



国外超导电技术

第一辑

上海市电器科学研究所编译

上海科学技术情报研究所

国外超导电技术

(第一辑)

上海市电器科学研究所编译

*

上海科学技术情报研究所出版

新华书店上海发行所发行

上海商务印刷厂印刷

*

开本: 787×1092 1/16 印张: 5.5 字数: 136,000

1972年5月出版

代号: 1634064 定价: 0.40元

(只限国内发行)

毛主席语录

中国人民有志气,有能力,一定要在不远的将来,赶上和超过世界先进水平。

对于外国文化,排外主义的方针是错误的,应当尽量吸收进步的外国文化,以为发展中国新文化的借镜;盲目搬用的方针也是错误的,应当以中国人民的实际需要为基础,批判地吸收外国文化。

我们不能走世界各国技术发展的老路,跟在别人后面一步一步地爬行。我们必须打破常规,尽量采用先进技术,在一个不太长的历史时期内,把我国建设成为一个社会主义的现代化的强国。

前 言

超导电技术是世界近十年来发展起来的新技术。它根据某些物质在绝对零度附近的电阻等于零的特性，实际应用于许多技术领域。在电气工业方面，采用超导电技术，可将电力设备的容量极限提高二十倍以上，如把发电机的单机出力从目前的一百万瓩提高到二千万瓩以上；并使损耗降低五十倍以上，如一台三万五千高斯的大型电磁铁的损耗，用铜线圈为五万七千瓩，而用超导线圈则仅一千瓩。超导电技术的应用，可把电和磁的微量测定极限分别下降至 10^{-14} 伏特和 10^{-8} 奥斯特的超微量范围。超导电技术在原子能工程，高能物理，受控热核反应，磁流体发电，宇宙航行，船舰推进，电工和无线电微波技术等领域也有着极为重要的应用，因其有着独特优点，能起其他新技术所不能起的作用。

无产阶级文化大革命以来，我国工人和革命科技人员认真读马、列的书，读毛主席的书，狠批刘少奇一类骗子散布的“唯心论的先验论”和“唯生产力论”，努力实践，勇于创新，使超导电技术得到迅速发展。不仅研制出一系列超导材料，而且在超导电技术的应用方面开展了大量工作，取得一定进展。

为了配合我国发展超导电技术的需要，我们遵照毛主席“洋为中用”的教导，将近年来国外发表的超导电技术资料编译出版，供我国从事超导电技术工作的同志参考。

我们相信，我国工人和革命科技人员在毛主席“中国人民有志气，有能力，一定要在不远的将来，赶上和超过世界先进水平”的伟大教导指引下，在现有成绩的基础上，将取得更重大的进展。

《国外超导电技术》将以两辑陆续出版。第一辑内容包括：超导电及其应用，和超导材料的制造。第二辑内容包括：超导材料的性能测试，和深低温致冷技术等部分。本辑为《国外超导电技术》第一辑。

在《国外超导电技术》的编译中得到了很多兄弟单位的大力协助，这里我们表示衷心的感谢。

由于我们马列主义、毛泽东思想水平不高，加之我们对于编译工作缺乏经验，专辑中的错误和不妥之处，望读者提出宝贵意见。

编 者
1972.5

目 录

超导电及其应用

一、超导电和超导体

1. 超导体的两种特性1
2. 超导体的三种类型2
3. 超导体的稳定性问题4
4. 超导电现象的产生原因5

二、超导电的应用

1. 核物理研究用超导电磁铁9
2. 磁流体发电用超导电磁铁11
3. 超导旋转电机13
4. 超导电力电缆17
5. 超导电在其他方面的应用21

超导材料的制造

一、合金系超导材料的制造方法

1. 主要产品和制造过程24
2. 化学成份26
3. 金属组织28
4. 热电稳定性36

二、化合物系超导材料的 串心线制造法

1. 方法介绍40
2. 工艺参数试验41
3. 串心线中 Nb_3Sn 的纤维特性44

三、化合物系超导材料的 扩散反应制造法

1. Nb_3Sn 线带材连续扩散反应
制造法46
2. 提高 J_c 的掺氧化锆和加铜法50
3. 多股 Nb_3Sn 线扩散反应制造法51
4. V_3Ga 线带材的分阶段扩散
反应制造法55

四、化合物系超导材料的 蒸气沉积制造法

1. 氢同时还原法57
2. 掺杂法64
3. 装置中避免沉积物堵塞的方法66
4. 可逆反应法67
5. 复合导体制造法70

五、超导薄膜的真空喷镀 及其性能

1. 蒸发沉积法72
2. 热阴极“溅射沉积”法73
3. 冷阴极“消气溅射”沉积法74
4. 热阴极“反应溅射”沉积法75
5. 冷阴极“反应溅射”沉积法76

六、超导材料方面的新 动向

1. 具有高 T_c 的 $Nb_3Al_{0.75}Ge_{0.25}$ 78
2. 多根 Nb_3Sn 纤维复合超导导线80
3. 玻璃超导材料81
4. 提高超导体 T_c 的探索81

超导电及其应用

一、超导电和超导体

金属的电阻在低温下一般随着温度的降低而成比例地减少。当温度下降至绝对零度附近时,如铜那样的普通导体,其电阻将减小至常温下的1%,并趋向于一个恒定的剩余电阻值。但有些金属则不是这样,在一定的临界温度 T_c 以下,其电阻突然完全消失,这一特殊现象称为超导电,具有这种性质的金属称为超导体。电阻未消失前的状态称作常导状态,电阻消失后的状态称作超导状态。在超导状态下,电流通过导体时,不会产生电阻损耗,因此也不会发热而使导体温度升高。这样,随着超导材料制造工艺的完善化,将深刻改变电气工业的面貌。现在已经发现的超导体有一千种以上,故它已不是什么神秘的东西,而是一种具有特殊性能的常见金属材料。虽然这种超导电目前还只能在超低温即 -273°C 附近的环境下才能出现,但随着深低温致冷技术的发展,以及超导材料自身性能的提高,超导技术将逐步具备工业化的条件。

1. 超导体的两种特性

超导体这种性质上的变化表现在这样两个方面。第一,是它的完全导电性。如果象图1所示,在室温下把超导材料制成的圆环放在磁场中,并冷却至临界温度 T_c 以下,使其转入超导状态。这时,把原来的磁场除去,则通过磁感应作用,沿着圆环将感应出电流 I ,使环内的磁通仍保持不变。由于环的电阻为零,这一电流将永不衰减,故称作永久电

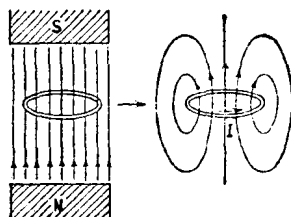


图1 完全导电性和冻结磁通

流。有人做过实验,证明这个永久电流几年之后,仍毫不衰减。另外,被封闭在环内的磁通也将保持不变,故称作冻结磁通。根据理论推测和实验证明,这种冻结磁通是量子化的,即它的增减不是一般的连续性变化,而是以一个不可分的“量子磁通”($\phi_0 = 2.07 \times 10^{-7}$ 高斯·厘米²)为单位,按其整数倍数逐级增减。如设圆环内的截面积刚好为1厘米²,则其中的冻结磁通密度应按 2.07×10^{-7} 高斯的整数倍数跳跃式增减。这样微小的跳跃,用一般精度的仪器是察觉不出来的,所能看到的仍只能是连续性变化。如果把圆环半径缩小为2微米,则环内的量子磁通密度将达 $\frac{2.07 \times 10^{-7} \text{高斯} \cdot \text{厘米}^2}{\pi (2 \times 10^{-4})^2 \text{厘米}^2} = 1.7$ 高斯。这时环内的冻结磁通密度将以0、1.7、 2×1.7 、 $3 \times 1.7 \dots$ 高斯这样的等级增减。这样的量子化跳跃就较容易察觉到了。

超导体的第二种特性是它的完全反磁性。图2表示这一特性的原理。当一个用超导材料制成的圆球处在常导状态下,磁通亦象一般情况那样,均匀地侵入球中。当降低温度使其转入超导状态时,进入金属内部的磁通线将被排出球外,使内部磁场为零。这

是因为在球的表面产生了一个永久电流，它的磁化强度刚好抵消从外面侵入的磁场。

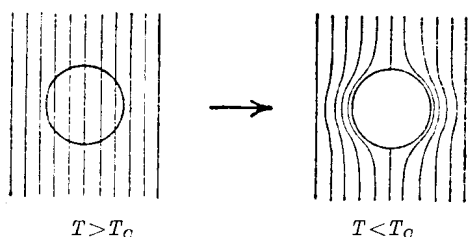


图2 完全反磁性

2. 超导体的三种类型

根据各种超导体所具有的不同性质，可划分为如下三种类型：第一种超导体，理想的第二种超导体和非理想的第二种超导体。

1) 第一种超导体

属于这种类型的超导体有高纯度的汞、锡、铅等。在图2的实验中，如把一个超导体冷却至它的临界温度

T_c 以下，使从常导状态转变为超导状态后，加上一个强度逐渐增高的外磁场 H ，当它达到临界磁场

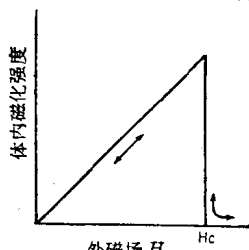


图3 第一种超导体的磁化曲线

H_c 时，体内由于永久电流所产生的磁化强度突然下降为零，让原来被它排出体外的磁通线重新侵入，超导体的电阻也随着全部恢复，即从超导状态重新转变为常导状态，这一过程可用图3表示。这是一个可逆过程。如果把磁场再减小至 H_c 以下，超导现象又将全部恢复。

除了磁场这个条件以外，还有温度和输入电流也起着重要作用。它们都是相互依存和相互联系的。如果把温度从临界温度 T_c 进一步下降，则如图4所示，临界磁场将随着增加。又若输入电流所产生的磁场与外磁场之和超过临界磁场 H_c 时，超导状态将遭到破坏。这样的输入电流称为临界电流 I_c 。随

着外磁场的增大， I_c 必须相应减小，使它们的总磁场不致超过 H_c ，故 I_c 应与外磁场成反比，如图5所示。

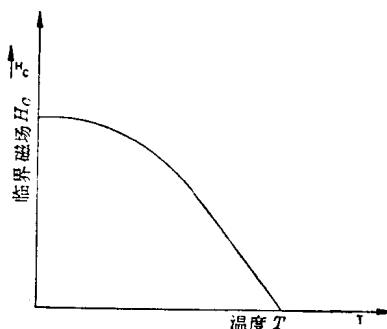


图4 第一种超导体的临界磁场同温度的关系

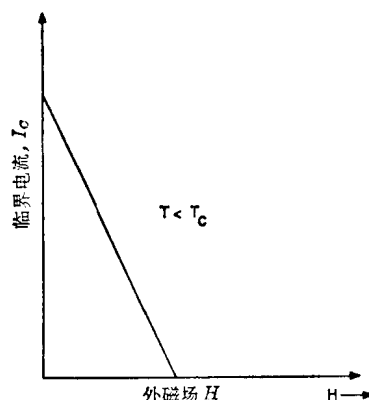


图5 第一种超导体的临界电流同外磁场的关系

这种类型的超导体，其 H_c 值很低，仅为几百高斯，临界温度仅为几 $^{\circ}\text{K}$ ，故使用价值不大。

2) 理想的第二种超导体

充分退火的元素铌、钒和铌-钛合金单晶等，即属于这一种类型。如果用这种超导体重复作如图2所示的实验，则获得如图6所

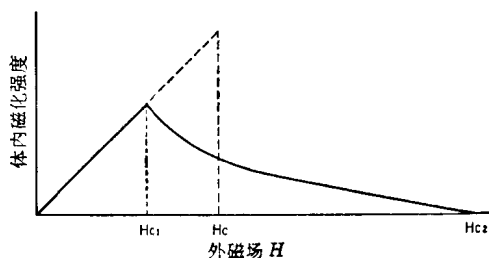


图6 理想的第二种超导体的磁化曲线

示的曲线。随着磁场的增加,开始时和第一种一样,体内磁化强度随着上升,把磁通线从内部排出体外,但至 H_{c1} 时,磁通线开始向体内渗透,把它分裂成许多分别处于常导及超导状态下的小区域。这种混合状态已不再具有完全反磁性了。图 6 中的磁化强度也即相应降低,但仍能保持其完全导电性。侵入的磁通线,将分散在许多常导小区中,其大小已成为量子化。具有 2.07×10^{-7} 高斯·厘米² 的量子磁通,以一定的间隔排列成点阵状。磁场愈强,点阵间隔则愈小,直至图 6 中的 H_{c2} 时,超导小区全部消失,磁通侵入过程全面完成,电阻恢复,转入常导状态。

如果这是第一种超导体,则图 6 中的直线部分将延伸至 H_c 值,它位于 H_{c1} 和 H_{c2} 之间。两种曲线下的面积都等于 $H_c^2/8\pi$ 。这相当于两种情况下从体内排出磁通线所需要的能量。故 H_c 值又称作是热力学的临界磁场。

这类超导体的临界电流特性,也不同于第一种。如图 7(a) 所示,当外磁场为零时,临界电流 I_c 象第一种超导体一样,正比于 H_c ,但在加上一个外磁场时,临界电流随着磁场的增加而很快降低,然后在超过 H_{c1} 时缓慢减小,直至 H_{c2} 时下降为零。

这种超导体的 H_{c2} 值,和第一种超导体的 H_c 值相接近,也仅为几百高斯。 T_c 值也与第一种超导体相仿。而它们的临界电流又

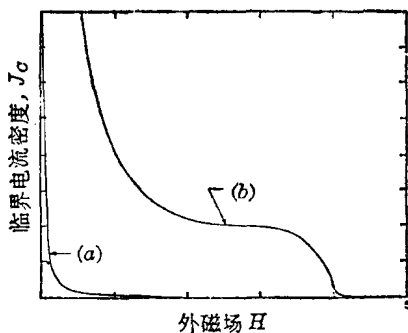


图 7 第二种超导体的临界电流同外磁场的关系

a. 理想的; b. 非理想的

随着外磁场的增加而很快降低。故它们的实际使用也受到限制。

3) 非理想的第二种超导体

这种类型超导体,通过适当的加工变形和时效热处理等方法,使在材料中产生晶格缺陷、析出物和位错网等,其特性将脱离上述理想情况,成为一种所谓非理想的、不均匀的第二种超导体。其磁化特性如图 8 所示。

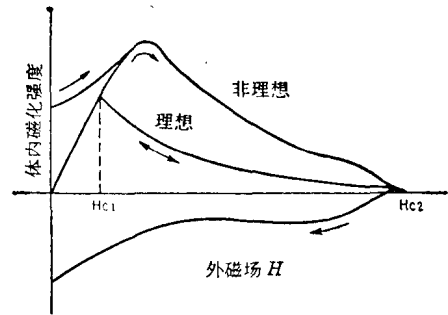


图 8 非理想第二种超导体的磁化曲线

在这种不均匀体中,量子磁通线在各处的能量不是均匀一致,而是有高有低的。因此,磁通线将停留在那些低能量位置上,必须给以一定能量后才能使其移动,看起来它们好象是被针扎住在那里一样,故称作“针扎”效应。这些不均匀点即成为针扎中心。由于向内渗透的磁通线受到这种“针扎”效应的阻遏作用,体内磁化强度就能上升至更高的数值,以抵御更高的外磁场侵入,如图 8 中的曲线所示,从而大大增高了 H_{c2} 及 I_c 值,如图 7(b) 所示。举例说,冷加工后的铌,其 H_{c2} 值可从原来的几百高斯增高至几千高斯。铌-钛等合金系不均匀超导体的 H_{c2} 高达 10 万高斯左右,其 T_c 为 10°K 左右。在化合物系不均匀超导体中, Nb_3Sn 的 H_{c2} 则更高,达 20 万高斯左右, T_c 为 18°K ; 最近发现的 $\text{Nb}_3\text{Al}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$, 其 H_{c2} 及 T_c 则分别为 30 万高斯以上和 20°K 。合金系及 Nb_3Sn 的临界电流密度 J_c 可达 $10^5 \sim 10^6$ 安/厘米²。但这种类型的超导体特性,不同于前面两种,是不可逆的。设在增加磁场以后,又重新减少下

来,则体内磁通线因受到“针扎”的阻遏作用,不能向外移出。图8中的磁化曲线不可能沿着原线退回,须向反方向磁化,才能克服“针扎”作用,把磁通排出体外。这样就显示出磁滞现象。在这种超导体中,量子化磁通运动将产生电力损耗,发出热量,升高温度,使超导状态破坏。这种超导体又称作硬超导体,它们一般不能在交流下使用。

第一种超导体和理想的第二种超导体的特性是可逆的。即使加上小于 H_c 的交变磁场,或通入小于 I_c 的交变电流,都不会产生磁滞电力损耗,故可顺利地交流下使用。对第一种超导体来讲,交流频率在100万赫以下没有电力损耗,当进入微波领域时,则超导特性消失,显示着与普通金属同样的特性。

表1中列出了几种典型超导体的临界特性。

表1 典型超导体的临界特性

	临界磁场 H_c (4.2°K) (高斯)	临界 温度 T_c (°K)	临界电流密度 J_c (4.2°K, 5万高斯 (安/厘米 ²))
纯金属:			
铅	803	7.18	
汞	411	4.15	
锡	306	3.72	
铌	2,500~8,000	~8.00	
合金系:			
75%铌-25%锆	80,000	10.5	0.7×10^5
35%铌-65%钛	120,000	8.9	1.5×10^5
25%铌-5%钽- 余钛	125,000	10	1.3×10^5
化合物系:			
V_3Ga	>220,000	15.3	4×10^5 (3万高斯时)
NbN	>200,000	16.7	—
V_3Si	—	17.0	—
Nb_3Sn	221,000	18.2	5×10^5
$Nb_3Al_{0.75}Ge_{0.25}$	>300,000	20.04	—

3. 超导体的稳定性问题

上述不均匀硬超导体虽通过“针扎”的阻

遏作用,能在较高的外磁场和输入电流下保持其超导性,但它是很不稳定的。往往由于产生了一些热量,使量子化磁通摆脱了一个“针扎”中心的束缚,移动至下一个“针扎”中心,形成一种“磁通蠕动”现象。这一磁通变化将感应出一个微小电压 E ,它与流经超导体的电流 I 相结合,即产生相当于 EI 的微小热能。如果这种“磁通蠕动”分布在整个断面,则它们能慢慢地平衡起来,不致产生温度变化。但设这种“磁通蠕动”集中地发生在一处,则将出现“磁通跳跃”,将使这部分的温度上升,造成局部地超过 T_c 的情况。因这些高性能超导材料在常导状态下的电阻很高,达数十微欧·厘米,而导热率又差,故虽用液氮冷却,这种局部的常导状态仍将急剧地传播开来,遍及全体。

在超导材料的实际使用中,通常将出现这样四种不稳定情况:(1)超导状态熄灭,即由于达到了线圈的临界电流,超导状态突然消失,产生电阻和巨大损耗热量,引起液氮爆炸,出现高电压和导线烧断等严重事故。(2)低磁场不稳定性,即在低磁场时, I_c 不恒定,而且降低很多,使励磁速度不能很高。(3)退降,即制成线圈后的 I_c 比短试样时的值低得多,造成线圈设计中的困难。(4)“锻练”式上升,即在线圈的励磁过程中, I_c 不稳定,一次低,一次高,须经多次反复的励磁-熄灭-再励磁的“锻练”过程,才能逐步上升,趋向稳定。

上述不稳定性可利用导电导热性能好的铜或铝覆套在超导线外面等办法使其稳定。这样,不仅可以提高液氮的冷却作用,防止向常导状态转变,而且即使有一部分超导体转变为常导状态,原来流经超导体的电流,在这一瞬间可傍路至深低温下电阻特别低的铜或铝中去(铜在4.2°K时的电阻率为 $10^{-8} \sim 10^{-4}$ 微欧·厘米),从而避免发热,防止超导状态的扩大。另外,由于磁通跳跃在铜层中所产生的涡流,也能反过来对磁通跳跃的产生起着

抑制作用。这样，可基本改善上述各种不稳定情况。

在形成一个磁场的过程中，超导体内部将感应出永久涡流。在这种高性能材料中，由于可达到的电流密度非常高，这一永久涡流非常大，使线材高度磁化，从而形成一个高的贮藏磁能。如果这种贮藏磁能，随温度的变化大于超导材料相应的热容变化，则将出现不稳定性。因单位体积所贮存的磁能是同超导线材直径成比例的，故为了进一步提高稳定性，须采用尽可能细的超导纤维。可把大量的这种超导纤维镶嵌在同一根铜或铝的母材中。精确计算证明，在一定的临界直径以下，这些纤维将成为本质上稳定的，这就是说，一个“磁通跳跃”所产生的热量，能足够快地散发掉，不使超导熄灭。这个临界线径一般在 100~200 微米之间。

除了上面那种永久涡流以外，在交变磁场中，还有另一种涡流。在实际线圈中，超导线材处在横向磁场中。沿着磁场看去，则在平行纤维之间形成一个由铜母材在两端闭合起来的电流回路。在这个回路中，通过横向磁场随时间的变化，将感应出一个涡流。这种涡流具有非常长的衰减时间，可在电磁线圈中持续几年之久。为了减轻这种效应，可把纤维绞起来，并把绞线节距做得很小，则各节距间的感应涡流将相互抵消。同时，改用一种深低温下剩余电阻较高的铜镍合金作为母材，以降低母材中的涡流损耗。这种导体的稳定性较高，可使用于低频交变电流。

另外，在这种多纤维复合超导线中，铜母材和大量超导纤维之间的接触面积很大，过渡电阻就非常小，电流发热量也非常小。由于这个原因，两根导线之间的连接，可在铜母材外面使用纯锡或铟进行简单钎焊。也可把这样的接线头绕到线圈中去，这时可用约 1 米长的线材进行平行钎焊。

4. 超导电现象的产生原因

目前，经过对超导电现象的探索，初步发展了一种“电子偶”理论，以此能定性甚至定量地解释某些超导电现象，但它还很不完善，还存在不少问题，仍须不断充实和发展。下面扼要地介绍这一理论。

1) 一般金属中的自由电子

在一般金属中，每个原子外壳中结合得较松弛的电子，自由地游荡在金属中，它们被称为自由电子。但它们的行动，也并非毫无拘束的。在量子力学上对它们提出了这样两点要求。第一，它们的速率或能量只能存在于有限数量的规定能态下。第二，在某一瞬间，任一规定能态下只能有一个电子。只要符合了这两条规定，电子即可自由按排它们自己。在绝对零度（即 -273°C ）的温度下，电子填满了“费米能级” E_f 以下的全部低能态，而上面的高能态则都空着。同时，对于每一个相当于电子向左移动的能态，必有另一个相当于电子向右移动的能态，使整个电子的分布是对称的，如图 9 所示。在这样的平衡状态下，沿着任一方向的电子平均速率为零，故金属中无电流通过。

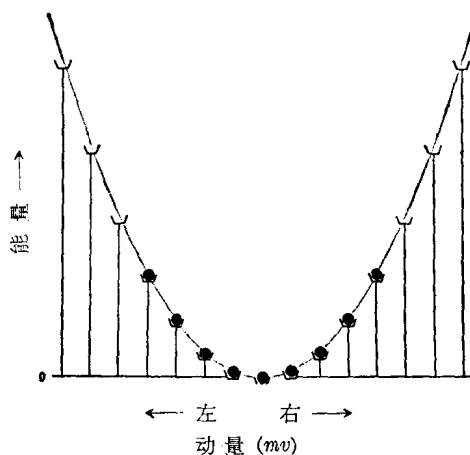


图9 绝对零度下，一般金属中容许能态的电子分布状态
 m = 电子质量， v = 电子速率

现设在金属中感应出电流，也即电子被迫向一个方向，例如向右移动，则在每个电子的无规则速率上将加上这一漂移速率的分量。移向右方的电子速率及其能量将相应增加，而移向左方的电子速率及其能量则相应减少。平均说来，这种非对称性电子分布将比原来的对称性分布具有更高的能量，这是由于增添了漂移电子的动能所造成（图 10）。在一般金属中，这种非对称性分布，如果不去管它，是不会持久的。因设其中一个迅速向右行进的电子 a 碰上金属中的缺陷而被撞回，则它可能占领相当于向左行进稍慢一点的电子的空能态 b 上。左方的能态 b 因速率和能量均较低，故该电子 a 易于处在这种能态。这样一来，载流时的非对称分布状态将很快重新调整自己，形成更低能量的对称性分布状态，电流即行消失。

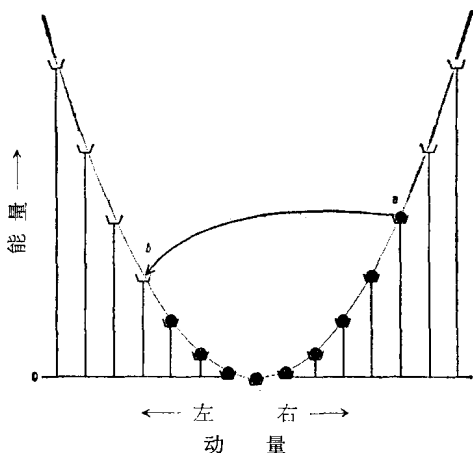


图 10 载流时非对称的电子分布状态。一个位于较高能态下的向右电子 a 可能被金属中某些缺陷撞回，占领了一个向左电子的空能态 b 上

2) 超导体中的“电子偶”

在超导体中，则不会发生上述非对称性电子分布状态的破坏。这是因为电子间有着一一种相互吸引的作用，使其结合成电子偶。它们成对地活动着，但不能单独自由行动（图 11）。它们的结合条件为每一对电子偶的重心动量必须等同于其它大多数电子偶的重心

动量。现设向右快速行进的电子 a 碰上一个缺陷而被撞回至一个相当于向左行进稍慢一点的电子空能态 b 上（图 12），则这个电子偶将被分裂。但分裂这种电子偶需要一定的能量。如果那个被撞回电子所放出的动能，小于分裂“电子偶”所需的能量时，则这一电子偶就不会被分裂，非对称性分布状态仍将保持，电流将持续下去。这就是为什么超导体中的电流会永不衰减的原因。

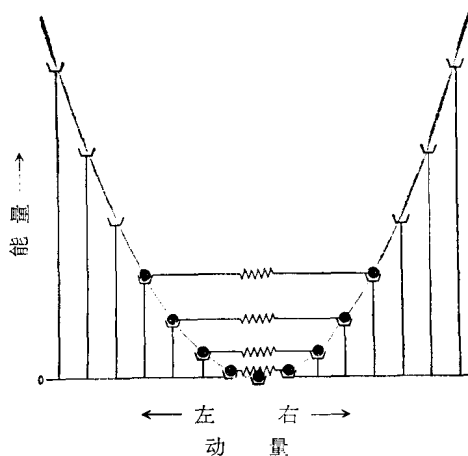


图 11 电子间的吸引结合成电子偶。电子不能单独自由行动

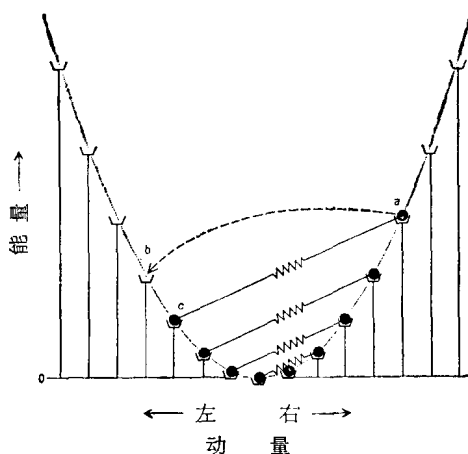


图 12 载流时电子偶的非对称性分布。只有电子偶被破裂后，一个位于较高能态下的向右电子 a 才能占领一个向左电子的空能态 b 上

3) “电子偶”的形成

电子都是带负电的，它们理应相互排斥，

为什么反而会相互吸引呢？要概略说明这个问题，可打这样一个比喻。设把一张弹性薄膜绷成一个鼓面，上面放着两枚石球。如果把鼓轻轻地向两侧摆动，看石球如何行动。显然，每枚石球的重量将把鼓膜压成一个凹坑。当两枚石球相互接近时，一枚石球将滚入另一石球所压成的凹坑中。看上去就好象两球相互吸引。如果把鼓摆动得更快些，则将使骚动过于剧烈，以致两球相互分离，开始各自独立行动起来。

在金属中，原子丧失了外壳电子后所留下的正电荷离子并非固定在它们的晶格位置上不动，而是好象上面的鼓膜一样，可弹性地在这些位置附近振动着。当一个自由电子在正电荷的离子旁移动时，离子将被它吸引，使晶格在电子附近弯曲起来(图 13)。于是第二个电子自然地吸引到这个晶格的弯曲区中去，因那里有着较高离子密度所造成的过量正电荷，从而它间接地被第一个电子所吸引。这种情况类似于上面的第二枚石球通过弹性鼓膜上的凹坑被第一枚所吸引那样。晶格中的弯曲区和鼓膜上的凹坑在这两种情况中起着相类似的作用。晶格的这种弹性振动通常被称为“声子”。

在金属中，这种机理所产生的吸引力可

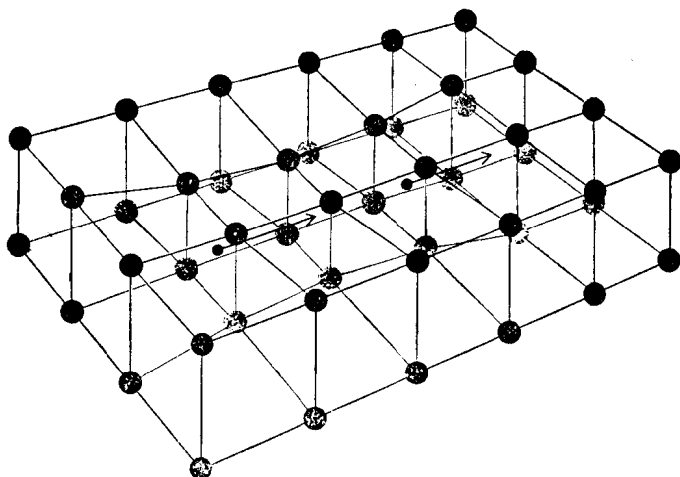


图 13 电子通过带弹性的正电荷离子晶格时，吸引着离子，使它附近的晶格弯曲起来。第二个电子自然地吸引至这个弯曲区中，从而间接地被第一个电子所吸引

使两个电子牢固地结合在一起。这种结合只能在温度足够低时才能发生，这是因为在较高温度下，电子的热骚动将使“电子偶”破裂，很象鼓膜的急剧摆动能使石球分离一样。

从图 13 中可看出，假设第一个电子沿着一排正离子长廊移动过去，则电子与正离子间相互作用过程很短促，即电子每经过一个离子时，短促地拉它一下。这一触动使离子开始向电子的位置移动。但因离子比电子移动得更缓慢，当离子克服了其邻居所施加的弹性阻力而移动到它最远点时，那个造成这一移动的电子早就走过了一大截距离。结果，这一晶格的弯曲区将拖在第一个电子后面一段距离，故第二个电子可在这个安全距离下跟上去，很少受到它们之间相互排斥的影响。

但在这两个电子中间隔着一个相当大的空间，其中还有许多其他电子移动着。如果它们的行动非常混乱，并同第一个电子完全没有联系，则它们将严重地干扰着上述有规则的步骤。它们也将使它邻近的晶格弯曲，而在别的地方拉直。但设这群不相干电子在应该弯曲的地方，把晶格拉直了，而在应该拉直的地方弯曲了，则由第一个电子所产生的弯曲区域将早被抹掉，使第二个电子无从跟踪。也就是说，线索很快消失，使“电子偶”分裂。如果相反，所有其他电子互相配合得好，恰到好处地采取适当的行动，则每个电子都能享有另一电子吸引的机会，因而可以有大量的“电子偶”同时共存。

可以证明，要使所有的“电子偶”都能象这样地与离子晶格的振动(即所谓“声子”)相互协调，先决条件是它们的重心必须具有相同的动量。在足够低的温度下，电子的这种高度有规则状态能自动产生。但设温度升高，则热骚

动最终将足以使某些“电子偶”分裂。所生成的互不联系的电子将对其余“电子偶”起着破坏性骚扰，正象鼓膜的快速摆动能使两球分离的情况相近似。它们干扰了电子间的吸引机构，减弱了剩余“电子偶”的结合力，使更多的“电子偶”分裂，并随着温度的升高，

“电子偶”的分裂将愈来愈剧烈。在一个临界温度以上，将根本不再有“电子偶”存在（图 14）。故虽然“电子偶”的分裂，开始时是缓慢的，但整个分裂过程将很快加速完成。这就相当于超导向常导状态突然转变的临界温度 T_c 。

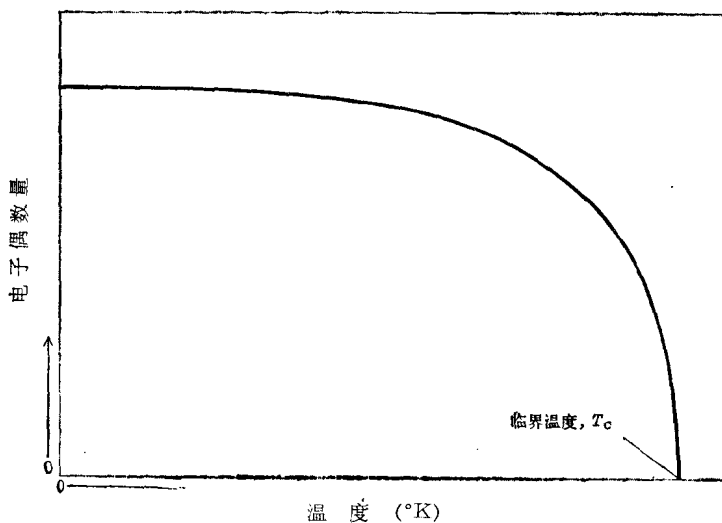


图 14 在临界温度下发生“电子偶”急剧分裂的情况

二、超导电的应用

1. 核物理研究用超导电磁铁

在绕成线圈的铜线中通入励磁电流，使在线圈内产生磁场，这种装置即是电磁铁，它广泛地使用于科研、生产中的各个领域。若用超导材料来替代铜线，即成为超导电磁铁。目前在强磁场方面，超导电磁铁将完全替代铜线电磁铁。这是因为要产生强磁场，需用巨大的励磁电流，这样，通过电磁铁中的铜线电阻，将产生非常大的电力损耗，而超导电磁铁的电阻为零，根本不需要励磁电力。目前比较小型的如 5~10 万高斯的电磁铁已有标准产品，15 万高斯左右的在试制中，20~30 万高斯的在设计中。它们广泛地使用于半导体、磁学及核物理等方面的研究中。随着这种强磁场电磁铁的大型化，超导电磁铁的作用将更为突出，例如，它促进目前核物理研究向更高级发展，这一点可从以下三方面来说明。

1) 同步加速器用超导电磁铁

如果把超导电磁铁用于大型加速器，可使装置尺寸及建设费用大幅度下降，但具体实现还有待于一些问题的解决。同步加速器是把几十个大型电磁铁大体上按圆形配置起来，通过它们的磁场使粒子旋转加速。磁场加强可使轨道半径缩小，从而可能把整个装置缩小。例如，瑞士的欧洲原子能研究联合组织(CERN)打算设计 3,000 亿电子伏装置，如果使用了超导电磁铁，则因线材与电源的费用近似地正比于磁场，而致冷系统、线圈制作费与真空系统等则反比于磁场，故与产生磁场 H (高斯) 有关的费用为 $(0.85 H + 3.1 \times 10^9 / H)$ 英镑/10 亿电子伏。由此求得最适

宜的磁场为 6 万高斯。按照此值计算，则轨道半径为 170 米。这比原来设计的 1,200 米 (1.2 万高斯磁场) 已大大缩小。在建设费用中虽然添加了致冷系统等项目，但正比于轨道半径的这部分费用减低了；整个来讲，还是便宜的。如果再把加速空间的断面减缩一半，则费用还能降低。

在同步加速器中，随着粒子的加速，磁场强度必须相应变化。通常使用 0.1 至几赫的脉冲磁场，因此在超导同步加速器中，超导线的交流损耗是重要的问题。要把它降低到适当的水平，必须把导线分成许多细线。制造上述一台超导电磁铁，原来用 0.25 毫米直径的线，约产生 1 瓦的热。如果使用把多根 5×10^{-4} 厘米细线绞成的 1.5 毫米直径绞线，则预测可减少至 20 瓦。

2) 粒子束输送用超导电磁铁

同步加速器产生的高能粒子与靶板冲击而生成的二次粒子，须通过转向磁场把所含多种粒子分离开来，再用集束线圈分别使其集束，导入各自的通道中。这样一套装置称作粒子束输送系统电磁铁。加速粒子的能量愈高，冲击时产生的二次粒子的能量也愈高，则各通道将愈长。采用超导电磁铁后，可产生更强磁场，增强了转向和集束的能力，使各通道缩短。但各通道中的许多电磁铁相互靠近后，它们的杂散磁场将相互干扰，故需用铁心或另一线圈作为磁屏蔽。

磁场中的带电粒子将受到一种使其偏转的作用力，产生的偏转角取决于粒子速度、质量和磁场强度。如荷兰飞利浦公司试制的使 3 万电子伏质子偏转 90° 的电磁铁，由上下各两只内径为 21 厘米、外径为 30.5 厘米、高度为 7.5 厘米的线圈组成，质子通过上下线

圈之间的 16 毫米间隙导入。线圈总圈数为 8,400, 电流为 200 安, 中心处磁场为 5 万高斯。

使带电粒子集束的一个办法是采用四极电磁铁。从粒子行进方向看去, 是一种如图 15 中 2、3 所示的由 4 个磁极产生的磁场分布。首先质子束 1 通过如 2 所示的磁场时, 变成如 2 所示的形状。再通过 3 的磁场时, 则得到如 3 所示的集束。为了屏蔽掉杂散磁场, 须把这些电磁铁放在另一只超导线圈或强磁性体中。因超导四极电磁铁的磁场强度和磁场梯度都比铜线电磁铁大, 故可缩短焦点距

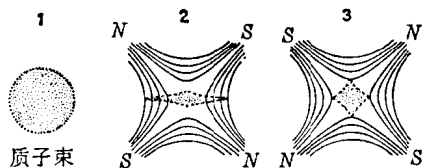


图 15 四极电磁铁的集束作用

离。美国最初设计的一台集束用超导电磁铁, 其内径为 10 厘米, 长度为 60 厘米, 把线圈分成四部分, 每部分又分为四份。磁场梯度为 1.2 万高斯/厘米, 内壁处的最大磁场按 6 万高斯设计。这种四极电磁铁所需致冷能力为 5 瓦。因致冷机的效率很低, 约为 0.1%, 故致冷机的电力须 5 瓩。这一数值不超过铜线电磁铁中电阻损耗的 1/10。但致冷机及冷却容器所需费用却占据了包括电磁铁在内的总价的 3/4。

3) 氦泡室用大型超导电磁铁

如果把通过高能粒子轰击或原子核反应所生成的基本粒子, 导入一个装着过饱和液氢的真空绝热泡室中, 则粒子的通过将使那里的液氢产生小气泡, 从而可以直接观测到粒子的行进轨迹。若在外面再加上强磁场, 使带电粒子产生偏转, 则根据轨迹的弯曲程度可算出粒子质量。因液态原子核密度比气态高得多, 使用液体作为高能粒子的冲击靶, 可产生大得多的相互作用率。又因氢原子核即质子本身, 结构简单, 故对于复杂且有多种

粒子存在的反应加以分析识别, 要比向相片乳胶或液烃原子核冲击的情况简单得多。

这种泡室是原子核实验中一项重要的测试设备。泡室的容积希望愈大愈好, 而且磁场强度也要求愈高愈好。现在实际运行中的氢泡室, 有如美国的一台: 200×75×75 厘米、1,700 升容积, 瑞士的一台: 300×60×50 厘米、1,650 升容积。正在规划中的有 20,000~40,000 升容积。美国设计的第一台泡室用超导线圈, 其内径为 4.8 米, 中心磁场为 2 万高斯。象这样大型的强磁场电磁铁, 如果采用铜线, 无论在技术上和经济上都难以做到。采用了超导电磁铁后, 因泡室中已冷却至液氢温度 (20°K), 故为保持超导线圈的冷却温度 (4.2°K) 所需电能可大为减少。而且由于线圈中没有电阻消耗, 据称, 一年内运转费用可节省 35~45 万美元。所用超导导线为用铜稳定的铌-钛合金线。这台超导电磁铁已于 1969 年底投入运行。

目前瑞士正在建造一台所谓“欧洲大型泡室”电磁铁, 具有 4.6 米内径和 3.5 万高斯的中心磁场。使用了 65 公里长、61×3 毫米截面的铌-钛合金超导体, 用特殊的铜作为稳定化基体, 负载电流为 5,700 安。如果采用铜线, 则需 57,000 瓩电力; 而超导电磁铁仅需 1,000 瓩(致冷机功率已包括在内)。它的建设费用虽高一些, 但运转费用仅需普通电磁铁的 1/30。

4) 超导电磁铁存在的问题

如上所述, 在核物理研究方面, 超导电磁铁的应用将是一件起着重要作用的新事物, 而且, 深入探索原子核内部的结构, 在一定程度上也将受到超导电磁铁性能进一步提高所影响。目前它的主要问题为超导线圈的稳定性, 也即超导电熄灭的问题。为了有效地防止超导电熄灭, 提高其稳定性, 一般从这样三方面着手。首先是提高其电气稳定性, 即采用多根超导纤维埋在铜母材中的, 具有“本质稳定”的超导导线。其次是提高其机械稳定性,

即先用玻璃纤维包绕导体作为电气绝缘，然后使用在深低温下具有高强度的合成树脂把线圈浸渍固定，有时再加钢带以提高其机械强度。第三是提高其热稳定性。

瑞士的一台火花室用电磁铁采用了如图16所示的组合空心导体。这是把一层稳定化的铌-钛超导线和另一层纯铜线绕在管子上，形成一个节距约200毫米的螺线管。此处需用质量特别高的纯铜，使其电阻比大于250:1。线间空隙用银-锡焊料填充。在这种空心导体中打入超临界氦气进行循环冷却。这种导体正在制造，单根长度为920米，共需11公里。为增加导热率，使线圈中产生的热量能很快地散发掉，还可以设法在浸渍线圈的合成树脂中掺入良导热体，或在绕组中加铜箔。另外，还须把由于热辐射的输入热量减至最低限度，可把每只线圈装在真空箱中，再包上热绝缘。这是包在线圈外面的铜屏蔽，把它保持在液氮温度下，并包以4厘米厚的多层聚酯薄膜，上面各镀一层气相沉淀的铝膜。这样的多层绝缘，即所谓“超级热绝缘”，据说辐射热损耗可减少10倍。

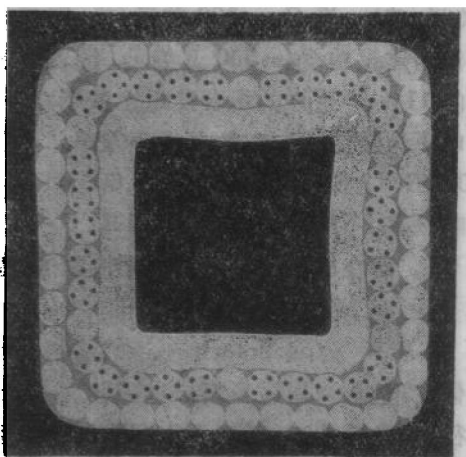


图16 组合空心导体
外形尺寸: 18×18毫米
内孔尺寸: 9×9毫米

因线圈支架跨在液氮温度下的线圈与室温下的恒冷器外壳之间，它不但须支持线圈重量，以及抵抗巨大磁力，更主要的还能起

到热隔绝作用，防止热量经过它向恒冷器内漏入。瑞士的火花室电磁线圈，用一种钛合金制成的72只托架支持着。这种高钛合金的平均导热率 K_m 对屈服应力 σ_F 的比例(6×10^6 瓦·厘米/ $^\circ\text{K}$ ·公斤)很低，即它既有高的机械强度，又有很小的导热率。这也可采用具有氧化镁膜的薄钢片迭成的堆块，以达到更好的数值。但这样的薄片堆块只能承受纵向压应力。

还有电流引入线也是一个处在深低温与室温之间的巨大热漏入源。在它们上面必须通过几千安培的电流。为了把引入线上由于本身电阻所产生的焦耳热保持得最小，只能使用导电率高的材料制造。但这种材料同时又是良好的导热体，它将从外界传入热量。在这种矛盾情况下，存在着一个双方兼顾下的最佳引入线尺寸。另外还需要一种特殊的冷却系统，以保证从外界传入的和本身产生的热量都能散发掉。瑞士的火花室电磁铁所采用的引入线是由几千根0.1毫米直径的皱曲镀银铜线所组成，把它们放在一根氦气冷却气流管中。在冷端把铜线在高压下用铟与超导线焊接，以保证低的结合电阻。用电子计算机算出它的具体参数，以最佳方式同时满足矛盾着的两方面要求。使用了这种引入线，据说每引入1,000安电流，还有1瓦的热损耗。最终目的是希望能达到在快速励磁和脉冲电流下，这种超导电磁铁能稳定地在超导状态下操作，使它成为核物理研究的有力武器，进一步向原子核的深处进军。

2. 磁流体发电用超导电磁铁

目前世界各国的电力增长率约为每年10%。估计到本世纪末，将达到现在的10倍。虽然供电系统需要一定程度的分散性，但由于原子能发电设施的采用，相应提高单机出力的倾向基本上不会有太大改变。过去单机出力的增长比电力需要的增长更快。现在最

大单机出力为 60~100 万千瓦。以此为基础, 则预计到本世纪末, 可能要发展到 1,000 万千瓦的单机出力。但据估计, 汽轮发电机的最大容量仅 200~300 万千瓦。这与今后的电力需要有着一大截差距。这一矛盾将促进磁流体发电及超导发电机等新技术的采用。

现在的涡轮发电机是把煤炭或石油燃烧, 对锅炉供给热能, 产生蒸气, 使汽轮机旋转, 再去拖动直接连结的发电机, 发出电来。这种方式的发电热效率, 最高为 40% 左右。一种能获得更高发电效率的新型发电方式, 即磁流体发电的原理如图 17 所示。把燃烧煤炭、石油或天然气所产生的高温气体 ($\sim 3,000^{\circ}\text{K}$), 以高流速 U 通过用耐热材料制成的导管。在这样的高温气体中, 把钾或铯那样较易电离的元素作为种籽混入, 燃烧气体即变成了等离子体而具有导电性, 其导电率 σ 约为 10~50 欧姆/米, 为金属的 10^{-6} ~ 10^{-7} 左右。设沿着与流速 U 相垂直的方向加上磁场 B 时, 则根据右手定则, 每单位长度将产生 $U \times B$ 的电压, 其方向与流速 U 和磁场 B 相垂直。设在这个方向上放置两个电极, 则可从电极间提取电力。这样, 从燃烧气体中就直接发出电来, 因没有旋转部分, 所以构造简单, 发电效率可达 50~60%。

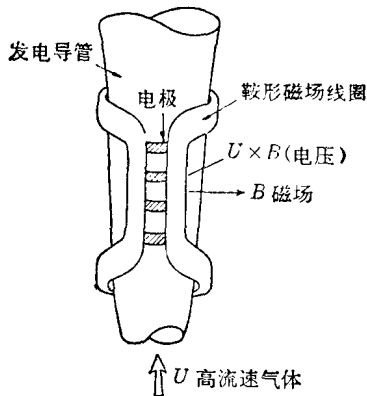


图 17 磁流体发电原理

因磁流体发电的出力密度与 $\sigma(UB)^2$ 成正比, 故需要能在大容积中产生强磁场的电磁铁。由于在发电导管的高温壁上有着因热

传导所产生的热损耗, 因此磁场愈强, 发电导管可愈短, 壁上的热损耗愈减小, 发电效率则愈高。一般须有 6~8 万高斯的强磁场。如果采用铜线电磁铁, 则由于铜线电阻上的损耗, 它的励磁电力很大, 须从发出的电力中扣去。这样就不能充分体现出磁流体发电的高效率。特别在发电功率较低的极端情况下, 发出电力刚好供给自身励磁之用, 则纯出力和效率都将下降为零。然而超导电磁铁根本不需要励磁电力, 在磁流体发电中, 它无疑已占着重要地位, 它的发展成为磁流体发电实用化中的一个关键。

美国 AVCO 公司曾这样的估算过, 在一个燃煤气体(加入 1.5% 碳酸钾作为种籽)磁流体发电机与蒸汽涡轮发电机相组合(即用磁流体发电导管排出的热流来产生蒸汽, 推动涡轮发电机的), 净出力为 60 万千瓦的发电厂中, 使用 5 万高斯的超导电磁铁。超导线的临界电流密度假定为 3 万安/厘米²。这个厂除超导电磁铁以外的建设费用总额为 4,370 万美元。超导电磁铁的建设费 $C_m = 1,500,000 + 40,000 C_w$ (美元)。 C_w 为超导线费用(美元/磅)。设 $C_w = 100$ 美元/磅, 则超导电磁铁的建设费 $C_m = 550$ 万美元, 约占总建设费的 11%。这样的组合发电比最新的火力发电更为经济。如在发电效率方面, 前者为 8,088 BTU/瓩·小时, 后者为 8,600 BTU/瓩·小时(BTU 为英国热量单位, 1 BTU = 0.252 千卡)。而在电厂建设费用方面, 则前者为 82 美元/瓩, 后者为 124 美元/瓩。

AVCO 公司 1965 年制造的最初一台磁流体发电机, 采用鞍形超导电磁铁, 发电导管内径为 30.5 厘米, 长度为 1.22 米, 垂直于圆筒轴的磁场为 4 万高斯。线圈外径为 84 厘米, 电磁铁外径(包括支持体)为 1.43 米, 全长 3.05 米, 圈数为 4,450, 电感为 15 亨利, 超导线长度为 20,700 米, 重量为 2,170 公斤, 其中 Nb-Zr 线重量为 75 公斤, 总重 7,120 公斤, 贮能为 3.9 兆焦耳, 线圈电流为 725 (最