

高等学校交流讲义



鋼鉄热处理原理

林棟梁 楊安靜編

周志宏校

本书內容共分8章，闡述金屬的扩散、鋼在加热时的轉变、鋼在冷却时的轉变、奥氏体到珠光体的轉变、奥氏体到馬氏体的轉变、奥氏体到貝氏体的轉变、回火时的轉变、脫溶与时效等問題。

本书可作高等工业学校金屬学及热处理专业「鋼鐵热处理」課程的教材，也可供有关工程技術人員的参考。

鋼 鉄 热 处 理 原 理

林栋梁 楊安靜編

*

中国工业出版社出版 (北京佳麟閣路丙10号)

(北京市书刊出版事业許可証出字第119号)

机工印刷厂印刷

新华书店科技发行所发行·各地新华书店經售

*

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{32}$ · 印張 $7 \frac{3}{4}$ · 字数 162,000

1961年7月北京第一版·1961年8月北京第一次印刷

印数: 0,001—3,833 · 定价(10-6)0.94元

統一书号: 15165 · 655(—机133)

目 次

第一章 金屬的扩散	5
第一节 金屬扩散的基本規律	7
第二节 扩散机构	16
第三节 扩散系数的測定方法	24
第四节 影响扩散系数的因素	29
第二章 鋼在加热时的轉变	43
第一节 珠光体轉变为奥氏体的机构	44
第二节 珠光体轉变为奥氏体的动力学	48
第三节 原始組織和成分对奥氏体等溫形成的影响	52
第四节 連續加热时珠光体到奥氏体的轉变	55
第五节 奥氏体晶粒的长大	58
第六节 奥氏体晶粒长大机构及其控制	63
第三章 鋼在冷却时的轉变	71
第一节 鋼在冷却时的轉变	71
第二节 过冷奥氏体的等溫轉变	74
第三节 奥氏体等溫轉变产物的組織和性能	78
第四节 影响奥氏体等溫轉变的因素	80
第五节 鋼在連續冷却时的轉变	86
第四章 奥氏体到珠光体的轉变	95
第一节 珠光体轉变机构	97
第二节 奥氏体轉变为珠光体的动力学——奥氏体到珠光体等 溫轉变	99
第三节 合金鋼中珠光体轉变过程的特点	105
第五章 奥氏体到馬氏体的轉变	113
第一节 馬氏体的組織、結構和性能	118

第二节	馬氏体轉变的特点 (实验結果的綜合).....	124
第三节	馬氏体轉变机构	133
第四节	馬氏体轉变的动力学	142
第五节	范性形变、輻照和相变冷作对馬氏体 轉变的影响	153
第六章	奥氏体到貝氏体的中温轉变	169
第一节	中温轉变的特征	169
第二节	中温轉变的动力学	174
第三节	貝氏体轉变时碳分及合金元素的变化	177
第四节	奥氏体到貝氏体的中温轉变机构	183
第五节	魏氏体組織的轉变	186
第七章	回火时的轉变	192
第一节	概述	192
第二节	不同原始組織的回火轉变規律	193
第三节	淬硬鋼的回火过程	197
第四节	回火过程中性能的变化	209
第五节	回火脆性	215
第八章	脫溶与时效 (碳在 α 鉄中的分布, 脫溶与时效).....	230
第一节	碳在 α 鉄中所引起的效果 (彈性及磁性 后效、內耗).....	230
第二节	碳在 α 鉄晶体結構缺陷处不均匀分布	234
一、	出現明显屈服极限的原因	235
二、	淬火后的时效作用(分散硬化)	236
三、	冷变形后的时效作用(机械时效)	243

高等学校交流讲义



鋼鉄热处理原理

林棟梁 楊安靜編

周志宏校

本书內容共分8章，闡述金屬的扩散、鋼在加热时的轉变、鋼在冷却时的轉变、奥氏体到珠光体的轉变、奥氏体到馬氏体的轉变、奥氏体到貝氏体的轉变、回火时的轉变、脫溶与时效等問題。

本书可作高等工业学校金屬学及热处理专业「鋼鐵热处理」課程的教材，也可供有关工程技術人員的参考。

鋼 鉄 热 处 理 原 理

林栋梁 楊安靜編

*

中国工业出版社出版 (北京佳麟閣路丙10号)

(北京市书刊出版事业許可証出字第119号)

机工印刷厂印刷

新华书店科技发行所发行·各地新华书店經售

*

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{32}$ · 印張 $7 \frac{3}{4}$ · 字数 162,000

1961年7月北京第一版·1961年8月北京第一次印刷

印数: 0,001—3,833 · 定价(10-6)0.94元

統一书号: 15165 · 655(—机133)

目 次

第一章 金屬的扩散	5
第一节 金屬扩散的基本規律	7
第二节 扩散机构	16
第三节 扩散系数的測定方法	24
第四节 影响扩散系数的因素	29
第二章 鋼在加热时的轉变	43
第一节 珠光体轉变为奥氏体的机构	44
第二节 珠光体轉变为奥氏体的动力学	48
第三节 原始組織和成分对奥氏体等溫形成的影响	52
第四节 連續加热时珠光体到奥氏体的轉变	55
第五节 奥氏体晶粒的长大	58
第六节 奥氏体晶粒长大机构及其控制	63
第三章 鋼在冷却时的轉变	71
第一节 鋼在冷却时的轉变	71
第二节 过冷奥氏体的等溫轉变	74
第三节 奥氏体等溫轉变产物的組織和性能	78
第四节 影响奥氏体等溫轉变的因素	80
第五节 鋼在連續冷却时的轉变	86
第四章 奥氏体到珠光体的轉变	95
第一节 珠光体轉变机构	97
第二节 奥氏体轉变为珠光体的动力学——奥氏体到珠光体等 溫轉变	99
第三节 合金鋼中珠光体轉变过程的特点	105
第五章 奥氏体到馬氏体的轉变	113
第一节 馬氏体的組織、結構和性能	118

第二节	馬氏体轉变的特点 (实验結果的綜合).....	124
第三节	馬氏体轉变机构	133
第四节	馬氏体轉变的动力学	142
第五节	范性形变、輻照和相变冷作对馬氏体 轉变的影响	153
第六章	奥氏体到貝氏体的中温轉变	169
第一节	中温轉变的特征	169
第二节	中温轉变的动力学	174
第三节	貝氏体轉变时碳分及合金元素的变化	177
第四节	奥氏体到貝氏体的中温轉变机构	183
第五节	魏氏体組織的轉变	186
第七章	回火时的轉变	192
第一节	概述	192
第二节	不同原始組織的回火轉变規律	193
第三节	淬硬鋼的回火过程	197
第四节	回火过程中性能的变化	209
第五节	回火脆性	215
第八章	脫溶与时效 (碳在 α 鉄中的分布, 脫溶与时效).....	230
第一节	碳在 α 鉄中所引起的效果 (彈性及磁性 后效、內耗).....	230
第二节	碳在 α 鉄晶体結構缺陷处不均匀分布	234
一、	出現明显屈服极限的原因	235
二、	淬火后的时效作用(分散硬化)	236
三、	冷变形后的时效作用(机械时效)	243

第一章 金屬的扩散

所謂扩散系指原子（分子或离子）在气体、液体或固体介质中，由于热振动引起的迁移。在許多場合下由于原子定向移动的結果扩散可使濃度逐漸趋向均匀。扩散現象最早是在气体与液体中发现。如在一个封閉的容器中盛有二种气体，并由隔板將它們隔开，当抽掉隔板时，这二部分气体就会由于分子的热运动而很快地相互混合，并成为各部分濃度均匀的气体，这种现象就是气体的扩散。液体中也存在扩散現象。大家知道，在深藍色的硫酸銅溶液层上，小心地注入清水，硫酸銅溶液保留在底层（因硫酸銅的比重較大），二者具有明显的界限，当靜置一定時間，发现硫酸銅溶液会克服重力作用而向上移动——扩散。在日常生活中亦經常碰到这种扩散現象。

在固体金屬中也发生扩散現象。很久以来，人們总是将固体金屬中原子与凝固和不动性这一概念相联系。实际上原子在固体中除了圍繞平衡位置进行振动外，还可以离开平衡位置而在晶体中移动。我們知道，固体金屬系結晶体，原子作有規律的排列。每个原子（正离子）都在其固定的平衡位置作微小的振动，其振动頻率的数量級为 10^{13} 赫芝。原子要从点陣的某一位置移向另一位置，必須克服能峰，翻过一个能垒（图 1-1）。由于热波动的原因，某些原子会获得足够的能量（激活能）使它足以通过这一位垒，移向新的位置（至于原子如何移动即扩散机构見第二节）。原子的这种移动为固

体金屬的扩散創造了可能。这样一种原子的微观移动是沒有一定方向的。但是当有濃度坡度($\frac{dc}{dx}$)存在时, 例如在图1-2中拿 I-I 切面为界来看, 左边 A 含量多, 右边 A 含量少, 由

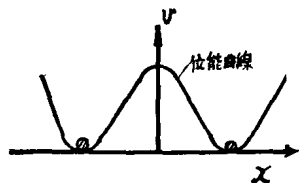


图1-1 晶体点陣間的位能曲线。

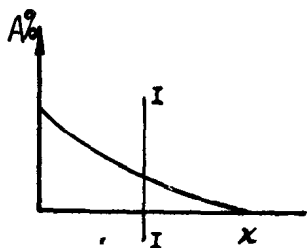


图1-2 沿 x 方向 A 原子的濃度分布。

于原子迁动的結果, 左边的 A 原子必然要向右边移动。所以統計地看 A 原子沿濃度下坡宏观地扩散, 也就是說扩散的結果使原子向濃度下坡移动, 使不均匀的固溶体趋于均匀。某些情况下扩散的結果也会使固溶体反而趋于不均匀。如在应力影响下的上坡扩散就是一例。

尽管固体中原子的迁移性已应用了几百年, 如早期炼鋼技术中将鉄渗碳得到硬鋼(渗碳鋼)即系一例。但一直到上世紀的八十年代, 关于这种迁移性的事实还只有一些片断的猜想。固体中扩散現象第一次系統研究是在前世紀末进行的, 这是第一次定量地测定了扩散常数。

以后, 大家对扩散問題进行了大量的理論与实验的研究, 到目前为止关于扩散的基本規律及数学处理方法都已确定, 影响扩散的各种因素也进行了詳尽的討論, 对扩散規律在各方面应用及扩散机构問題作了大量的研究, 并取得很大成就。

金屬中的扩散是近代金屬学及金屬物理学中一个十分重

要的問題。許多問題都与扩散有密切关系。扩散是各种金屬与合金化学热处理过程中的理論基础，也是各种热处理过程（如退火，回火，时效，再結晶）的基础。固态金屬中的許多过程的速度（如相变，过饱和固溶体的分解，偏析的均匀化等）都决定于扩散的速度。粉末冶金中的燒結过程及双金屬軋制等也都是直接利用了扩散的方法。大量研究証明，高温强度也与金屬与合金中的扩散有密切的关系。实际上，近代研究耐热合金时已把扩散列为基本研究問題之一。

在純金屬和固溶体中扩散有下列三种現象：

- （1）在純金屬中原子的迁动，称自扩散；
- （2）在固溶体中溶质原子的迁动，称异扩散；
- （3）在固溶体中溶剂原子的迁动，称为固溶体中的自扩散。

（2）（3）是固溶体中扩散的两个方面。

第一节 金屬扩散的基本規律

扩散速度是受物质的性质和濃度坡度所控制，Adolf Fick 于1855年根据了一些实验結果，首先在理想气体及理想溶液情况下找到扩散的宏观統計規律。他指出：在稳定的情况下，即各部分濃度不随時間而变化，扩散粒子系无定向的运动而且彼此間毫无影响时，則通过横截面的扩散流 J (flux, 单位時間在单位横截面积上通过的物质量) 与濃度坡度成如下的关系：

$$J = -D \frac{dc}{dx}。 \quad (1-1)$$

这就是 Fick 第一定律，亦即扩散第一方程。(1-1) 式中 D 是比例正常数，称为扩散系数，系单位時間內，单位横截面上，

在单位浓度坡度情况下通过的物质数量，它是衡量扩散速度的一个基本量。扩散系数的量纲是 $[L^2 t^{-1}]$ ，单位用厘米²/秒，在实用上由于数值太小，所以一般都采用厘米²/天为计算单位。在(1-1)式中的负号表示扩散是沿着浓度低的方向进行的，当 $\frac{dc}{dx}$ 是负值时，扩散方向就应该是正值。

这一公式也可用下式表达：

$$dm = -D \frac{dc}{dx} \cdot ds \cdot d\tau. \quad (1-2)$$

在(1-2)式中， dm 是通过横截面的物质数量， ds 是截面面积， $d\tau$ 是时间间隔。Fick 第一定律的推导：

为了推导方便起见，我们用“异扩散”进行讨论，不难了解，这对自扩散也是正确的。我们讨论B组元溶解在A组元中所形成的固溶体中的扩散过程。

假定：

(1) 在相邻原子平面浓度差无限小；

(2) 浓度不随时间而变 $(\frac{\partial c}{\partial \tau} = 0)$ ；

(3) 原子从任何平衡位置转移到相邻平衡位置的几率在一定温度和一定浓度下是一常数，用 α 表示单位时间间隔（即1秒）内这种转变的几率；

(4) 假定原子在三度空间中沿着互相垂直的六个方向迁动的几率是相等。即每一方向的迁动几率为 $\frac{1}{6} \alpha$ 。

根据这些假定可以讨论组元B的原子在两个相互平行的原子平面间交换情形(图1-3)。

设平面I的每平方厘米上有 N_1 个组元B的原子，而在平

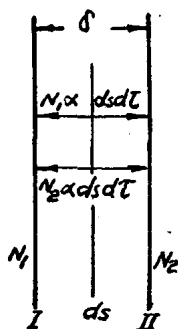


图1-3 推导扩散第一方程。

面 II 上有 N_2 个这种原子。在 $d\tau$ 秒内, 在平面 I 的 ds 平方米面积上有 $\frac{1}{6}\alpha N_1 ds d\tau$ 个組元 B 的原子移到平面 II 去。

在同一時間間隔內向相反方向移动的原子数是 $\frac{1}{6}\alpha N_2 ds d\tau$ 个, 那么在 $d\tau$ 秒内經過面积 ds (图 1-3), 由平面 I 到平面 II 的組元 B 的原子数为 $\frac{1}{6}\alpha(N_1 - N_2) ds d\tau$ 。如用 N_0 表示阿福加德罗数, 以克原子表示的 B 原子迁移质量 dM 可写成

$$dM = \frac{1}{6} \alpha \left(\frac{N_1}{N_0} - \frac{N_2}{N_0} \right) d\tau ds,$$

将这方程式右端分子分母各乘以面間距离 δ , 則得:

$$dM = \frac{1}{6} \delta \alpha \left(\frac{N_1/N_0}{\delta} - \frac{N_2/N_0}{\delta} \right) ds d\tau.$$

在单位面积上含 N_1 和 N_2 个原子的原子层的体积等于 δ (底面积是 1, 高度是 δ), 所以括号中的分数显然是組元 B 在原子层 I 及 II 上的克原子濃度 C_1 和 C_2 ; 經過整理后即成下面方程式:

$$dM = \frac{1}{6} \alpha \delta (C_1 - C_2) ds d\tau = -\frac{1}{6} \alpha \delta \Delta c ds d\tau.$$

式中 Δc 表示平面 I 到平面 II 的濃度变化, 即 $C_2 - C_1$, 而非括号中的 $C_1 - C_2$ 。上式的右端用 δ 乘和 δ 除, 同时注意到由于晶体点陣中的面間距离很小, 可以使 $\frac{\Delta c}{\delta} = \frac{dc}{dx}$, 此处 x 是与平面 I, II 的法綫相合的座标軸, 得下式:

$$dM = -\frac{1}{6} \alpha \delta^2 \frac{dc}{dx} ds d\tau,$$

用扩散系数 D 来表示乘积 $\frac{1}{6} \alpha \delta^2$ 最后得到

$$dM = -D \frac{dc}{dx} ds d\tau, \quad (1-2)$$

即得到 Fick 第一定律:

$$J = \frac{dM}{ds d\tau} = -D \frac{dc}{dx}. \quad (1-1)$$

在固体金属及合金的实验计算上我们不能采用(1-1)及(1-2)式。因为在实验技术上要维持浓度坡度为常数(即 $\frac{dc}{dx} = 0$)非常困难,所以采用这一公式去测定扩散系数是不可能的。如果能够知道在某一指定时间内沿着扩散路程的浓度分布情况 $[C=f(x)]$,或知道在一定位置上,浓度随时间的变化情况 $[C=f(\tau)]$,则扩散系数就可以测出。因而在实用上就采用了Fick第二定律(即扩散第二方程)。这种扩散的特点是 $\frac{\partial c}{\partial \tau} \neq 0$,由扩散进入一个区域与离开这个区域的质量是不相等,这种扩散称做不稳定的扩散, Fick 第二定律可表达如下式:

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial c}{\partial x} \right). \quad (1-3)$$

(1-3) 中的 D 与浓度有关。当 D 与浓度无关时, 则

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}. \quad (1-4)$$

我们来讨论组元 B 通过一个厚度是 dx 的平面层沿 x 轴方向的扩散(图 1-4)。在为普遍情况所作的推导中, 假设扩散系数可以与扩散组元的浓度有关, 因而它随着扩散层深度而变化。

设形成这个层的二个相等而平行的面 ds_1 及 ds_2 的座标等于 x 及 $x+dx$, 于是根据(1-3)式在 $d\tau$ 秒中通过 ds_1 而进入体积 $dsdx$ 内的溶质元素的质量 dM_1 是

$$dM_1 = - \left[D \left(\frac{dc}{dx} \right) \right]_x d\tau ds_1;$$

而通过 ds_2 离开这个体积的质量是

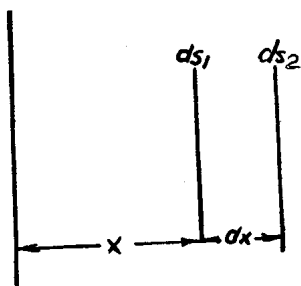


图1-4 推导扩散第二方程。

$$dM_2 = - \left[D \left(\frac{dc}{dx} \right) \right]_{x+dx} d\tau ds_0.$$

因为濃度 C 随着 x 的增加而减小，所以在時間 $d\tau$ 內在体积 $dsdx$ 中組元 B 的质量增加是 dM (組元 B 经过 ds_1 进入的較经过 ds_2 离开的为多):

$$\begin{aligned} dM &= dM_1 - dM_2 = \left\{ \left[D \left(\frac{dc}{dx} \right) \right]_{x+dx} - \left[D \left(\frac{dc}{dx} \right) \right]_x \right\} d\tau ds \\ &= d \left[D \left(\frac{dc}{dx} \right) \right] ds d\tau, \end{aligned}$$

在体积 $dsdx$ 中組元 B 濃度的改变等于 $dM/(dsdx)$ ，由此得出

$$dC = \frac{dM}{dsdx} = \frac{d}{dx} \left(D \frac{dc}{dx} \right) d\tau.$$

即得 Fick 扩散第二定律 (即扩散第二方程) 如下:

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial c}{\partial x} \right). \quad (1-3)$$

在最简单的特殊情况下，当扩散系数与扩散濃度无关时，方程式 (1-3) 就变成

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}. \quad (1-4)$$

在这种情况下，可成如下关系:

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right). \quad (1-5)$$

在不久以前 (1-3) 式还是唯一被采用的一个公式，但是必須強調指出，只有当扩散系数与扩散元素濃度无关时，这一公式才是有效的。严格說来只有在純金屬的自扩散时，这种假定才是可能的，但是当濃度差很小或只作粗略計算时，这一公式也还是适用的。

为了应用这一公式对实验結果进行計算，必須解出这一微分方程，要求积分得出下列关系:

$$C = f(x, \tau).$$

类似扩散第二方程的微分方程的积分理论已有详细的研究，此地我们只介绍二种最简单而实际上又最常用的特殊情况积分结果：

1. 半无限长空间的不稳定扩散（如示意图）：空间无限长，原始浓度与界面浓度均为 C_0 ，在扩散过程中 C_0 不变。

原始条件：当 $\tau_0 = 0$ 时， $x = 0$ ， $C = C_0$ ； $x > 0$ ， $C = C_1$ 。

边界条件：当 $x = 0$ 时， $C = C_0 (\tau > 0)$ ；

当 $x = \infty$ 时， $C = C_1 (\tau > 0)$ 。

如何得到这种边界条件和起始条件呢？在 B 组元溶解在组元 A 的固溶体中， C_0 是 B 组元在 A 中的饱和溶解度，用组元 B 或 B 在 A 中过饱和固溶体作扩散源均可满足这个条件。

假定 D 与浓度无关，便可解出方程式 (1-5)，结果如下：

$$C(x, \tau) = C_0 [1 - \Phi(\omega)],$$

式中 $\omega = \frac{x}{\sqrt{D\tau}}$ ， $\Phi(\omega)$ 是克兰伯超越函数，即

$$\Phi(\omega) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\omega} e^{-a^2} da,$$

故上式可以改写成：

$$\frac{C(x, \tau)}{C_0} = 1 - \Phi\left(\frac{x}{\sqrt{D\tau}}\right) \quad (1-6)$$

为了计算 C/C_0 ，表 1-1 中列出了不同的 $\omega = \frac{x}{\sqrt{D\tau}}$ 所对应的 $1 - \Phi\left(\frac{x}{\sqrt{D\tau}}\right)$ 值。（图 1-5）是函数 $\frac{C}{C_0} = f\left(\frac{x}{\sqrt{D\tau}}\right)$ 的图解。

在一定的实验条件下，即当扩散时间 τ 及扩散系数 D 恒定时，则 $C/C_0 = f\left(\frac{x}{\sqrt{D\tau}}\right)$ 关系曲线可写成 $C/C_0 = f(x)$ ，亦就是当 $D = \text{常数}$ ，在一定扩散时间（ $\tau = \text{常数}$ ）内，扩散元

表1-1 不同的 $\frac{x}{2\sqrt{D\tau}}$ 值所对应的 $\frac{C}{C_0} = 1 - \phi\left(\frac{x}{2\sqrt{D\tau}}\right)$ 值

$\frac{C}{C_0}$	$\frac{x}{2\sqrt{D\tau}}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{x}{2\sqrt{D\tau}}$	$\frac{C}{C_0}$	$\frac{x}{2\sqrt{D\tau}}$
1.00	0.000	0.30	0.73	0.016	1.70
0.90	0.090	0.28	0.76	0.012	1.78
0.85	0.135	0.26	0.79	0.010	1.82
0.80	0.179	0.24	0.83	0.008	1.88
0.75	0.235	0.22	0.86	0.006	1.94
0.70	0.272	0.20	0.90	0.005	1.97
0.65	0.321	0.18	0.94	0.004	1.94
0.60	0.371	0.16	0.99	0.003	2.10
0.55	0.422	0.14	1.04	0.002	2.19
0.50	0.477	0.12	1.09	0.0016	2.23
0.48	0.500	0.10	1.16	0.0012	2.29
0.46	0.522	0.09	1.20	0.0010	2.33
0.44	0.546	0.08	1.24	0.0008	2.37
0.42	0.570	0.07	1.28	0.0006	2.43
0.40	0.595	0.06	1.33	0.0005	2.46
0.38	0.621	0.05	1.39	0.0004	2.51
0.36	0.647	0.04	1.45	0.0003	2.56
0.34	0.675	0.03	1.53	0.0002	2.63
0.32	0.703	0.02	1.65	0.0001	2.75

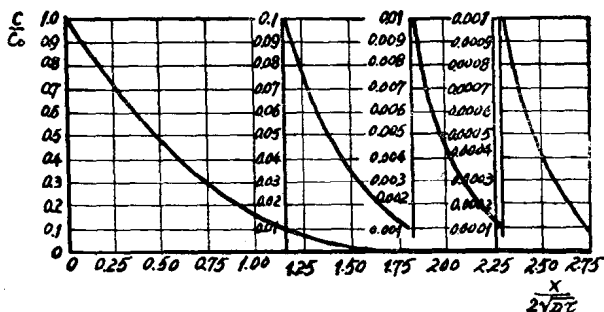


图1-5 函数 $\frac{C}{C_0} = f\left(\frac{x}{2\sqrt{D\tau}}\right)$ 的图解。