

近代物理讲座

第七讲 超 导 电 性

章 立 源
(北京大学物理系)

上世纪末和本世纪初低温制冷技术迅速发展,1908年 Leiden 实验室在 Onnes 指导下实现了氦气液化,在此基础上再用减压降温技术,他们获得了 4.2K 到 1K 的低温. 在新的低温区测量了金属电阻特性变化,1911年 Onnes 发现在 4.2K 附近水银的电阻已经降到该实验室仪器无法测出的程度. 估计,在 1.5K 时水银的电阻与 0°C 水银电阻之比小于十亿分之一,而且电阻是在 4.2K 附近突然下降到这种无法测出的程度的. 1912 年对锡和铅也发现了这种电阻突然消失现象. 1913 年在 Onnes 发表的论文中首次提出超导电性 (Superconductivity) 这个名词,即认为水银在 4.2K 附近进入了一个新的物态,定名为超导态.

一、超导态的重要特性

扼要地讲,超导态有以下几方面重要特性.

1. 零电阻现象(这在上边已经讲过)

2. Meissner 效应

如果单纯从零电阻现象出发,似乎可以认为超导体是完全导体(即电导率趋于无穷大的导体). 在完全导体中必然没有电场,因为现实告诉我们导体中流的电流总是有限的. 联系到电磁感应定律,我们就可进一步推论:在完全导体中磁感应通量不可能改变,原有的磁通不会失去,也不会增加新的. 图 1(a) 表示温度在临界温度 T_c 之上,导体处于正常状态. 图 1(b) 表示把温度降到 T_c 以下,导体变成了完全导体. 在这两个情况中都没有加磁场. 图 1(c) 表示温度没有变,但加上磁场了. 由于在完全导体中磁感应通量不能改变,所以在完全导体内仍然如(b)中一样没有磁感应通量,磁感应通

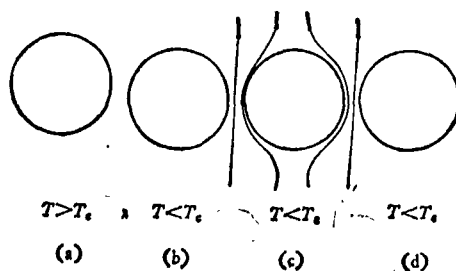


图 1

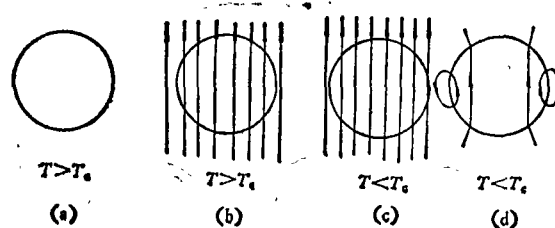


图 2

量环绕这个球的周围而过. 图 1(d) 中把外磁场又去掉了,完全导体中还是没有磁通量. 图 2 与图 1 不同,这里是先加磁场而后降温,使球变为完全导体. 图 2(d) 表示,在去掉外磁场后,完全导体却还维持着穿过体内的磁通量.

1933年 Meissner 和 Ochsenfeld^[1] 对环绕球形导体的磁场分布进行了小心的测量. 发现:对于超导体,不论是先降温后加磁场(图 1)还是先加磁场而后降温(图 2),只要过渡到了超导态,磁力线总是突然被排斥到超导体之外,也就是说,不管达到超导态的途径如何,只要 $T < T_c$,超导体内的磁感应强度 B 总为零,即具有完全抗磁性,这称为 Meissner 效应. 这效应说明,不能把超导体和完全导体等同起来,因为在完全导体内只具有“磁场不随时间变化”的性质,但是在超导体内的磁场总为零. 零电阻现象和完全抗磁性是超导体两个独立的基本性

质。

3. 正常-超导相变时电子比热跳跃

当金属从正常态转变到超导状态时,电子比热有什么变化呢? Keesom 等人对锡作了测量^[2],发现在 $T = T_c$ 发生正常-超导转变时,比热值发生跳跃式突变。大家知道,在低温下正常金属的固体比热分为晶格比热和电子比热两部分。但实验表明,对于超导体的正常态及超导态,晶格比热的贡献不变,所以在正常-超导相变时的比热跃变是在正常态及超导态两态下电子比热差异的结果。这说明:在金属向超导态转变后,金属中的公有化电子可能发生了异乎寻常的变化。

仔细测量还表明,除在 T_c 附近外,超导态下电子比热随温度变化的规律为指数规律:

$$C_{es} = a\gamma T_c e^{-bT_c/T}, \quad (1)$$

其中 C_{es} 表示超导态下电子比热, γ 为正常电子比热系数, $a \approx 9$, $b \approx 1.5$ 。公式(1)预示,在超导基态和激发能态之间有能隙存在。如果以 E_g 表示这个能隙,那么就每一单“粒子”而言,在温度 $T (< T_c)$ 处于能隙以上的粒子数应与 $\exp\{-E_g/kT\}$

成正比,因而激发这些“粒子”所要吸收的能量的统计平均值及其对温度的微商(即比热)都应正比于上式所示因子。与(1)中的指数因子相对比可以看出

$$E_g \sim bkT_c.$$

超导基态及激发态之间有能隙存在,这是超导体重要特征之一,下面再谈一个证据。

4. 微波吸收“边”效应

若上述能隙确实存在,那么可以设想,当频率为 ν 的电磁波照射到超导体上时,如果光子能量 $h\nu$ 等于或大于 E_g ,就可预期产生激发过程。而在由

$$h\nu_0 = E_g \quad (2)$$

所决定的临界频率下,超导体就开始强烈吸收电磁波,估计这频率在微波或远红外频谱部分。在五十年代,实验技术已可以检测在远红外区的低辐射强度,于是出现了很多工作,直接探索能隙之存在^[3]。典型实验之一是,测量超导

体处于超导态和正常态时反射系数之差随频率的变化。结果表明:在频率 ν_0 处,超导体对电磁波强烈吸收(吸收“边”),而当 $h\nu \gg E_g$ 时可以为,和 $h\nu$ 相比,能隙实际为零,所以在这些频率段超导体同正常金属已经实际上没有区别了。 ν_0 随金属而异,但各种金属的数量级约为 10^{14} Hz,由此估计超导能隙的数量级为 10^{-4} eV。

5. 同位素效应

1950年 Maxwell 和 Reynolds^[4] 等人同时分别从实验上发现,超导体的临界温度与同位素的质量有关:

$$T_c \propto 1/M^\beta, \quad (3)$$

其中 M 表示同位素质量, $\beta \approx 0.5$ 。此效应对了解超导电性的微观本质提供了有益的线索。大家知道,在不同的同位素中电子分布是相同的(例如铅有五种天然的稳定同位素,原子量分别为 202, 204, 206, 207 及 208),但是组成晶格点阵的离子质量是不同的,这无疑会造成晶格振动性质的不同。因此,同位素实验表明,从正常态向超导态转变时,金属中公有化电子所发生的转变过程应该能反映晶格点阵振动的影响。

6. 临界磁场

对于温度为 $T < T_c$ 的超导体,当外磁场超过某一数值 H_c 时,超导电性也被破坏,称 H_c 为临界磁场。实验表明,对于一定的超导物质, H_c 随温度的变化为

$$H_c = H_0[1 - (T/T_c)^2], \quad (4)$$

式中 H_0 表示 $T = 0$ K 时超导体的临界磁场。

实验还表明,当通过超导体的电流超过一定数值 I_c 时超导电性也被破坏。称 I_c 为临界电流。

二、超导二流体模型及库珀电子对

从微观上弄清楚超导现象本质之前,1934年 Gorter 和 Casimir 曾提出超导体的唯象模型^[5]——二流体模型,以此对超导现象作出初步解释。它对人们深入认识超导现象起了一定作用。

二流体模型认为,一旦金属变为超导态后,金属中原有的公有化电子就开始有一部分过渡到超导电子态(或称超流电子态)了.这种超导电子和正常金属中公有化电子在性质上有本质不同.前者称为超导电子流体,后者称为正常流体.设处于超导态金属中的超导电子有 N_s 个,正常电子有 N_n 个,而 $N_s + N_n = N$, N 为公有化电子总数.二流体模型假定这两种电子流体占据同一体积,在空间互相渗透地、彼此独立地运动.还假设,正常流体部分的性质和正常态金属中电子气体的性质相同,其中的电子在晶格点阵中运动要受到振动晶格的散射,从而有电阻效应.正常电子流体的熵不为零.但设处于超导电子流体的那部分电子不受晶格散射,它们对熵的贡献是零.

在二流体模型中引入了一个秩序度(或称有序参量,简称序参量) ω , 定义为

$$\omega(T) = \frac{N_s(T)}{N} \quad (5)$$

$\omega = 0$ 时, $N_s = 0$, 这表示所有电子都处于正常流体状态,与 $T \geq T_c$ 相对应. $\omega = 1$ 时, $N_s = N$, 这表示所有电子都“凝聚”成有一定秩序的超导电子流体了,自然这与 $T = 0\text{K}$ 相对应.

按二流体模型,对于在 $0 < T < T_c$ 情况下的超导态,其自由能自然可写为

$$g(\omega, T) = f_n(1 - \omega)g_n(T) + f_s(\omega)g_s(T), \quad (6)$$

其中 $g_n(T)$ 表示二流体模型中正常电子流体的自由能密度随温度而变的函数, $g_s(T)$ 是相应于超导电子流体的, $f_n(1 - \omega)$ 及 $f_s(\omega)$ 表示权重函数. 它们与序参量 ω 的关系应选择得合适,以使由(6)式计算出的热力学量与实验结果一致. 平衡时应满足

$$\left(\frac{\partial g}{\partial \omega}\right)_T = 0. \quad (7)$$

经详细计算,得出如下结果:

$$\omega = 1 - (T/T_c)^4; \quad (8)$$

$$S = \gamma T_c (T/T_c)^3; \quad (9)$$

$$c_{cs} = 3\gamma T_c (T/T_c)^3; \quad (10)$$

$$H_0^2/T_c^2 = \gamma/2\mu_0. \quad (11)$$

(μ_0 为 MKSA 电学单位制中的真空磁导率). 虽然超导态下的电子比热由(1)式表达更为精确,但(10)式所示的 T^3 关系也基本与实验数据符合. 另外,(11)式是一个对应态律,根据此式,只要超导体的 H_0 , T_c , γ 三个物理量中有两个为已知,就可求出第三个量. 不同超导体确实服从这一对应态律,而且这一对应态律也已从进一步的超导微观理论获得进一步证明,只是(11)式中的系数稍有变动. 我们还指出,由(9)式及热力学分析还可得到公式(4).

由此可见,二流体模型是很成功的,它从统一的基本假设出发解释了许多实验现象. 后来, London 在此基础上发展起来的超导体电磁理论也获得成功^[6].

二流体模型是唯象模型,它不能回答它所假设的超导电子究竟是什么,怎么形成的,这个问题使许多物理学家费尽心血. 到本世纪五十年代中叶这个谜才揭开了. 这并不是偶然的,而是在那时,实验事实已经积累充分,客观上揭开超导之谜的时机已经成熟,应该是瓜熟蒂落的时节了. 所积累的事实使人认识到:(1) 超导态金属中的导电电子肯定发生了深刻的变化,这种深刻变化表现在电子能谱中出现了能隙,能隙大约是 10^{-4}eV 数量级.(2) 在发生超导转变的前后,虽然晶格本身没有什么变化,但是同位素效应表明,在形成超导电性的过程中,晶格肯定起着重大作用. 这特别是,电子和晶格间的相互作用(电声作用)起了某种至关重要的决定性影响.

如果是一个单纯的电子系统,那么电子之间只存在库仑排斥作用. 但是,在固体中的电子与声子之间存在着耦合(电声作用). 1950年 Fröhlich 首先证明^[7]: 金属中电子与声子的耦合可以使电子与电子之间产生吸引作用. 我们不能在这里叙述 Fröhlich 的理论,而只限于形象地讲一下图象. 大家知道,金属中带正电荷的离子形成晶格点阵,电子则在周期性势场中运动. 晶格并非刚体. 设想我们跟随一个特定电子的运动来观察,便会看到附近的离子由

于和电子间的吸引力的作用而向着运动电子的轨迹方向产生畸变(极化)。离子的质量比电子大得多,因此电子运动过去之后,畸变了晶格点阵恢复到它原来的规则形状要花一定时间。离子点阵的变形使正电荷浓度局部地变高,并因而产生对另外电子较强的局部吸引势。所以,第一个电子运动过去之后,第二个电子受到吸引,便追随着第一个电子的运动。现在,假如我们忘掉离子点阵的变形而把注意力集中到这一对电子上,那么就看到这两电子间存在一种有效的吸引作用。在特定材料中,这种由晶格畸变诱导的电子-电子间的吸引如果能胜过电子之间的库仑排斥作用,那么这两个电子间就产生了净的吸引作用。

1956年 Cooper^[8]完成了导致超导微观理论成功的关键性的一步。在对一个简单的双电子模型进行计算之后,Cooper 指出,只要这两个电子间存在净的吸引作用,不论多么弱,结果总能形成电子对束缚态。在具体计算时,Cooper 的简单模型是这样的:设想在绝对零度下把两个额外的电子加到一个金属中,假定这金属中原有的电子在动量空间中的费米球并未因这两个额外电子的引入而引起变化,它们只是形成了“安稳的费米海”背景,并通过泡利原理对这个电子起作用。于是,这两个电子只能去占据 $p > p_F$ (p_F 表费米动量)的那些态。这样,Cooper 就把多体问题化为二体问题了。现在,假设在这两个额外电子之间存在着净的吸引作用,下面将根据电子服从费米统计建立双电子波函数,并由量子力学波动方程求解其能谱。

忽略晶体能带结构,可取如下的态叠加作为这双电子系统的波函数:

$$\psi_0(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \left[\sum_{\mathbf{k} > k_F} a_{\mathbf{k}} \cos \mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right] \cdot (S_{+\frac{1}{2}} S_{-\frac{1}{2}} - S_{-\frac{1}{2}} S_{+\frac{1}{2}}). \quad (12)$$

这里为简单起见,一开始就取了两个电子具有相等而相反动量且自旋相反的态,事实上可以证明,这样的两个电子形成的电子对束缚态具有最低能量,我们不去详谈。

双电子系统的薛定谔方程是

$$-\frac{\hbar^2}{2m} (\nabla_1^2 + \nabla_2^2) \psi_0 + V \psi_0 = E \psi_0, \quad (13)$$

其中 V 代表两电子间的吸引位势即 $V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ 以(12)式代入(13)式,可得

$$(E - 2\epsilon_{\mathbf{k}}) a_{\mathbf{k}} = \sum_{\mathbf{k}' > k_F} V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} a_{\mathbf{k}'}, \quad (14)$$

其中

$$\epsilon_{\mathbf{k}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m},$$

$V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ 标志着将一对电子从 $(\mathbf{k}', -\mathbf{k}')$ 散射到 $(\mathbf{k}, -\mathbf{k})$ 的位势强度。一般地讲,散射位势 $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ 与 \mathbf{k} 及 \mathbf{k}' 均有关,因此计算难于进行。于是,Cooper 引入如下简化近似:

$$V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = \begin{cases} -V & \text{若 } k_F \leq |\mathbf{k}|, |\mathbf{k}'| \leq k_{\max}; \\ 0 & \text{在其它情形.} \end{cases} \quad (15)$$

这里

$$\frac{\hbar^2}{2m} (k_{\max}^2 - k_F^2) \simeq \hbar\omega_c, \quad (16)$$

称 ω_c 为截断频率。这就是说,假设只在费米能 E_F 以外 $\hbar\omega_c$ 的能量间隔之内的两电子之间才具有吸引作用。 ω_c 的数量级为德拜频率 ω_D 。

以(15)式代入(14)式并以积分代替求和,再在弱耦合条件下(即 $N(0)V \ll 1$) 进行计算,得

$$E \simeq 2E_F - 2\hbar\omega_c e^{-2/N(0)V}, \quad (17)$$

式中 E_F 表示费米能, $N(0)$ 代表在费米面电子的态密度(对每单位自旋而言)。在得到(17)式时,我们还假设了在 $E_F < \epsilon_{\mathbf{k}} < E_F + \hbar\omega_c$ 的间隔中(注意, $\hbar\omega_c \ll E_F$) $N(\epsilon_{\mathbf{k}})$ 变化很慢,所以用 $N(0) [\equiv N(E_F)]$ 代替了 $N(\epsilon_{\mathbf{k}})$ 。

由(17)式可见,存在着一个电子对束缚态,其能量比 $2E_F$ 低 Δ , 它为

$$\Delta \equiv 2\hbar\omega_c e^{-2/N(0)V}. \quad (18)$$

我们在前面曾指出,这两个额外电子只能去占据 $k > k_F$ 的态。如果没有彼此间相互吸引作用位势 V , 那么这两个电子的能量必然超过 $2E_F$ 。Cooper 分析的最重要结果是:当这两电子间出现吸引位势 V 时,不论 V 多么小,都存在一个动量相等而方向相反的电子对束缚态(且

具有相反自旋),这时相互吸引位势所引起的位能降低超过了此两电子动能比 $2E_F$ 多出的量,结果总能量 E 比 $2E_F$ 为低。根据这一结果,Cooper 认为可能出现一种正常金属费米海的不稳定性。因为金属中的原有电子有可能重新组合,使每对电子进入库珀对(Cooper pair)态,从而多体系统进入比“费米海”能量更低的稳定状态。可以预期,这导致出现超导基态。

在这篇文章中我们不可能再详谈有关超导基态的计算了,我们只是指出计算的结果恰好算出了超导能隙。此外,还可得出如下的 T_c 公式:

$$kT_c = 1.14\hbar\omega_c e^{-1/N(0)V}. \quad (19)$$

这就是巴丁-库珀-施里弗(BCS)理论得到的超导转变温度,这是弱耦合超导体理论的结果^[9],它与实验相符。BCS 理论所推导出的能隙、电子比热及临界磁场公式都与实验基本一致,这理论也能解释零电阻效应和 Meissner 效应。我们不能一一去讲了。

按照 BCS 理论超导基态的图象,不难理解二流体模型中所假设的超导电子。因为在超导基态中,费米面附近的电子组成了库珀电子对,各库珀对中单个电子的动量可以不同,但每个库珀对的总动量总为零。所以在动量空间中可以说,所有库珀对都“凝结”在零动量上,这就相当于二流体模型中的超导电子流体。而由破坏库珀对所形成的激发的单电子所组成的部分就是二流体模型中的正常电子流体。这样,BCS 理论就指出了二流体模型中超导电子流体的微观实质以及形成的原因。

总之,经历了半个世纪,花了不少物理学家人心的超导物理图象问题终于突破了。这是许多人共同长期努力的结果。

三、超导应用及其展望^[10]

目前,超导电性的主要应用方面为超导磁体和超导隧道效应的应用。先讲第一方面。1961 年人们第一次成功地制造出超导磁体,可以说由此开始了超导体现代应用的篇章。超导

磁体重量轻,电耗小,磁场强,具有常规电磁铁不可达到的优点。一个 5 T 的中型超导磁体只不过几公斤,这是由于超导线的载流能力比普通铜线、铝线高出成百上千倍的缘故。在当前国际上,磁场约 10 T 的超导磁体已有商品出售。如将常规电磁体和超导磁体适当配合组成一种所谓杂化磁体,其磁场可达约 30 T 左右。超导磁体的诞生为物理实验技术带来了革新,在核物理、高能物理上可用于为氢气泡室及大型加速器提供强磁场。此外,在用于研究物质结构、生物分子的一些很重要的仪器(如高分辨率电子显微镜,核磁共振仪等)中,超导磁体也有广泛的应用前景。

在电力工程上,如能实现大型超导应用,那必然会在电工技术领域里引起巨大变革,但目前还基本上在试验摸索阶段。这方面的基本困难是,目前所有超导材料的超导转变温度都太低,只有在有液氮条件下才能实现超导电性。就目前的低温技术水平来讲,所需要氮液化器的设备花费大而且十分不便,在国内这种状况尤其突出。

自 Onnes 发现超导电性以来,人类在提高 T_c 问题上创造了哪些记录呢?请看下表:

表 1

物 质	T_c (K)	观测年代
Hg	4.2	1911
Pb	7.2	1913
Nb	9.2	1930
V ₃ Si	17.1	1954
Nb ₃ Sn	18.1	1954
Nb ₃ Al _{0.71} Ge _{0.29}	20.5	1967
Nb ₃ Ga	20.3	1971
Nb ₃ Ge	23.2	1973

到目前为止,1973 年的记录尚未刷新。在 BCS 理论问世之前,人们主要是从大量实验基础上摸索了一些提高 T_c 的经验方法。自 1957 年 BCS 理论问世以来,又开辟了理论上探索高 T_c 的战线,这对实验有不少影响。对于现在实用上很有用的 A15 结构的超导材料(如 Nb₃Sn, V₃Si, Nb₃Ge)从实验上理论上还在作大量探

索。特别值得一提的是,过去的十年证实,将能带方法用于材料科学研究的年代已经到来,在这期间,能带论方法已成为固体物理学家和材料科学家从理论上研究和预计凝聚态物质性质的有力工具,这方面文献日益增多。从理论上探索固体能带结构对超导电性的影响的工作将有深入的发展。另一方面,过去十年来一些新技术手段开始发展,例如薄膜技术、高压技术、离子注入技术、离子束混合技术和激光处理技术等,这些技术的发展和应用于超导材料的研究制造无疑会展现出广阔新前景,改变传统冶金领域所得结果。

值得指出,不排除制成较高转变温度超导材料的可能性^[11]。例如,理论上曾经预言,在压强达到 80 万到 260 万大气压左右范围内,通常处于分子晶体状态的固体氢可能会转化为金属氢。而理论预计金属氢的超导转变温度为 100~200K。目前这一问题还尚未定论,主要是要实现高压技术、高压测量以及去压后金属氢能否作为亚稳态而存在的问题^[12]。另外,据 E. Brown 等人报道^[13],对 CdS 先加压到约 40 kbar,然后以 10⁶bar/s 的速度减压得到的材料有极大的抗磁性,可接近于超导电性中的 Meissner 效应,而开始出现这些现象的温度高达 77K。它是超导电性还是另一种新的凝聚态,尚待进一步研究。

现在谈谈超导隧道效应应用方面。1960年 Giaver 第一次作了著名的超导体隧道实验,他成功地发现了电子从正常金属隧穿进入超导体的规律,这很快成为测量超导能隙的有力实验方法。稍后,1962年 Josephson 又从理论上考虑了 Cooper 电子对能穿透绝缘位垒的可能性,即当两块超导体 S₁, S₂ 中间隔以绝缘层 I(S-I-S)时,超导电子流体(一群电子对)表现出有穿透绝缘层位垒(绝缘层厚~10 Å)的一定几率。随后,这一预言为实验所证实。六十年代初这些令人兴奋的进展,现在已构成了超导应用的一个广泛而有巨大发展前景的方面。例如,当在超导结区两端加上直流电压 V 时,它就产生频率为 $\nu = 2eV/h$ 的高频正弦电流。若再

用微波电磁场照射结,则在 I-V 特性曲线上显出阶梯,即在电压值为

$$V_n = n \frac{h}{2e} \nu \quad (20)$$

时($n = 0, 1, 2, \dots$),电流增加一定的幅度而电压保持常值。上式中的 ν 为照射在结上的微波频率。实验表明这种阶梯的高度对交变电磁场的强度非常敏感,所以可利用这一点探测微弱的电磁辐射。这种特性提供了检测宇宙中微弱信号的手段,灵敏度极高,从而在射电天文学,毫米和亚毫米波通讯等方面有广泛应用前景。

从(20)式还可看出,只要选定一个阶梯就可以通过测量频率而得出阶梯电压。频率测量可精确到 10⁻⁹ 甚至更高,所以通过测量频率来测量电压可以达到很高的精度。利用这一方法监视电压基准器电压变化情况,既精确又简便。

Josephson 超导结的临界电流随磁感应强度有规律性变化。对于一个包含多个超导结的超导金属环,理论和实验都表明其临界电流随磁场 B 的变化而发生急剧振荡变化。利用此现象可以探查磁感应强度非常微小的变化。目前分辨率可达 10⁻¹⁵T 左右。由此可制成超导量子干涉仪(SQUID),可用来测磁场和磁场稳定度,可用于研究弱磁物质以及人体心脏跳动时微弱磁场变化等。SQUID 的应用正在迅速发展,在我国应在近期大力开展。

最后简单谈一下在能源问题上发挥超导技术的作用的现实意义。按现有常规发电方法,都是将热能先转换为机械能再变成电能,这种类型的现有发电厂只能使用煤或石油燃烧之后发出的热能中的大约百分之四十来生产电力,其余的热能就散发到空中去了。为了提高燃料能的利用效率,发展磁流体发电(MHD)是在本世纪内将日益显出重要性的一种发电方法。现在设计的 MHD 中,是把燃烧的煤粉、石油或原子能发电站的废气等高温(约 3000K)气体高速喷射到用耐火材料制成的发电通道当中,在高温气体中混入少量的钾、铯等易电离的物质,使高温气体离子化,成为等离子体。设正、负两电极间距离为 d,在两平行极板间的磁感应强度

为 B , 当流速为 v 的电离气体通过平行极板时, 极板间就产生 vBd 的电压. 可见磁流体发电的输出功率与磁感应强度的平方 (B^2) 成正比, 与发电通道的体积也成正比. 能否在一个大体积内产生强磁场是磁流体发电中非常关键的问题. 超导磁体在这里正可以发挥其所长. 如果使用常规磁体, 不只磁感应强度受到限制, 而且损耗大. 这样, 产生的电能将有很大一部分被发电设备自己消耗掉, 特别是在磁场超过 1.5T 时, 净剩的输出功率随磁场增加急剧减小, 而超导磁体恰可解决这个困难. 在苏联, 除已有的磁流体发电装置已于 1977 年向莫斯科电网供电外, 还要建立 500MW 的 MHD 发电厂. 由于磁流体发电利用能源的效率高, 各国均很注意, 预期在本世纪末它将在发电网中占重要位置. 这种发电也可能成为利用天然气的途径之一.

此外, 在受控热核反应中用超导磁体产生强磁场来约束等离子体的办法也是常规磁体不可取代的. 而一旦受控热核反应得以实用, 仅海水这个能源就可以用上几十亿年. 当然这一前景可能是下一世纪的事了.

尽管对超导电性的研究已经过了半个多世纪而且已经取得很大进展, 但是这一领域仍是当前物理学研究领域中的一个十分活跃的领域.

与诸如受控热核反应和高能加速器的实验相比, 超导研究耗资小, 而且会在固体物理学、金属物理学、化学合成技术以及材料科学等方面促进边缘领域科学合作, 更不用前面已略谈及的应用潜力了. 可以预计在本世纪内超导电性基础研究仍将很活跃, 超导技术的应用会稳步扩展. 在我国应抓住这领域中几个关键课题集中人力、物力踏实前进.

参 考 文 献

- [1] W. Meissner and R. Ochsenfeld, *Naturwiss*, **21** (1933), 787.
- [2] W. H. Keesom and J. A. Kok, *Physica*, **1** (1934), 175.
- [3] M. A. Biondi et al., *Rev. Mod. Phys.*, **30** (1958), 1109.
- [4] C. A. Reynolds et al., *Phys. Rev.*, **78** (1950), 487. E. Maxwell, *ibid*, **78** (1950), 477.
- [5] C. J. Gorter and H. B. G. Casimir, *Phys. Z.*, **35** (1934), 963.
- [6] F. London and H. London, *Proc. Roy. Soc. London A*, **149** (1935), 71.
- [7] H. Fröhlich, *Phys. Rev.*, **79** (1950), 845.
- [8] L. N. Cooper, *Phys. Rev.*, **104** (1956), 1189.
- [9] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **108** (1957), 1175.
- [10] 章立源著, 超导体, 科学出版社, (1982), 第六、七章.
- [11] 章立源, 物理通报, 1(1983)1.
- [12] Л. Ф. Верещагин, *письма жэтф*, **21** (1975), 190.
- [13] E. Brown et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45** (1980), 478.

(上接第 446 页)

$$\begin{aligned}
 & - \frac{1}{2} \int d\mathbf{s} \int d\mathbf{v}' \theta(\mathbf{C} \cdot \mathbf{n}) \theta(-\mathbf{C}' \cdot \mathbf{n}) K(\mathbf{C}, \mathbf{C}') |\mathbf{C}' \\
 & \cdot \mathbf{n}| f^{(0)}(\mathbf{v}', \mathbf{r}_s) [\dot{f}(\mathbf{v}', \mathbf{r}_s, t) - \dot{f}(\mathbf{v}, \mathbf{r}_s, t)] \\
 & \times \log \frac{\dot{f}(\mathbf{v}, \mathbf{r}_s, t)}{\dot{f}(\mathbf{v}', \mathbf{r}_s, t)} \leq 0. \quad (A2)
 \end{aligned}$$

参 考 文 献

- [1] S. Chapman and T. Cowling, *The Mathematical*

Theory of Non-Uniform Gases, 3rd. ed. Cambridge University Press, London, (1970).

- [2] 王竹溪, 统计物理学导论, 人民教育出版社, (1965).
- [3] J. R. Dorfman and H. van Beijeren, in: *Statistical Mechanics*, Pt. B: *Time-dependent Processes*, (B. J. Berne, ed.) (1977).
- [4] J. H. Ferziger and H. G. Kaper, *Mathematical Theory of Transport Processes in Gases*, Amsterdam, (1972).