

鑄造工藝的 理論基礎

雷日可夫著

機械工業出版社

鑄造工藝的理論基礎

雷日可夫 著

鄧梅丹、姚治、周凝瑞、
安閣英、吳德海、叶孔容 合譯



機械工業出版社

1958

出版者的話

本書有系統地敘述有關鑄造工藝的理論基礎。其中包括金屬的熔化、凝固理論；鑄件的冷卻及其伴生現象；澆注系統和冒口的設計及計算理論；鑄型理論等。

本書可供工程技術人員、科學研究人員及大專學生參考。

苏联 A. A. Рыжиков 著 'Теоретические основы литейного производства' (Машгиз 1954 年第一版)

*

*

*

NO. 1554

1958 年 1 月第一版 1958 年 1 月第一版第一次印刷

850×1168 $1/32$ 字數 267 千字 印張 $9\frac{3}{4}$ 0,001— 2,300 冊

機械工業出版社(北京東交民巷 27 號)出版

機械工業出版社印刷廠印刷 新華書店發行

北京市書刊出版業營業許可証出字第 008 號 定價(10) 1.80 元

目 次

原序	6
第一章 金屬的熔化	7
1 加熱時金屬結構中的變化	7
熱膨脹(7)——晶體的熔化(10)	
2 液體金屬的結構	11
遠程規律和近程規律(11)——液體的狀態方程式(15)——原子在液體中的熱運動(13)	
3 液體金屬的鑄造性能	30
對於液體金屬的一般要求(30)——金屬的液態流動性(33)	
第二章 金屬凝固的理論基礎	47
1 單個晶體的形成	47
結晶動力學(47)——變性處理(56)——晶體的生長(61)	
2 鑄件的形成	67
凝固過程的理論解釋(67)——晶前的移動(81)——用實驗分析法研究凝固過程(85)——用實驗法研究凝固過程(89)——應用模化試驗分析凝固過程(89)	
3 凝固參數的測定	98
完全凝固層的增長(98)——凝固時間(104)	
4 關於在一定溫度區間內結晶的形成問題	105
第三章 金屬的收縮	112
1 金屬在鑄件中的收縮	112
一些定義(112)——縮孔的成因(114)——縮孔的形成(115)	
2 縮孔形成的實際條件	119
鑄件的多向冷卻(119)——收縮系數(120)	
3 縮松度	122
凝固時鑄件的緊實度(122)——凝固後鑄件的緊實度(125)——促成順序凝固是消除縮松度的方法(125)	
4 固相的增長和軸綫區的縮松度	127
順序增長和容積增長(127)——軸綫區的縮松度(129)	
第四章 偏析	134
1 區域正偏析的形成	134

偏析的种类(134)——形成区域正偏析的机构(136)	
2 区域偏析带的生成	139
生成「髮狀条紋」的机构(139)——内部裂縫产生的时刻(142)——「髮狀条紋」形成的簡單公式(147)	
3 反偏析	148
形成反偏析的机构(148)	
第五章 热裂	151
1 收縮量	151
概述(151)——产生热裂的温度范围(152)	
2 金屬紅脆性的大小	157
金屬的强度(157)——金屬最不易产生裂縫的条件(161)	
3 收縮阻力	165
型砂的抗压压力(165)——自动退讓性型砂(167)——几点結論(170)	
第六章 鑄件中的气体	175
1 气体夹杂物存在的形式	175
概述(175)——气孔形成的机理(175)	
2 各种气体的影响	177
气孔中的气体(177)——金屬中的氧(177)——金屬中的氫(179)——金屬中的氮(182)——金屬中的一氧化碳(183)	
3 氫在鋼中所造成的缺陷	183
蜂窝气孔(183)——氫脆(185)	
4 由于鑄型产生气体造成的气孔	187
发生气体的来源(187)	
第七章 鑄件在鑄型中的冷却	190
1 鑄件冷却时的应力	190
鑄件在鑄型中停留的时间(190)——鑄件中的鑄造应力(194)——热应力(195)	
2 鑄造应力的产生与計算	197
鑄造应力产生的动力学(197)——計算残余热应力的可能性(200)——防止鑄造应力后果的措施(209)	
3 鑄件的撓曲	216
概述(216)——若干示例(218)	
4 鑄件中的临时应力	222
鑄型和泥心阻力所引起的应力(222)——鑄件加热不均匀所引起的应力(224)——鑄件中的相变应力(228)——内应力的消除(233)——測定应力的方法	

(234)

第八章 鑄件的冒口 239

1 冒口的位置和形狀 239

概述(239)——冒口的正确位置(240)——冒口的形狀(241)

2 冒口对于順序凝固的作用 242

概述(242)——經冒口緩慢澆注(243)——迴轉鑄型法(244)——冒口的維護(245)

3 对鑄件施行增压补縮 246

大气压力在冒口中的应用(246)——目前的生产实践(248)——冒口中夹杂物濃度梯度的变化(253)

4 在冒口中施用高压补縮鑄件 255

在冒口中的气体压力(255)——凝固外壳的厚度(257)

5 冒口的計算 260

根据古里亞耶夫法計算冒口(260)——根据作者的方法計算冒口(266)——根据华西列夫斯基法計算冒口(277)——評各种計算冒口的方法(278)

第九章 澆注系統的設計与計算 284

1 澆滿鑄型時間的計算 284

概述(284)——澆滿鑄型的時間(285)

2 澆道尺寸的計算 288

內澆口截面积(288)——漏包澆注时澆道的計算(291)

第十章 鑄型理論 294

1 地面造型 294

概述(294)——地面造型的实践(294)

2 潮型鑄造的应用範圍 297

鑄型中水分的分布(297)——鑄型烘干層的厚度(299)——鑄型溫度的計算(301)——液体金屬作用于鑄型側壁的压力(304)——型壁抗压計算(305)

結束語 308

原 序

在我国工业蓬勃高涨和生产不断完善的情况下，将积累下来的实验与理论材料加以总结和科学的分析是具有巨大意义的。在这方面，关于解释铸造生产诸现象的科学，已落后于其他部门的科学。

苏联科学家涅亨齐(Ю. А. Нехендзи)、吉尔晓维奇(Н. Г. Гиршович)、古里亚耶夫(Б. Б. Гуляев)、斯巴斯基(А. Г. Спасский)、丹尼洛夫(В. И. Данилов)、贝尔格(П. П. Берг)、郭尔施柯夫(А. А. Горшков)等建立和发展了铸造理论的基本原理。但是，这些理论的总结和系统化目前还是一项迫切的任务，并要求尽快加以解决。将铸造生产中个别零散的理论上和实践上的成就，整理成一本理论教程，是进一步发展有关铸件制造的科学的重要问题。

本书在某种程度上解决了这个问题。其主要内容是合金复合凝固的观念。就作者的意见，这种观念可使某些理论论点得到发展，同时也使铸件主要缺陷产生的机理确切起来。

第一章 金屬的熔化

1 加热时金屬結構中的变化

热 膨 脹

現阶段的电子理論可以深入地研究金屬的結構，并可闡明在高溫作用下金屬結構中变化的机理。

根据电子理論的观点，金屬物体(固体或液体)是由宛若在电子液(即游动电子構成的介質)中漂浮的陽离子所構成。包圍离子的电子液对其所产生的引力，和离子所承受的外部压力相平衡。这种情况要求原子(离子)在晶格中作最紧密的排列。而原子排列最有利的形式則为在晶格中作六方体和面心立方体的排列。大多数金屬正是按上述形式結晶的。

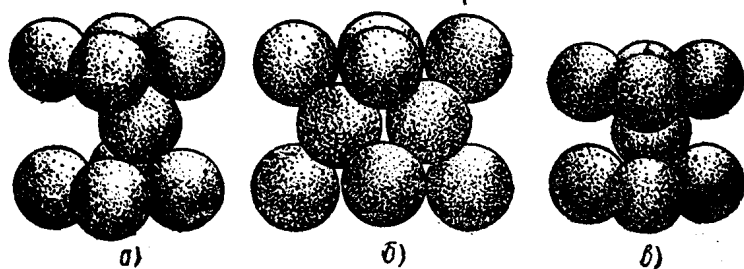


圖1 單位晶胞的模型:

a—六方晶胞；b—面心立方晶胞；c—体心立方晶胞。

圖1是金屬結晶而成的單位晶胞的典型模型，圖2則是空間晶格的單位晶胞。

游动电子在金屬中不断作与热运动类似的不規則运动。但是，电子运动和热运动不同，其速度实际上不受溫度的影响：在絕對零度时，热运动停止，而电子运动則不可能停止。

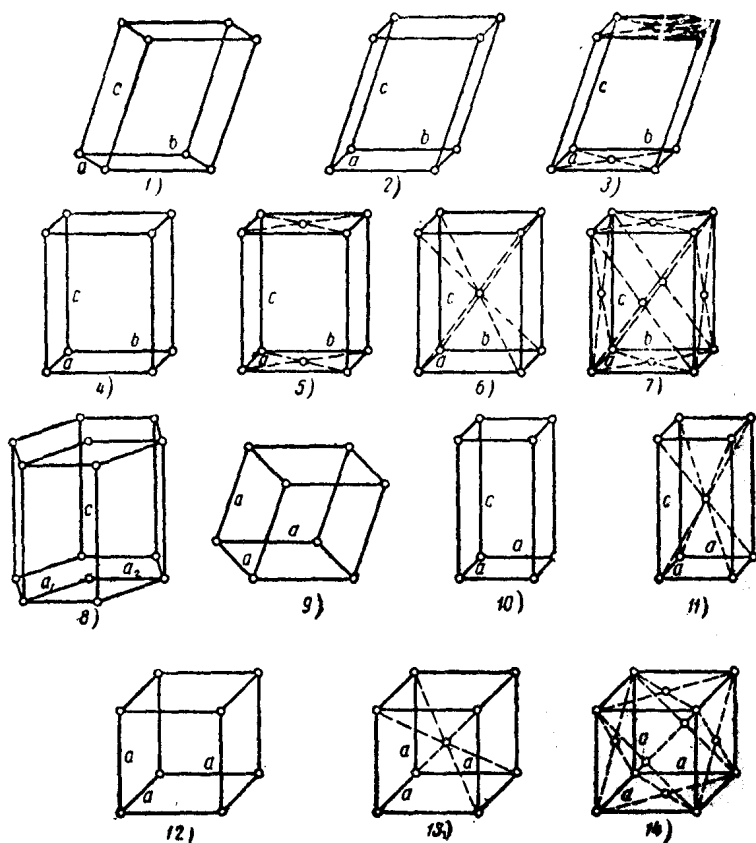


圖 2 空間晶格的單位晶胞：

1—簡單三斜晶胞；2—簡單單斜晶胞；3—單斜底心晶胞；4—簡單斜方晶胞；
5—底心斜方晶胞；6—體心斜方晶胞；7—面心斜方晶胞；8—六方晶胞；9—
菱形晶胞；10—簡單正方晶胞；11—體心正方晶胞；12—簡單立方晶胞；
13—體心立方晶胞；14—面心立方晶胞。

加熱時，金屬膨脹而體積增大，這是原子在其平衡位置左右振動的結果。溫度愈高，振動愈強烈。如果保持原子于平衡狀態的力和原子離開平衡位置的位移成正比（簡諧運動），則不會發生熱膨脹。事實上，如果振動是簡諧運動，則原子的平衡位置不變，從而物體的平均尺寸也保持不變。然而，使原子保持于平衡狀態的力，並不是位移的綫性函數，而

是較复杂的函数，并且还是非对称性函数^⑤。这就是金屬热膨胀的原因。

假設兩原子在平衡位置时，其間距离为 R_0 （位能最小）。那末，当距离小于 R_0 时，原子間的作用力將为斥力，而在距离大于 R_0 的情况下則为引力。当离开平衡位置的距离較小时，可以認為原子是在力 $F = -f\xi$ 作用之下产生运动，式中 ξ ——离开平衡位置的距离。但是，当兩原子接近时，作用于其間的斥力的产生較快于兩原子彼此离开时所产生的引力。結果，由于作用在某原子上的力的非对称性質，該原子和彼此有作用的相鄰原子之間的距离將增大。

假設原子 A 不动，而原子 B 可以移动（圖 3）。在这种情况下，原子 B 的平衡位置决定于距离 a 和 b ，而且 $a = b$ 。随着溫度升高，两个距离的大小有所改变；但是，向右的位移（距离 b ）比向左的位移（距离 a ）增加得快。可动原子 B 的平衡位置同样也將移动，其移动和溫度的关系用虛綫簡單地表示在圖上。

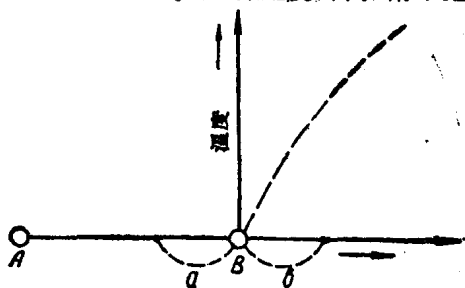


圖 3 热膨胀示意图。

热膨胀的本性就是如此。

热膨胀改变原子間的距离，但并不改变它們在晶格中的相对位置。大家知道，随着溫度的上升，两种不同的金屬接触时互相扩散的現象、固体物的蒸發以及合金中組織改变的現象都將增强。由此可知，原子繞一定平衡位置的左右振动只構成問題的一方面。同时，原子还可能逾越平衡位置作很大的迁移。

按照既适用于固体又适用于气体的馬克斯威尔定理，具有一定动

能 $\frac{1}{2}mv^2$ 的原子所占的比例数，是和 $e^{-\frac{\frac{1}{2}mv^2}{kT}}$ 一式成正比的。

⑤ 該函数的一般形式为 $F(r) = -\frac{c_1}{r^2} + \frac{c_2}{r^{n+1}}$ ，式中 $F(r)$ ——原子間作用的力；
 c_1, c_2 ——常数； r ——原子間距； n ——自然数。——譯者注

金屬中經常有一定數量的原子即使在低溫和原子平均動能相當小的情況下，由於和相鄰原子作用的結果，其動能也可達到任意大的數值。由此可知，隨著時間的推移，每個原子能夠獲得超過該金屬原子平均動能很多倍的能量。

原子在某一時刻獲得較高的能量後，能改變本身原有的位置而占據新的位置。在從一個位置轉移到另一位置時，原子就失去多餘的能量，並在新的位置上繼續做振動運動，直到重新獲得足夠的餘能，再轉移到其他的位置上去，如此周而復始，循環下去。這就是所謂“原子內蒸發”的情況。“蒸發”原子在晶格結點之間移動。實際晶體中內蒸發的存在破壞了理想的晶格排列，因為當原子離開晶格結點後，在結點上留下特殊的未經填滿的空位。這樣，實際的晶體乃是一種特殊的固溶體，其中除了位於結點上的主要組元以外，還存在着僭位原子和缺位。

僭位原子和缺位隨著溫度的增高而增多，而在熔點時達到最大值。理論證明，溫度接近於熔點時，缺位不超過整個原子數的1%。但是，這個數值已足以保證金屬原子具有較大的遷移率，保證在整個體積內金屬原子都有移動的可能。借此可以很明確地解釋金屬和合金組織在高溫下的易變性。

晶體的熔化

將金屬加熱至熔點時，其組織的規律性發生破壞。這表明在金屬中遷移的原子和移動的缺位以及僭位原子都在增多。

繼續升高溫度就會導致熔化。但是，這種現象的機理是怎樣的呢？

大家知道，將金屬從絕對零度加熱至熔點時，金屬的膨脹約為原有尺寸的3%。這使原子間的距离增大1%。金屬熔化時，其體積同樣增大約3%，這也使原子間的距离相應地增加1%。這樣一來，原子間總共增加的距离約為原子間原有距离的2%。

初看起來，這種增加並不算多，但應當注意的是，金屬此時的膨脹就好像是在各方面有壓力作用的情況下發生的。因此，在這種情況下，不可能像在機械力作用下所發生那樣，一個方向上產生變形是由于其

他方向上有了应变（在作机械拉伸試驗时試件伸長，同时其橫截面縮小）。热膨胀使原子間距离增大，以致在某一定的时刻內晶格的稳定性突然消失：原子間的鍵迅速断裂，組織剧烈改变。这种現象正足以解釋熔化过程的突然發生。

試以三原子晶体模型作为例子来討論稳定性的条件。圖 4 是該模型的示意圖。假定在平衡狀況下，原子 B 位于原子 A 和 C 的中間。这种情况表征金屬熔化前的結晶結構。当 AC 距离繼續增大时，將發生什么样的情况呢？如果原子 B 始終位于原子 A 和 C 之間的中点上，那末，总可能到达这样的一个时刻：其时原子 B 受不到来自原子 A 和 C 兩方面的作用。因此，原子 B 的地位將不稳定：它或者离开原子 A 趋向原子 C ，或者相反。于是，原子間的鍵就發生断裂。这种在一处产生而在他处消失的鍵的局部断裂，正是物体从固态轉变到液态的特征。

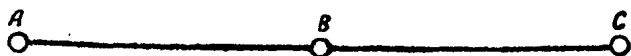


圖 4 三原子晶体模型示意圖。

圖 5 表示原子 B 位能曲線的循序漸進的变化和原子 A 、 C 間距离的关系。从圖可以看到，在第一种情况下，即当兩边原子間的距离不太大时，晶格是稳定的。在这种情况下，原子 B 的位置就其相鄰的原子 A 和 C 來說，正相当于位能最小的位置。

因此，熔化过程是和原子从稳定状态轉变到非稳定状态的同时發生的。这种轉变的特征是：金屬的結晶結構破坏，而熔化后所得到的則为非晶体。

2 液体金屬的結構

远程規律和近程規律

在轉归本題討論之前，我們先介紹关于原子交替排列的远程規律和近程規律的定义。

假設有某种合金，由原子数目相等的 A 組元和 B 組元組成。在最簡

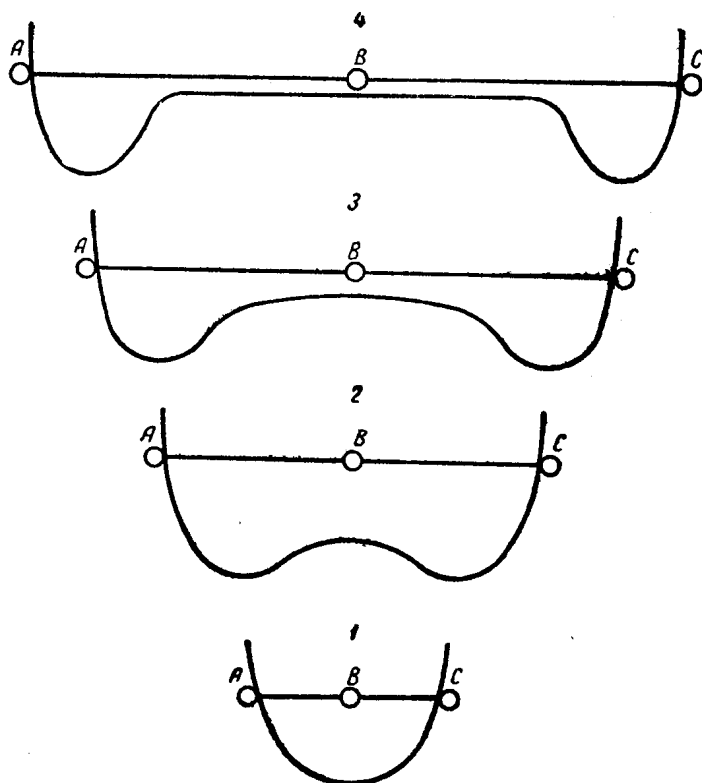


圖 5 位能曲線的变化和原子間距離的關係：
1, 2, 3, 4—原子間不同的距離。

單的情況下，晶格中合金原子的排列可比作黑白棋子在對應棋盤格子上的排列。在這種條件下，每個白棋子周圍圍繞着黑棋子，每個黑棋子周圍圍繞着白棋子。假設棋子的這種排列相當於完整的晶格排列規律。如果以 N 表示每種原子的數目，則 $N_A = N_B = N$ ，同時 N 等於晶格上原子數的一半（或等於棋盤格子的一半）。

現在把棋子作任意不規則的排列。將某一部分白棋子和黑棋子按位置交換，使一定數量 N' 的白棋子轉移到黑棋格，而相同數量的黑棋子轉移至白棋格。相應地，我們以 N' 表示 A 種原子從原位置轉移到 B 種原子位置的原子數目。在這種情況下， B 種原子將以同樣數目轉移到 A 種原子的位置上。

为了定量地表示晶格排列的规律度，令原子(棋子)全部作有规则排列的规律度等于一，而全部作不规则排列的规律度等于零。下式可以满足规律度的定义：

$$\xi = \frac{N - 2N'}{N} = 1 - \frac{2N'}{N}。$$

如果将棋盘上的棋子全部交换，即将所有的黑棋子换置到白棋格子上，将所有白棋子反过来换置到黑棋格子上，则 $N' = N$ 和 $\xi = -1$ 。 ξ 从 +1 变到 -1。但在晶格中，一切结点都是一样的，因此作为规律的尺度应取 ξ 的绝对值。此数值决定了所谓远程规律的规律度。

我们可以看出，这种规律所决定的不是原子间的相对位置，而是原子相对于晶格结点的位置。事实上，将 N' 个白棋子移到黑棋子的位置并将相同数目的黑棋子移到白棋子的位置时，我们并不规定进行易位的地点，也没有指出黑棋子应放到那些白棋格上。棋子是根据随意放置的条件进行易位的。然而，棋盘上棋子的易位可以如此进行，以便移入黑棋格上的白棋子，被邻近白棋格上的黑棋子对称地加以包围。换句话说，这里所指的易位是能够表示在晶格内原子交替排列的特征，它们可能占据“他人的”位置。

决定于原子相对位置的规律度称为近程规律。显然，远程规律消失时，近程规律仍可能具有很大的数值，因为经常可能有这样的情况：围绕 A 种原子的大都是 B 种原子，而围绕 B 种原子的大都是 A 种原子。

我们以 z 表示围绕每个原子的各种原子的总数，例如 A 和 B 两种原子的总数^①，以 z' 表示周围原子中同属于某种原子的数目。于是， $z - z'$ 确定另一种原子的数目。

以下关系式为近程规律度：

$$\eta = \frac{2z' - z}{z}。$$

当 $z' = z$ 时，所有相邻的原子都是异种原子， $\eta = 1$ ，即具有完整的近程规律。

① 即原子配位数，对于岩盐(Каменная соль，即 NaCl ——译者)为 6，对于铁的晶格为 8。

当 $z' = \frac{1}{2} z$ 时, 周圍有一半是异种原子, $\eta = 0$, 即近程規律消失。

当 $z' = 0$ 时, 沒有异种原子, $\eta = -1$, 即 A 、 B 两种原子分离, 或溶液分解成为两种組元。

显然当 $\eta = 1$ 和 $\xi = \pm 1$, 也就是 η 接近于一个單位时, $\eta = \xi^2$ 。但这个等式当 η 减小时即不能成立。

上述远程和近程規律的概念, 对于正确理解純金屬的固态和液态間的差別具有重大的意义。在固体結晶状态下, 原子有規則地排列于晶格結点上。在金屬熔化过程中这种排列規律消失。

然而液体金屬溫度接近于熔点时 (过热度不大时), 近程規律仍然保留下来。因此, 已熔金屬不同于固态晶体金屬的地方在于沒有远程規律。如果晶体在固态时的配位数为 8 (鉄的体心立方晶格), 則一般在接近熔点的熔化物中, 每个原子仍然有 8 个相鄰的原子。然而这个規則也有例外, 就是在較大距离上足以取消任何一种規律。富林开尔 (Я. И. Френкель) 借石塊在桥上的排列对近程和远程規律作了象征的比喻。方石石桥具有远程和近程規律。圓石石桥具有明显的近程規律: 每塊石头周圍大約有規則地排列着另外六塊石头。然而离开該石塊愈远, 在这六塊石头后面諸石塊的排列規律破坏愈厉害。結果, 就在距該石塊不远的地方, 其他石塊的排列对于該石塊已不存在任何关系(联系)了。

要注意的是, 压力是促使有序化的因素: 無論溫度多高, 在足够的压力下液体都可以結晶。反之, 压力的降低則促使远程規律遭到破坏。

液体的組織与屬性和固态的組織与屬性相似。这一点可从下列几方面得到証明:

1) 熔化时体积增加不多, 对于金屬約为 3%, 一般并不超过 10%。由此可見, 熔化时質点間的距离並沒有增加到使液态和固态發生根本区别的地步●。

2) 一般熔化热比蒸發热小很多。例如:

金屬名称	熔化热(卡/克原子)	蒸發热(卡/克原子)
鈉	630	23300

● 至少溫度为熔点时是如此。

鋅	1800	27730
鉛	1170	46000
汞	560	14200

由此可知，熔化時質點間的結合力削弱不多。

3) 熔化時熱容幾乎不變或者變化不大。這說明液體中的熱運動性質沒有重大變化；事實上它和固體熱運動的性質一樣，即主要還是質點繞一定平衡位置作振動。

4) 液體能承受較大的拉應力^②，如果這種應力歸結於從各方面阻止流動的負壓力的話。下述有關這方面的實驗是很有趣味的。如果在膨脹係數比汞小的容器（譬如用玻璃燒成的試管）中盛以汞，然後封閉并冷卻之，則由於汞的膨脹係數較大，而使其中產生拉應力。邁耶爾（Майер）證明，汞在冷卻之下可拉伸 1.47%，相當於 100 大氣壓的應力（在這種情況下連續性的破壞是產生在汞和管壁的交界上）。因此汞可承受極大的應力。

5) 液體具有流動性；這個基本特點使其和固體在量上的區別比在質上的區別更為明確。

6) 近年來所進行的倫琴射線分析（丹尼洛夫等人）揭示出，接近熔點的液體中質點的排列，和它們在結晶時進入有規則的排列相似。

如此，從實驗證明，在接近熔點的液體中保留着質點的近程規律，具有和原有晶體相似的顯微晶體。具體研究液體鐵（鐵的熔點等於 1535°C，沸點等於 3000°C）時，只要注意到鐵水的最大過熱度為 200~300°C，就可得出結論：實際操作上所遇到的是接近凝固點的液體金屬。因此，根據在熔點所觀察到的液體屬性，可以認為在冶煉和鑄造生產中我們所遇到的是「準固態液體」。

液體的狀態方程式

前面介紹的金屬的熔化機理，說明液體好像是被拉伸的物體。熔化時體積的增加破壞了原子排列的規律性。液體因此被局部拉裂，局部拉

② 指溫度超過熔點不多的液體而言。

裂之所以不致于导向全部破裂，是因为液体中一个原子和其相鄰諸原子之一的鍵虽然断裂，却仍保有它和其他原子的鍵。局部的原子鍵断裂为时甚短，很快就会消失，同时又在其他地方产生新的断裂。液体中原子鍵的断裂可看作多相偏微的一种特殊情况。当温度接近于凝固点时，由于偏微而产生的細微裂縫应視為空隙。提出这种假說的富林开尔說道：「液体中好像布满了無數裂縫的萌芽，这种萌芽时而在此处發生，时而在此处發生，且發生后立即消失」[⊙]。不断生成和不断消失的空隙（裂縫）的存在引起液体体积的增大，而且体积增大的部分等于該时刻所有微小裂縫（根据富林开尔的術語称为「缺位」）容积之和。

液体容积的增大是生成上述空隙的結果，也是在保持完整性的区域中質点間平均距离增大的結果。晶体体积的增大是由于晶格常数（結点間距）和空位結点（原子的缺位）数目增加，和晶体相反，液体容积的增大則和生成显微裂縫有关。

以 v_0 表示每一个微小裂縫的容积，以 N' 表示微小裂縫的数目，則熔化时所增加的体积为：

$$V - V_0 = v_0 N',$$

式中 V_0 ——沒有微小裂縫的真容积。

确定微小裂縫的生成和温度的关系是有可能的。假定微小裂縫是从某种萌芽状态生成的。晶格間距就可作为微小裂縫的萌芽状态。因此微小裂縫的数目是其萌芽数的函数，而后者实际上等于原子数 N 。利用波茨曼（Больцман）定理，可以計算出微小裂縫所占比例，即：

$$\frac{N'}{N} = e^{-\frac{u'}{kT}},$$

式中 u' ——生成一个微小裂縫所消耗的能量。

如果假定微小裂縫的大小都相等，則生成每一个裂縫所需的能量（功）都相等。这个能量与液体所承受的压力有关。如果液体受到的压力是 p ，則生成微小裂縫的附加功等于 pv_0 。

生成一个微小裂縫（缺位）必需的功为：

⊙ 富林开尔：「金屬理論導論」，1950年俄文版第247頁。