

是热原子束。如果采用激光冷却的原子束, Ramsey 干涉仪的灵敏度和条纹的锐度都会有很大的改善<sup>[17,18]</sup>。

此外, Gould 等采用强驻波场对原子波衍射,也观察到了干涉条纹<sup>[22]</sup>。

原子干涉仪和原子光学的研究是近年新兴起的一个领域,也是一个令人鼓舞的领域。特别是原子激光冷却与捕获技术的日趋成熟,更给它注入了勃勃生机。有人预测这将是一个获得诺贝尔奖的研究课题。在我国,这一领域的研究工作开展得尚少,是一个亟待开展的研究领域。

- [1] G. Badurek, *Proceedings of the International Workshop on Matter-Wave Interferometry*, Springer-Verlag (1987), 1.
- [2] C.J. Borde, *Phys. Rev. Lett.*, **140** (1989), 10.
- [3] V.P. Chebotayev. et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **B2** (1985),1791.
- [4] P.J. Martin, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 515.
- [5] D.W. Keith et al., *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988), 1580.
- [6] Wu Huang and Xu Pinfang, *J. Phys. D*,**26**

- (1993), 1.
- [7] C.J. Foot, *Contemporary Physios*, **32** (1991), 369.
- [8] P. Meystre and S.Stenholm, *J. Opt. Soc. Am.*, **B2** (1985), 1706.
- [9] S.Chu and C. Wieman, *J. Opt. Soc. Am.*, **B6** (1989),2020.
- [10] R.Hagen, *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990),2374.
- [11] M.V. Berry, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*,**392** (1984), 45.
- [12] O. Carnal and J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991),2689.
- [13] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *SPIE* **1726** (1992),193.
- [14] D.W. Keith et al., *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2693.
- [15] M. Kasevich and S. Chu, *Appl. Phys.*, **B54** (1992),321.
- [16] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991),181.
- [17] F. Riehle et al., *Appl. Phys.*, **B54** (1992), 333.
- [18] U. Sterr et al., *Appl. Phys.*, **B54** (1992), 341.
- [19] Wu Huang et al, *Chinese Journal of Lasers* (E.E) **1** (1992), 141.
- [20] J. Dalibard, C and Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* **B6** (1989), 2023.
- [21] F. Riehle et al., *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991), 177.
- [22] P.L.Gould, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56** (1986), 827.

## 理想的分形模型和实际的嵌套结构

龙起易 龙期威 穆在勤

(中国科学院国际材料物理中心,中国科学院金属研究所,沈阳 110015)

自然界中的分形结构与理想的分形模型不同,它的自相似性只在统计意义上和有限的尺寸范围内成立。材料中,在一个大尺寸范围内的不同度域可以存在不同的分形结构,形成多度域分形。材料的性能与分形结构的上下界限密切相关,因此在研究性能与分形的关系时,首先要找准哪一个分形结构与所研究的性能相关。另外,用 Mandelbrot 的周界-面积关系来测分维时,因受到一定条件的约束而不太方便,建议用周长-最大直径法来测分维。

1967年, Mandelbrot<sup>[1]</sup> 在美国《科学》杂志上发表了“英国的海岸线有多长?”的论文,提出了分数维的概念。1982年,他出版了《自然界的分形几何》<sup>[2]</sup>一书,从而使分形论以崭新的姿态迈入新兴科学之林。在这部专著中,他除了讨论自然界存在的分形外,还用分形概念重新

认识数学中早已存在但尚未被完全理解的若干问题,例如康托尔(Cantor)点集, Koch 曲线,谢宾斯基(Sierpinski)地毯……,按分形论,这些都是理想的分形模型;此外,按照一定的数学模式,他还设计了许多理想的分形图形。以上这些理想的分形模型有两个显著的特点:严格

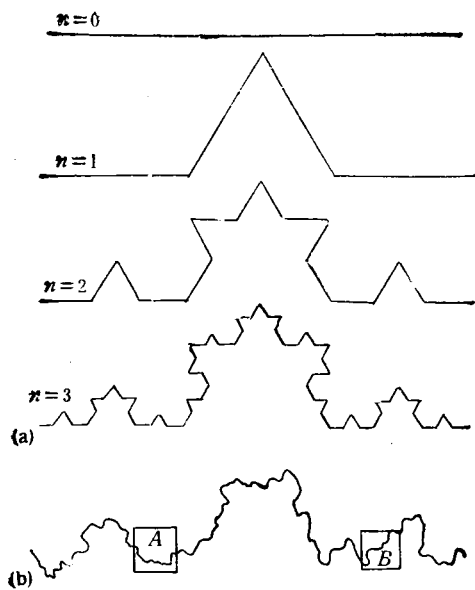


图 1  
(a) 理想的三组元 Koch 分形曲线;  
(b) 一条不规则曲线

的自相似性和层次(或尺寸)的无限性。例如,图 1(a)是理想的三组元 Koch 曲线,随着层次增加,生成元变得越来越小,曲线上任意部分放大后都严格地与生成元相似,且上下边界无限。随后,分形的计算机模拟研究工作迅速展开,大量相关的论文发表,其中不少属于纯分形几何学,一时间给人以错觉,似乎只有满足了严格的自相似性和层次的无限性才称得是真正的分形。近年来,随着分形的研究工作深入开展,人们越来越清楚地认识到,自然界真实存在的分形结构只是理想分形几何模型的某种近似,这种近似也集中反映在两点上:1. 真实分形的自相似性不十分严格,只在统计意义上成立;2. 真实分形的自相似嵌套层次是有限的,有上下边界。如图 1(b),是一条不规则曲线,它可代表海岸线或粗糙表面的垂直剖面轮廓线。它的任一部分放大后,将会出现一些新的细节,但这些细节不一定与原图形严格相似。从 A 处和 B 处各截取一段,这两处的曲线看上去是相似的,或者说这两处的曲线都是整个曲线的一个缩影。这就是统计上的自相似。另外,这曲线的长度是有限的,当放大倍数达到一定值后,再不会出

物理

现新的细节,或者说,当测量码尺小到一定程度时,测到的曲线长度不变。这个码尺就是这个分形的下界。当然,还可以举出许多这种统计上的自相似实例。

虽然,理想的分形模型和实际的嵌套结构之间的这种差别已得到公认,但由此而产生的某些特性和问题,尚没引起人们特别的关注。例如,分形结构的上下尺寸界限对性质有什么影响?在一个大的尺寸区间内,可能存在几个小的尺寸范围内的分形结构,但可互相交叠,使情况变得更加复杂。由于有上下尺寸界限,分维测量也面临新的问题。下面,我们将讨论这些问题。

### 一、上下尺寸界限对性质的影响

以下举几个例子,可看出正是这些上下尺寸界限,特别是下界,对材料性质有很大影响。

#### 1. 沿晶断裂的分形效应

脆性金属材料常发生沿晶断裂,即裂纹沿晶界扩展。裂纹扩展的路径构成一条近似的分形曲线<sup>[3]</sup>,其长度

$$L_i(\varepsilon_i) = \varepsilon_i^{(1-D)} \quad L(1) = 1, \quad (1)$$

其中  $\varepsilon_i = \eta_i/L_0$ ,  $L_0$  为分形的起始长,为该分形的上界;这里,  $\eta_i$  为晶界边长<sup>[3]</sup>,它正比于晶粒直径  $d$ , 是分形的下界;  $D$  是分形维数。文献[3]对这种沿晶断裂分析表明,临界裂纹扩展力

$$G_c = 2\gamma_s \varepsilon_i^{(1-D)} \propto d^{1-D}, \quad (2)$$

其中  $\gamma_s$  为晶界断裂表面能密度,在理想情况下(即晶界交角为  $120^\circ$ ),  $D \sim 1.26$ ,  $G_c \propto d^{-0.26}$ 。随晶粒尺寸的变化不大。由于  $\varepsilon_i < 1$ ,若是无穷嵌套结构,  $G_c \rightarrow \infty$ ,这在实际中根本不存在。当发生范性形变,晶界变粗糙且夹角发生变化,文献[3]估算,分维  $D$  可随晶内范性形变中位错密度变化,甚至可提高到 2.23,所以

$$G_c \propto d^{1-D} = d^{-1.23}. \quad (3)$$

这时  $G_c$  对晶粒的尺寸变化十分敏感,可以比 Hallpetch 的  $-\frac{1}{2}$  次方快,即分形下界对性质

有重大影响。

## 2. 双相钢中谢宾斯基分维的下限对材料性能的影响。

由马氏体与奥氏体组成的双相钢，如果各马氏体晶粒形态彼此近似相似，且满足(4)式，它就有谢宾斯基分形特性<sup>[4]</sup>。

$$A(\varepsilon) = A_0 \varepsilon^{(2-D)}, \quad (4)$$

其中  $A_0$  为具有面积量纲的常数； $\varepsilon$  为马氏体晶粒归一化有效直径，它等于某一常数乘以马氏体晶粒面积的平方根再对  $A_0^{1/2}$  归一化； $A(\varepsilon)$  是当马氏体归一化，有效直径大于和等于指定的  $\varepsilon$  时，奥氏体所占体积分数。两边取对数并作图，得一直线，斜率为  $S$ ，如图 2 所示。谢宾斯基分维

$$D = 2 - S. \quad (5)$$

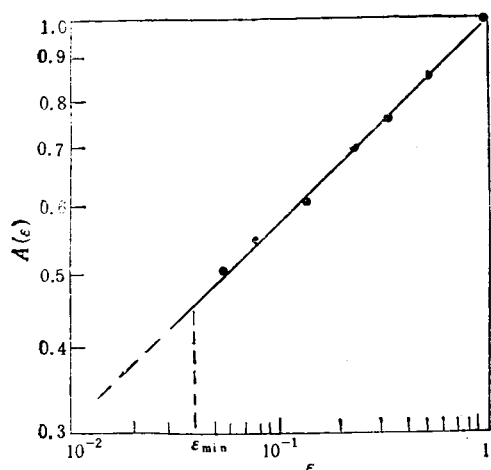


图 2 双相钢中谢宾斯基分形的  $\lg A(\varepsilon) - \lg \varepsilon$  示意图

由图 2 可见，分形下界  $\varepsilon_{\min}$  越小， $A(\varepsilon)$  也越小，即马氏体积分数增加。而双相钢的性能与两相所占体积百分数有关。可见，谢宾斯基分维的下界对材料性能将产生很大影响。

## 3. 增强纤维表面的分形结构可增大复合材料的断裂功<sup>[5]</sup>

增强纤维表面的粗糙度可使纤维表面和基体间的接触表面增大，从而增加摩擦力所作的功，提高了纤维的拔出功或复合材料的断裂能。

假定裂纹传播方向和纤维排列方向垂直，

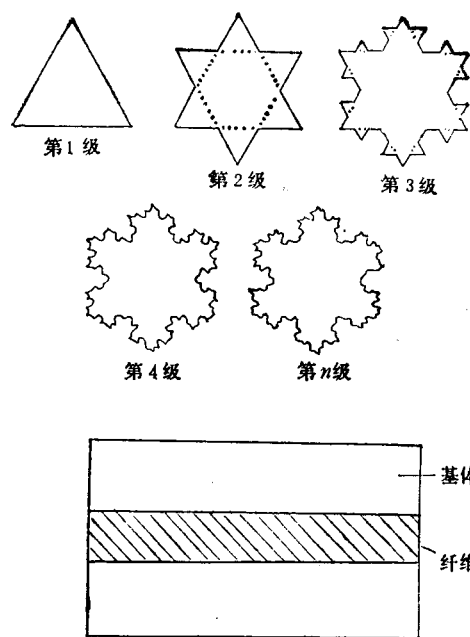


图 3 用 Koch 雪花曲线模拟增强纤维横切面周界

纤维从基体拔出所需的功<sup>[6]</sup>

$$W = \alpha P = \tau_i l^2 P / 24 \quad (l < L_c), \quad (6)$$

其中  $P$  为纤维横切面周界， $\tau_i$  为纤维和基体间的摩擦力， $l$  为纤维长度， $L_c$  为某一临界值， $l$  超过它(6)式不成立。对直径为  $d$  的圆形纤维

$$W = \tau_i l^2 \pi d / 24. \quad (7)$$

今假定纤维的横切面的周界可用 Koch 雪花曲线来模拟(图3)，周长为  $P_k$ ，有

$$P_k = P_0 \varepsilon^{1-D}.$$

而

$$W_k = \tau_i l^2 P_0 \varepsilon^{1-D} / 24, \quad (8)$$

$P_0$  为分形周界起始图形边长，并假定

$$P_0 = \beta d \pi \quad (\beta \text{ 为某一常数}),$$

$$\therefore W_k / W = \beta \varepsilon^{(1-D)}, \quad (9)$$

其中  $\varepsilon = \eta / L_c$ ， $\eta$  为分形曲线下界或最小步长。由(9)式可见，若分形是无限嵌套层次， $\varepsilon \rightarrow 0$ ，(9)式出现无穷大，是现实中没有的。但在实际中，设计某种纤维，使其横切面周界的分形结构嵌套层次多一些，最小步长小一些，则拔出功将会因分形下限变小而按(8)式增加。

## 二、多度域分形

固体材料的结构可在很宽的尺度范围内量度,从肉眼可见的宏观尺寸(如宏观裂纹的分布,应力腐蚀裂纹的形貌等),到显微结构(如材料中的显微组织等),直到微观尺寸(如位错结构,原子间距等)。而分形结构只在一定的上下尺寸界限内存在,因此在不同的尺寸范围内可存在不同的分形结构,在  $\lg L(\epsilon) - \lg \epsilon$  图上出现不同斜率的折线是合理的。我们称这种在一个大尺寸范围内的不同度域存在不同的分形结构为多度域分形。例如, Dauskardt<sup>[7]</sup> 对 A533 B 钢韧性晶界断裂表面的垂直剖面轮廓线测得  $\lg R_L - \lg \eta$  图,其中  $R_L$  为归一化曲线长度(或线粗糙度),  $\eta$  为测量码尺长,如图 4 所示。从图 4 可见,大约在  $0.4 - 3 \mu\text{m}$  区间,是界面上微孔分布尺寸区间;在  $5 - 100 \mu\text{m}$ , 是晶粒尺寸区间;在  $250 - 440 \mu\text{m}$ , 是带状结构和表面裂缝区间。与这些区间大致对应的尺寸范围内,有三段斜率不同的折线,表示了不同微观结构对应着不同度域的分形结构。

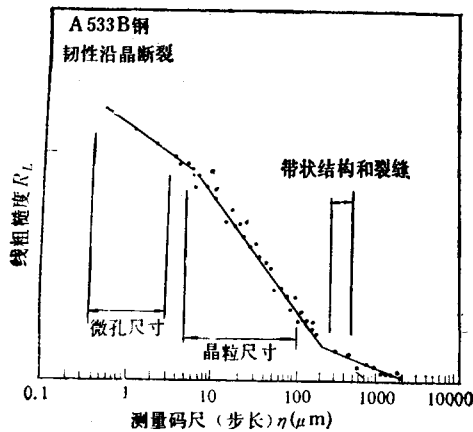


图 4 不同度域的分形对应不同的微观结构

固体材料的某些性能,往往主要决定于材料的某一层级的结构,其他层级结构起次要作用。例如,材料的弹性模量主要决定于原子间结合力,即原子尺寸层级结构起关键作用,而显

物理

微组织结构起作用很小;同一金属材料,经不同热处理后,其性能发生很大变化,起关键作用之一是显微结构层次。因此,在研究固体性能与分形结构的关系时,应找准对研究的性能起主要作用的结构层次,在这个层次尺度范围内去研究对应的分形结构,才可找到分形和性能之间的联系,否则度域找错了,只会得出错误的结论。

由于多度域分形的出现,特别是各度域又可互相交叠,构成了材料中复杂的分形结构,使材料中分形研究的内容更加丰富,难度更大。

## 三、多度域有限嵌套层次分形结构分维的测定

Mandelbrot<sup>[2]</sup> 和 Feder<sup>[8]</sup> 提出的分维测试方法,都是以无限层次嵌套结构为对象。由于实际分形结构都是有限层次的,且可能出现交叠的多度域分形结构,这给分维测试法带来了新的挑战。

### 1. 分形曲线长度和测量码尺长的关系失效

按照 Mandelbrot<sup>[2]</sup>, 分形曲线总长  $L(\epsilon)$  由(1)式给出,其中  $\eta_i$  为测量码尺长。设  $\epsilon_{\min} = \eta_{\min}/L_0$  为自相似结构下界,公式(1)只在  $\epsilon_{\min} \leq \epsilon \leq 1$  的区间内成立。当  $\epsilon > 1$  或  $\epsilon < \epsilon_{\min}$  时,(1)式不成立。当  $\epsilon < \epsilon_{\min}$  时,曲线长不因  $\epsilon$  变小而增加,即

$$L(\epsilon) = L(\epsilon_{\min}) = \epsilon_{\min}^{(1-D)} = \text{常数} \quad (10)$$

### 2. 多度域分形的分维测量

(1) 两度域分形的上下界限不互相重叠 [图 5(a)]

令  $\epsilon = \eta/L_0$ ,  $L_0$  为分形起始长,  $\eta$  为分形中较小组元的长度,  $\epsilon$  为较小组元对  $L_0$  归一化长度。在图 5(a) 中,令  $\epsilon_0 = \eta_0/L_0 = 1$ , 分维为  $D_1$  的第一个分形结构是由  $N(\epsilon_1)$  个最小组元(步长)  $\epsilon_1$  构成,即

$$N(\epsilon_1) = \epsilon_1^{-D_1} \quad (11)$$

分维为  $D_2$  的第二个分形结构的起始长正好是第一个分形的最小步长  $\epsilon_1$ , 而它的最小步长为  $\epsilon_2$ 。二个分形线总长所包含的  $\epsilon_2$  的个数为

$$N(\varepsilon_2) = N(\varepsilon_1) \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right)^{-D_2}$$

分形线总长

$$L^T(\varepsilon_2) = (\varepsilon_1/\varepsilon_2)^{1-D_1} (\varepsilon_2/\varepsilon_1)^{1-D_2} \quad (\varepsilon_0 = 1), \quad (12)$$

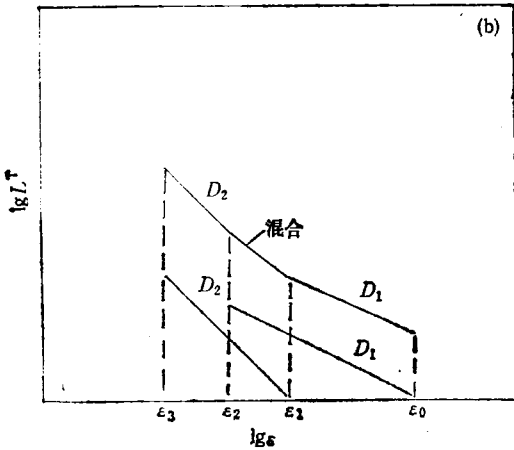
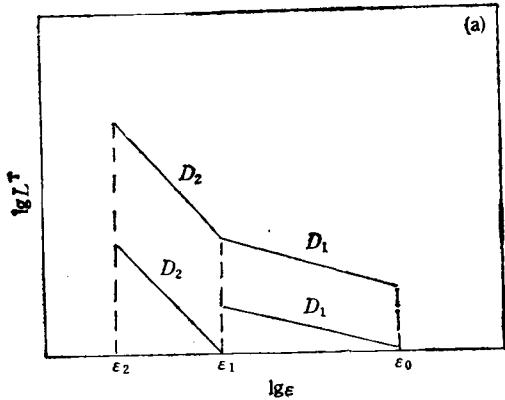


图 5

(a) 两个互不交叠的相邻度域的分形的  $\lg L^T - \lg \varepsilon$  示意图;  
(b) 两个部分交叠的相邻度域的分形的  $\lg L^T - \lg \varepsilon$  示意图

为了测到  $D_1$  和  $D_2$ , 可测分形线的总长度  $L^T(\varepsilon)$ .

当  $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_0$ ,

$$\lg L^T(\varepsilon) = (1 - D_1) \lg \varepsilon; \quad (13)$$

当  $\varepsilon_2 < \varepsilon < \varepsilon_1$ ,

$$\lg L^T(\varepsilon) = \text{常数} + (1 - D_2) \lg \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \right). \quad (14)$$

因此,  $D_1$  和  $D_2$  可以通过  $\lg L^T(\varepsilon) - \lg \varepsilon$  图上不同码尺范围内的直线斜率而得到.

(2) 两分形度域互相重叠的情形 [图5(b)]

首先, 引入一参数  $\alpha$  表示两度域互相重叠的程度. 令

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0/\alpha, \quad \varepsilon_2 = \alpha\varepsilon_3,$$

两度域重叠的宽度用  $\Delta\varepsilon$  表示

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \frac{\varepsilon_0}{\alpha} - \alpha\varepsilon_3.$$

当  $\alpha = 1$  时,  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_0 - \varepsilon_3$ , 两度域彼此完全重叠; 当  $\alpha = (\varepsilon_0/\varepsilon_3)^{\frac{1}{2}}$ ,  $\Delta\varepsilon = 0$ , 两度域互不重叠; 当  $1 < \alpha < (\varepsilon_0/\varepsilon_3)^{\frac{1}{2}}$ ,  $0 < \Delta\varepsilon < (\varepsilon_0 - \varepsilon_3)$ , 两度域部分重叠.

如果用组元的归一化长  $\varepsilon_1$  去测量该分形线, 其长度为  $\varepsilon_1 N(\varepsilon_1)$ , 其中

$$N(\varepsilon_1) = \varepsilon_1^{-D_1}.$$

当  $\varepsilon_2 < \varepsilon < \varepsilon_1$  时, 分形组元的一定百分数仍属于分维为  $D_1$  的分形 1; 而  $(1 - P_1)$  的分形组元属于分维为  $D_2$  的分形 2. 用  $\varepsilon$  去测该分形线时, 其长度

$$L^T(\varepsilon) = P_1 \varepsilon^{(1-D_1)} + P_2 \alpha^{(D_1-D_2)} \varepsilon^{(1-D_2)} \quad (\varepsilon_2 < \varepsilon < \varepsilon_1). \quad (15)$$

因为  $\varepsilon_2$  为分形 1 的下界, 所以当  $\varepsilon < \varepsilon_2$  时, 分形 1 不再因码尺变小而增长, 这时

$$L^T(\varepsilon) = P_1 \varepsilon_2^{(1-D_1)} + P_2 \alpha^{(D_1-D_2)} \varepsilon^{(1-D_2)} \quad (\varepsilon_3 < \varepsilon < \varepsilon_2). \quad (16)$$

图 6 是取  $D_1 = 1.26, D_2 = 1.5, P_1 = 68\%$ , 以及  $\alpha = 1, 3, 5$  计算的  $\lg L^T - \lg \varepsilon$  图. 由图 6 可见, 当  $\alpha = 1$  时, 若  $D_1$  和  $D_2$  的值相差不大, 在  $\lg L^T - \lg \varepsilon$  图上, 几乎得到一直线, 其  $D$  值大约为  $D_1$  和  $D_2$  的平均值. 若  $\alpha = 3$  或  $5$ , 则得两段斜率不同的折线. 应该指出, 由这两折线的斜率并不能求出  $D_1$  和  $D_2$ , 它只是指出了在这个度域内存在着两个彼此互相交叠的分形结构. 由于(15)和(16)式比较复杂, 由它们直接测出  $D_1$  和  $D_2$ , 尚需进一步研究.

### 3. 要正确地应用周界-面积关系测分形维数

近年来, 不少科学工作者利用 Mandelbrot<sup>[2]</sup> 提出的周界-面积关系测定分维. 用此法测分维的理论基础是: 大小不同但互相相似的岛的集合, 若各岛的海岸线是分形曲线, 其分维为  $D$ , 则

$$\alpha_D(\delta) = \frac{[L_i(\delta)]^{\frac{1}{D}}}{[A_i(\delta)]^{\frac{1}{2}}} \cong \lambda \delta^{(1-D)}, \quad (17)$$

其中  $L_i(\delta)$  是用  $\delta$  为码尺测出的第  $i$  个岛的周长,  $A_i(\delta)$  是用  $\delta^2$  测出的第  $i$  个岛的面积,  $\alpha_D(\delta)$  是一个只与  $\delta$  有关的常数, 与岛的大小无关. 因此, 用相同的码尺  $\delta$  测各岛的周长和面积, 在  $\lg L_i(\delta) - \lg A_i(\delta)$  之间将有线性关系, 从而测出分维  $D$ .

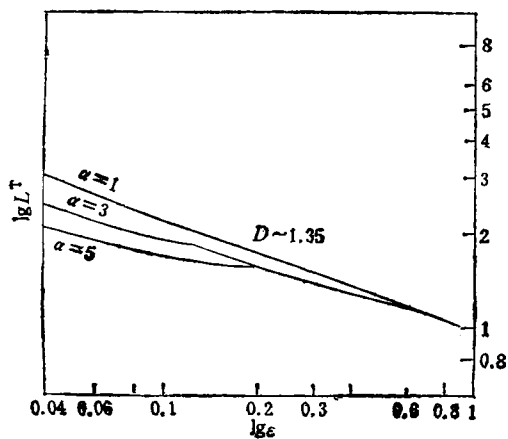


图6 取  $D_1 = 1.26, D_2 = 1.5, P_1 = 68\%$  及不同  $\alpha$  值计算出的  $\lg L^T - \lg \delta$  图

这里的关键问题是如何看待码尺  $\delta$ , 它是单纯的绝对码尺长, 还是与各岛的周界长有关的相对码尺长.

Feder<sup>[6]</sup> 在证明(17)式时, 用码尺  $\delta^*$  测各相似岛的周长, 使各岛的周长均近似等于  $N_1 \delta^*$ ,  $N_1$  是长度为  $\delta^*$  的线段数目,  $N_1$  与岛的大小无关, 从而证明了(17)式成立. 显然,  $\delta^*$  是与各岛的周长  $L_i$  有关, 即

$$\delta^* = \frac{L_i(\delta^*)}{N_1}. \quad (18)$$

即使用的码尺是各岛的周长乘以一个确定的百分数, 码尺绝对长度必须是变化的.

在正确理解(17)式后, 用它来测定大小不同的自相似岛周界的分维的正确方法应该是: 先任选一长为  $\eta_1$  的码尺测第一个岛的周长, 使得  $L_1 = N\eta_1$ ,  $L_1$  为周长,  $N$  为某一整数, 然后改变  $\eta_1$  为  $\eta_2$ , 测第二个岛的周长, 使  $N\eta_2 = L_2 \dots$ , 再用  $\eta_1^2, \eta_2^2 \dots$  分别测岛 1、岛 2……的

面积. 最后由  $\lg L_i(\eta_i) - \lg A_i(\eta_i)$  关系, 求出  $D$ . 要在实验上实现上述要求, 是非常麻烦甚至是不可能的, 至少目前尚未见这样做法.

在前所见到的文献中, 人们经常用一固定的码尺长  $\eta$ , 去测各个岛的周长和面积, 再由  $\lg L_i(\eta) - \lg A_i(\eta)$  关系求出  $D$ . 由于各岛的周长不同, 因此,  $\eta/L_i$  不是一个相同的百分数, 因此(17)式不成立, 测出的  $D$  是错误的. 这一点, 绝大多数前人的工作均没有注意到.

综上所述, 用(17)式去测自相似岛周界的分维是有限制的. 另外, (17)式只有当  $\delta$  充分小且  $A(\delta)$  趋于常数时才成立. 若实际分形的下界并不充分小, (17)式也不能用了.

#### 4. 最大直径法

我们建议用最大直径法来测大小不同自相似岛的周界分维, 其原理如下:

$$L_i(\epsilon) = L_{0i} \epsilon^{1-D},$$

用  $\eta/L_i$  代入得

$$L_i(\eta) = L_{0i} \eta^{1-D}. \quad (19)$$

假设各岛的周长  $L_{0i}$  与其最大直径  $(d_{\max})_i$  成比例, 即  $L_{0i} = m(d_{\max})_i$ ,  $m$  为常数, 今固定  $\eta$  不变, 对(19)式两边取对数, 得

$$\lg L_i(\eta) = D \lg m + (1-D) \lg \eta + D \lg (d_{\max})_i.$$

因  $\eta$  不变, 所以

$$\lg L_i(\eta) = \text{常数} + D \lg (d_{\max})_i. \quad (20)$$

在测试时, 固定码尺长  $\eta$  不变, 测各岛的周长和面积, 利用  $\lg L_i(\eta) - \lg (d_{\max})_i$  的直线斜率即可求出  $D$ .

实际的分形结构只在有限的界限内存在. 固体中分形结构的上下界与固体性能密切相关. 在研究固体性能与分形之间的关系时, 应对研究的性能起决定作用的结构层次及相应的分形结构为主要研究对象.

一个大尺寸范围内的不同度域可以存在不同的分形结构, 相邻度域的分形结构可以互相交叠, 使之复杂化.

Mandelbrot 的周界-面积关系测量分维的方法是有一定条件的, 有时这种方法不太方便,

建议用最大直径法。

- [1] B. B. Mandelbrot, *Science*, **156** (1967), 636.
- [2] B. B. Mandelbrot, *The Fractal Geometry of Nature*, Freeman San Francisco, (1983), 1—461.
- [3] C. W. Lung, *Fractals in Physics*, North-Holland (1986), 189.
- [4] Q. Y. Long et al., *Phil. Mag. A*, **67**, (1993),

(to be published).

- [5] B. H. Kaye, *A Random Walk Through Fractal Dimension*, VCP Publishers, (1989), 365—369.
- [6] M. Taya and R. J. Arsenault, *Metal Matrix Composites*, Pergamon Press, (1989), 80—101.
- [7] R. H. Dauskardt et al., *Acta Metall. Mater.*, **38-2** (1990), 143—169.
- [8] J. Feder, *Fractals*, Plenum, New York, (1988), 200—202.

## 表面结构研究的新进展

### ——第四届国际表面结构会议介绍

蒋 平

(复旦大学李政道物理学综合实验室;复旦大学应用表面物理国家重点实验室,上海 200433)

第四届国际表面结构会议(ICSOS-IV)于1993年8月16日至8月19日在上海举行。来自13个国家和地区的131位代表参加了会议,其中包括该领域的许多知名学者,如美国的S. Y. Tong(唐叔贤), M. A. V. Hove, C. S. Fadley和Y. R. Shen(沈元壤);德国的M. Henzler和K. Heinz;法国的G. L. Lay和日本的K. Takayanagi等。我国有51位代表参加会议,其中三名来自台湾,包括著名的郑天佐(T. T. Tsong)教授。ICSOS是系列性会议,每三年一次。第一届于1984年在美国加州伯克利市举行,第二届1987年在荷兰阿姆斯特丹市举行,第三届于1990年在美国威斯康星州密沃基市举行。本届会议是第一次在中国、也是第一次在亚洲举行的ICSOS。会议由复旦大学应用表面物理国家重点实验室主办。ICSOS-IV由华裔美籍学者唐叔贤任主席。我国物理学家谢希德教授任副主席兼组织委员会主席。

ICSOS旨在交流国际上表面和界面结构研究的最新成果,是这一领域国际上最高水平的专题性学术会议。ICSOS偏重于基础性课题,但也不排斥应用性研究。会议内容涉及确定表面与界面结构的实验和理论方法,新技术、新材料、新现象,表面的原子和电子结构对表面物

理、化学性质的影响,以及动态过程的计算机模拟等。按照传统ICSOS是以全体会议和张贴报告两种形式举行,不设分会场。但本届ICSOS的组委会决定从张贴报告中遴选出一部分,安排其作者在全体会议上对报告内容作短时间介绍。这一独特的形式使全体会议与张贴报告之间的联系更加密切。

半导体表面及其上的化学吸附历来是表面结构研究中令人瞩目的重要课题。本届会议一共安排了四场全体会议,几乎占总数的三分之一。长期争论不休并一直是研究热点的吸附Ag的Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 的结构在本届ICSOS上再度成为注意的焦点。历史上许多学者提出了各种不同的模型试图解释这种结构,其中较受重视的是日本的T. Takahashi等人于1988年提出的蜂窝链三体(HCT)模型。在上届ICSOS上,E. Vlieg等人的X射线驻波测量的数据支持这一模型。K. Takayanagi也根据高分辨率反射电镜的观察,认为银原子形成HCT结构,而硅原子则在缺顶层(missing-top layer)的硅晶格上排成蜂窝状层。在本届ICSOS上,美国依阿华州立大学的K. M. Ho(何启明)在他的邀请报告《用第一原理总能量计算确定表面结构》中介绍了用这种方法对吸