

晶体的范性及其理论

A. 塞 格

科学出版社

54.931
658

晶体的范性及其理論

A. 塞 格 著

张 宏 图 譯

科学出版社

1963

A. SEEGER

KRISTALLPLASTIZITÄT

[Aus Handbuch der Physik Band VII/2]
[Springer-Verlag, Berlin, 1958]

內 容 簡 介

本书系譯自 S. Flügge 所主編的 Handbuch der Physik 第七卷第二册中的一篇文章。此文在比較高的水平上用位錯理論來討論晶体的范性。文章主要分两大部分,前一部分介紹晶体范性的基础,后一部分闡述晶体范性的理論及討論合金的范性性質。本书可視作 E. 施密脫与 W. 波司所著“晶体范性学”一书的續篇,是一篇优秀的著作,可供固体物理、金属物理、晶体物理的科学研究工作者及高等院校有关专业的教师及研究生閱讀。

晶体的范性及其理論

A. 塞 格 著

张 宏 图 譯

*

科学出版社出版 (北京朝陽門大街 117 号)

北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

*

1963 年 1 月第 一 版

书号: 2666 字数: 257,000

1963 年 1 月第一次印刷

开本: 850×1168 1/32

(京) 0001—2,650

印张: 10 1/3

定价: 1.70 元

3142/12

目 录

A. 残余形变概論	1
B. 理論切变強度和范性形变的开始	10
C. 晶体范性基础	25
I. 引論	25
II. 几何学和晶体学	28
III. 单晶体的形变	38
IV. 临界切应力	44
V. 硬化和硬化曲綫	64
a) 六方金属与合金	64
b) 面心立方金属及合金	73
c) 其他晶体	96
VI. 表面現象	105
a) 光学显微镜的觀察	105
b) 电子显微镜的觀察, 与光学显微镜研究的比較	118
c) 补遺	154
D. 晶体范性理論	159
I. 基础	159
II. 临界切应力和流变应力	162
III. 硬化	181
a) 一般部分	181
b) 特殊部分: 面心立方金属	198
E. 合金的范性性質	236
a) 无有序相的均匀合金	236
b) 其他合金	265
F. 熟炼現象和蠕变	272
参考文献	292
名詞索引	295

A. 残余形变概論

1. 结构敏感和非结构敏感的性质. 把固体性质分为结构敏感的和非结构敏感的这种分类法是由 Smekal¹⁾ 提出的. 根据现代知识, 这个概念虽然不能表示一个绝对的分類原則, 但对固体性质的描述, 在今天仍然是有价值的.

这种分类是根据以下事实的: 固体的许多性质, 如弹性常数, 很少受到微量杂质及晶体生长过程中的不可控制的偶然因素的影响, 但还有另一些性质, 如晶体的流变极限, 它们与这些“结构影响”有着极显著的关系. 通常, 结构敏感性质的改变原因是极微小的, 我们不能直接用最精确的实验方法观测它, 而只有通过宏观性质所发生的变化间接地发现它²⁾.

按结构敏感和非结构敏感性质的分类并不总是恰当的, 因为不同的材料可能有不同的情况. 一般來說, 金属的电导率是非结构敏感的, 而半导体的电导率則是一个结构敏感的性质. 然而, 在非常低的温度情况下, 就是金属的电导率也是结构敏感的. 在所謂残余电阻的区域中, 电导率是由异种原子和点陣缺陷所决定的. 在 1°K 到 20°K 的温度范围内, 数量級为 10^{-6} 的微量杂质就可以导致一个极小值的电阻, 所以这里电导率应该看做是异常结构敏感的.

某一物理量的完全结构不敏感性实际上是不能实现的情况, 因为原則上任何固体的性质均要受杂质和晶体缺陷的影响.

1) A. Smekal: 晶体的结构敏感性质. 見 Handbuch der Physik, 2. Aufl., Bd. 24/II, Kap. 5. Berlin: Springer 1933. (总緒性評述.)

2) 本来我們不應該說“结构敏感的”性质, 而應該說“畸变敏感的”性质, 因为这里所指的不是晶体结构本身, 而是晶体中的畸变所产生的強烈影响. 但“结构的敏感性”一語已經通用, 所以我們仍加以保留.

因之,上述的分类在一定程度上只是一个方便的原则,尽管它在描述近代固体物理学中許多分支的理論和实验的状况时是有价值的。在研究非结构敏感的性质如金属的压缩率时,我們可以试图根据金属原子和晶体结构的性质对所討論的性质加以推导(在现在的例子中可以靠金属电子論的帮助),然后把結果和实验加以比較并从而判断理論的正确与否。然而,当我们感兴趣的性质受到不能察觉的晶体生长缺陷或受到不能用光谱方法发现的杂质的显著影响时,我們就再不能够希望把这种性质加以推算。这时,理論的任务毋宁是,根据事实寻出能够說明实验結果的缺陷的种类和布置情况。

结构敏感的性质包括所有的强度性质,如断裂强度,可形变性等。通常,在范性形变中总是多种缺陷起着作用。然而,在許多实验条件下范性性质却复杂地决定于单一种缺陷类型,即位錯。我們今天已可以采用晶体位錯性质及其与其他点陣缺陷相互作用的比較完善的理論¹⁾。这样就便利了本书的主要任务,即把描写和說明晶体的范性性质看做是位錯及其他缺陷如晶粒間界,空位,填隙原子等的作用。遺憾的是位錯理論对許多領域的应用尙甚少进展,所以在許多情况下,我們只能限于对实验結果粗略的(并且对于相当大量的实验資料而言是比較簡短的)描述。

2. 与弹性理論定律的偏差。 經典固体弹性理論的特征是应力状态(用应力的张量場描述)和形变状态(用应变的张量場描述)間单值关系的假定。最簡單的、做为通常数学計算基础的关系是广义虎克定律,它通过弹性常数(虎克张量)把应力状态和形变状态綫性地联系起来。在所謂非綫性弹性理論中,除了广义虎克定律之外,还探討应力和应变間的非綫性关系。

在很早以前——在19世紀約与数学弹性理論发展的同时——就已知道,弹性理論所表示的是一种很強的理想情况,实际上大多

1) 見本卷第一分册“点陣缺陷理論”一文。(此后本书中所提到的“本卷”均指 Handb. der Physik, VII 卷。——譯者。)

数物质在较大的负载下就不再表现为弹性理论所要求的应力和应变张量间的单值关系。固体的力学状态表现出弹性理论所不能包括的不可逆性。

弹性理论的偏差粗略地可以分为两类,同时这两类现象之间、特别关于它们的原子物理的解释¹⁾方面又有密切的关系。

α) **残余形变**。如果把通过外力或彻体力而加于固体上的负载去掉之后,经过任意长的时间而形状的改变仍能保持的,我们称之为残余形变。残余形变的分类我们将在第3节中比较仔细地讨论。

β) **滞弹性现象**。这里包括弹性后效(负载去掉之后,形变逐渐地回到零或“残余的”数值),应力弛豫(如果引起了某一定的形变,则应力逐渐减到一个较小的“弛豫”数值),固体的内耗²⁾(在非常小振幅的交变负载下能量的耗散),和弹性常数随负载频率的变化。关于全部滞弹性性质的概括见 C. Zener^[11]。

对以上两类现象,或正确一点说,对于某一定程度的数学的理想化而言,现在已有相当精确的唯象理论,即有类似数学弹性理论而建立起来的数学范性理论³⁾,讨论某一类的残余形变;和不可逆过程的热力学⁴⁾,其中把滞弹性现象和其他线性不可逆过程用统一的方法加以处理。本书中对这些唯象的问题将不加讨论。正如在第1节中所指出的,我们将更多地提供原子理论的解释和与此有关的基本实验的描写。

3. 残余形变的分类,范性和粘滞性。 我们可以把残余形变分成三类: 1. 范性形变, 2. 粘滞性形变, 3. 断裂过程。当然,这样的分类不是十分精确的。我们将对这几类间的分界和共同点稍做仔细的论述。

1) 很多滞弹性现象,特别是在形变之后所出现的也是由位错的运动所引起的。

2) 关于金属中内耗及阻尼机制的一般理论见 A. S. Nowick [12]。

3) 见 Handbuch der Physik, Band VI. M. Freudenthal 和 H. Geiringer 的著作。

4) 见 Handbuch der Physik. Band III/2, J. Meixner 和 H. G. Reik 的著作。

在一般通用的說法中，能够进行很大的残余形变而不致断裂的固体物質，称之为范性的或者是韧性的材料。只发生微小的——很多情况下是不能测量的——残余形变就要发生断裂的材料，則称之为脆性的。

根据物理的观点，我們只能把可形变材料的一部分称之为是范性的，并且应该把这个概念与粘滯性材料的概念加以区别。这样的区分法是有其根据的，因为可形变材料按照其他方面的性質來說可以分成完全不同的两类，即晶态的固体和非晶态的固体。此后，我們將把晶态固体的残余形变叫做范性的，而非晶固体的則称为粘滯性的。但对晶态物質，特別对多晶体而言，也可能出現类似于粘滯性形变的形变机制。关于这种晶体物質的“准粘滯性”流变，在本节的最末我們將再提起。

为了更好地找出范性的与粘滯性的基本区别，讓我們把一最简单的非晶态物質和一典型的高对称金属晶体，例如貴金属的形变加以比較。在第一种情况下，我們可以认为形变是通过个别分子热激活的位置交换来完成的，这样就使未形变过的非晶态过渡¹⁾到相应的形变状态(图1)。

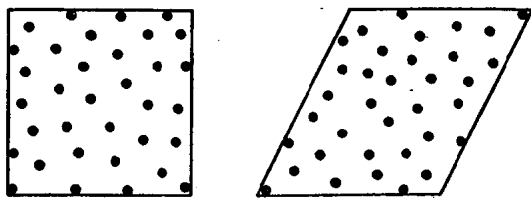


图1. 简单非晶态物体形变示意图。

在研究晶态固体形变的初期阶段，通常认为此处也发生着位置交换过程，同时在形变过程中晶体逐渐地过渡到非晶态²⁾。并且

- 1) 关于这种位置交换过程的討論及其与晶体形变机制的比較見 A. Kochendörfer: Z. angew. Physik **5**, 69 (1953).——玻璃的黏滯性已由 G. O. Jones [Rep. Progr. Phys. **11**, 133 (1949)] 加以概括性地討論。
- 2) G. T. Beilby: Aggregation and Flow of Solids. London: Macmillan & Co, 1921.

常常认为在这个基础上容易了解, 为什么金属的许多性质(例如硬度, 电阻等)在冷加工时发生激烈变化和为什么在较高的温度下熟炼时形变材料的性质通过再结晶又能回复。

在目前已普遍接受并相当发展的范性形变的位错理论以前, 实际上X射线研究已经可以肯定, 冷加工并不破坏晶体的结构, 因此在晶体和非晶体的残余形变之间存在着基本的区别。从1920到1930年间的经典研究工作在 E. Schmid 和 W. Boas^[1] 的书中(特别是其中的第59节)和 C. F. Elam^[2] 的书中(特别是其第X章)已经有了总结性的讨论。他们指明, 单晶体在范性形变时基本上保持着¹⁾晶体结构并且点阵的改变只限于弯曲(劳厄斑点的星芒), 微小的弹性应力, 相干散射区域的减小及点阵的不均匀应变等²⁾。

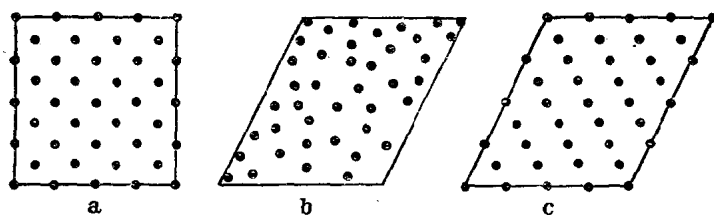


图 2a—c. 晶体 (a) 在形变时既不过渡到非晶态 (b) 也不变成另一种晶体结构 (c)。

因此我们可以说, 原来的晶体结构 (图 2a) 在形变时既不过渡到非晶结构 (图 2b) 也不变成另外一种晶体结构 (图 2c)。在形变的晶体或晶粒表面上出现所谓滑移线的事实, 可以看做是了解在

1) 象 CuAu 这样的有序合金就是一个例外, 冷加工所引起的有序破坏能使面心四方点阵过渡到面心立方点阵。[见 U. Dehlinger 和 L. Graf: Z. Physik, 64, 559 (1930)]。

2) 关于形变金属结构的X射线研究的新近著作可以参考 C. S. Barrett^[3], 特别是其第 XVII 章和在物理大全 XXXII 卷中 Beeman, Kaesberg, Anderegg 和 Webb 的文章。关于 X 射线漫射应用的可能性还可参看 B. E. Warren 和 B. L. Averbach: The Diffuse Scattering of X-Rays, Modern Research Techniques in Physical Metallurgy, 95 页 (Amer. Soc. of Metals), Cleveland 1953。

晶体范性形变中起主要作用的过程的关键。滑移綫在离子晶体上首先为 E. Reusch¹⁾ 所发现,而在磨光的金属表面上最初是由 A. Ewing 和 W. Rosenhain²⁾ 所看到的。

后来的主要是对金属单晶体的研究工作証明, Ewing 和 Rosenhain 的看法在經過一定的精确化之后是正确的,即——正如滑移綫这个名詞所表示的——滑移綫表示部分晶体进行相对移动的平面的痕迹。关于这点我們将在 C VI 部分中討論表面現象时深入研究。范性形变的这种方式在晶体学中称为平移,而在金属物理中一般則称之为滑移。图 3 表示一个通过平移而形变的金属示意图。

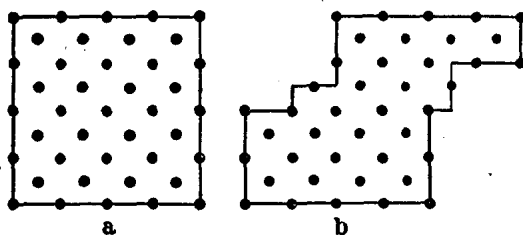


图 3a 和 b. 通过平移而形变的示意图。未形变 (a) 和形变 (b) 状态具有相同的晶体结构。

除了平移之外,还有另外二种范性形变的机制,即机械孪生和折曲。

在机械孪生中,晶体部分地过渡到孪生取向,这样来承应外界的負載(图 4)。首先是在象六方金属的情况下,这种形变机制起着一定的作用,因为对六方金属而言只有少数滑移的可能性。

第三种形变机制所謂折曲者,在离子晶体上首先由 O. Mügge³⁾

1) E. Reusch: Pogg. Ann. **132**, 441 (1867).

2) A. Ewing 和 W. Rosenhain: Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. **A193**, 353 (1899); **195** 279 (1900).

3) O. Mügge: Neues Jb. Mineral. **1889** (1), 131.

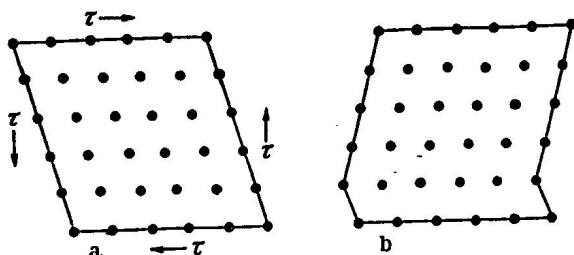


图 4a 和 b. 通过孪生的晶体形变。未形变晶体 (a) 的一部分通过孪生过渡到孪生位置以适应于外力。

发现,而在金属晶体中是由 E. Orowan¹⁾ 发现的²⁾。如果一个晶体既不能通过滑移也不能由机械孪生而屈服于外力的话,这时就可能出现折曲。图 5 表示了这种情况。假如有一个基面平行于棒的

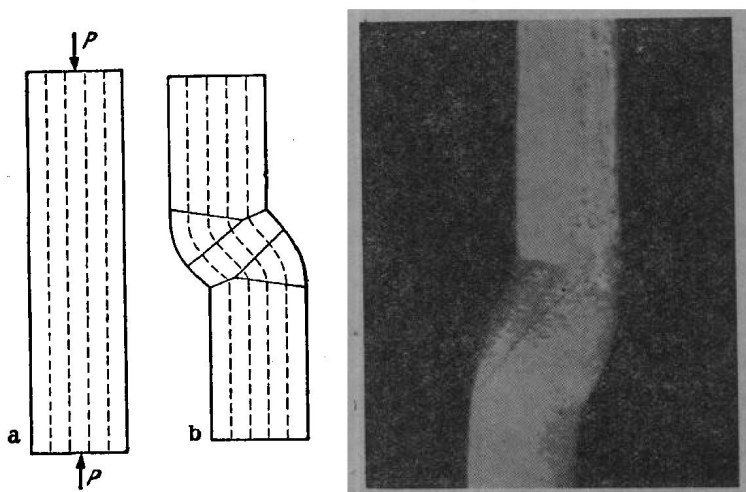


图 5a—c. 棒状 Zn 晶体的折曲,其基面平行于棒或加载的方向。a 和 b 是折曲的示意图。c 折曲的晶体。(感谢加拿大物理学家 H. Trauble 提供了图 5c 和图 19 及 20。)

1) E. Orowan: Nature, Lond. **149**, 643 (1942).

2) R. Cahn^[12] 曾指出这样一点,即 W. F. Berg [Nature, Lond. **134**, 143 (1934)] 所观察的并且说成是“机械孪生”的现象可能是折曲。

軸向的棒狀六方晶体,在恰好沿軸向上加載时,則它不能发生弯曲而將出現一种特殊的形变方式,即晶体的折曲。正如比較精确的研究所証明的,只有在滑移或孳生的形变不可能时才能有折曲变形(例如在現在的情况下几乎沒有切应力作用于六方金属通常的基面滑移系統上)。

我們上面已經看到,在晶体中可以观察到三种不同的范性形变机制,即 1) 平移或滑移, 2) 孳生和 3) 折曲。

在所有这些过程中晶体結構和晶体关系都保持着。它們在晶体学上是确定的并以此而与非晶体所发生的形变过程明显地相区别。

然而,在范性物質中也存在着与非晶物質极其类似的形变过程,它們被称为准粘滯性的形变过程。它們也同样近似地遵从牛頓定律,即形变速度与作用的应力成比例。做为晶体物質的准粘滯性流变基础的过程在晶体学上是不确定的。此处我們所指的是由于空位或填隙原子的扩散所产生的流变(見 70 节 γ) 和晶粒沿晶粒边界的相对位移(見 70 节 β)。

对最末的一类残余形变,我們还要考虑断裂过程。它和范性形变在某种情况下有着密切的关系,因为在每种情况下相当充分的范性形变最終要导致样品的断裂。断裂現象是非常多样性的,而它与范性的滑移相較,理論的探討和了解还很少。关于不同方式的断裂过程的詳細概括見[17]; 因为这里我們所注意的首先是范性形变和断裂之間的关系,因之我們將滿意于以下比較簡單和比較粗糙的分类: 1. 形变断裂, 2. 脆断, 3. 疲勞断裂。

脆断和形变断裂的区别主要在于: 脆断材料中充分大的裂縫在常定的应力下就能扩展,无須在其周围存在着范性形变。反之容易形变的材料在断裂时裂縫的扩展是和其周围的范性形变及硬化相关連的,即伴随着連續的能量消耗。疲勞断裂发生于很高頻率的交变形变过程中,并且在单向形变不致断裂的負載下就可发生,在此情况下,裂縫形成和扩展的机制了解得还很不够。

在本节中所指出的许多形变种类之中, 本书将叙述晶体的范性形变 (特别仔细地叙述范性的滑移, 因为这研究得最多.) 和准粘滞性流变, 而对粘滞性物质的形变将不加讨论. 断裂过程将在物理大全 VI 卷中讨论¹⁾. 关于更深入的讨论见参考书目中列出的文献²⁾.

1) G. R. Irwin (断裂) 和 A. M. Freudenthal (疲劳) 的论文.

2) 关于脆断和形变断裂最近又发表两篇文章, 即 C. F. Tipper [Met. Rev. **2**, 195 (1957)] 的主要是实验的论文和 A. N. Stroh [Adv. Physics **6**, 418 (1957)] 的理论工作. 在后一文章中详细地考虑了脆断和形变断裂的某一种模型, 即晶体由于位错周围很强的应力而引致的裂开.

B. 理論切变强度和范性形变的开始

4. 理想晶体的理論切变强度. 在[1]和[2]中所总结的詳細研究工作已經証明, 我們在第3节中称为滑移的过程事实上是相邻的晶体部分沿着一定的晶面, 即滑移面和在一定的晶体方向, 即滑移方向上所发生的平移. 滑移方向和滑移面称为滑移要素; 一个滑移面和一个相应的滑移方向构成成为一个滑移系統. 作用于一个完全理想結構的晶体的一个滑移系統上的应力分量, 如能使滑移成为可能时則将它称之为这个滑移系統的理論切变强度.

容易了解, 应该期望承担形变的滑移系統的理論切变强度和充分开始范性形变的临界切应力之間存在着一定关系. 我們在本节和下一节中将仔細地証明这种推断是不正确的. 我們先来估計一下理論切变强度的数量級, 然后再对一种实际上重要的情况做比較精确的計算. 可以証明, 理論切变强度比实际测量的临界切应力高一数量級为 10^3 的因子.

理論切变强度的估計可以根据下述方法进行^{1), 2)}. 我們考虑一个簡單立方点陣, 其点陣常数为 a (图6). 在画出的两个点陣平面中, 上面的一个相对于其下面的一个沿着立方棱边的方向移动了 x 距离. 如果认为这些平面是无穷大的并且具有周期 a , 則势能的增加 $U(x)$ 应该是这个位移的函数. 这里最簡單可以想到的公式是

$$U(x) = \frac{Ga}{(2\pi)^2} \left(1 - \cos \frac{2\pi x}{a} \right). \quad (4.1)$$

在(4.1)式中余弦項前面的因子是这样决定的: 当 $x \ll a$ 时我們可以得到正确的在宏观上所测量的切变模量 G .

1) J. Frenkel: Z. Physik 37, 572 (1926).

2) M. Polanyi 和 E. Schmid: Naturwiss. 17, 301 (1929),

在 $x = a/4$ 时(图 7)切应力

$$\tau = \frac{dU}{dx}. \quad (4.2)$$

取其极大值,

$$\tau_{\max} = \frac{G}{2\pi}. \quad (4.3)$$

$\tau_{\max}$ 在我們的模型中等于理論切变强度, 这样它約比切变模量小一个数量級.

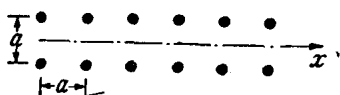


图 6. 简单立方点陣中的原子排列.

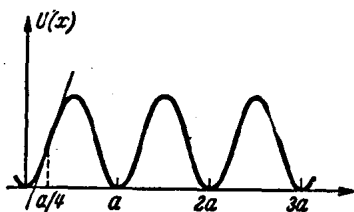


图 7. 如图 6 中表示的两排原子列当其沿 x 方向相对移动时势能的变化 $U(x)$.

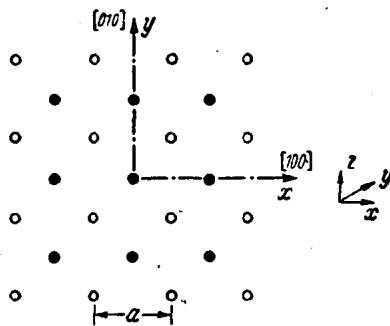


图 8. 体心立方点陣中的二个立方平面. 空心 and 实心的圆点表示的点陣平面(在 z 方向)相互距离为 $a/2$.

以上加以推导的简单立方点陣的实际意义是不大的. 此外也值得怀疑的是, 富氏展开中的单独一项三角函数如我們在方程(4.1)中所写的那样, 是否能正确地代表实际的函数 $U(x)$. 一种更实际些的处理已由 J. K. Mackenzie¹⁾ 提出, 这个问题我們将在第 5 节中討論.

按照 E. Orowan²⁾ 的思想, 应该首先指出正弦式的势能, 即方程(4.1)是一个很坏的近似. 我們来考虑一个滑移面为(001)及滑

1) J. K. Mackenzie: Thesis Bristol 1949.

2) 見 E. Orowan^[17], 特別是 3-2 节.

移方向为[100]的体心立方点陣,同时这个点陣是由許多硬球所組成的。如果我們把图 8 中所画出的平面沿 x 方向做如下的相对移动,即在造成点陣結合的吸引力的作用下使得两个平面中的小球始終保持着接触,則两个平面中的球的中点将沿着一圓弧而相对运动(图 9a)。做为位移函数的势能将有相似的变化(图 9b)。由此得到的切应力变化如图 9c 所示,这种变化的特点是在由平衡位置发生位移时具有一个有限的力的初始值。

在实际情况中,我們碰到的不是刚性的而是相当可壓縮的原子,对于小位移而言,此处也应遵守胡克定律($z_0 = \frac{a}{2}$ = 相邻点陣平面的距离)

$$\tau = G \frac{x}{z_0}. \quad (4.4)$$

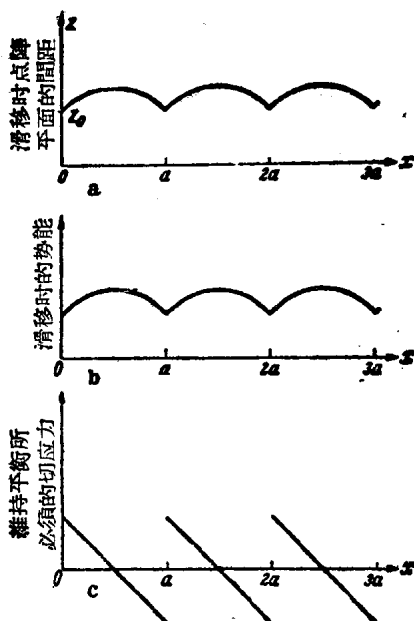


图 9a-c. 图 8 中所画的点陣平面沿 x 方向移动时的点陣平面間距, 势能和切应力曲綫。

因此如图 10b 所示,对于小位移而言,我們得到的結果和由正弦式势能所計算的切应力曲綫图 10a 相当接近. 在第 5 节中我們將仔細地討論实际上的情况如何可以較好地用富氏級数的前几項来表示.

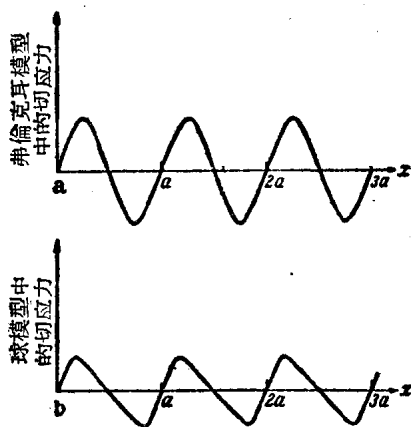


图 10a 和 b. 滑移的切应力曲綫: a. 弗伦克耳模型, 势能是正弦式的 (图 7); b. 可压缩球模型.

5. Mackenzie 对理論切变强度的計算. 在文献中常常引証的 Mackenzie¹⁾ 計算是未发表过的. 因为它是目前理論切变强度計算中最精确的,所以以下将对它做較詳細的叙述.

对于如图 8 中排列的可压缩原子所应具有的切应力-切变曲綫, J. K. Mackenzie 根据 N. F. Mott 提出的模型进行了定量的討論:

1. 最近邻的原子按照 r^{-n} 势能互相排斥 (r = 原子間距).
2. 在两个平面之間作用着吸引力, 如同有一个重力把它們联接起来一样.

令 z 表示两个平面之間的距离, 而 λ 代表某一常数 (它是根据对 z 來說应得到正确的平衡距离 $z_0 = a/2$ 来确定的), 这时势

1) J. K. Mackenzie: Thesis Bristol 1949.