

超导电性 及其应用

米克秒 编

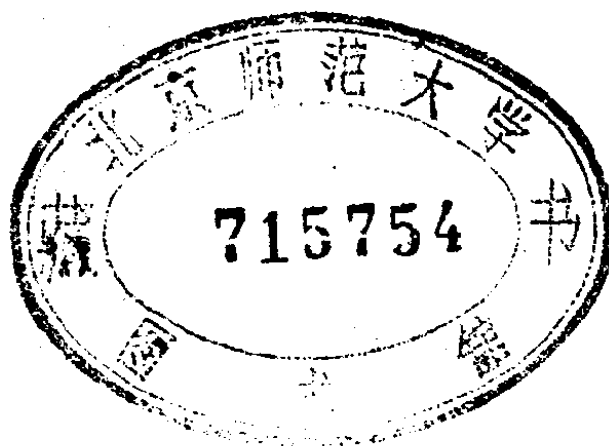


科学出版社

超导电性及其应用

米克秒 编

1104



科学出版社

1980

内 容 简 介

超导电性及其应用是当前科学技术中的重大课题之一，近十多年来发展极为迅速。它的应用范围很广阔，在高能物理、电力、国防、交通、计量、微波、天体物理等方面都显示了它的巨大优越性。

本书较通俗和系统地介绍了超导电性的基本原理和应用范围。

本书主要供从事超导电性应用方面的同志阅读，也可作为广大科技工作者和青年的参考读物。

超导电性及其应用

米 克 秒 编

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1980年11月第一版 开本：787×1092 1/32

1980年11月第一次印刷 印张：7 1/8

印数：0001—4,950 字数：139,000

统一书号：13031·1393

本社书号：1926·13—3

定价：0.75 元

前 言

电烙铁接通电源以后温度随即上升，不一会就达到能熔化焊锡的程度。大家知道，这是由于电流的热效应。但是，在许多情况下，我们所需要的并不是热量，例如我们希望从白炽灯得到光，从电动机得到机械功，从发电机得到电能，等等。然而，常规的电器，不管你需要不需要，总是有热效应，总要把一部分能量转化为热，像白炽灯甚至是把大部分能量转化为热，只把很小一部分能量转化为光能。原来，常规的导体总是有电阻的。对于电流来说，电阻是一种阻力，这阻力把电流的能量转化为热，就像摩擦力把机械运动的能量转化为热一样。导体的电阻必须为零，才可以避免热效应，才不至于把电能转化为热。某些材料在极低的温度下，电阻实际上为零，这些材料叫作超导体。

虽然早在 1911 年已经发现了超导电性，但直到 1957 年，人们才获得超导电性的物理图象，搞清楚超导电是怎么回事。至于超导电性在技术上的应用绝大部分是最近十来年才发展起来的，而且正在迅速发展着。

除了电阻实际上为零之外，超导体还有一系列有趣的性质。超导电性的应用绝非仅限于电阻为零这一点，而是极为广泛的。目前，不少国家正在大力研究发展超导电性在各

方面的应用,例如超导发电机、超导电缆、超导电动机、超导强磁体、超导储能、超导磁悬浮列车、超导磁悬浮轴承、国家电压基准、毫米波和亚毫米波的发射和接收、超导天线、极灵敏超导磁强计、医用超导心磁图仪、超导计算机元件、超导重力仪、极灵敏超导伏特计和安培计、……等等。不妨说,超导电性的研究是当代科学技术中的一项重大课题。

本书表一、表二中所列的参数引自丁世英同志编的《超导材料》讲义,特此致谢。

目 录

前言	iii
第一章 超导电是怎么回事	1
§ 1. 理想导电性(零电阻性)	1
§ 2. 完全逆磁性	8
§ 3. 临界参数	17
§ 4. 凝聚状态	23
§ 5. 超导电性的物理图象	31
§ 6. 高 T_c 超导材料的探索	42
第二章 II 类超导体	46
§ 7. 界面能	46
§ 8. II 类超导体	52
§ 9. 硬超导体	60
§ 10. 临界态	69
第三章 稳定性问题	78
§ 11. 问题和对策	78
§ 12. 天然稳定材料	81
§ 13. 内在稳定性	82
§ 14. 内在稳定复合导线	90
§ 15. 动力学稳定方法	101
§ 16. 無稳定方法	106
§ 17. 冷冻稳定方法	113
§ 18. 磁通湮灭	118

§ 19. 磁体的退化和锻炼	119
§ 20. 超导磁体	122
第四章 交流运用	131
§ 21. 硬超导体的磁滞损耗	131
§ 22. 交流损耗的测量	145
§ 23. 交流电机和电缆	147
§ 24. 电子直线加速器	151
第五章 超导弱节	157
§ 25. 薄膜隧道结	157
§ 26. 超导弱节	167
§ 27. 超导弱节的应用	169
§ 28. 超导量子干涉器件(SQUID)	177
附录	194
一 RL 回路的时间常数	194
二 伦敦方程	195
三 自由能	198
四 电磁场的能量密度	199
五 正常态和超导态的熵	202
六 磁通量子化	203
七 短样测试	207
八 热的扩散运动	211
九 磁的扩散运动	216
十 动力学稳定条件	218
十一 本书用到的一些单位	222

第一章 超导电是怎么回事

本章先介绍超导电状态的两个基本特性——理想导电性和完全逆磁性,然后谈谈超导电的物理图象。

§1. 理想导电性(零电阻性)

(一) 理想导电性

在金属里,原子的价电子(即外层电子)都脱离原子而去。原子失去了价电子,成为带正电荷的离子,这些正离子排成周期性的阵列,叫作**结晶格子**,简称**晶格**。价电子既然脱离了原子,它就不再专属于特定的原子而是属于整个晶格,在整个晶格中运动。众多价电子在晶格中的运动是极为杂乱的。如果任一方向的杂乱运动都被反方向的杂乱运动所抵销(即价电子的平均速度矢量为零),那么这就意味着金属中没有电流通过。如果价电子的平均速度矢量不为零(即价电子平均说来沿某个方向作定向运动),那么这就意味着电流在金属中通过。

完善的周期性晶格对价电子的运动没有什么影响,并不造成电阻。金属的电阻是两个因素造成的。第一,通常说正

离子组成晶格,实际上说的是正离子的平衡位置组成晶格,每个正离子围绕各自的平衡位置不停地振动着,这种振动跟温度紧密相关,所以又叫**热振动**。温度越高,晶格的热振动越剧烈。晶格的振动对价电子的运动当然是一种阻碍。可以理解,随着温度的下降,这部分电阻也减小;温度不断下降而趋于绝对温标的零点,这部分电阻就不断下降而趋于消失。第二,晶格不可能是绝对完善的,不免有些正离子站错了位置,这叫作晶格的**缺陷**。金属中免不了有**杂质**,杂质原子必然使它邻近的那部分晶格发生畸变。缺陷和杂质破坏了晶格的完善周期性,也就对价电子的运动形成阻碍。这部分电阻跟温度关系不大,即使温度趋于绝对温标的零点,它也不趋于消失,而是保持一个有限的数值。

现在用公式表示。在常温下,电阻率 ρ 跟温度 $t(^{\circ}\text{C})$ 之间的关系是

$$\rho = \rho_0 + \alpha t, \quad (1.1)$$

其中 ρ_0 是 0°C 时的电阻率, α 是常数,叫作电阻率的温度系数。至于在低温下,电阻率 ρ 跟绝对温度 T (单位用开耳芬即K,从而 $T = t + 273.15$)的关系是

$$\rho = \rho_0 + AT^5. \quad (1.2)$$

式中 A 是常数,依金属材料而定, AT^5 项来自晶格的热振动,它随着 T 的下降而减小,但要到 $T = 0$ 才消失;第一项即常数 ρ_0 跟 T 无关,即使 $T = 0$,它也不消失,因而叫作**剩余电阻率**,它来自晶格的缺陷和杂质。

1908年,最难液化的气体——氦终于被液化。只要把试

验材料浸泡在液氮里，就能够方便地研究材料在绝对温标几 K 这样低的温度下的性质。1911 年卡默林·翁纳斯 (Kamerlingh Onnes) 在测量低温下水银电阻率的时候发现，当温度降到 4.2K 附近时，水银的电阻出乎预料地急剧减小，竟然小到测不出来，水银的电阻竟然消失了！图 1 复制了当时的实验曲线。由图 1 可以看出，电阻的减小以致消失是在大约 0.05 这样窄的温度范围内完成的。

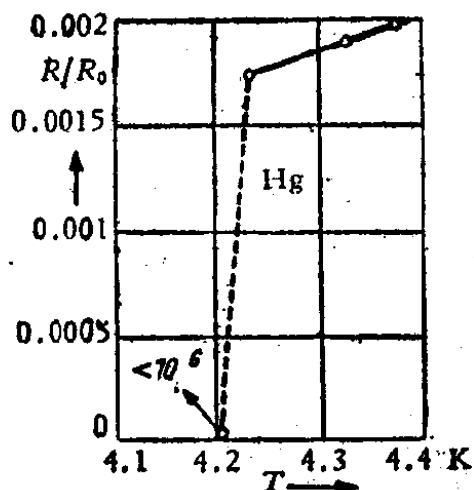


图 1

电阻的消失叫作**理想导电性**或**零电阻性**。必须指出，这里的“消失”和“零”只能说是相对的。事实上，任何一种测量都不可能是无限灵敏的，电阻的测量也是这样。所谓“电阻消失”，严格说来，并不意味着电阻绝对地消失为零，它只是说电阻已小于最小可测电阻而已。根据当时的测量灵敏度，可以认为“电阻消失”意味着电阻率小于 10^{-14} 欧姆·厘米。后来测量更灵敏了，还是测不出电阻，人们把电阻率的上限改定为 10^{-20} 欧姆·厘米。目前最新的估计是电阻率小于 10^{-23} 欧姆·厘米。为了说明这个电阻率是怎样的小，这里拿它跟铜的电阻率比较一番。铜在室温的电阻率约 1.67×10^{-6} 欧姆·厘米；电解铜降温到 4.2K，其电阻率约 10^{-8} 欧姆·厘米；最纯的铜的剩余电阻率还有 10^{-9} 欧姆·厘米。这样，理想导电性出现以后，电阻率还不到最纯的铜的剩余电阻率的 $1/10^{14}$ 即百万

亿分之一,这实在是太小了,不妨就说是零。

电阻率的倒数叫作电导率。据上面所说,理想导电性出现后,电导率超过最纯的铜在 $T = 0$ 的电导率的百万亿倍。这真可说是超级的导电性了!

零电阻,或者说无穷大电导,这在工程技术中是十分吸引人的,例如无损耗输电、无损耗磁体。

理想导电性发现后 22 年,即 1933 年,人们又发现,伴随着理想导电性同时还出现完全逆磁性(见 § 2)。本书将用**超导电性**一词作为理想导电性和完全逆磁性的总称。

现在已发现成千种的元素、合金和化合物,只要温度降到低于某个临界数值就出现超导电性。温度的这个临界数值叫作该种材料的**临界温度**。在临界温度以下,材料处于**超导电状态**,简称**超导态**;温度升到临界温度以上,超导电性不复存在,材料处于**正常导电状态**,简称**正常态**。

水银的超导电性临界温度据发现者当时测定是 4.2K,但按照现今的温标应订正为 4.15K。

(二) 持 久 电 流

由正常导体组成的回路是有电阻的,而电阻意味着电能的损耗,意味着电能转化为热。这样,如果没有电源不断向回路补充能量,回路中的电能在极短时间(例如微秒)里全部消耗完,电流衰减到零。

由理想导体组成的回路既然没有电阻,自然就没有电能

的损耗。一旦在回路中激励起电流,不需要任何电源向回路补充能量,电流可以持续地存在下去,形成所谓**持久电流**。参看图 2。记号×代表垂直于纸面而向里的磁感应线(或叫磁力线)。在磁场中放置超导材料做的环。先使温度高于临界温度,环处于正常态。然后把温度降到临界温度以下,环获得理想导电性。接着撤销磁

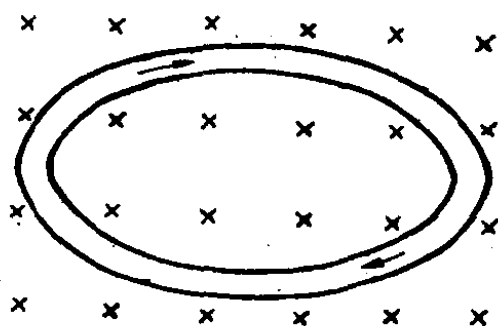


图 2

场。由于电磁感应,环中激励起电流。按照电磁感应的楞次定律,感生电流的磁场方向应当跟撤销前的磁场方向相同,所以激励起的电流的方向如图中箭头所示。只要温度保持在临界温度以下,环就保持理想导电性,这个无电源的环中既已激励起的电流也就无衰减地持久维持下去。有人曾经用这样的办法把环中电流维持了两年半之久而毫无可察觉的衰减。

电工学和电子学经常运用所谓**时间常数**表示电流衰减或增长的快慢。在无电源的情况下,每经过一个时间常数,电流就衰减为 37% (确切地说应是 $1/e$, 其中 e 是无理数 2.71828...)。电感为 L 、电阻为 R 的回路,其时间常数 τ 应是 (参看附录一)

$$\tau = \frac{L}{R}. \quad (1.3)$$

(1.3) 式是容易理解的。电感 L 越大,即回路的“惯性”越大,时间常数当然越长;电阻 R 越大,即回路损耗越严重,时间常

数当然越短。上面提到,有人曾把电流维持了两年半之久而毫无衰减,可见时间常数 τ 远远大于两年半,只要根据回路的几何尺寸算出电感 L 并代入 $R = L/\tau$,不难估计出 R 的上限。既然估计出 R 的上限,那就很容易估计电阻率的上限了。前述 10^{-23} 欧姆·厘米就是用这种方法得到的。

对于理想导电回路, $R = 0$,按照(1.3)式,时间常数 $\tau = \infty$,这是说,要经过无限长的时间,电流才衰减为37%,换句话说,回路中的电流保持不变,永不衰减。

(三) 冻结磁通

我们刚刚讨论了图2的磁场既已撤销,回路中既已激励起电流之后的情况。现在让我们讨论图2的磁场撤销过程,亦即电流激励过程。

前已说到,按照电磁感应的楞次定律,感生电流的磁场方向跟撤销前的磁场方向相同。这里再研究一下感生电流的磁场的磁通。某个回路所围的磁通或磁通量指的是在该回路所围面积上穿过的磁感应线的通量,对于均匀的磁场来说,这就是磁感应强度 B 的法向分量与面积的乘积(磁通量的一个粗糙说法是在某一面积上磁感应线的“根数”)。

如果把理想导电性理解为欧姆定律 $\mathcal{E} = RI$ 的电阻 R 为零,则按欧姆定律,回路的电动势 $\mathcal{E}$ 必为零。可是,磁场撤销过程显然引起电磁感应,出现感生电动势,怎能说电动势为零呢?原来,只要外加磁场一开始撤销,回路中就出现感生电

流,感生电流也有磁场。所以我们不仅要考虑撤销中的外磁场的磁通,还要考虑到感生电流的磁通。上面所说电动势为零,按照法拉第电磁感应定律,反映了总磁通不变,即外磁通的减少正好由电流的磁通的增长所补偿。等到外磁场撤销过程结束,外磁通不复存在,但回路中激励起来的电流的磁通正好代替了外磁通,不多也不少。而且这电流又是持久的,它的磁通当然也是持久的。这样说来,理想导电回路的磁通竟好像跟回路“冻结”在一起,始终保持不变,我们把它叫作冻结磁通。

请注意,冻结了的仅仅是磁通,即穿过理想导电回路所围面积的磁感应通量(“根数”),而不是整个磁场。图 3(a) 和 3(b) 分别描画了外磁场撤销前后的情形,穿过理想导电回路的磁通不变,整个磁场的面貌却完全改观了。

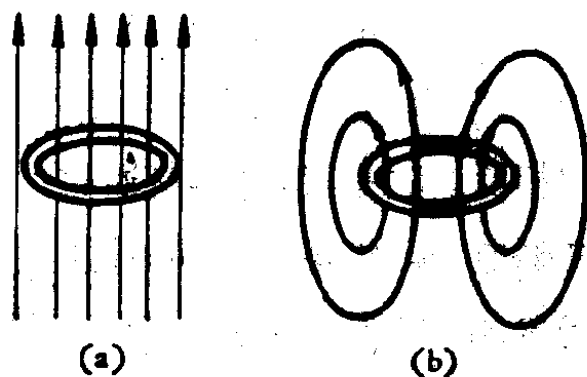


图 3

作为对比,简单谈谈正常导电回路的情况。对于正常回路,撤销磁场时也有电磁感应现象。但是既然正常回路的 $R \neq 0$, 按照欧姆定律,这是说感生电动势不为零,这反映了总磁通不是不变的,感生电流的磁通补偿不了外磁通的减少。再说,正常回路的电流并非持久电流,电流的磁场随着时间而衰减以至完全消失。因此,正常回路是没有冻结磁通的。

§ 2. 完全逆磁性

(一) 完全逆磁性

取超导电材料做成的一个球，把它的温度降到临界温度以下，使它进入超导电状态通常称超导态。这里暂且说超导态不过就是理想导电状态。

加上磁场[图 4(a)]。由于电磁感应，球中激励起沿球面纬圈流动的电流[图 4(b)的虚线]。按照电磁感应的楞次定律，感生电流的磁感应线[图 4(b)的实线]应当跟外加磁场方向相反。这是说，球具有逆磁性，球面纬圈的电流因而又叫作**逆磁电流**。把图 4(a)的外加磁场和图 4(b)的逆磁电流的磁场叠加在一起得到总的磁场面貌如图 4(c)。在球内，逆磁电流的磁场跟外加磁场恰好互相抵销，因此这种逆磁性是完全的。

拿图 4(c)跟图 4(a)比较，不妨说，理想导电球所起的作用是把磁感应线排斥到球外去。我们也可以在这个意义上说球具有逆磁性。又因为磁感应线全部被斥出，所以说逆磁性是完全的。

从磁感应线被斥出而不能进入球内这个角度来看，逆磁电流起着屏蔽磁场的作用，因而又叫作**屏蔽电流**。

记得上节(三)的磁通冻结原理就很容易理解这里的磁感应线排斥现象。事实上，球面的每一个纬圈都是理想导电回

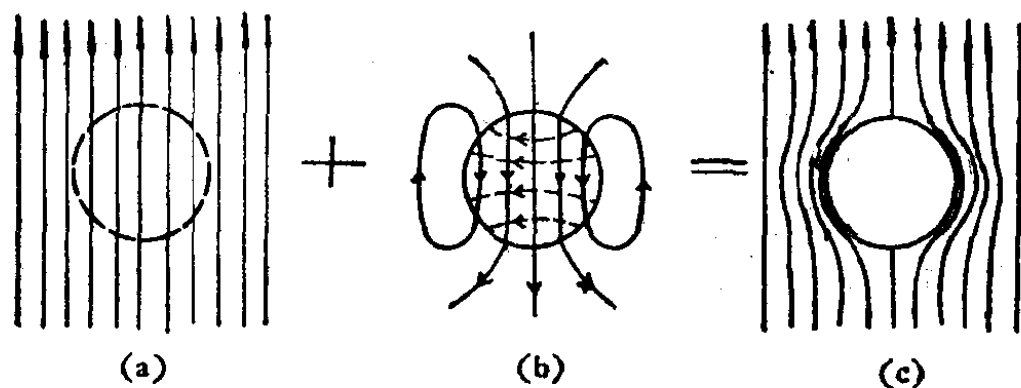


图 4

路。加磁场以前，穿过纬圈的磁通当然是零，这个等于零的磁通跟球冻结在一起，所以加磁场以后穿过球的磁通仍然是零。

在上面这个实验里，完全逆磁性似乎可说成是由理想导电性引起。这个结论是否具有普遍意义呢？

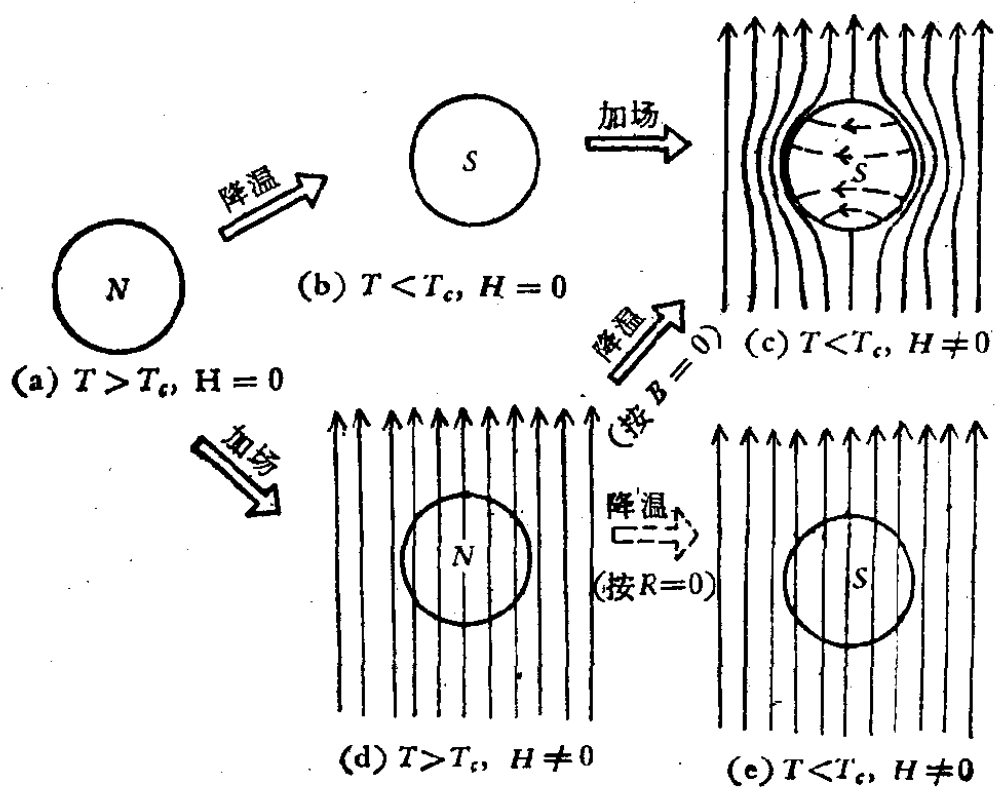


图 5

参看图 5。图 5(a) 是超导材料做的一个球, 尚未加磁场 ($H = 0$), 温度 T 高于临界温度 ($T > T_c$), 所以处于正常态 (图中用字母 N 表示)。上面那个实验可用图 5(a) $\rightarrow$ 5(b) $\rightarrow$ 5(c) 表示, 即先降温到临界温度以下 ($T < T_c$), 使球进入超导态 (图中用字母 S 表示), 然后再加磁场, 由于理想导电回路的磁通冻结原理, 磁感应线从球中排斥出去。现在把降温和加磁场的先后次序改一下。先加磁场, 如图 5(d)。由于温度高于临界温度 ($T > T_c$), 球处于正常态, 磁感应线穿过球体。然后降温到临界温度以下 ($T < T_c$), 球进入超导态。在降温过程中, 外磁场没有改变, 不会引起电磁感应现象, 似乎应当从图 5(d) 演变为 5(e), 不出现逆磁性。但实际的实验结果却是从图 5(d) 演变为 5(c), 照样出现完全逆磁性。从图 5(d) 到 5(c), 完全逆磁性的出现是无法用理想导电性来说明的。理想导电性只能说明穿过超导体内部的磁通冻结不变, 完全逆磁性则表明穿过超导体内部的不变磁通只能是零。

这样, 完全逆磁性是一个独立的性质, 它和理想导电性是超导态的两个基本特性。

有人曾经很生动地演示完全逆磁性。把一块磁铁放在超导盘上, 由于超导盘把磁感应线排斥出去 [图 6(a)], 超导盘跟磁铁之间有排斥力, 结果磁铁悬浮在盘的上方 [图 6(b)]。还有人用载有持久电流的超导环代替磁铁, 把一个超导球放在环上, 由于超导球的完全逆磁性 [图 7(a)], 球跟环之间有排斥力, 结果球悬浮在环的上方 [图 7(b)]。