磅/吋²时压力下降速度不超过45磅/吋²/分。

图3给出厚壁筒体的结构，图4乃是筒体连接于高压系统的截面图。

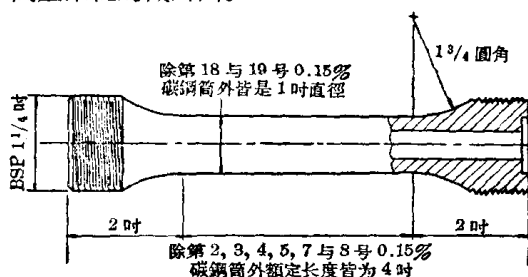


图3 筒体试样

在试验中对大部分厚壁筒都作了外壁径向与轴向变形测量。轴向变形测量中，两个2吋测量长度马丁型应变仪对面对安装，而径向变形则在两个与中心截面互成直角的直径上用与Cook^[8]相类似的光学应变仪测量。筒体上装置应变仪的照片见图5。可以测出 5×10^{-6} 的轴向应变与 2×10^{-6} 的径向应变，刻度精确度各达0.5%与1%。超过0.007

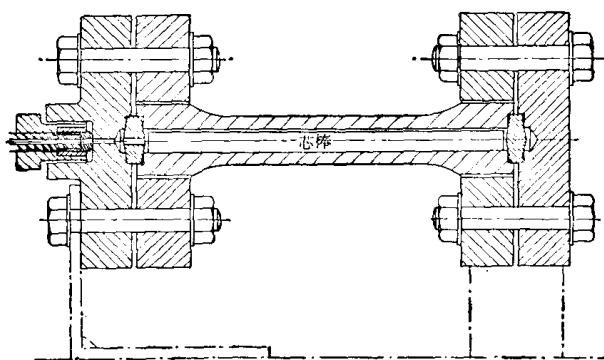


图4 筒体试验装配图

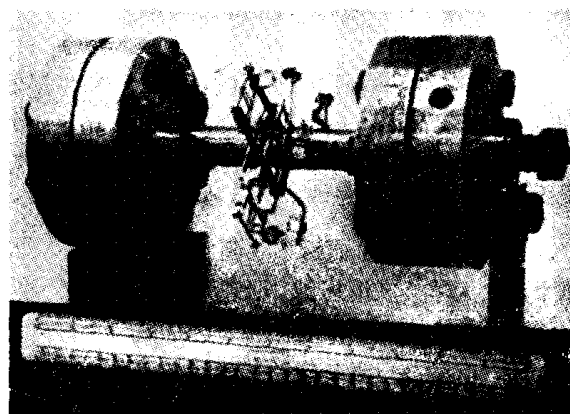


图5 厚壁筒试验装置图

的径向变形系用灵敏度达0.0001变形的千分卡测量。

测试材料与取样位置

表1给出两种测试钢材的组份百分率与其他细节。

表 1

	C	Si	S	P	Mn	Ni	Cr	Mo
0.15% 碳钢	0.15	0.047	0.048	0.020	0.66	—	—	—
Vibrac 钢	0.3	0.24	0.012	0.013	0.66	2.57	0.58	0.60

形状与热处理状态

0.15% 碳钢 2" 直径热轧棒料

Vibrac 钢 13 $\frac{1}{2}$ " 长，2 $\frac{1}{2}$ " 直径热轧棒料，

各别 830°C 油淬，660°C 回火

图6示出样品在棒料中取样位置。可以看出扭转与拉伸试样取样部位与筒壁截面位置相同，并且在长度方向上与厚壁筒体间隔截取，以便得到棒材的完整性能数据。

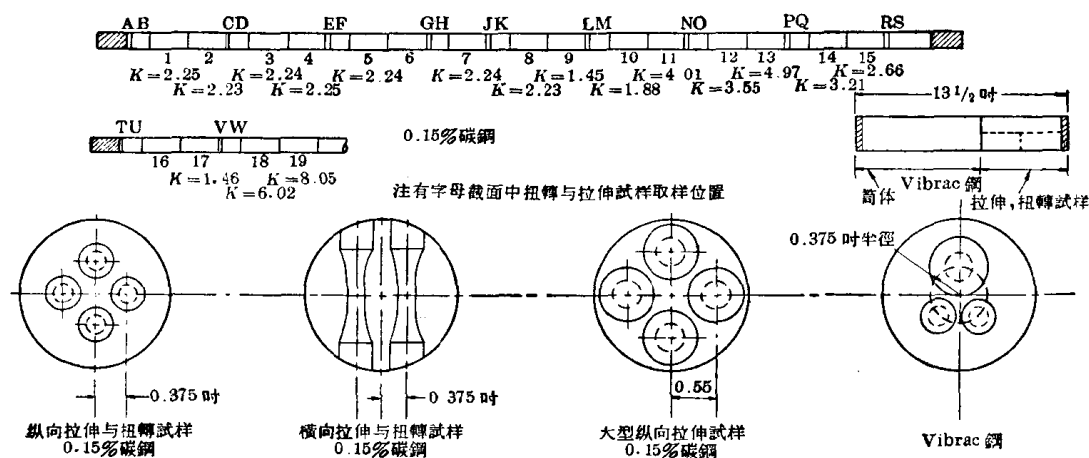


图3 取樣位置

所有加工后試样的热处理都在一个高真空炉中进行。0.15% 碳鋼的試件系在 900°C 正火1小时并在真空管子中冷却，Vibrac 鋼的試件則在 600°C 作1小时消除应力退火。

試驗技术

扭轉試驗

彈性性能与屈服点測知后施加递增应变，而扭矩与扭角皆在3分钟以后測量。試驗持續到破坏为止。

拉伸試驗

同样，在屈服后，載荷与变形也是在施加了应变增量后3分钟讀取的。已知大軸向变形时試样体积基本不变，故0.02以上的軸向应变是按千分卡量得的試样直径算出的。在达到强度限以后，試样明显的出現縮頸，此时最小截面处直径与縮頸投影曲率半径皆按銀幕上30倍放大的投影图像測量。随着載荷下降，試驗繼續到破坏为止。

压力試驗

在彈性範圍內用小的压力增量，隔3分钟后，再取应变与压力讀数，以便散掉油受压后微小的温升。在屈服后塑性阶段初期，压力先短時間維持为常数，然后关断增压器后3分钟再讀讀数。試驗繼續到超过极限压力，試样爆裂后不再取讀数。

試驗技术的相容性

三种試驗都是在增加应变后3分钟才測定的。在这段时间里，变形的增加使載荷有所降低；其間关系在扭轉与拉伸試驗中取决于試驗机与加载杆相对于試样的剛性，在压力試驗中則取决于高压系統相对于試样的剛性。不同增載后，停留時間的扭轉与拉伸試驗表明，3分钟停留時間以后的变率可以忽略不計。在应变增加以后，不同停留時間讀取讀数的压力試驗与在維持压力不变而在不同時間讀取应变讀数的試驗表明，两者在技术上的差別对所得的压力-膨脹曲綫影响不大。可以认为所用技术并不导致三种試驗間的不相吻合。

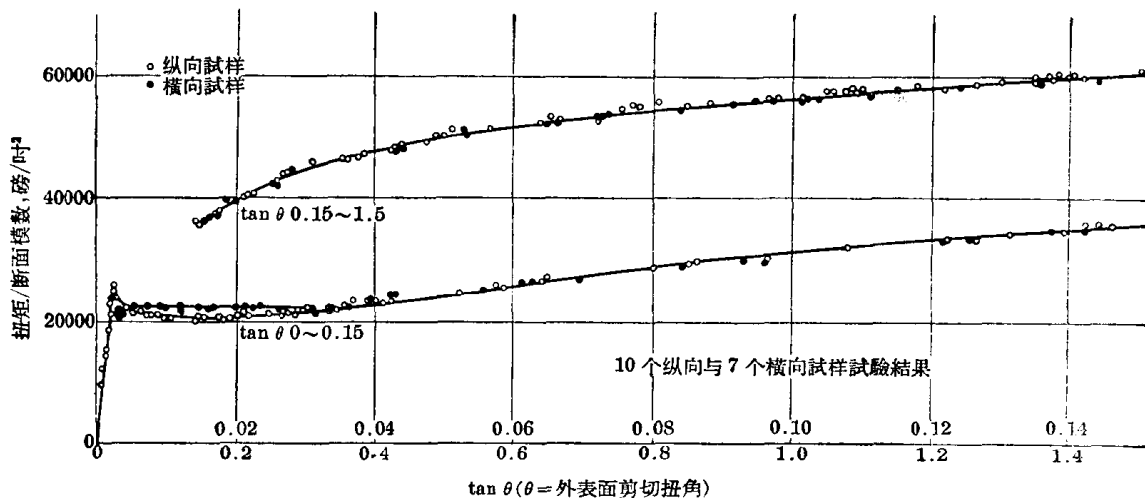


图7 0.15% 碳鋼扭轉試驗

結 果

扭轉試驗

試驗結果見圖 7 与 8。每个試样只画出几个測

点，可以看到每一試样的測点皆位于光滑曲綫上。
剪切应力-应变曲綫(圖 9 与 10)系用 Nadai^[9] 法
(見本譯从第二輯第 63 頁——譯者注)而自此等結
果导出。两种鋼的平均特性数据見表 2。

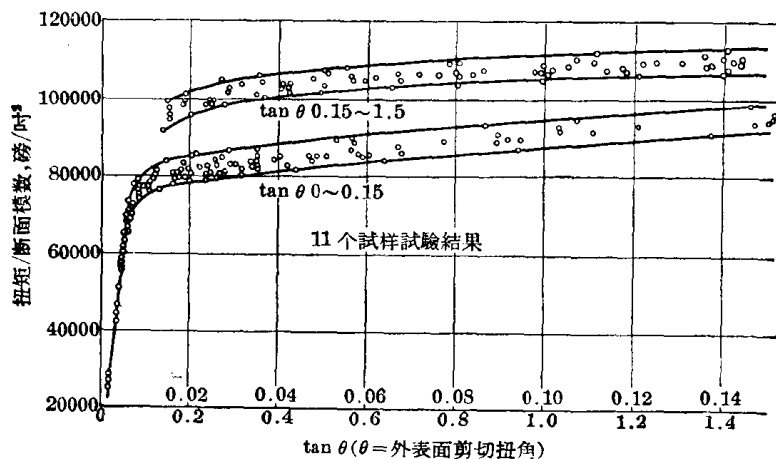


图 8 Vibrac 鋼扭轉試驗

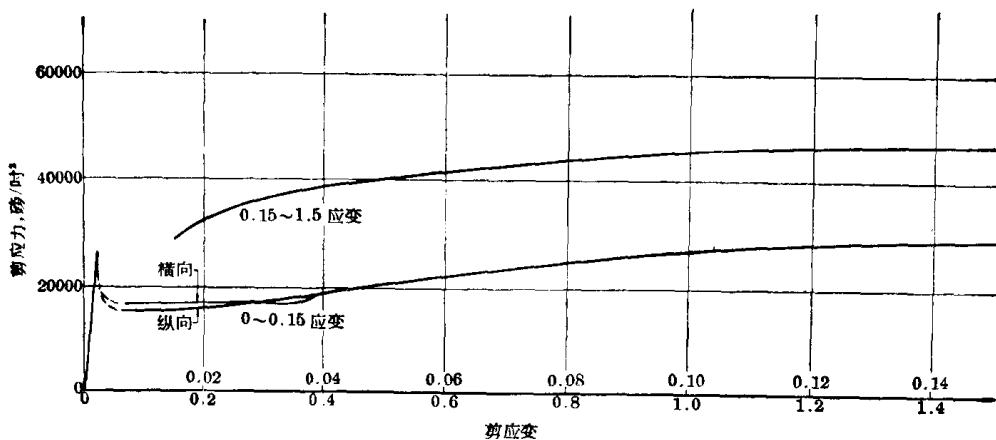


图 9 0.15% 碳鋼的剪应力-应变曲綫

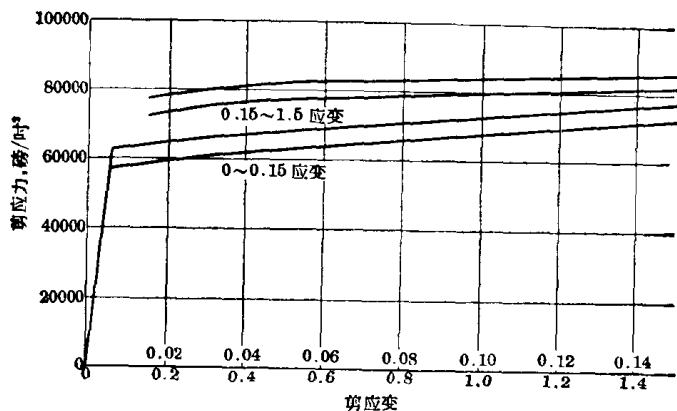


图 10 Vibrac 鋼的剪应力-应变曲綫

表 2

試 样 方 向	0.15% C		Vibrac 纵 向
	橫 向	纵 向	
上屈服限, 磅/吋 ²	25,600	25,800	无
塑性屈服限, 磅/吋 ²	16,600	15,200	60,000
剪切模数, 磅/吋 ²	11.3×10^6	11.6×10^6	11.8×10^6

拉伸試驗

强度限以內的拉伸試驗結果皆載于图 11 与 12 中, 以标称应力与工程应变表示。同样也可看到每个試样給出一光滑曲線。彈性性能与屈服上限数据仅能得自其加载偏心值較小并已确知的大試件 (见图 2)。在大变形时縮頸处的真正应力系根据 Bridgman^[10] 的分析法定出, 其結果皆列于图 13 中。平均特性数据見表 3。

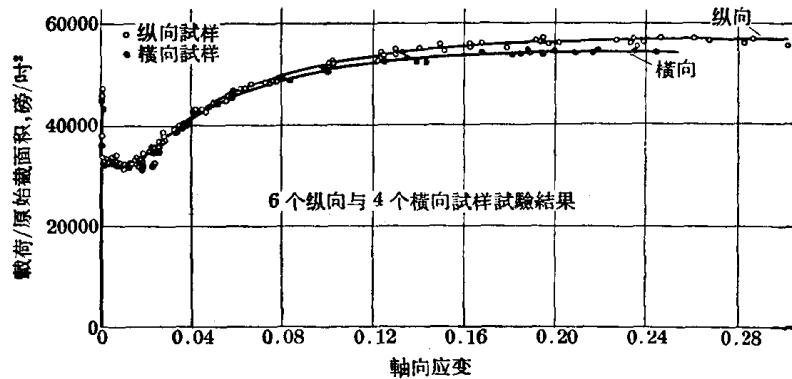


图 11 0.15% 碳鋼拉伸試驗

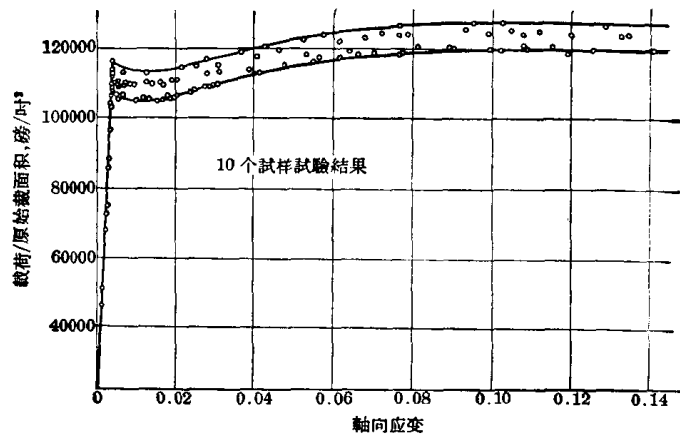


图 12 Vibrac 鋼拉伸試驗

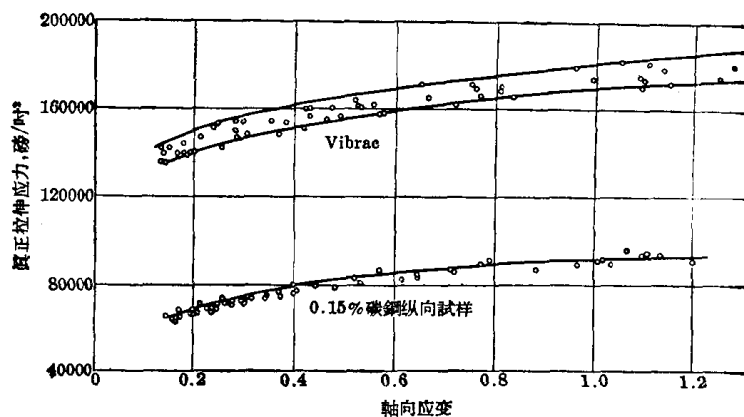


图 13 大应变时拉伸試驗应力-应变曲線

表 3

試 样 方 向	0.15% C		Vibrac 纵 向
	横 向	纵 向	
上屈服限, 磅/吋 ²	未 测	47,500	无
塑性屈服限, 磅/吋 ²	32,500	32,700	108,000
强度限, 磅/吋 ²	54,600	57,100	122,000
彈性模数, 磅/吋 ²	未 测	29.5×10^6	29.5×10^6

压力試驗

測定长度对厚壁筒性状之影响, 用徑比为 2.25 的 0.15% 碳鋼試样作了初步試驗。試驗結果見图 14。极限尺寸筒体的压力-膨脹曲綫見图, 可以看出很短筒体中, 在大变形时其端部有不大的强化作用。

在測定长度与外徑比值大于 2 的筒体时, 压力-膨脹曲綫与由之而得的极限压力未发现有何差异。由此可知, 标准厚壁筒(就标准厚壁筒而言, 此比值为 4)中的端部效应可略而不計。

实测压力-膨脹曲綫見图 15、16、17 与 18。对“徑比”为 8.05 的筒体, 用現成的双直徑应变仪測不出小应变讀数; 对“徑比”为 6.02 的筒体, 由于高压系統泄漏, 使讀数不准, 故用虛綫表示。对所有的 0.15% 碳鋼筒体, 在部分塑性期間, 两个徑向应变仪指出显然不同的讀数, 表明不对称的屈服; 此区間的曲綫皆按平均值标繪。两个徑比最小筒体的压力-膨脹曲綫中沒有最大值, 这表示极限压力还未完全达到前筒体即已破坏。

平均軸向应变見图 19 与 20。

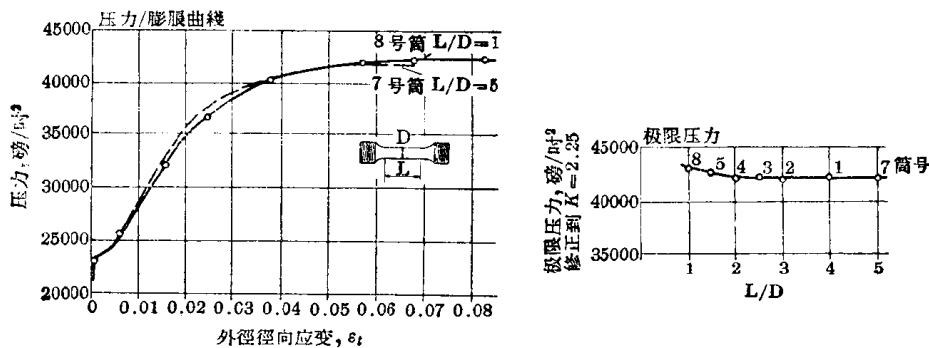


图 14 0.15% 碳鋼压力試驗; 額定长度影响

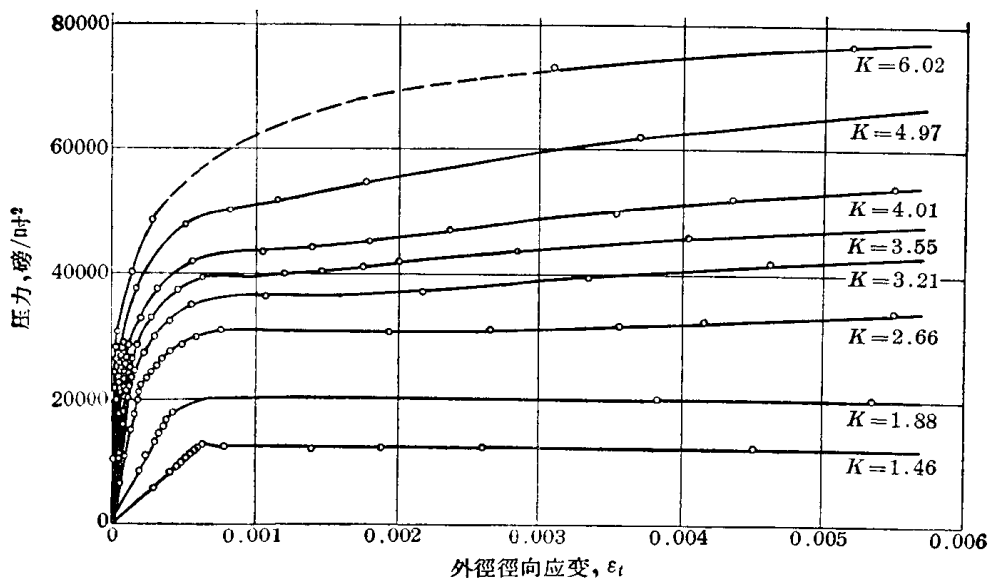


图 15 0.15% 碳鋼压力試驗; 小应变时压力-膨脹曲綫

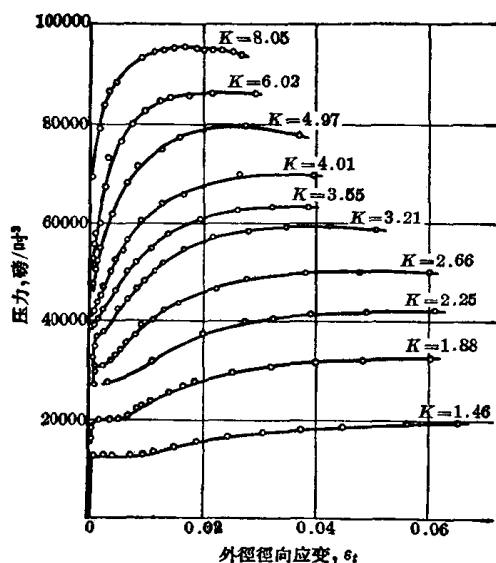


图 16 0.15% 碳钢压力试验;大应变时压力-膨胀曲线

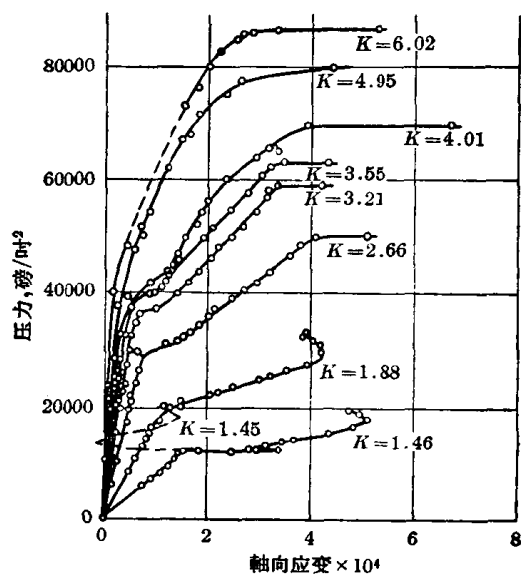


图 19 0.15% 碳钢压力试验;轴向应变

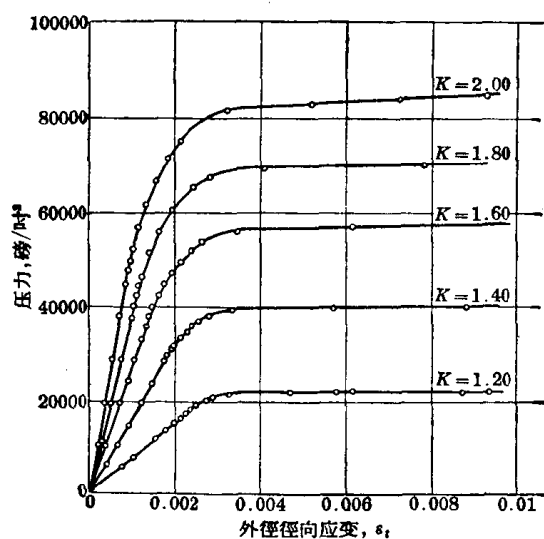


图 17 小应变时 Vibrac 压力试验;压力-膨胀曲线

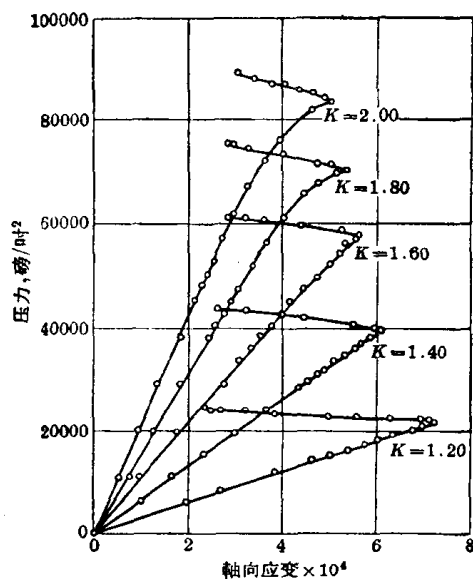


图 20 Vibrac 压力试验;轴向应变

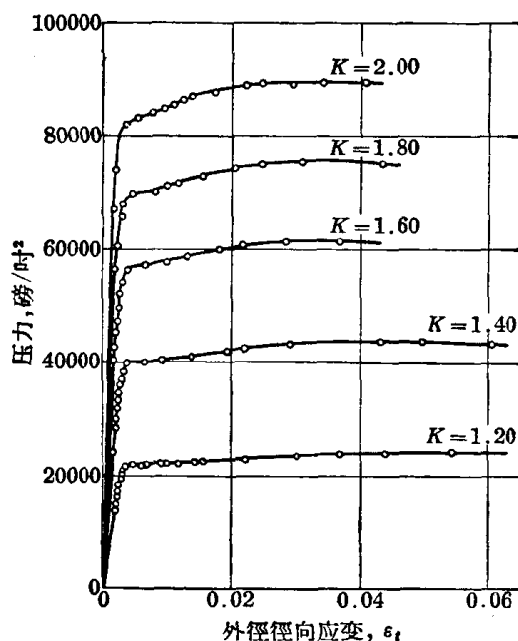


图 18 大应变时 Vibrac 压力试验;压力-膨胀曲线

从径向与轴向应变值可以算出材料的剪切屈服限与弹性常数,这些量值的平均值见表 4。

表 4

	0.15% C	Vibrac
上屈服限,磅/吋²	23,700~26,900	无
塑性屈服限,磅/吋²	15,700	60,000
弹性模数,磅/吋²	29.9×10^6	29.8×10^6
泊松比	0.282	0.283
剪切模数,磅/吋²	11.7×10^6	11.6×10^6

結果討論与結論

扭轉試驗

除了在屈服后区域的初期所得的横向与纵向測試結果有些微差异外, 0.15% 碳鋼的扭轉結果无明显变化。Vibrac 鋼的測試結果較分散, 并且也不能完全归諸于棒料間的不同, 因为取自同一棒料的試件, 其間的变化可达最大差值之半。应注意 Vibrac 系淬火回火鋼, 故不能象 0.15% 碳鋼一样去正火。因此, 較不均匀与不稳定的性能似在意料中。

拉伸試驗

0.15% 碳鋼的測試結果不甚分散, 纵向試样在大变形区域中給出一条較高曲綫, 故得到較高的拉伸强度限。Vibrac 鋼样測試結果象扭轉試驗中所发现的一样, 也有类似分散情况。

压力試驗

(1) 初屈服与“潰延”压力 0.15% 碳鋼的初屈服与“潰延”压力与徑比关系见图 21。采用对剪应力梯度校正过的屈服上限值而按附录中公式(8)求得的理論曲綫也已給出。Morrison^[6]指出, 屈服上限出现在最大剪应力达临界值时, 而这临界值是剪应力梯度的綫性函数。因此若知道两个不同剪应力梯度时的屈服上限值时, 則此函数即可求出。在对实心試样作的扭轉試驗中, 剪应力梯度正比于 $2/d$, 在拉伸試驗中, 剪应力梯度是零, 而且剪切屈服上限等于拉伸屈服上限的 0.5 倍。对于 0.15% 碳鋼的 $d=0.25$ 吋試样, 扭轉剪切屈服上限是 25800 磅/吋², 而拉伸时是 23700 磅/吋²。在厚壁筒內壁处, 沿 45° 螺旋的最大剪应力方向的剪应力梯度正比于 $\sqrt{2}/a$, 所以可为一給定的筒体算出剪应力梯度, 而相应的校正剪切屈服上限值遂可求得。測試

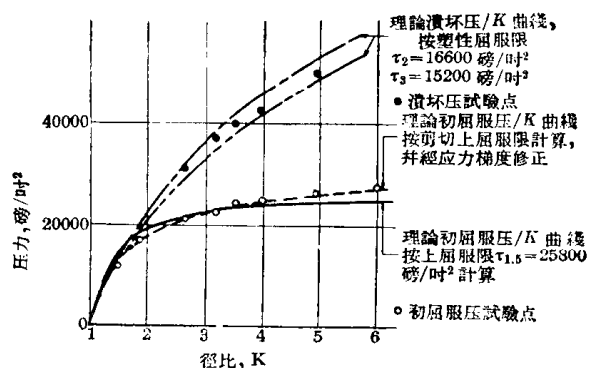


图 21 0.15% 碳鋼, 初屈服与潰坏压

- 根据塑性屈服剪应力, $\tau_y = 62700$ 磅/吋²
- $\tau_y = 59500$ 磅/吋²
- $\tau_y = 57300$ 磅/吋²

結果表明, 对剪应力梯度作了此項校正后, 初屈服压即可由公式(8)精确算出。

“潰延”压力理論曲綫系由公式(14)求得, 其时采用了图 21 所示扭轉試驗中塑性剪切屈服应力的最大值 (16600 磅/吋²) 与最小值 (15200 磅/吋²)。可以看到“測点”在这两条曲綫之間。徑比超过 5 的筒体的“潰延”压力未曾測量。对这样大的徑比的筒体, 很可能在塑性区延展到外壁以前, 內徑材料即已起应变硬化, 因此避免了真正的“潰延”及相应的徑向应变大幅度增加。所有 0.15% 碳鋼的筒体在部份塑性区中发生的不对称变形表明, 关于屈服时应力下降的材料, 屈服并不按同心圆界面向外延展。但当筒体达全塑性时对称性重又恢复, 从測試結果看来“潰延”压力显然可以由公式(14)作近似計算。

Vibrac 鋼的測試結果, 因扭轉試驗点的分散, 故不甚明确。根据附录中的公式(13)与(22)算出的两条压力-膨脹曲綫, 是以扭轉試驗中所得到的塑性剪切应力的最大与最小值为根据, 并与图 22 中列出的实验結果作了比較。这两条理論曲綫包围着試驗点, 誤差不超过 5%。图 22 中还給出了以 59500 磅/吋² 塑性剪切屈服应力为依据的理論曲綫, 可以看到此等曲綫与所有筒体的測点非常接近。这批 Vibrac 鋼材的塑性屈服限不稳定, 因此可以料到压力-膨脹曲綫在外壁达屈服后立即会有上升, 而这种現象也观察到了。

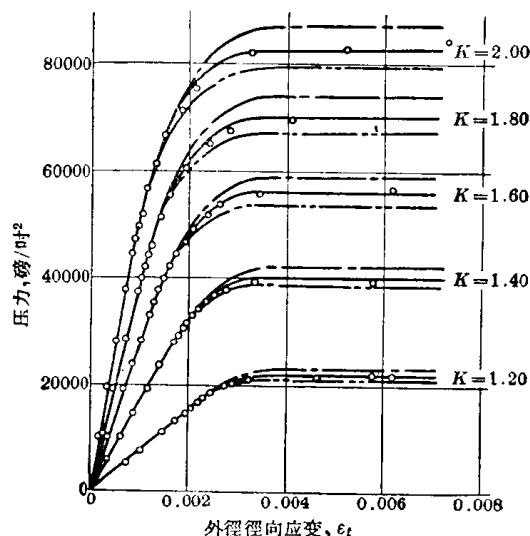


图 22 Vibrac 鋼在小应变时的理論压力-膨脹曲綫

(2) 大变形时的压力-膨脹曲綫 图 23 与 24 給出了根据扭轉試驗数据而用附录中給出方法所算得的 0.15% 碳鋼与 Vibrac 鋼的理論大变形压力-膨脹曲綫。在极限压力以前的曲綫与試驗点异常符

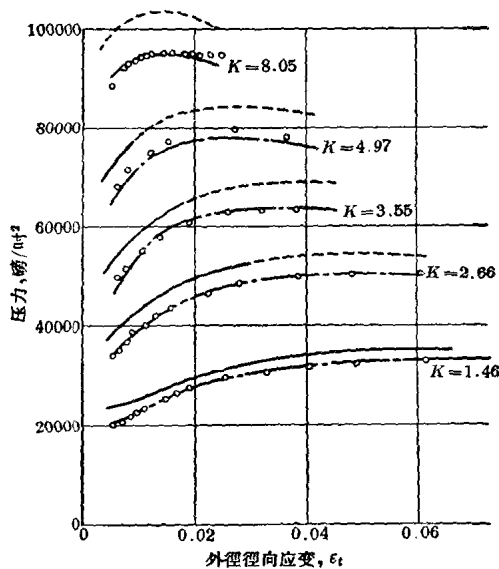


图 23 0.15% 碳鋼在大应变时的理論压力-膨胀曲线

--- 根据扭轉数据
- · - 根据拉伸数据(纵向)
○ 試驗点

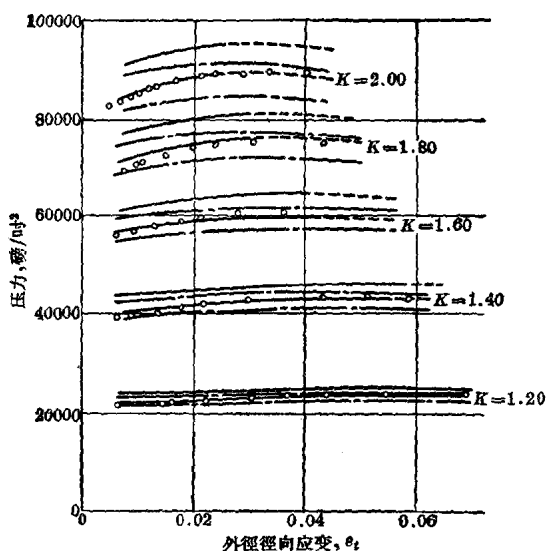


图 24 Vibrac 在大应变时的理論压力-膨胀曲线

--- 根据扭轉数据
- · - 根据拉伸数据
○ 試驗点

合。超过极限压力时,附录中的理論就不适用了,因为它未考虑到极限压力以后发生的局部膨胀。对 Vibrac 鋼来讲,試驗点介于以剪切应力-应变极限值为依据的理論曲线之間。

在图 25 与 26 中繪出了理論与試驗的极限压力,对 0.15% 碳鋼来讲两者直到徑比达 8 时还是符合得很好。

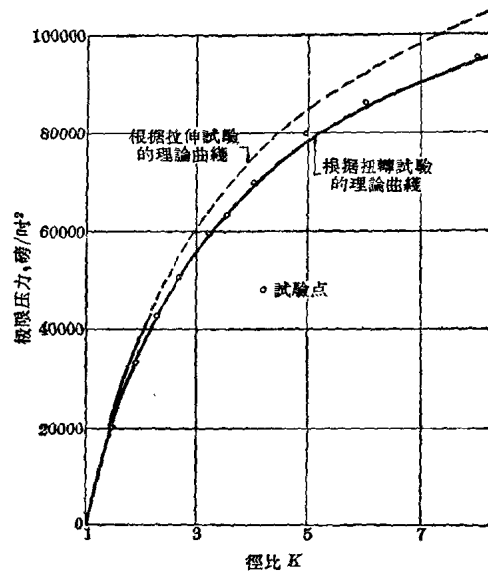


图 25 0.15% 碳鋼压力試驗;极限压力

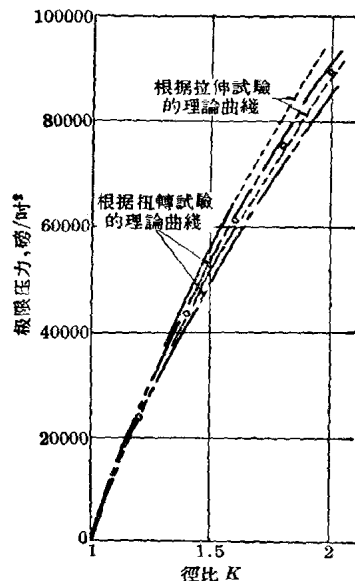


图 26 Vibrac 压力試驗;极限压力

用附录中給出的方法而自拉伸試驗数据算出的理論結果也示于图 23, 24, 25 与 26 之中,可以看出它們一致偏高。实线代表根据标准拉伸試驗所得到的有限測試結果,而材料在超越拉伸强度限以后的特性数据未予列示。如果承认 Jorgensen^[4]所作的关于內壁应力达拉伸强度限时即达极限压力的假定,則压力-膨胀曲线中的实线終点即极限压力。如此得到的极限压力皆列于图 27 与 28 中,且与試驗結果很接近。

图 27 与 28 中还給出了用中徑公式所算出的理論极限压力曲线,因此可以断定这个純經驗公式是

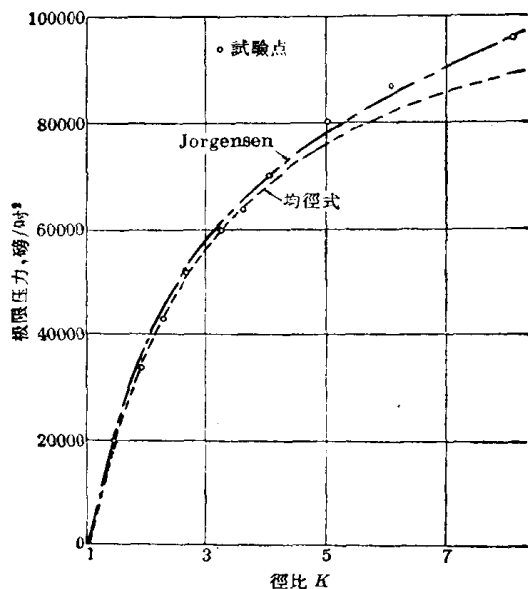


图 27 0.15% 碳鋼压力試驗; 极限压力

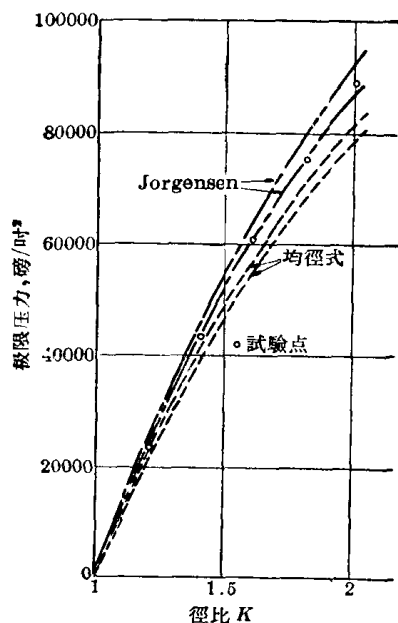


图 28 Vibrac 鋼压力試驗; 极限压力

一个简单可靠的估算极限压力的方法。

(3) 軸向应变 附录理論中假設軸向应变可以忽視, 且体积不变, 这些假設意味着截面面积为常数。分析試驗結果可知軸向应变永不超过外壁徑向应变的 3%, 显然对內壁应变的比值更小, 因此忽視徑向应变的假設是合理的。另外徑比为 8.05 的 0.15% 碳鋼筒体, 虽受到逾限—极限压力的应变, 但并未爆破, 因此截面面积是常数的假設可据此核对。根据压力試驗前后的筒体尺寸可知此面积是常数, 誤差在 0.5% 以內。內徑由 0.1737 增至 0.3802 吋, 表明孔剪切应变为 1.57%, 而徑比由 8.05 降至

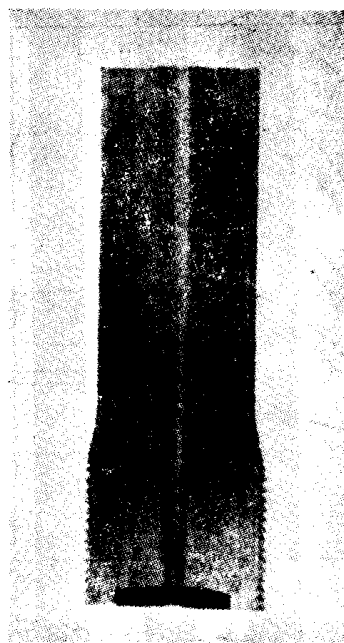


图 29 0.15% 碳鋼; $K=8.05$, 纵向截面

3.80。图 29 給出了此筒的纵剖面照片。

(4) 厚壁筒的破坏 0.15% 碳鋼筒 呈現各种破坏形式, 图 30 与 31 給出了一些照片。这种材料有許多纵向夹渣, 并发现它們常在內外壁造成小裂紋。

所有 Vibrac 鋼筒都呈現一些在筒壁上形成螺旋狀的剪切破坏, 图 32 中給出了一个典型例子。

关于破坏机理, 尚未得到定論。

附录——厚壁筒受內压时的理論特性

有些下列关系式的詳細推导, 可見丁莫生柯 (Jimoshenko) [11] 著作。

彈性变形

根据筒壁的微体平衡观点, 可知

$$\sigma_t - \sigma_r = r \frac{d\sigma_r}{dr} \quad (1)$$

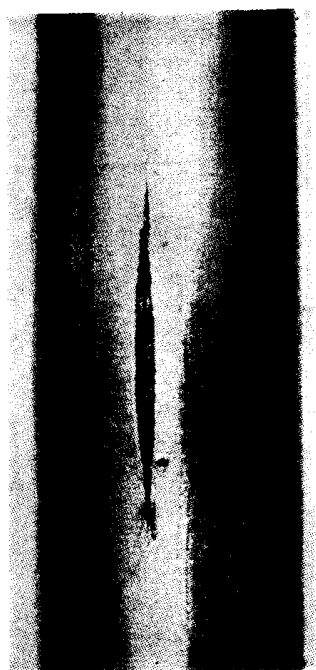
在內压 P 下, 公式(1)的解式导出了徑向与环向应力为

$$\sigma_r = \frac{P}{K^2 - 1} \left(1 - \frac{b^2}{r^2} \right) \quad (2)$$

$$\sigma_t = \frac{P}{K^2 - 1} \left(1 + \frac{b^2}{r^2} \right) \quad (3)$$

对閉端筒体, 設原来平截面仍保持平截面, 則可証明軸向应力是均匀的, 且由下式表示

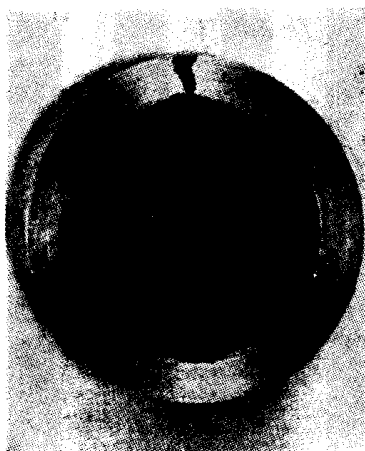
$$\sigma_z = \frac{P}{K^2 - 1} \quad (4)$$



(a) 外视图; $K=1.46$



(c) 外视图; $K=2.25$



(b) 横截面; $K=1.46$



(d) 横截面; $K=2.25$

图 30 0.15% 碳鋼筒的破坏

此应力系统相当于一个简单剪应力

$$\tau = \frac{\sigma_t - \sigma_r}{2} = \frac{P}{K^2 - 1} \cdot \frac{b^2}{r^2} \quad (5)$$

并附带一个三向均等或体积应力

$$\frac{P}{K^2 - 1} \quad (6)$$

此剪应力在筒内孔处为一最大值

$$\tau_{\max} = P \cdot \frac{K^2}{K^2 - 1} \quad (7)$$

部份塑性变形

Crossland^[2] 曾証明剪切屈服不受体积应力影响, 因此对具有屈服上限的材料, 厚壁筒体当最大剪应力达剪应力屈服限 τ_y 或 τ_{iy} 时屈服发生。

对具有屈服上限的材料, 由公式(7)求出的能造成内壁处屈服的內压是

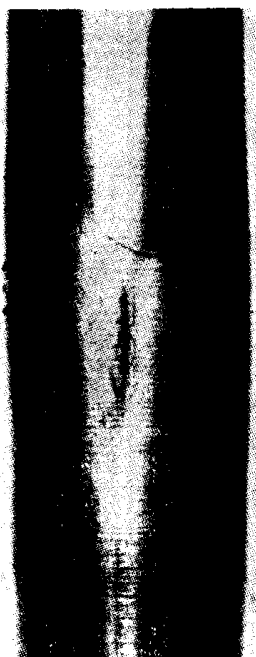
$$P_{iy} = \tau_{iy} \frac{K^2 - 1}{K^2} \quad (8)$$

这里假设了弹性与塑性区域分界面是筒形, 并与孔同心。在塑性区剪应力等于塑性剪切屈服应力 τ_y ; 在弹塑性界面上如材料在屈服时应力下降, 则为 τ_{iy} 。在界面, 半径为 $r = na$ 处, 可看作为受到徑向压力 P_n , 孔壁处压力为 P' 。用公式(8), 对弹性外层壳材料得到

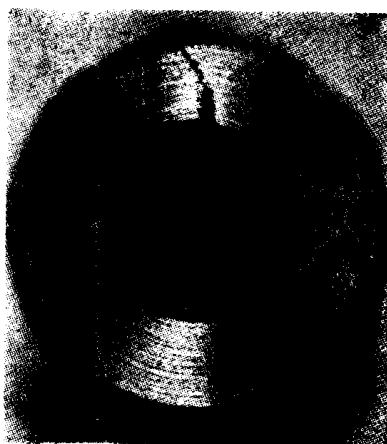
$$P_n = \tau_{iy} \frac{\left(\frac{Ka}{na}\right)^2 - 1}{\left(\frac{Ka}{na}\right)^2} = \tau_{iy} \frac{K^2 - n^2}{K^2} \quad (9)$$



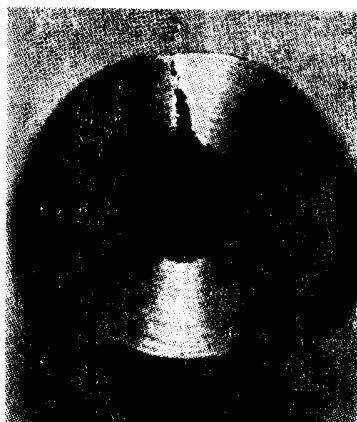
(a) 外视图; $K=3.55$



(c) 外视图; $K=4.97$



(b) 横截面; $K=3.55$



(d) 横截面; $K=4.97$

图 31 0.15% 碳钢筒的破坏

在塑性区中, 就如在弹性区中一样, 设 σ_z 为 σ_t 与 σ_r 的平均值, 则由公式(5)得

$$\tau_y = \frac{\sigma_t - \sigma_r}{2} \quad (10)$$

将公式(10)与(1)合并给出

$$r \frac{d\sigma_r}{dr} = 2\tau_y$$

或

$$d\sigma_r = 2\tau_y \frac{dr}{r} \quad (11)$$

将公式(11)进行积分, 取积分限为 $r=na$ (此处 $\sigma_r = -P_n$) 与 $r=a$ (此处 $\sigma_r = -P'$), 则得

$$-P_n + P' = 2\tau_y \log_e \frac{na}{a} = \tau_y \log_e n^2 \quad (12)$$

将公式(9)中 P_n 值代入公式(12), 则得

$$P' = \tau_y \frac{(K^2 - n^2)}{K^2} + \tau_y \log_e n^2 \quad (13)$$

$n=K$ 时, “溃延”压力 P_c 得自公式(12)或(13)得出

$$P_c = \tau_y \log_e K^2 \quad (14)$$

外壁应变

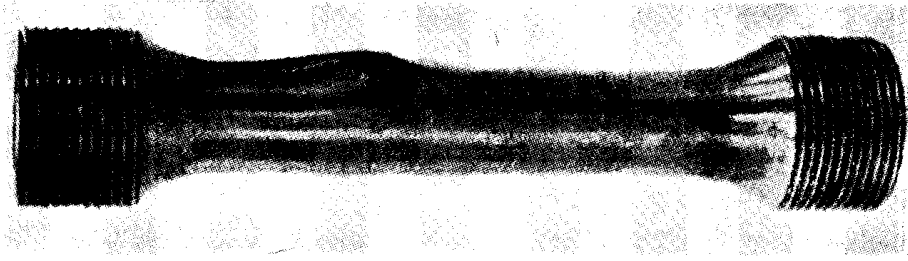
当筒体是完全弹性时

$$\epsilon_t = \frac{1}{E} [\sigma_t - \mu(\sigma_r + \sigma_z)] \quad (15)$$

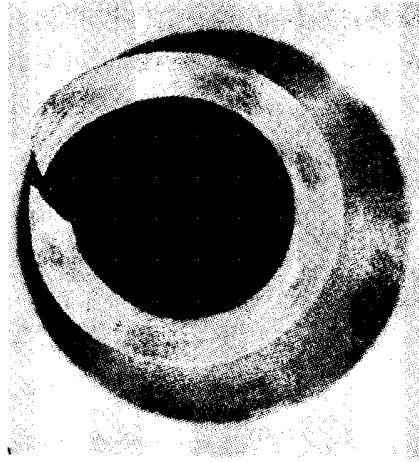
但在外壁处, $\sigma_r = 0$, 而对闭端筒

$$\sigma_z = \frac{\sigma_t + \sigma_r}{2} = \frac{\sigma_t}{2}$$

故公式(15)变成



(a) 外视图; $K=1.8$



(b) 横截面; $K=1.8$

图 32 Vibrac 筒的破坏

$$(\epsilon_t)_{r=b} = (\sigma_t)_{r=b} \frac{(2-\mu)}{2E} \quad (16)$$

又从公式(3)

$$(\sigma_t)_{r=b} = \frac{2P}{K^2-1} \quad (17)$$

故

$$(\epsilon_t)_{r=b} = \frac{P}{E(K^2-1)} (2-\mu) \quad (18)$$

筒截面上均匀分布的轴向应变可按同法推得, 其值为

$$(\epsilon_z)_{r=b} = \frac{P}{E(K^2-1)} (1-2\mu) \quad (19)$$

当筒壁内部在 $r=na$ 以内时呈塑性, 而外部呈弹性时, 则外壁应力 σ_t 的数值为

$$(\sigma_t)_{r=b} = 2P_n \frac{n^2}{K^2-n^2} \quad (20)$$

并从公式(9)替代 P_n , 则

$$(\sigma_t)_{r=b} = 2\tau_{iy} \frac{n^2}{K^2} \quad (21)$$

于是从公式(21)与(16), 则

$$(\epsilon_t)_{r=b} = \tau_{iy} \frac{(2-\mu)}{E} \frac{n^2}{K^2} \quad (22)$$

有时用外壁在初始屈服压力下的应变来表示公式(22)则更为方便

$$\frac{(\epsilon_t)_{r=b} \text{ for } 1 < n < K}{(\epsilon_t)_{r=b} \text{ for } n=1} = \frac{\tau_{iy} \frac{(2-\mu)}{E} \frac{n^2}{K^2}}{\tau_{iy} \frac{(2-\mu)}{E} \frac{1}{K^2}} = n^2 \quad (23)$$

塑性大变形

在以上的分析中皆忽视了尺寸变化, 但在极限压力区域中应变已很大, 尺寸变化不能忽视。

以下采用了被本文试验结果所证实的轴向塑性应变可以忽视的事实。另外还加上体积不变假定, 由此得到在膨胀前后原来任意两个半径间的面积保持不变的结论。取半径 a 与 r 则得

$$r+u = (r^2 + 2u_a a + u_a^2)^{1/2} \quad (24)$$

因此, 一个变形后尺寸倘若已知或已假设出来, 例如 $a+u_a$, 于是在任意半径处的膨胀即可由公式(24)算出。

这里假设了 Mises-Hencky 的应力与应变函数(或叫作八面体剪应力与应变)间存在着单一的关系。

在厚壁筒中, 原来半径 r 最后变为 $r+u$ 。兹考虑一中间阶段, 设半径为 x , 并取位移为 δx , 则

$$\epsilon_t = \frac{\delta x}{x} \quad \text{和} \quad \epsilon_r = -\frac{\delta x}{x} \quad (25)$$

因为截面面积是常数。Mises-Hencky 应变函数的

相应增量为

$$\left[\left(\frac{\delta x}{x} + \frac{\delta x}{x} \right)^2 + \left(\frac{\delta x}{x} \right)^2 + \left(\frac{\delta x}{x} \right)^2 \right]^{1/2} = \sqrt{6} \frac{\delta x}{x} \quad (26)$$

在扭轉試驗中 Mises-Hencky 函数中剪应变增量为

$$\sqrt{\frac{3}{2}} \delta \gamma \quad (27)$$

設在拉伸試驗中一微体原长为 l , 終长为 $l+v$, 而中間阶段时长度为 y 。取 y 的增值为 δy , 則三个主应变为

$$\frac{\delta y}{y}, -\frac{\delta y}{2y} \text{ 和 } -\frac{\delta y}{2y} \quad (28)$$

这給出 Mises-Hencky 函数中的应变增量,

$$\left[\left(\frac{\delta y}{y} + \frac{\delta y}{2y} \right)^2 + \left(-\frac{\delta y}{2y} + \frac{\delta y}{2y} \right)^2 + \left(-\frac{\delta y}{2y} - \frac{\delta y}{y} \right)^2 \right]^{1/2} = \sqrt{\frac{9}{2}} \frac{\delta y}{y} \quad (29)$$

于是可得出剪应变值, 它与公式(26)与(27)中的筒体应变相当

$$\delta \gamma_e = \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{9}{2}} \frac{\delta x}{x} = 2 \frac{\delta x}{x} \quad (30)$$

而与半径 r 处位移 u 相当的剪应变为

$$\gamma_e = \int_r^{r+u} 2 \frac{dx}{x} = 2 \log_e \frac{r+u}{r} \quad (31)$$

同样由公式(26)与(29)得出的相当拉伸应变为

$$\int_l^{l+v} \frac{dy}{y} = \log_e \frac{l+v}{l} = \int_r^{r+u} \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{dx}{x} = \frac{2}{\sqrt{3}} \log_e \frac{r+u}{r} \quad (32)$$

(1) 根据扭轉数据的內压解法 (从簡, 参閱本譯丛第二期 63 頁, 高压容器塑性大变形的曼宁解法——譯者注)。

(2) 根据拉伸数据的內压解法 应用拉伸时必须建立拉伸应力与厚壁筒內应力之間的关系。首先要取得 Mises-Hencky 应力函数中的相当拉应力。对一个筒体, 此函数是

$$[(\sigma_t - \sigma_r)^2 + (\sigma_r - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_t)^2]^{1/2}$$

上式可由假設筒体的軸向应变为零, 这意味着 σ_z 为 σ_r 与 σ_t 的平均值, 簡化为

$$\left[\frac{3}{2} (\sigma_t - \sigma_r)^2 \right]^{1/2} \quad (35)$$

在拉伸时 Mises-Hencky 应力函数是

$$\sqrt{2\sigma^2} \quad (36)$$

这个相当拉伸应力由公式(36)与(35)給出

$$\sigma_e = \frac{\sqrt{3}}{2} (\sigma_t - \sigma_r) \quad (37)$$

假設一个孔徑向位移后就可以由公式(24)計算任意半径处的位移, 并由公式(32)計算相当的工程拉伸应变, $\epsilon_e = \frac{v}{l}$ 。相应于这应变的拉伸应力(按試棒原始面积)可由拉伸試驗数据中得出, 用 $(1+\epsilon_e)$ 乘此应力就得出真正的相当拉应力 σ_e 。超过强度限后, σ_e 可用 Bridgman^[10] 的方法求得。

于是內压可象以前一样, 通过公式(1)的积分求得

$$P_\sigma = \int_{a+u_a}^{b+u_b} \frac{\sigma_t - \sigma_r}{(r+u)} d(r+u) = \int_{a+u_a}^{b+u_b} \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\sigma_e}{(r+u)} d(r+u) \quad (38)$$

这一般是采用数字解法

$$P = 2 \sum_{r=a}^{r=b} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\sigma_e}{(r+u)} \Delta(r+u) \quad (39)$$

大变形时压力-膨胀曲线計算

計算例見表 5, 6, 7。(从簡, 参閱本譯丛第二期 63 頁——譯者注)。

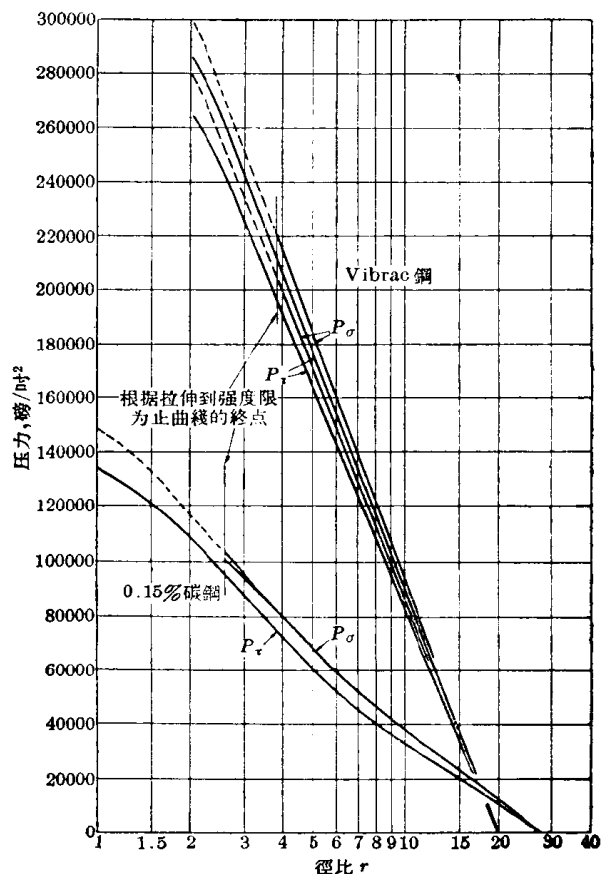


图 33 徑向应力- $\log r$