

An Introduction to Millikelvin Technology

极低温(mK)技术概论

[英]D.S. 贝茨 著
金铎 冉启泽 曹烈兆 译

中国科学技术大学出版社

责任编辑:孔宪惠
封面设计:王斌莹



ISBN 7-312-00742-2



9 787312 007422 >

ISBN 7-312-00742-2/D·169

定 价 18.00 元

极低温(mK)技术概论

[英] D. S. 贝茨 著
金铎 冉启泽 曹烈兆 译

中国科学技术大学出版社

1995·合肥

© Cambridge University Press 1989

业经授权,中国科学技术大学出版社享有本书在中国大陆中文简体字版专有出版权

图书在版编目(CIP)数据

极低温(mK)技术概论/[英] D. S. 贝茨 著;金铎 冉启泽
曹烈兆 译.--合肥:中国科学技术大学出版社,1995年12月
ISBN7-312-00742-2

I 极低温(mK)技术概论

II [英] D. S. 贝茨 著;金铎 冉启泽 曹烈兆 译

III ①极低温(mK) ② 技术概论

IV O

凡购买中国科大版图书,如有白页、缺页、倒页,由本社出版科负责调换

中国科学技术大学出版社出版发行

(安徽省合肥市金寨路96号,邮编:230026)

中国科学技术大学印刷厂印刷

全国新华书店经销

开本:850×1168/32 印张:4 字数:101千

1995年12月第一版 1995年12月第一次印刷

印数:1—1500册

ISBN 7-312-00742 2/O·169 定价:8.00元

内 容 提 要

本书是一本译著,全面介绍了 1K 以下温度如何获得和测量的原理和方法,其中包括 ^3He 恒温器、 ^3He - ^4He 稀释致冷机、Pomeranchuk 致冷机、绝热核去磁方法和测量 1K 以下温度的各种常用温度计。全书共分六章,内容简明扼要,图文并茂,插图及其文字说明约占全书的一半,对初次涉及极低温范围的读者特别合适。

本书适合于物理类和制冷专业类的大学生和研究生阅读,对从事这方面研究工作的人员也是一本很好的参考书。

译者前言

本书作者 D. S. Betts 在英国 Sussex 大学长期从事极低温技术和液氮的研究工作,著有多本著作.这本简明扼要、图文并茂的书是作者从学习班的讲演稿演变而来.望读者在阅读正文以前读一下作者本人的序言,对阅读本书将大有裨益.

本书可作为低温物理专业学生的参考书,并适合于物理系和其它对极低温技术有兴趣的大学生和研究生阅读.对想做极低温下工作的研究人员先阅读一下本书以了解全貌也极有好处,但要深入了解还需阅读专门书籍和文献,在此书的参考文献中也已列出.

本书的翻译是在得到作者同意,并由中国科学技术大学出版社和英国 Cambridge 大学出版社签订版权协议情况下进行的.根据协议,不能增减原书内容.所以我们在翻译时采取了直译方式,逐句翻译.对已过时的“国际实用温标”一节也未加更动或注释.请读者参阅 1990 年国际温标的有关文献(如:ITS-90, NPL Special Report QU S45, November 1989).

在翻译过程中得到作者的大力相助,并提供了书中的照片.中国科学技术大学出版社和英国 Cambridge 大学出版社也给予我们很多帮助和支持,在此表示衷心地感谢.

本书的第一、二、三章由金铎翻译,第四、五、六章由冉启泽翻译,图表和说明由曹烈兆翻译,最后由曹烈兆校阅和整理.

曹烈兆

1994 年 10 月

作者序言

本书起源于1985年9月,我受布拉格的查尔斯大学和俄罗斯的杜布纳联合核研究所的 Marek Finger 博士之邀,在捷克斯洛伐克乡村的 Bechyně 城堡举办的关于极化核的超精细相互作用和物理的国际暑期学习班上作的四次低温方法的报告.对暑期班的主题我知之甚少,但低温物理是我的专长,尤其鉴于我早已是《1K 以下的致冷和测温》(Sussex 大学出版社,1976)一书的作者,因此坦率地说,准备这四次报告并非难事.为使报告色彩丰富,我决定尽量少用文字叙述,配上大量取自各种来源的图表做成透明片.凭着我对题目素材的知识,没有用讲稿,而是边放透明片边报告.我用了四天时间思考报告内容并准备资料.所有的四个报告都是在1985年9月3日做的.组委会最初没有打算出版报告文集,但是许多与会者表示想要得到文字形式的讲稿.要将一大堆透明片转变成叙述清晰可付印的手稿,我不太有信心,但我答应试一试.这就像将电影改写成中篇小说.我干干停停,错过了一再推迟的截止期,直到文集编者最终放弃了我,因而文集中没有收入我的报告.这时我觉得应该将自己已经起了头的事做完,同时“关于低温方法的四次讲演”作为一种个人版本,在 Sussex 大学的研究生可以得到,然而外界并不知晓.当时(1986年8月)我寄了一本给 CUP 的 Simon Capelin 博士,他和我早先就另一个题目通过信,我答应愿将内容作进一步的有限的扩充至本书的样子.我担心这个提议会遭拒绝,可实际上 Peter McClintock 博士却提出了一些非常有益的建议,鼓励我干下去.至此,我才稳步地处理录入“word-processor”磁盘中的文字资料、改编以及扩充内容,直到1987年6月将底稿寄出.整个这一过程的工作总量大大超过我会同意作为一揽

子计划而干的工作量,但是因这件事分成了三个不同的阶段,所以看起来其工作量总是可以对付.

我之所以提到所有上述的情况,是因为这册书的最终形式在很大程度上被上述经历决定了.因此,这本书简短,图/文比例高.书中的插图并非仅是正文的附属物,而是期望读者花些时间搞清其意义,然后再往下读.同样重要的是,这本小册子无论如何不能代替我的《1 K 以下的致冷和测温》(1976)或 O. V. Lounasmaa 的《1 K 以下的实验原理和方法》(1974),这两本书作为更高级的经典仍然可以得到.

这本小册子的意图是作为低温和极低温物理研究实验专业技术的一个入门.首先,它对于那些刚开始这方面研究工作的研究生,或者从别的专业转过来的短期研究人员看来是最适合的,其次对要选择低温物理专业的大学最后一年级的学生也最为合用.要仔细琢磨书中的插图以助理解,一旦有所领悟请读者去参阅专门文献.

DAVID S. BETTS

目 录

译者前言	(1)
作者序言	(1)
第一章 致冷和测温导论	(1)
1.1 引言	(1)
1.2 致冷	(10)
1.2.1 流体的自由膨胀	(1)
1.2.2 流体的等熵膨胀或压缩	(2)
1.2.3 流体的等焓膨胀	(4)
1.2.4 顺磁体的绝热(等熵)去磁	(7)
1.3 温度测量	(10)
1.3.1 开尔文(Kelvin)温标	(11)
1.3.2 国际实用温标	(12)
第二章 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 混合液的性质	(14)
2.1 引言	(14)
2.2 相图	(14)
2.3 稀释混合液	(17)
2.4 氦-3 溶质的费米简并	(18)
2.5 混合液和二流体模型	(19)
2.6 渗透压	(20)
2.7 蒸汽压	(21)
2.8 输运性质	(22)
第三章 稀释致冷	(25)

3.1	引言	(25)
3.2	蒸发冷却	(25)
3.3	稀释致冷机部件设计	(28)
3.4	起动	(32)
3.5	混合物的用量和浓度	(33)
3.6	蒸馏器	(33)
3.7	如何获得最低温度	(36)
3.8	热交换器	(36)
3.9	漏热	(43)
3.10	热交换器结构	(45)
3.11	不用热交换器的其它方法	(46)
第四章 Pomeranchuk 致冷机 (48)		
4.1	引言	(48)
4.2	熔化氦-3 的性质	(48)
4.3	固化致冷	(49)
4.4	压缩过程	(53)
4.5	设计实例	(56)
4.6	几种近期的设计	(61)
4.7	结论	(63)
第五章 绝热核去磁 (64)		
5.1	引言	(64)
5.2	基本原理	(65)
5.3	熵数据	(66)
5.4	理想的核顺磁体	(66)
5.5	非理想情形	(69)
5.6	自旋-晶格弛豫	(70)
5.7	超精细增强的 Van-Vleck 顺磁体	(74)

5.8	致冷物质的几何形状:板型、线型或粉末型?	(75)
5.9	装置	(78)
第六章	温度测量	(86)
6.1	引言	(86)
6.2	NBS 超导固定点器件	(88)
6.3	氦-3 蒸汽压	(89)
6.4	氦-3 熔化压	(90)
6.5	碳电阻或锗电阻	(92)
6.6	电容温度计	(95)
6.7	硝酸铈镁(CMN 和 CLMN)	(95)
6.8	NMR 测温法	(96)
6.9	γ 射线各向异性测温	(98)
6.10	噪声温度计	(99)
6.11	结论	(100)
参考文献	(102)
索引	(108)

果已知的话)来表示. 图 1.1 给出范德瓦尔斯流体的计算结果, 包括单相状态和两相状态两种情况. 自由膨胀从不用来作为实际的致冷手段, 这儿就不作进一步讨论了.

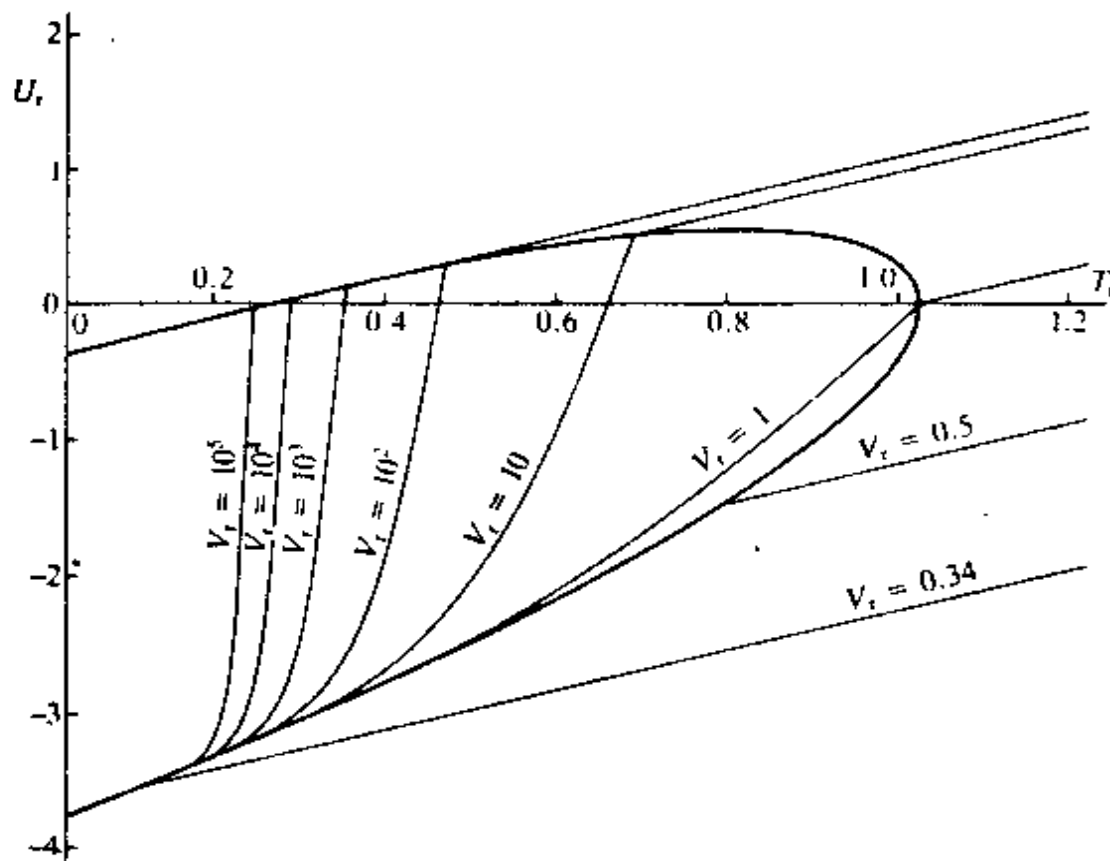


图 1.1 作为说明的一个例子, 范德瓦尔斯流体在几个固定的约化体积 $V_r = V/V_c$, 内能 U_r 与约化温度 $T_r = T/T_c$ 的关系(这里下标 c 表示临界点的值). 约化内能在临界点标作零值; 在蒸汽压下, 当 $T_r \rightarrow 0$, $U_r(\text{液体}) \rightarrow \left(2 \frac{1}{2} T_r - 3 \frac{3}{4} \right)$, 而 $U_r(\text{蒸汽}) \rightarrow \left(1 \frac{1}{2} T_r - \frac{3}{8} \right)$. 温度变化可以沿通过相应的初态点的水平线至左边而得到. 作者感谢 Erik Westerberg 提供做此图的程序.

1.2.2 流体的等熵膨胀或压缩

使流体以可逆和绝热方式膨胀, 在此过程中做外功. 可以设想此流体被约束在一个绝热的圆筒容器中, 容器的一端是一个无摩擦的

想气体,上式可简化成熟悉的形式:

$$T_1 = T_0(V_0/V_1)^{2/3}. \quad (1.3)$$

图 1.2 给出了范德瓦尔斯流体的计算结果,包括单相状态和两相状态.这种方法或者说它的一种实际的近似方法被用于低温致冷机,最明显的例子是简单的³He 和⁴He“减压液池”.

由于蒸汽的体积太大,使用一个运动的活塞是不实际的,但可用真空泵使液体蒸发,其作用与活塞类似. Pomeranchuk 致冷机的基本原理也可认为与上面相同,但此时两相是液体和固体,而不是蒸汽和液体;此外,还应用了可运动的活塞,通常是用波纹管.见第四章.

1.2.3 流体的等焓膨胀

流体的等焓膨胀可以理想地发生在经典的热力学教科书所示的装置中及图 1.3(a)和 1.3(b)中.流体从一个保持在压强 p_1 (适当地控制无摩擦活塞的运动)的容器通过小孔流向第二个压强保持在 p_2 (适当地控制另一个无摩擦活塞的运动)的容器.所有器壁都是绝热的,而且 $p_1 \geq p_2$. 很容易证明焓 H 保持常数. 这过程是不可逆的,熵增加了. 在单相状态时,温度的改变可以方便地表达为下式:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_H = + \frac{1}{C_p} \left[T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p - V \right]. \quad (1.4)$$

一般说来其值不等于零(理想气体除外),它可以是正值或负值,取决于压强和初始温度. 在低温致冷应用中,通常是工作在流体的反转曲线以内,因而能产生冷却. 图 1.4 和图 1.5 分别给出反转曲线和对范德瓦尔斯流体(包括单相和两相状态)的计算结果. 在图 1.4 中画出了 $T_r = T/T_c$ 对 $p_r = p/p_c$ 的关系,其中脚标 c 表示临界点的参量. 当 $T_r = 1$ 和 $p_r = 1$ 时的临界点在图中用 C 标出. 连接 C 点和坐标原点 ($T_r = 0, p_r = 0$) 的曲线是蒸汽压曲线. 除去位于蒸汽压曲线上的点以外,图 1.4 中所有的点都是指单相状态的. 在曲线包围的区域之内的所有的点上,方程(1.4)中确定的量都取正值,也就是说,在流体从

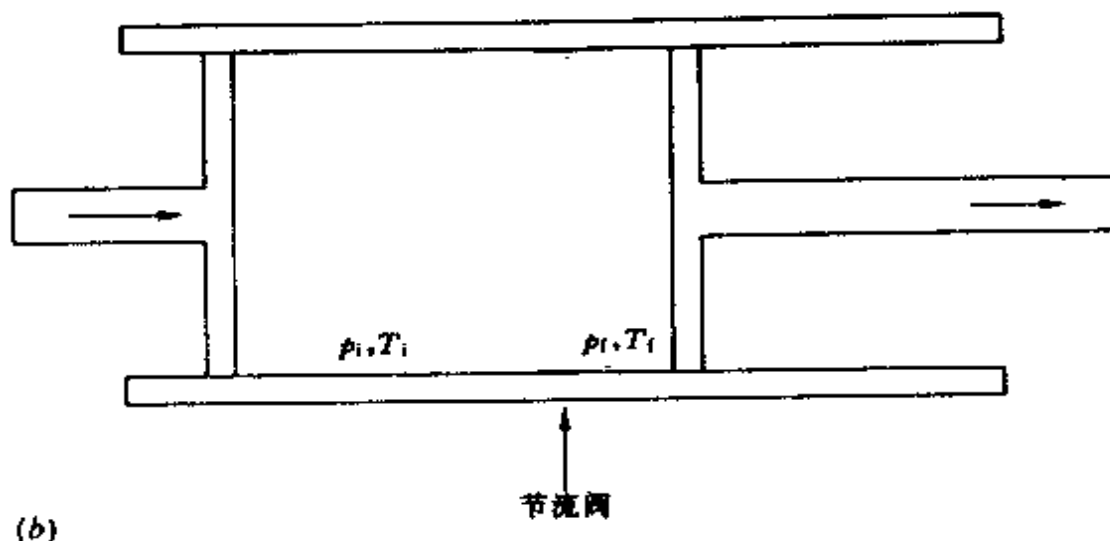
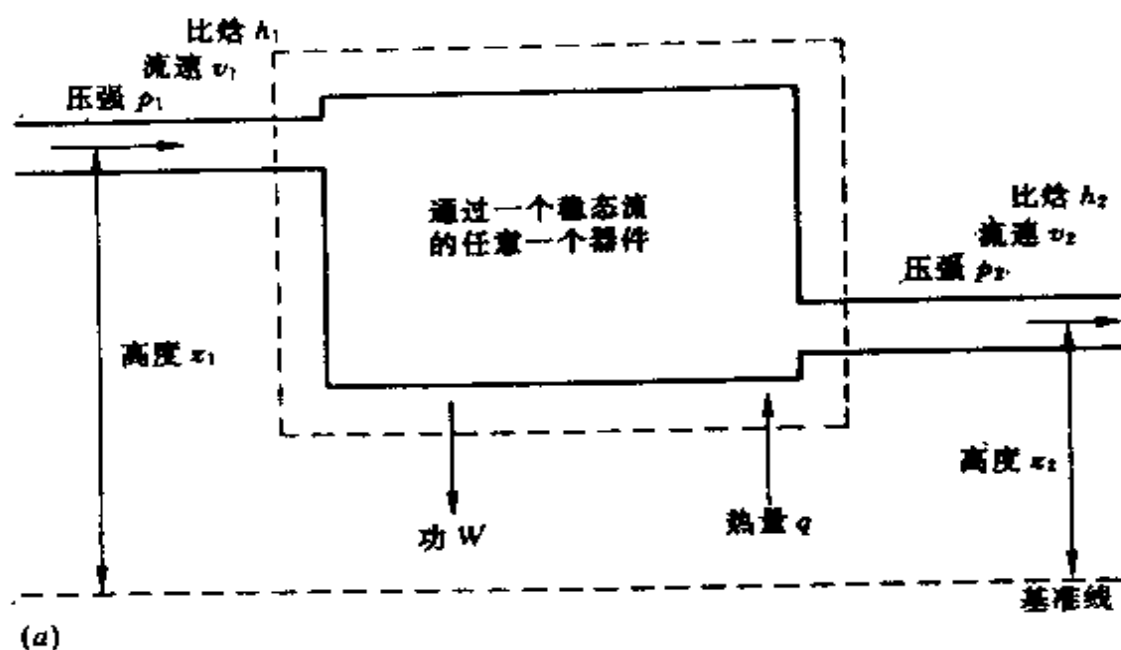


图 1.3 (a)有一个流体通过的器件. 对应于各个量之间的方程是:

$$(h_2 - h_1) + \frac{1}{2}(v_2^2 - v_1^2) + g(z_2 - z_1) = q - W$$

这里 h_2 , h_1 , q 和 W 均对应于单位质量流. (a)的一个特殊情况表示在(b)中. 在(b)中器件是一个节流阀, 它的作用是使 v_1 , v_2 , $(z_2 - z_1)$ 可忽略, 且 q 和 W 为零. 在此条件下, $(h_2 - h_1) = 0$, 过程是等焓的.

高压流向低压的一个等焓过程中可以致冷. 对于范德瓦尔斯流体来说, 最高的反转温度 $T_r = 6 \frac{3}{4}$, 而反转曲线的尖端在 $T_r = 3$ 和 $p_r = 9$ 处.

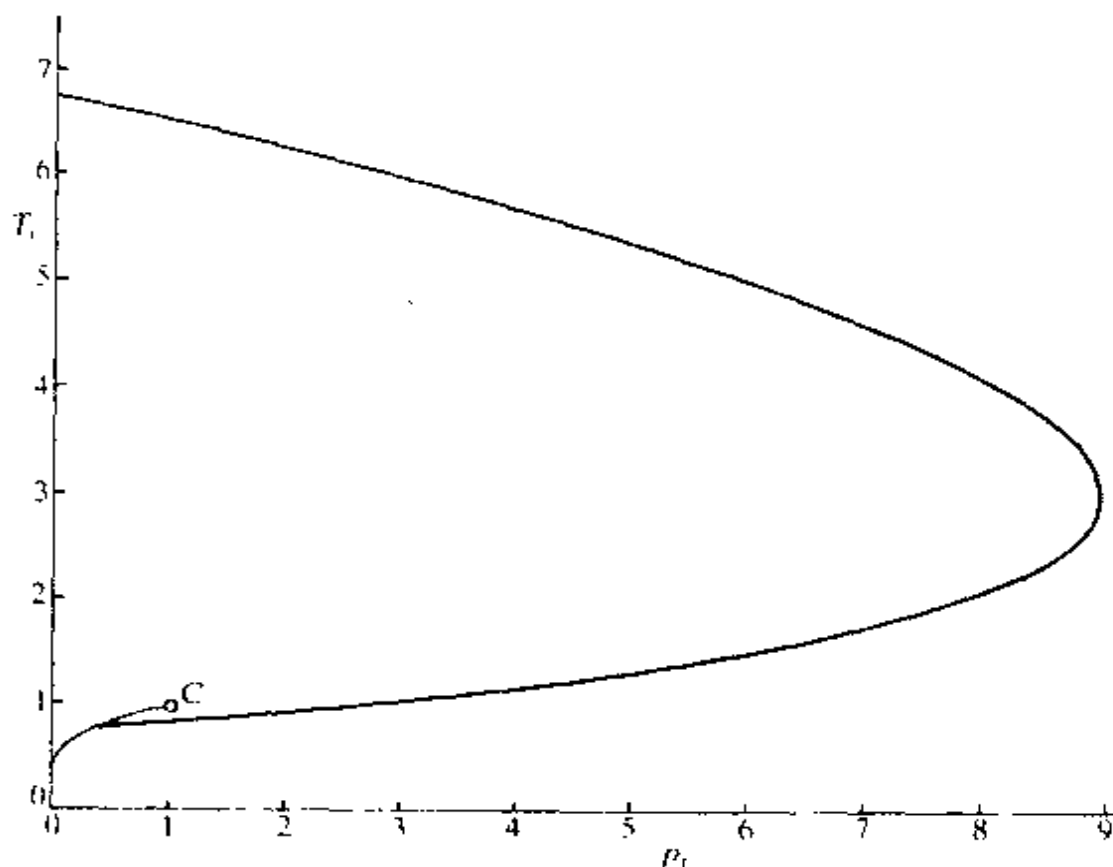


图 1.4 作为说明的一个例子, 范德瓦尔斯流体的反转曲线.

在图 1.5 中画出了在若干固定的约化压强时, 焓对约化温度的关系. 约化焓值的量度是在临界点取值为零; 在蒸汽压下, 当 $T_r \rightarrow 0$ 时, $H_r(\text{液体}) \rightarrow \left\{ 2 \frac{1}{2} T_r, -4 \frac{1}{8} \right\}$, $H_r(\text{蒸汽}) \rightarrow \left\{ 2 \frac{1}{2} T_r, -\frac{3}{4} \right\}$. 温度的改变可从代表初始状态点的左边那段水平线的距离求出.

这种等焓方式, 或者近似于它的一种实际方式, 被应用于低温致冷机中, 流体受迫通过多孔塞进入一个低压容器从而产生冷却和液化. 教科书中的理想情况是忽略多孔塞两边的势能和动能的变化的;

把它们加到公式中去并不难,但对本书的目的而言,忽略它们也不会有问题. 在简单的蒸发“液池”情况下,液体/蒸汽界面两边的压差为零,两边的化学势也相等,可以等价地将此过程(蒸发或凝聚)看成是等熵过程或是等焓过程. 最后,实际的低温致冷机几乎从不用活塞(前面提到的 Pomeranchuk 致冷机除外),而是用真空泵来达到同样的效果.

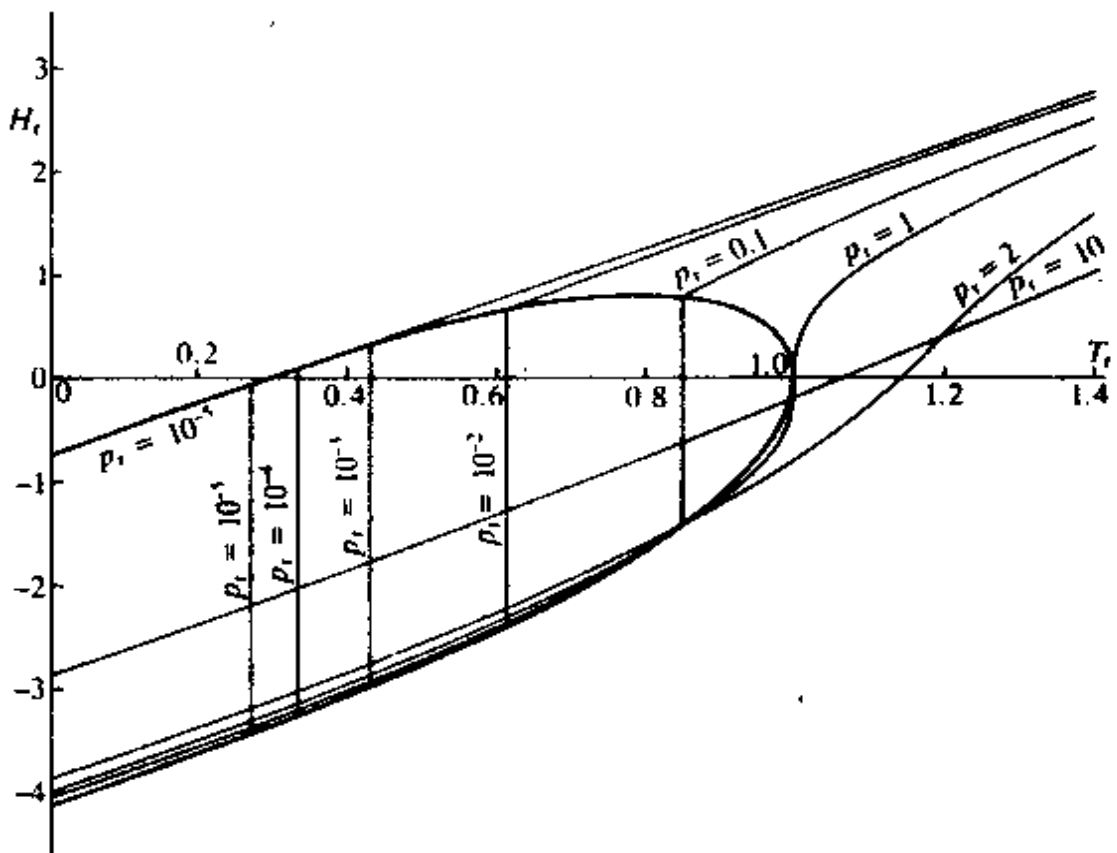


图 1.5 作为一个例子加以说明,一个范德瓦尔斯流体在几个固定的约化压强 $p_r = p/p_c$ 下,约化焓与约化温度 $T_r = T/T_c$ 的关系(此处下标 c 表示在临界点处的值). 作者感谢 Erik Westerberg 提供做此图的程序.

1.2.4 顺磁体的绝热(等熵)去磁

在顺磁体绝热去磁致冷中用到的是具有原子磁矩或核磁矩系集的固体,不一定是有序的晶体. 最常用的材料包括 CMN(硝酸铈镁,

一种电子顺磁体)、铜(核顺磁体)和 PrNi_5 (镨镍五,金属间化合物,一种超精细增强的核顺磁体).图 1.6 给出在若干外加磁场下,CMN 的熵与温度的关系以及说明致冷的原理;例如,从 0.1T 的外磁场,100 mK 的初始温度的点(A)至零场的点(B),温度降到约 3 mK.

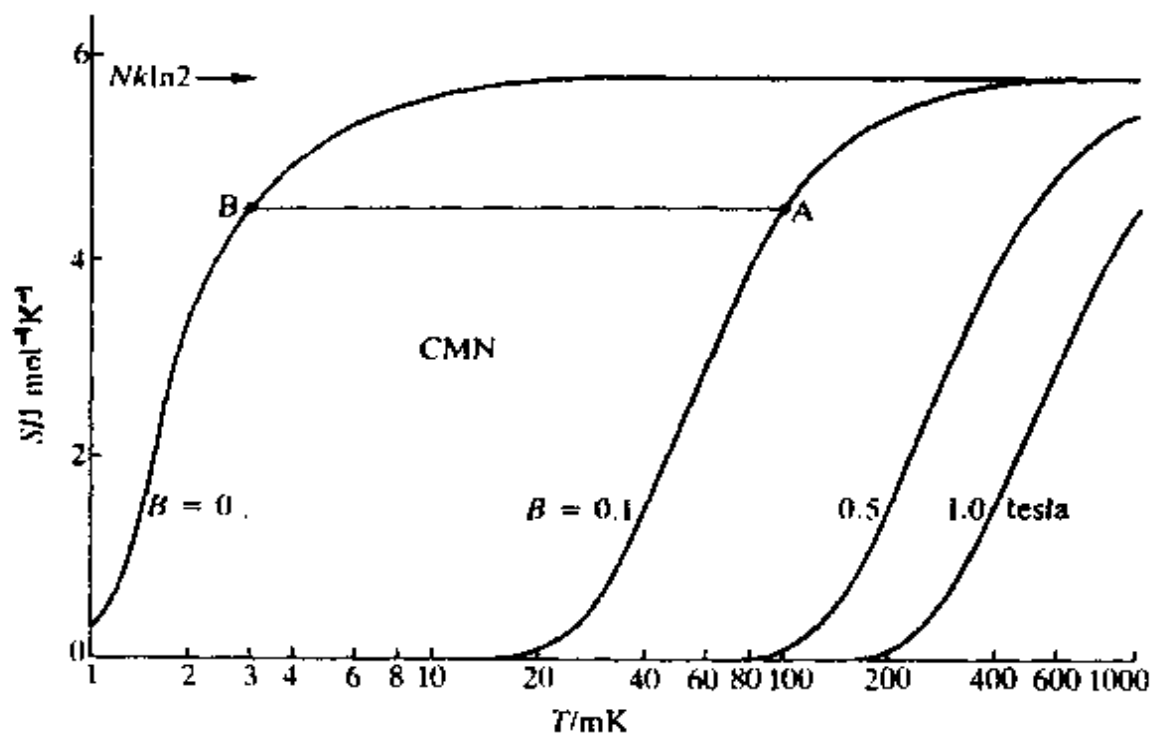


图 1.6 在外加磁场下,晶态 CMN 的熵与温度的关系. 磁场 B 的方向沿 a 轴.
数据取自 Fisher 等(1973).

要达到所要求的初始状态,通常需要一个很简单的稀释致冷机(见第二章和第三章)以及某种形式的热开关,以便取走在致冷物质磁化过程中产生的热量.在去磁过程中,热开关必须断开以使漏热降至最小.磁化和去磁的一个循环在图 1.7 中说明了,更详细地叙述在第五章中给出.

这些过程的热力学可以方便地归纳进两个方程.第一个给出当温度为 T_1 时,外场由零增加到 B ,所释放的磁化热(假定过程是可逆的):

$$Q_{\text{mag}} = T_1 [S(0, T_1) - S(B, T_1)]. \quad (1.5)$$

第二个方程是在一般情况下积分下列方程计算致冷量：

$$\left(\frac{\partial H}{\partial B}\right)_S = - \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_B \left(\frac{\partial S}{\partial B}\right)_T \quad (1.6)$$

$$= - \frac{TV}{C_B} \left(\frac{\partial M}{\partial H}\right)_B \quad (1.7)$$

其中 C_B/V 是磁场 B 一定时每单位体积的比热, M 是磁化强度(即单位体积的磁矩). 对于理想的顺磁体, 即其中的原子磁矩之间或核

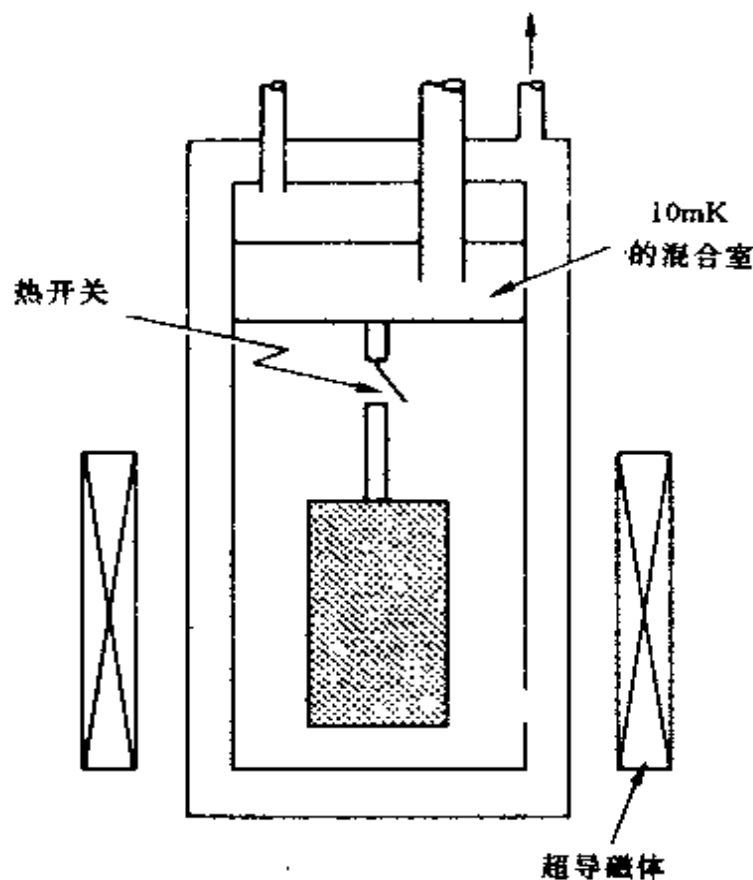


图 1.7 用以说明磁化和去磁全过程的简图. 初态可取磁场 $B=0$ 和 $T_i=10\text{mK}$ (通过闭合的热开关和稀释致冷机的混合室连接而达到), 步骤如下: (i) 磁场从零上升到 B_i (典型的是使用超导螺线管), 磁化热通过热开关传至混合室. (ii) 热开关打开, 致冷部分被热绝缘. (iii) 磁场慢慢降至 B_f (理想情况是等熵过程), 温度下降到 T_f . 如果需要恢复初态, 只要合上热开关并把磁场降至零就很容易达到.

磁矩之间的相互作用可忽略不计, 则计算 N 个量子数为 J 的磁矩 γ

的熵是统计力学中的标准练习,其熵为:

$$\begin{aligned} \frac{S}{Nk_B} = & + \left[\ln \sinh \left(\frac{2J+1}{2J} \frac{\gamma B}{k_B T} \right) - \ln \sinh \left(\frac{1}{2J} \frac{\gamma B}{k_B T} \right) \right] \\ & - \frac{\gamma B}{k_B T} \left[\left(\frac{2J+1}{2J} \right) \coth \left(\frac{2J+1}{2J} \frac{\gamma B}{k_B T} \right) \right. \\ & \left. - \left(\frac{1}{2J} \right) \coth \left(\frac{1}{2J} \frac{\gamma B}{k_B T} \right) \right]. \end{aligned} \quad (1.8)$$

对于理想的顺磁体,检验一下方程(1.8)就可以看出,如果 B/T 是常数,那么此过程是等熵的,反之亦然.由此可得:

$$T_f = (B_f/B_i) T_i. \quad (1.9)$$

此式通常是成立的,但是,很显然它不能适用于去磁到 $B_f=0$ 的极限情形,因为此时磁矩之间相互作用可忽略(与 $k_B T$ 相比)的假定就不成立了.一般来说,比较可靠的是认为作用在磁矩上的是一个有效的磁场 B_{eff} ,它由外场 B 和表示所用的实际顺磁体的内场 B_{int} 两者合成.合适的合成为:

$$B_{\text{eff}}^2 = B^2 + B_{\text{int}}^2. \quad (1.10)$$

这样就使(1.9)式改进成下述形式:

$$T_f = \left(\frac{B_f^2 + B_{\text{int}}^2}{B_i^2 + B_{\text{int}}^2} \right)^{1/2} T_i. \quad (1.11)$$

这个式子正确地表明 $T_f=0$ 是达不到的,这与热力学第三定律相符,因为即使 $B_f=0$,由此式预期的最终温度也不是零,当加上条件 $B_i \gg B_{\text{int}}$ 时,上式简化成能达到的极限

$$T_f = (B_{\text{int}}/B_i) T_i. \quad (1.12)$$

1.3 温度测量

1.3.1 开尔文 (Kelvin) 温标

温度作为状态函数的存在是热力学第零定律的直接结果.在不

太接近绝对零度的温度,定容气体温度计用作基准的测温装置.据此,

$$T = 273.16 \lim_{p_i \rightarrow 0} \left(\frac{p}{p_i} \right), \quad (1.13)$$

其中 p 是在温度 T 时的气体压强,而 p_i 则是水的三相点(定义为 273.16K)时的气体压强.这个定义用来提供一个温标,它不依赖于特定气体的性质,但显然依赖于气体的一般性质.因而方程式(1.13)不能用于远低于 1K 的温度,原因很简单,在那样低的温度找不到一种不凝聚的气体.因此,必须超越方程(1.13),根据热力学第二定律作出更基本的定义.我们想象工作在两个热库之间的一个卡诺循环,其中一个热库处于被测温度 T ,另一个处于水的三相点温度 T_i ,定义为 273.16K.既然卡诺循环是可逆的,则由热力学第二定律我们可以断言

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (\text{可逆过程}) \quad (1.14)$$

此式可简化成

$$T = 273.16 \left(\frac{Q}{Q_i} \right). \quad (1.15)$$

很容易证明方程(1.13)仅是(1.15)式的一个特例,而后者有很大的优点,即不管选择什么测温参量,它都成立.图 1.8 所示的是一个磁的卡诺循环,但任何卡诺循环应适用.

这样我们就可任选一种适用于 mK 温区的方法,并将它直接与开尔文温标相联系.这种联系可能在实际中不易做到,但重要的是我们有信心认为,在华盛顿或北京或赫尔辛基用一种方法测量的某个温度可以与在巴黎或莫斯科或伦敦用另一种方法测量的温度相互联系起来.世界各地的国家标准实验室的存在证明物理学家作这些考虑的重要性.一个例子足以说明这一点.关于正常液体³He 的低温热容表达式 $C = \gamma T$ 之外可能还存在附加的修正项以及其起源的问题已经有许多争议.如果修正项确实存在,那末需要对其作出理论解

释;但另一方面,如果修正项仅仅是不准确的测温技术造成的假象,那么就该作相反的努力,能够在这两种可能性中正确辨别哪一种是极端重要的.

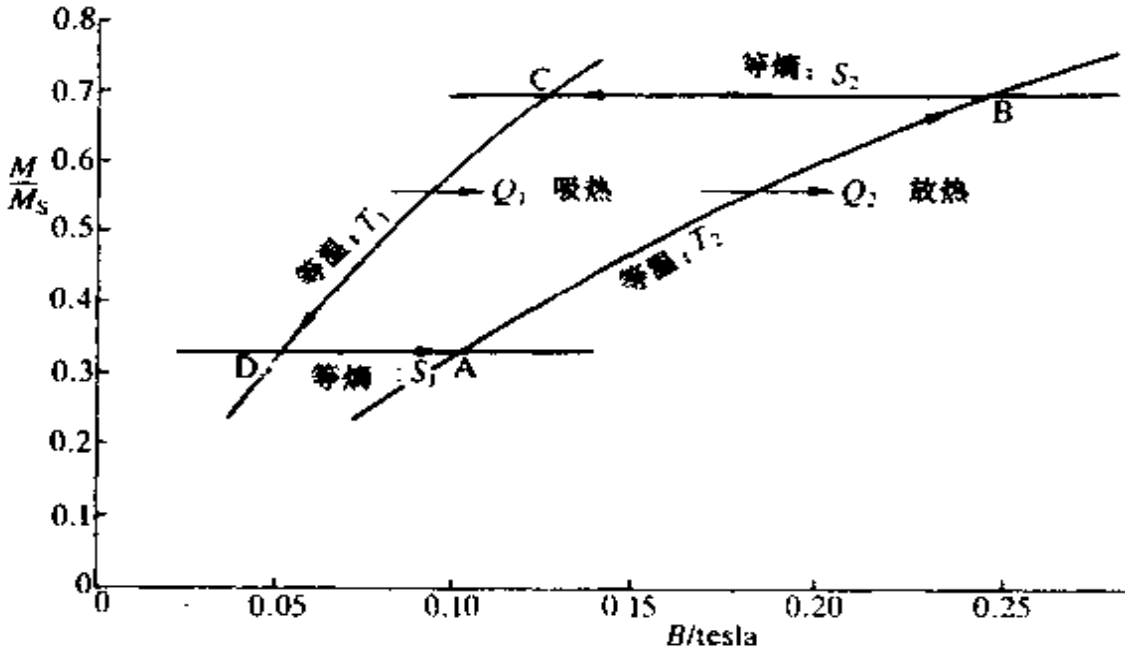


图 1.8 一个理想的顺磁材料,执行一个由二个等温过程(在 T_1 和 T_2)和二 个等 熵过程(S_1 和 S_2)组成的可逆卡诺循环 ABCD. 纵坐标为相对磁化强度,横坐标 为外加磁场.

1.3.2 国际实用温标

大多数研究工作者倾向于依靠专家搞出能与开尔文温标相联系的实用温度计,虽然这不一定总能办到,特别是在 mK 温度范围的最精细的实验工作中.两个例子足以说明问题.其一,在使用液体 ^3He 的蒸汽压测量到低至 250 mK 左右的温度时,通行的做法是求助于大家都赞同的蒸汽压 P_{vap} 与温度 T 的关系表(见第六章).编制这样的表以及给出它与真正的开尔文温标的关系,意味着要做大量的工作,然后用户才会不加思索地相信它.其二,现在已通用 CMN 的磁

化率 χ 作为测温参量,用的是粉末样品,做成直径和长度相等的圆柱形.从理论角度看,用椭球形状应该更好,但实际上更不易做到.为了把 χ 和 T 相互对应,不得不做许多工作,然后 χ - T 对照表才被用来查考;这一点在约 10 mK 以下就特别重要,因为在 10 mK 以下,对居里定律($\chi \propto T^{-1}$)的修正变得重要了.更详细的内容将在第六章给出,但这里要特别强调,实用的温度测量必须要有国际的协议.在写本书的时候(1987年7月)现行的协议就是 1968年国际实用温标(IPTS-68,参阅按字母排列的文献目录中的 Comité International des Poids et Mesures (1969)和 National Physical Laboratory (1976)). IPTS-68 预计很快就要被更接近真实的开尔文温标的一个温标替代. IPTS-68 在使用中与 mK 技术没有很直接的关系,因为它的温度范围的低温端是 13.81K,尽管还有一个附带的专用于 0.2K 至 5.2K 的 ^3He 和 ^4He 蒸汽压.这个附带的温标在很大程度上已经被 1976 临时温标(0.5—30K)所代替(EPT-76,参阅文献条目: Bureau International des Poids et Mesures (1979);并参阅 Durieux 和 Rusby(1983),他们给出低至 200 mK 的 ^3He 蒸汽压).当然,最终必须要有一个一致认可的直至低得多的温度的温标,或许会使用一些固定点,诸如 AuIn_2 , AuAl_2 , Ir, Be 和 W 的零磁场超导转变点(它们的 T_c 分别为 $\approx 207, 161, 99, 23$ 和 15mK)以及 ^3He 的熔化压和零压下的超流转变点(它们分别为 $T_c \approx 3$ 和 1 mK).与此同时,研究者必须谨慎地选择他们的依据,并发表足够的细节以便以后能毫无疑问地进行必要的温度转换.

米液体来很好地描述. 在更低的温度, 液体在 T_c 处变成超流体 (T_c 类似于 ^4He 的 λ 温度 T_λ). T_c 的值从 $p=0$ bar 时的 1.0 mK 至 $p=p_{\text{melt}} \approx 34$ bar 时的 2.8 mK, 这在图中都已标出. 在零磁场下, 当压强大于 21.5 bar 时, 液体在 T_c 处进入 $^3\text{He-A}$ 相, 而当压强小于 21.5 bar 时, 液体在 T_c 处进入 $^3\text{He-B}$ 相, $^3\text{He-A}$ 和 $^3\text{He-B}$ 均是超流体.

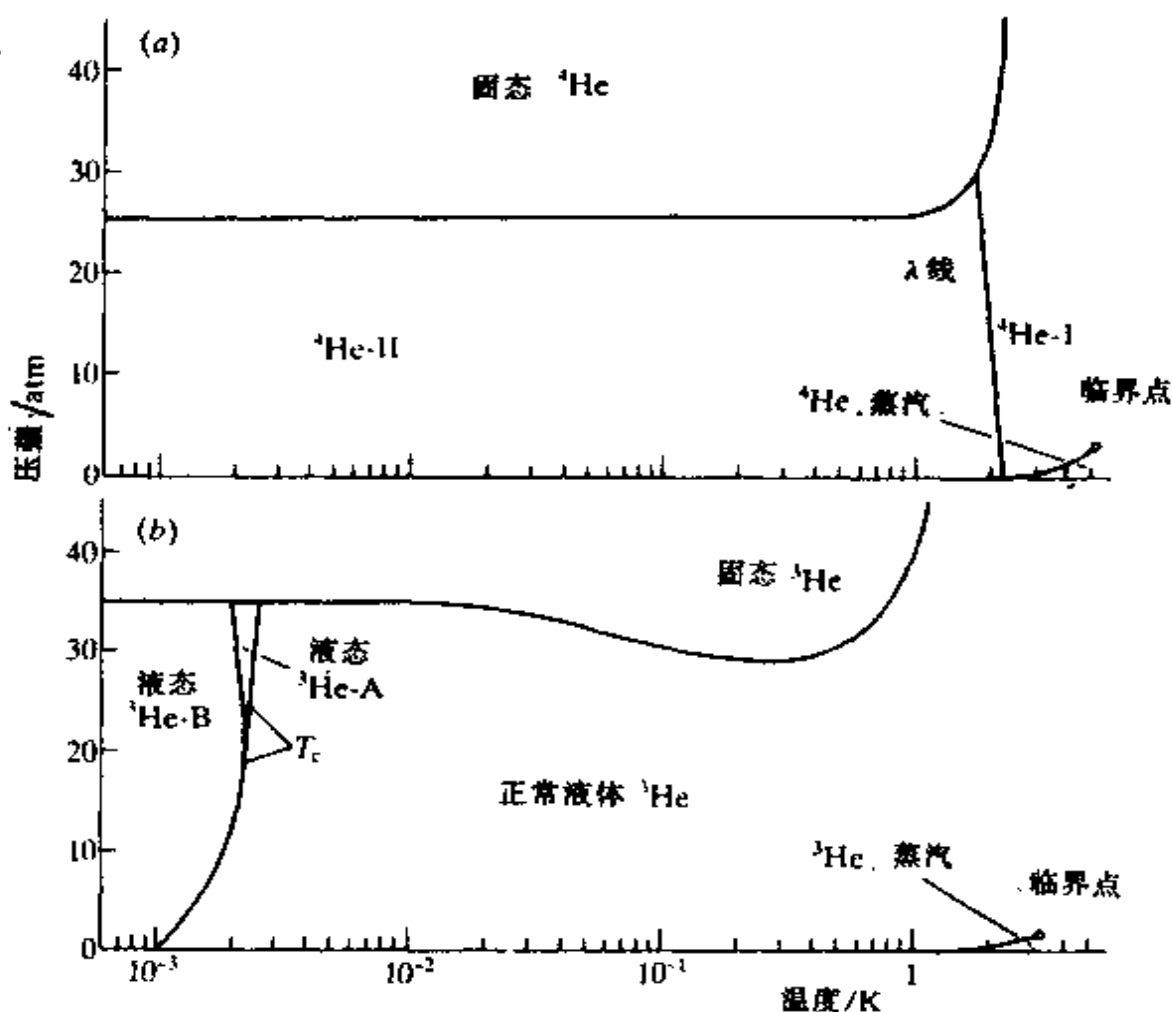


图 2.1 ^4He 和 ^3He 相图. 为比较方便, 采用了相同的坐标 (取自 McClintock 等 (1984)). 温度轴用的是对数坐标.

接着我们需要 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 混合液的相图, 它在图 2.2 中给出. 它对于理解稀释致冷机特别重要. ^3He 浓度 X_3 大于约 6% 的混合液, 只要冷却到远低于 0.87 K 的温度, 它总会分成两个相; 在温度高于

点至 $T=0\text{ K}$ 和 $X_3=100\%$ 的连线, 两条相分离线到达 $T=0\text{ K}$ 的横坐标轴的两点是垂直相交的, 这符合热力学第三定律. λ 线从 $T=2.17\text{ K}$ 和 $X_3=0\%$ (即纯 ^4He) 至三相点, 只有处于 λ 线的低浓度一侧的状态, 液体混合物才是超流的. 在考虑稀混合液(大约为 $X_3 < 15\%$) 行为时, 把 ^3He 原子看作“类气体”的溶质是有用的, 也是无可非议的; 这种“气体”可以是接近经典的, 也可以是几乎完全简并的费米气体, 或者是处于二者之间的, 这取决于 $T \gg T_f, T \ll T_f$, 还是 $T \approx T_f$. $T_f(X_3)$ 的曲线表示在图中.

在两相共存区, 当 $T \rightarrow 0$ (比如说 $T \leq 200\text{ mK}$), 富 ^3He 相(RHS) 浮在富 ^4He 相(LHS) 的上面, 下列近似可以使用:

$$\text{RHS: } X_4 \equiv (1 - X_3) = 0.85T^{3/2}\exp(-0.56/T) \quad (2.1)$$

因此

$$\frac{dX_3}{dT} \rightarrow -\infty, \text{ 当 } T \rightarrow 0 \text{ (热力学第三定律)} \quad (2.2)$$

[参阅 Laheurte 和 Keyston(1971)].

$$\text{LHS: } X_3 = 0.0648(1 + 8.4T^2 + 9.4T^3) \quad (2.3)$$

因此

$$\frac{dX_3}{dT} \rightarrow +\infty, \text{ 当 } T \rightarrow 0 \text{ (热力学第三定律)} \quad (2.4)$$

[参阅 Ghozlan 和 Varoquaux(1975) 及 Edwards 等(1969)].

2.3 稀释混合液(即 $X_3 \leq 0.15$)

当 $T \leq 500\text{ mK}$, 溶剂 ^4He (足够好的近似条件下) 的粘滞系数为零, 熵为零由此比热为零. 它常常被描述为“有质量的真空”. 结果是被溶于其中的 ^3He 的行为就像理想气体, 但它具有有效质量 m_3^* , 近似等于 $2.4m_3$. 关于稀释混合液的热力学性质的一篇很有用的文章由 Kuerten 等(1985) 给出.

2.4 氦-3 溶质的费米简并

从理想的费米气体的标准统计力学可以得到：

$$T_f(X_3) = \frac{h^2}{8k_B m_3^*} \left(\frac{3NX_3}{V} \right)^{2/3} \quad (2.5)$$

很粗略地讲，如果 $T < \frac{1}{3} T_f$ ，稀释混合液的行为应当近似于费

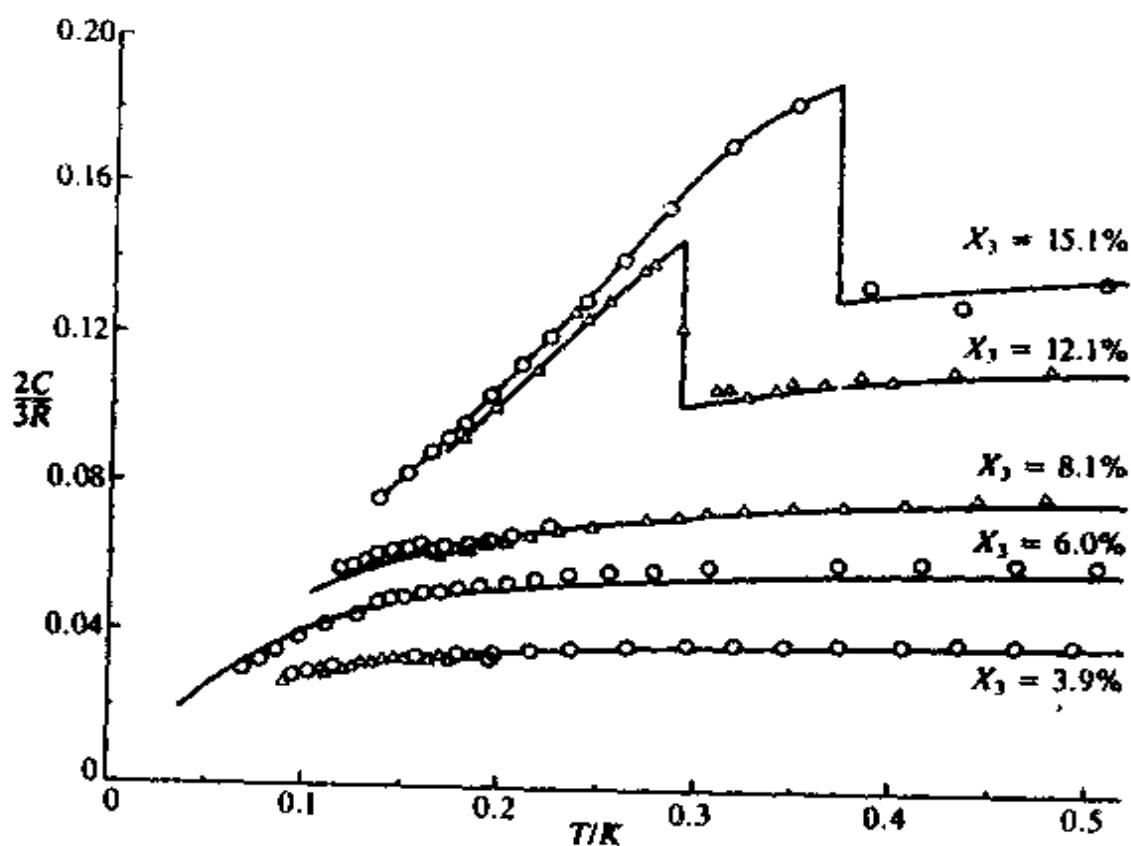


图 2.3 70mK 以上混合液的比热，数据是以 $\frac{2}{3}C/R$ 对 T 给出的，每条曲线代表不同的浓度 X_3 。较高浓度的曲线上出现的峰值是由相分离引起的。在较高温度， $\frac{2}{3}C/R$ 接近 X_3 ，对应于理想的类经典气体行为 $\left(C = \frac{3}{2} X_3 R \right)$ 。（参阅 Edwards 等(1965)）。

米简并气体的行为，但如果 $T > T_f$ ，它应当近似于经典气体的行为。

两种极限情况都观察到了. 例如, 见图 2.3 和图 2.4 中的比热测量结果.

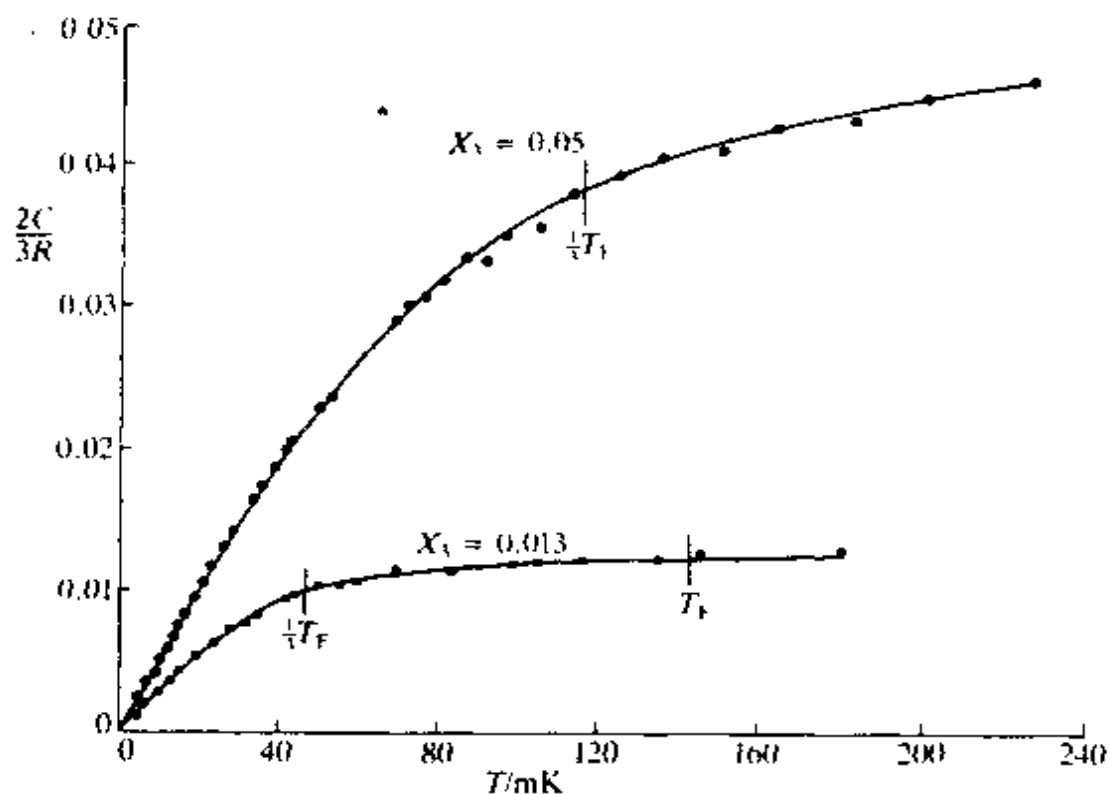


图 2.4 230mK 以下混合液的比热, 纵坐标是 $\frac{2}{3}C/R$. 图中给出两个 X_3 浓度的曲线. 在 $T = \frac{1}{3}T_F$ 范围发生较高温的理想类经典气体行为到较低温度的简并类费米气体的线性行为的过渡, 可从图中清楚看出 (参阅 Anderson 等 (1966)).

2.5 混合液和二流体模型

在纯 $^4\text{He-I}$ 中, 二流体模型 (以脚标 n 表示正常成分和以脚标 s 表示超流成分) 可以归纳成下列几点: (i) $\rho_n + \rho_s = \rho$, (ii) $\eta_s = 0$, 但 $\eta_n \neq 0$, (iii) 熵只由正常部分携带, 正常部分由两类不同的元激发组成——声子和旋子. 这个模型用起来很好. 加进来的 ^3He 成为正常成分的一部份, 很像另一类元激发, 但它直至 $T \rightarrow 0 \text{ K}$ 还存在, 留下一个

有限的 ρ_n (在 $^4\text{He-II}$ 中, 当 $T \rightarrow 0 \text{ K}$ 时, $\rho_n \rightarrow 0$).

2.6 渗透压

渗透压是一种非常真实的效应, 它能产生显著的液面差, 图 2.5

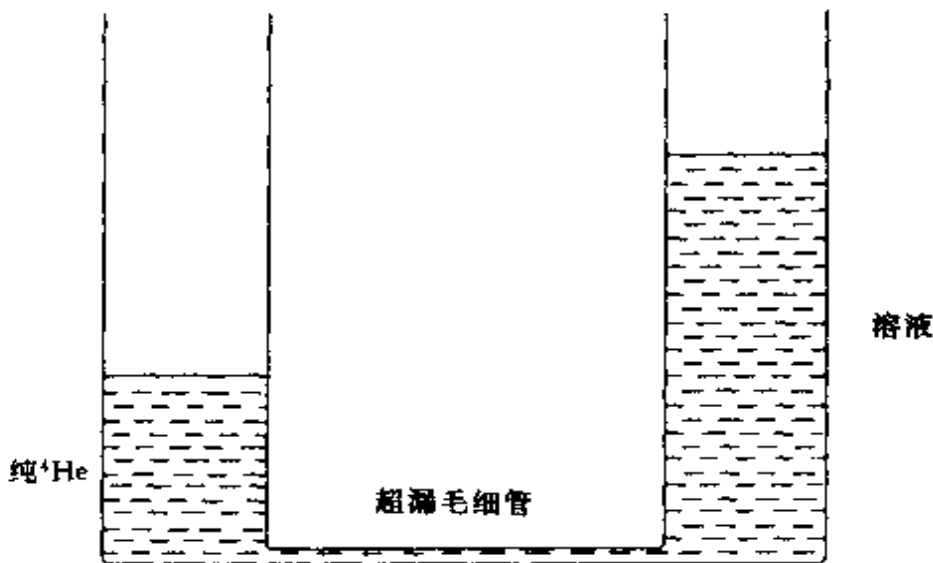


图 2.5 渗透压(参看正文)

是一个直观的示意图, 用以加强以上的概念. 超漏是一个近理想的半透膜, 它能阻止 ^3He 原子从溶液一边流到纯液体 $^4\text{He-II}$ 一边, 同时又准许超流成分自由地通过. 渗透压 (Π) 可以很大 (例如, 当 $T \rightarrow 0$ 时, 对 $X_3 = 0.01$ 的溶液, Π 约为 20 cm 液氮高度). 参看图 2.6.

下列近似式分别在经典范围和简并范围成立.

在经典范围 (即当 $T \geq T_i$),

$$\Pi \approx \frac{NX_3 k_B T}{V}, \quad (2.6)$$

因此

$$\Pi \propto X_3 T. \quad (2.7)$$

在简并范围 (即当 $T \leq (\frac{1}{3})T_i$),

$$\Pi \approx \frac{2NX_3k_B T_1}{5V}, \quad (2.8)$$

因此

$$\Pi \propto X_3^{5/3}. \quad (2.9)$$

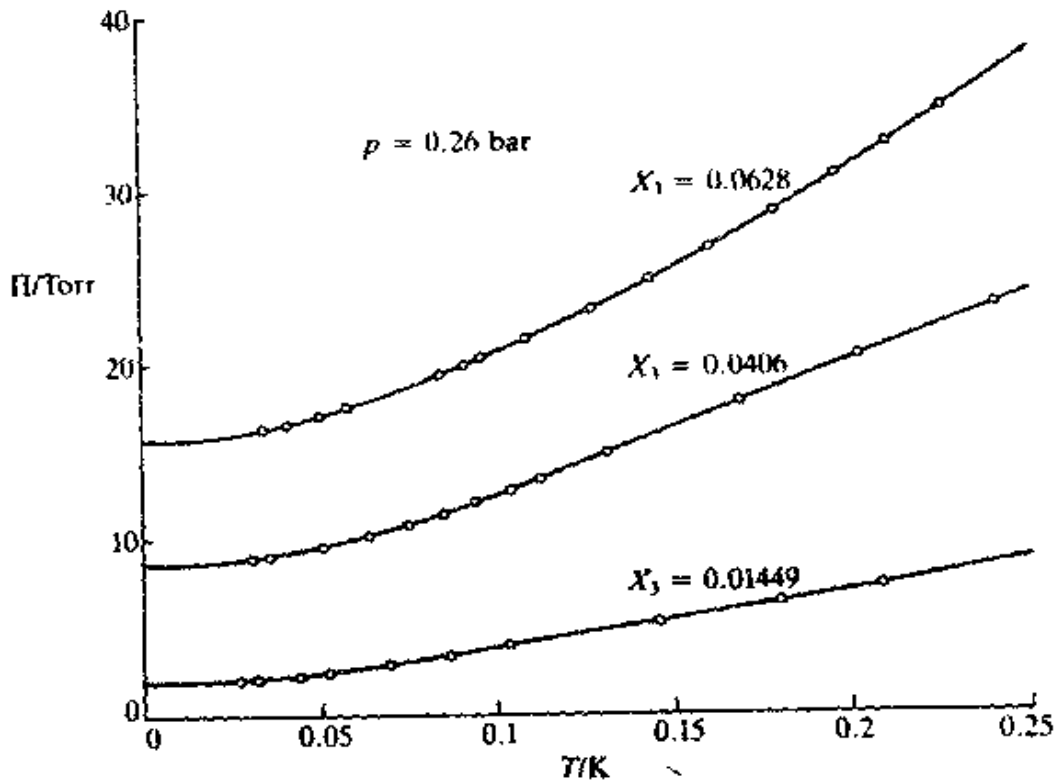


图 2.6 若干稀混合液在 0.26bar 压强下的渗透压. 注意: 压强轴是以 Torr 为单位, 所以渗透压是很大的 (参阅 Landau 等(1970)).

2.7 蒸汽压

蒸汽压是 X_3 和 T 的函数. 当 $T \rightarrow 0, P_{\text{vap}} \rightarrow 0$. 我们将会看到, 对稀释致冷的目的而言, 主要兴趣在浓度范围为 0.01—0.05 和温度范围为 0.5—1.0 K. 在此范围内, 可以使用下列近似式 [参阅 Vvedenskii 和 Peshkov(1972)]:

$$P = P_4 + P_3 \quad (2.10)$$

其中

$$P_4 = P_4^0(1 - X_{3l}) \quad (2.11)$$

和

$$P_3 = aP_3^0X_{3l} \quad (2.12)$$

式中

$$a = 4.75 \left(\frac{1}{T} - 0.17 \right). \quad (2.13)$$

X_{3l} 是液体中的 ^3He 浓度, P_4^0 和 P_3^0 是纯的同位素的蒸汽压. 如, 在 0.7K , $X_{3l} = 0.01$, 我们得到:

$$P_4^0 = 000.292 \text{ Pa} \quad (2.14)$$

$$P_3^0 = 179.876 \text{ Pa} \quad (2.15)$$

由此给出

$$P_4 = 000.289 \text{ Pa} \quad (2.16)$$

和

$$P_3 = 010.753 \text{ Pa} \quad (2.17)$$

这里 $1 \text{ Pa} \equiv 7.501 \text{ mTorr}$, 所以 $P_3 + P_4 = 11 \text{ Pa}$ 和 $P_3/P_4 = 37$.

2.8 输运性质

溶液中的热流受到包括声子和旋子在内的散射过程的影响, 也受到热冲刷效应的影响, 后者是抓住 ^3He 原子跟随热流, 以致在液体中产生浓度梯度. 但在足够低的温度, 以上两种效应都不重要, 因为元激发的数目已经少得可忽略不计, 我们正可以将费米气体理论运用于 ^3He 原子的“气体”. 如果温度依然足够低以致这种“气体”是简并的, 那末我们就能预料平均自由程随 $(T_i/T)^2$ 而变化, 这导致一个

粗略的估计,即热导率正比于 X_3/T . 实验相当好地符合此温度依赖关系. 例如,当 $X_3=0.013$, 测量结果表明 $KT=11 \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-1}$ (Abel 等 1967). 但是热导率与 X_3 的关系(其它输运性质也一样)还需要更多的实验证据,目前理论领先于实验. 图 2.7 说明了这点,它给出最近的详细理论预言(图中的曲线);粗略的简并费米气体模型会给出通过原点的一条直线,现存的数据还不够多,无法区别两者的差别.

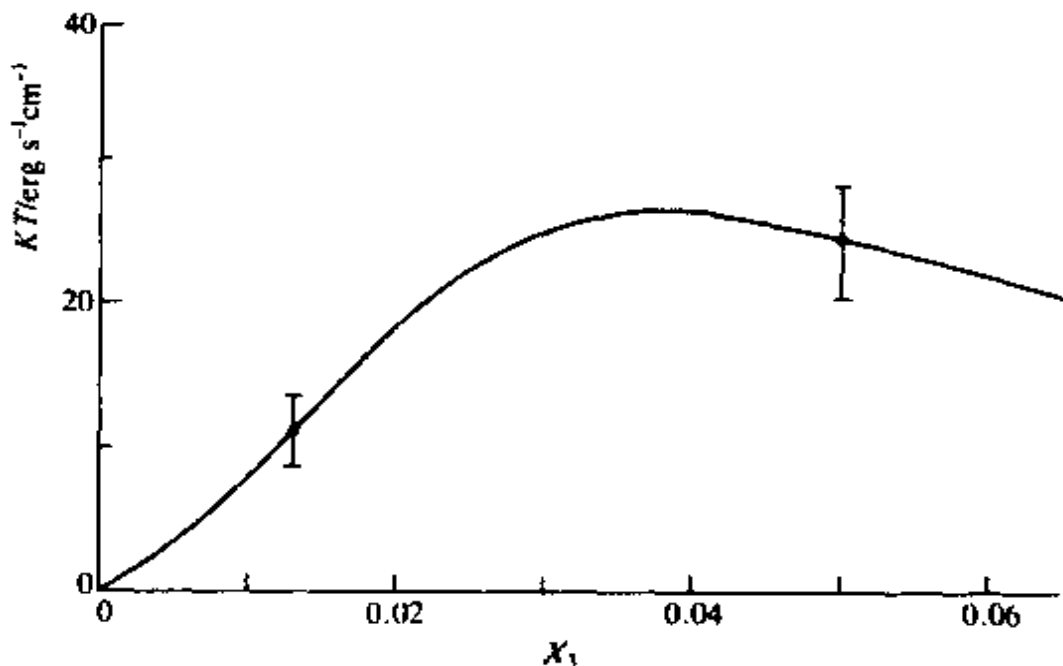


图 2.7 混合液的热导率. 纵坐标以热导率 K 和温度 T 的乘积给出,横坐标是浓度 X_3 . 实验数据点取自 Abel 等(1967),理论曲线取自 Wei-Chan Hsu 和 Pines (1985). 理论是基于假设的 ^3He 原子之间相互作用势的选择,使它与许多不同的实验尽可能达到最佳的符合.

一个类似的粗略的处理得到粘滞系数将正比于 $(X_3)^{5/3}/T^2$. 这个关系至今还没有被完全满意地证明,事实上它可能与观测结果不一致,其原因也许是表面效应. 图 2.8 给出一些最近的结果. 最低的一组原始数据是对 $X_3=1.07\%$ (圆圈表示修正后的数据). 中间的一组是对 $X_3=5.2\%$ (实圆点表示修正后的数据). 最上面的一组数据是对 $X_3=99.95\%$, 差不多是纯 ^3He . 修正是对平均自由程和表面散

射效应的. 这一特性不易测量, 并且谁都知道是与频率有关(当使用振荡测量方法时), 又与表面条件有关.

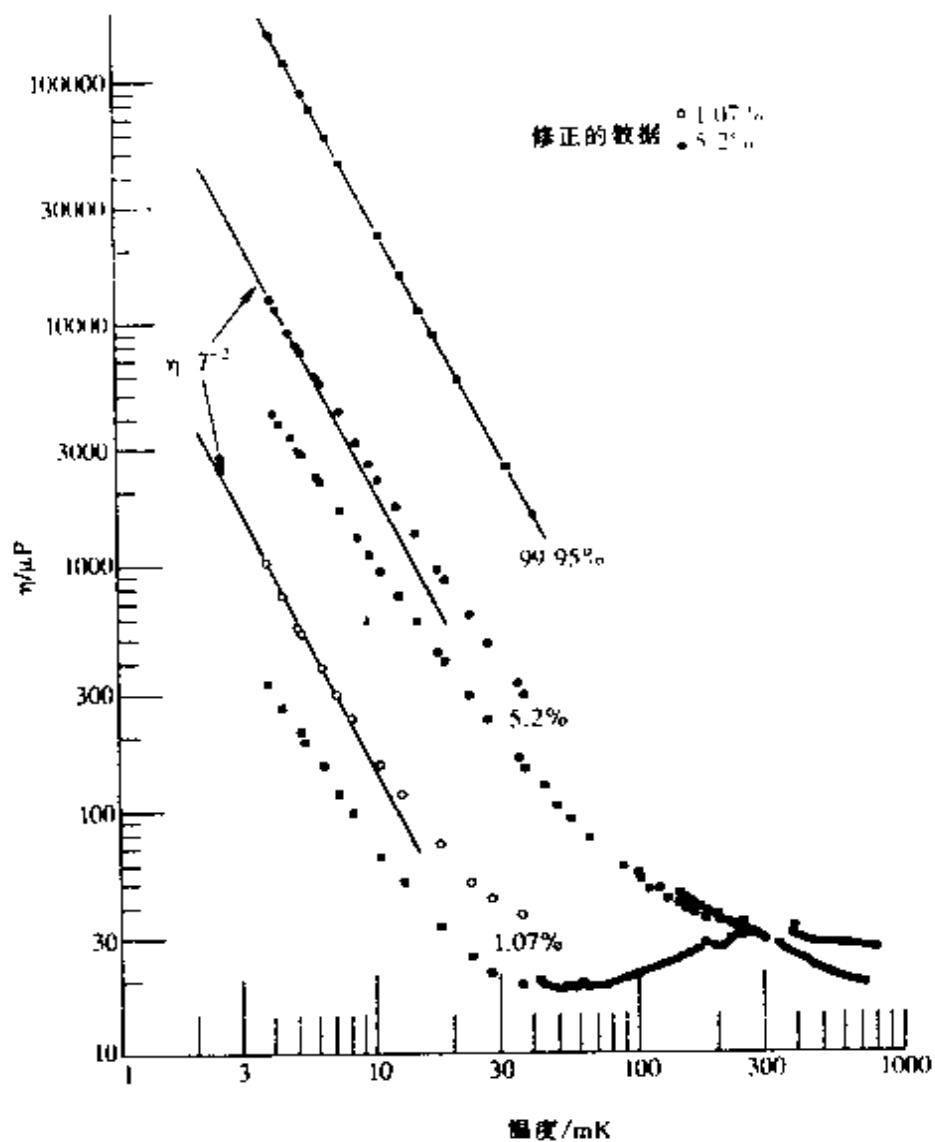


图 2.8 ^4He - ^4He 混合液的粘滞系数。(参考: (Ritchie(1985)))

第三章 稀释致冷

3.1 引言

在本章中我们将描述在第一和第二章中提出的某些思想在稀释致冷机方面的应用. 自 60 年代中期以来, 这种装置对低温物理的发展起了极重要的作用, 那时它被第一次证明是实用的提议. 若干来源为这一章提供了资料, 它们可以供希望更深入了解的读者参考. 这些来源主要包括由 Lounasmaa (1974) 和 Betts (1976) 撰写的两本研究专著, 现在都需要修正新版; Frossati (1978) 写的常用的一篇会议评论文章; Vermeulen 和 Frossati (1987) 两人合写的续篇; Sagan (1981) 写的私人传阅的手册. 还有 Wheatley 等 (1968, 1971), Niinikoski (1976), Frossati 等 (1977), Lounasmaa (1979) 和 Bradley 等 (1982) 所写的有用的文章. 我想一般会认为 Frossati 是这一领域的巨匠, 他的文章是本章内容的主要来源. 这一章的目的是大致介绍各个部件的功能, 为设计的考虑提供一个指南, 并介绍迄今能够达到的性能. 在早期, 稀释致冷机是使用者自制的, 但现在大多数用户购买商品稀释致冷机, 就象消费者购买家用冰箱一样, 虽然它比冰箱贵得多. 目前主要的供应商是英国的牛津仪器公司.

3.2 蒸发冷却

开始在头脑中简单地想象图 3.1 所示的一个蒸发致冷器是有益的. 这种简单的蒸发冷却恒温器或“液池”的热力学原理在第一

章中作了概述. 用简单致冷物质达到可能的最低温度, ^3He 是最好的选择,因为它有最高的蒸汽压. 稀释致冷机(这一章)和 Pomeranchuk 致冷机(第四章)是这种一般设想的复杂变形. 越是结构精巧,它们就越成功,同样也利用了 ^3He 的不寻常的性质(见表 3.1).

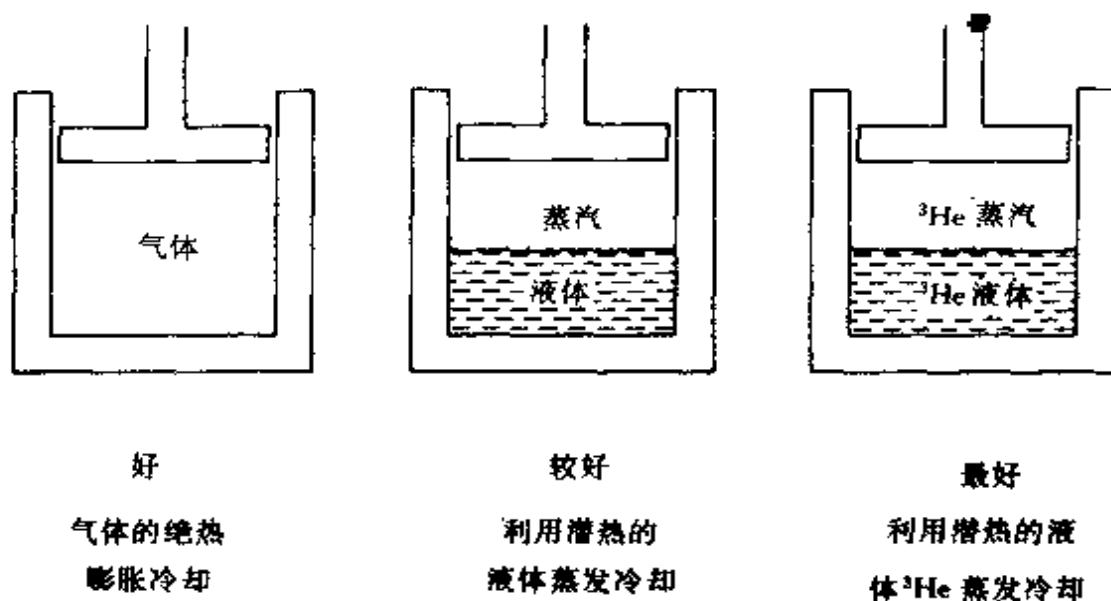


图 3.1 流体的膨胀冷却

表 3.1 纯 ^3He 和饱和稀释 ^3He 的性质

性质	纯浓缩相 ($X_3=1$) C=浓缩相	饱和稀释 ^3He 相($X_3=0.0648$) D=稀释相
比热=比熵	$25 T \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$	$107 T \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
焓	$12.5 T^2 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-2}$	$94.5 T^2 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-2}$
^3He 摩尔体积	36.86 cm^3	424.4 cm^3
粘滞系数	$2.2 T^{-2} \mu\text{P}$	$0.3 T^{-2} \mu\text{P}$
热导率	$3.3 T^{-1} \mu\text{J cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ deg}^{-1}$	$2.4 T^{-1} \mu\text{J cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ deg}^{-1}$
相对于浓缩相的渗透压	0 bar	$22.4 + 1.0 \times 10^3 T$
相的渗透压	0 bar	$-1.2 \times 10^3 T^4 \text{ mbar}$

^3He 恒温器可以是“单冲程”的(即抽出的 ^3He 气体不再返回去),也可以是“循环”的. 图 3.2 的示意图表示一种可能的循环式

3.3 稀释致冷机部件设计

我们将从讨论一系列示意图开始,直至图 3.6 所表示的半实际的图,首先认识最冷的部件“混合室”是有益的,这是某种倒置的蒸发“液池”,见图 3.3. 图左是一个简单的蒸发致冷器,利用 ^3He 工作在比方说 400 mK,其蒸汽压为 3.6 Pa,因而容易抽,图右是一个装有相分离的 ^3He 和 ^4He 混合液(见图 2.2)的容器,处在比如说 4 mK. 容器中上面的相几乎是纯 ^3He ,而下面的相含有大约 6%的 ^3He ,在某些意义上它可以被看作(见第二章)“类气体”, ^3He 原子在超流体中自由运动,而超流体则是溶剂 $^4\text{He-I}$ 形成的“有质量的真空”. 假如能将 ^3He 从下面那一相中抽出来,那就会有净的 ^3He 流向下穿过相分离面,冷却就会获得,就像图的左边那样,不幸的是蒸汽压在 4 mK 时实际上等于零,没有一个真空泵能达到想要的结果.

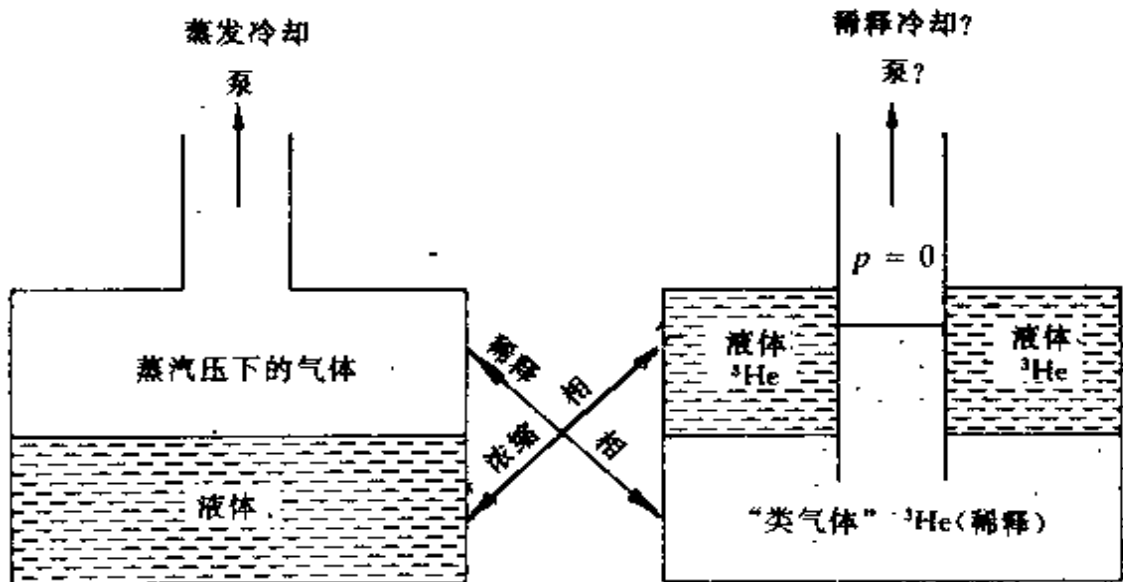


图 3.3 稀释致冷的形象化理解图(参看正文)

为了允许用抽机抽,一个外加的角色(蒸馏器)必须包括进来,如图 3.4 中所示,图中显示了稍微实际一点的稀释致冷机,其中用

稀释态之间的焓差. 由于两种态都是费米简并的, 焓差正比于 T^2 ,

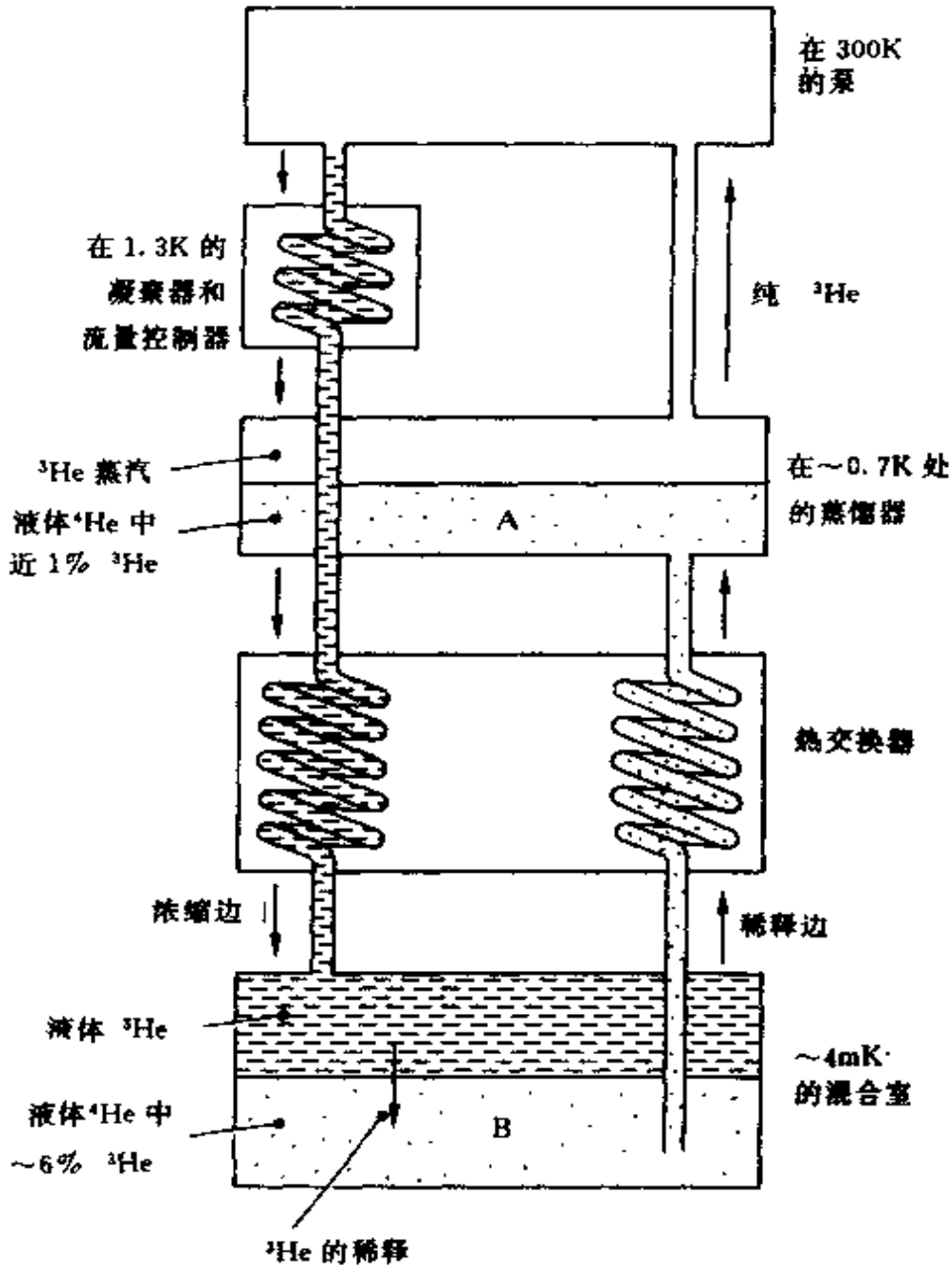
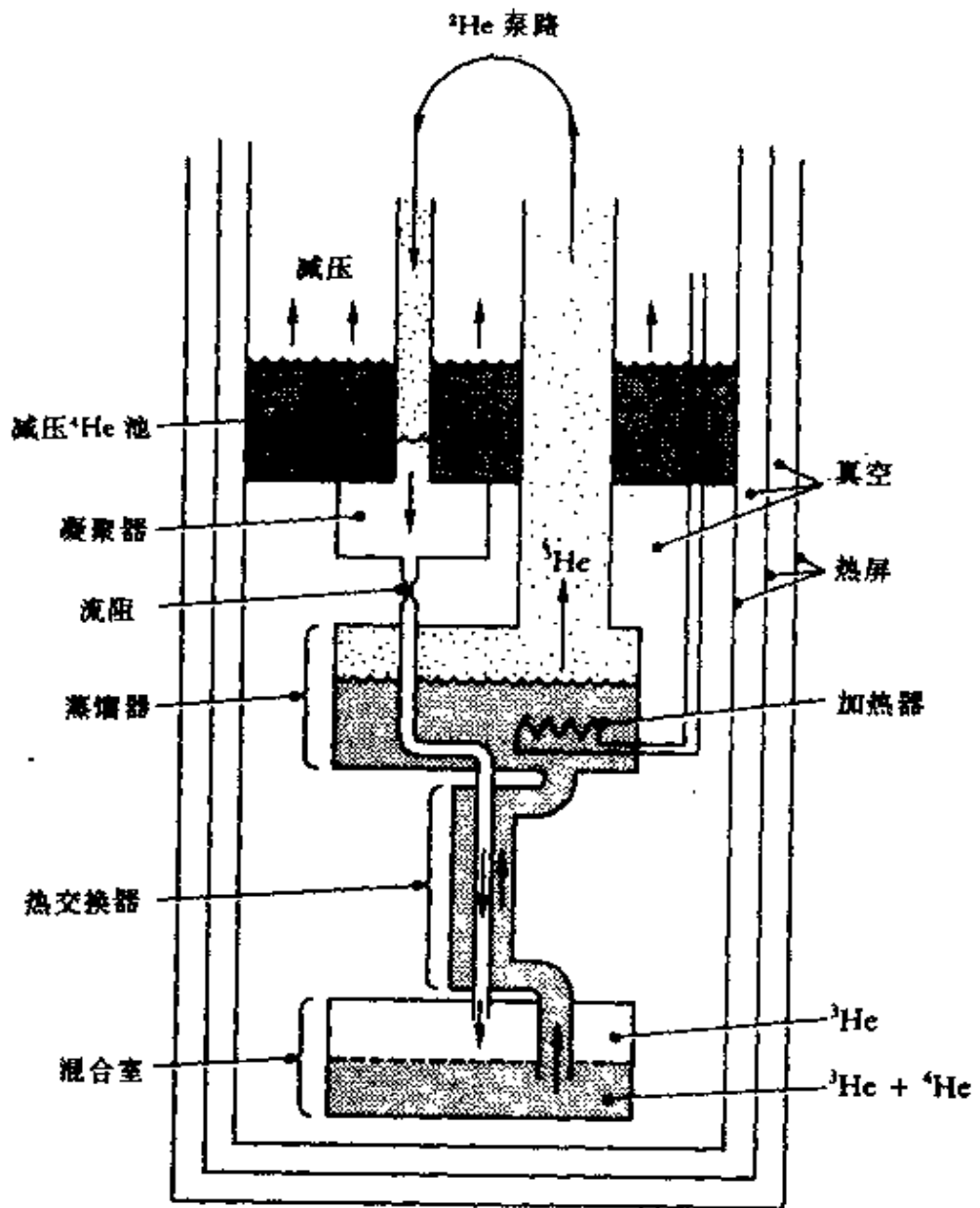


图 3.5 在一个常规的稀释致冷机图解形式中各组件的布局.

数值上热量抽出的速率等于 $82 n_3 T^2$. ^3He 的循环是由处于 0.7 K 左右的“蒸馏器”(图 3.4)中从 1% 的溶液分馏出来的几乎是纯的 ^3He 维持的. n_3 的大小由运转条件和抽机系统的抽速决定, 典型

的值为 $10^{-4} - 10^{-3} \text{ mol s}^{-1}$. 为了保持给定的循环速率 n_3 , 必须以



符号说明:



图 3.6 接近实际的稀释致冷机原理图.

正比于 n_3 的速率向蒸馏器供热(数值大约是 $40 n_3 \text{ W}$). 由于分馏从蒸馏器失去的 ^3He 稳定地由通过的 ^3He 原子取代, 它们穿过混

3.5 混合物的用量和浓度

如果在提供的气体中无论是总的摩尔数($n_3 + n_4$)还是同位素的摩尔比(n_3/n_4)处在能接受的限度之外, 稀释致冷就一定不成功. 确定这些限度的两个决定性判据是液体的自由表面要正好位于蒸馏器之内和相分界面正确位于混合室之内, 因此致冷机的内部几何尺寸就要了解得相当精确.

3.6 蒸馏器

首先, 蒸馏器内的浓度与温度有关, 它取决于蒸馏器内和混合室里 ^3He 渗透压的平衡(见图 3.7). 在蒸馏器中($T = T_s$ 和 $X_3 = X_{3s}$)溶解的 ^3He “气体”是经典的($T_s \gg T_f$)其渗透压由下式给出:

$$\Pi = \frac{NX_{3s}k_B T_s}{V} \quad (3.2)$$

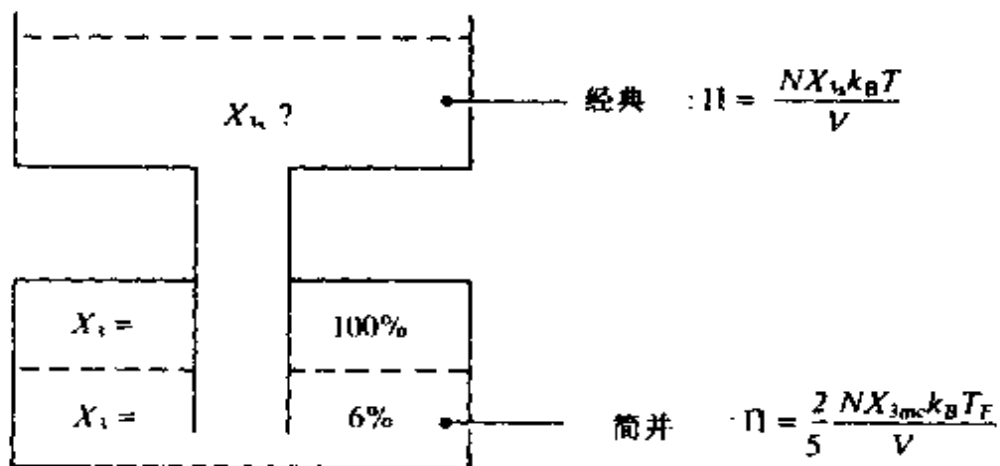


图 3.7 此图说明渗透压平衡原理. 如正文所述, 必须注意到在 $X_{3s} \approx 1\%$ 和 $T_s \approx 0.7\text{K}$ 的蒸馏器中, 溶解的 ^3He “气体”行为是经典的, 而在 $X_{3mc} \approx 6\%$ 和 $T_{mc} \approx 4\text{mK}$ 的混合室中, 它的行为是费米简并的, 必须使用合适的渗透压表达式.

在混合室中($T = T_{mc}$ 和 $X_3 = X_{3mc}$)溶解的“气体”是费米简并的

($T_{mc} \ll T_f$, T_f 由(2.5)式给出), 其渗透压为:

$$\Pi = \frac{2NX_{3mc}k_B T_f(X_{3mc})}{5V} \quad (3.3)$$

令(3.2)式与(3.3)式相等, 给出蒸馏器中 ^3He 浓度 X_{3c} 的一个值, 知道了它, 从第二章中给出的式子就可得到分压强 P_3 和 P_4 . 我们就得到表 3.2.

表 3.2 在蒸馏器中的操作条件

T_s (K)	X_{3c}	(P_3+P_4) (Pa)	P_3/P_4
0.50	0.014	1.9***	934
0.55	0.013	3.1**	307
0.60	0.012	4.6*	123
0.65	0.011	6.5	56
0.70	0.010	8.8	29
0.75	0.009	11.8	*16
0.80	0.008	15.2	**9
0.85	0.008	19.8	***6

* = 不合要求的; ** = 很不合要求的. 最好的 $T_s \sim 0.7\text{K}$.

此时 (P_3+P_4) 不太小也不太大.

其次, 抑制 ^4He 膜流是很重要的. 在表 3.2 中的数值是平衡态值, 但在蒸馏器中的混合液是超流体, 由于虹吸(以抽气管道每毫米周长 $0.25\mu\text{mol s}^{-1}$ 的速率)和蒸发(在抽气管变得足够热的较高处), 膜流能够显著地增大被抽出的气体中的 ^4He 份额. 图 3.8 给出一个“膜加热”的蒸馏器. 过量的 ^4He (比如说, 超过 1%)是不能要的, 因为

- (i) 它加重抽气系统的负荷, 但不产生更多冷量;
- (ii) 它会在浓缩 ^3He 返回的管道中造成相分离, 这会释放潜热;
- (iii) 在浓缩液返回管道中稀释相的泡泡会起扰动作用.

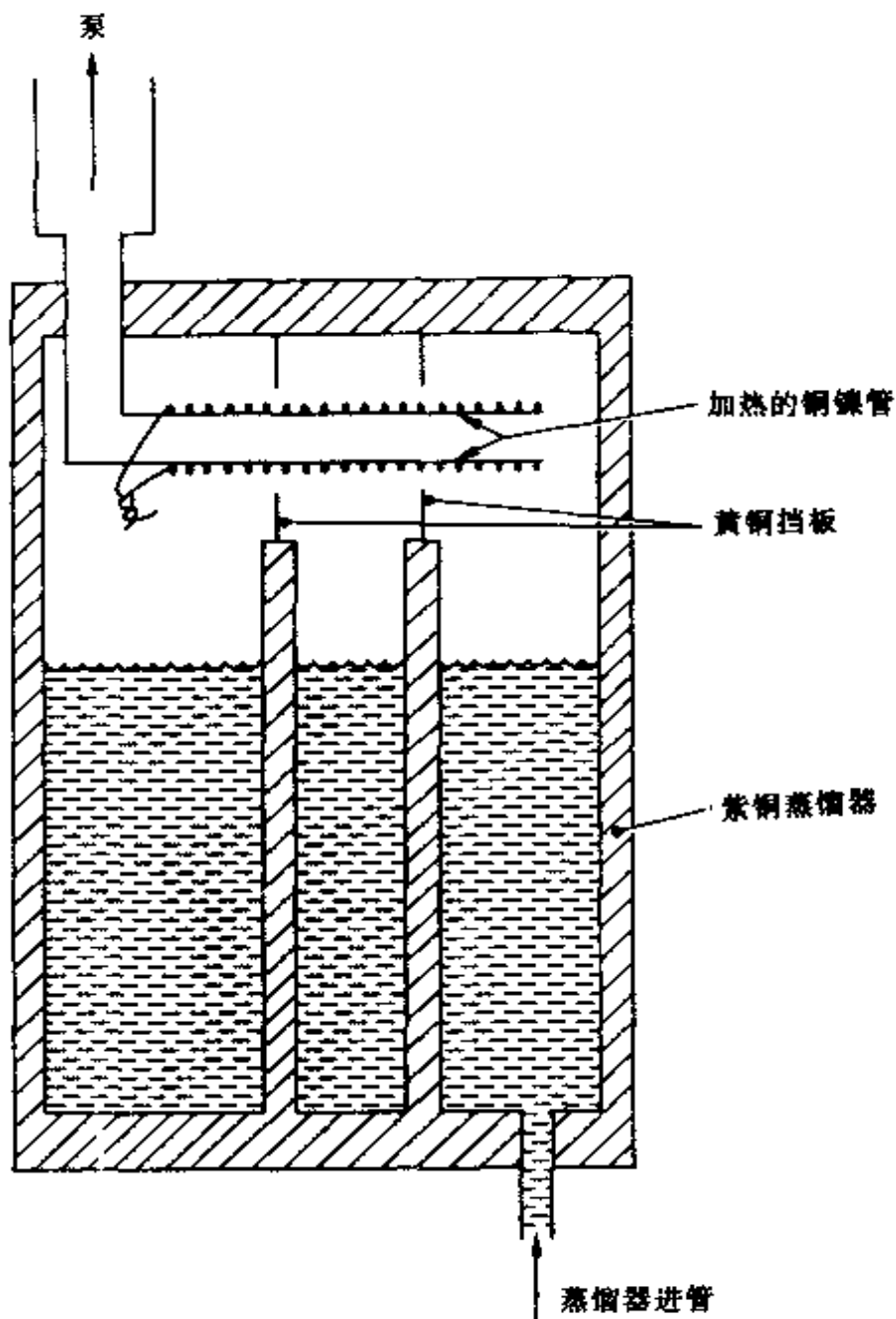


图 3.8 限制氮膜的蒸馏器设计. 加热的薄壁铜镍管和黄铜挡板一起可以起到阻止氮膜在泵管内壁形成. 加热本身不会带来额外的问题, 因为蒸馏器也必须加热以保持一个合适的温度. (参考文献: Black 等(1969)和 Wheatley 等(1971).) 一个较近的设计由 Vermeulen 和 Frossati(1987)给出.

3.7 如何获得最低温度

我们使用下列符号: C 表示“浓缩的”, D 表示“稀释的”, T_{mc} 是混合室的温度, T_r 是返回的浓缩 ^3He (它在热交换器中被冷却) 的温度, 以及

$$\dot{Q}_{ext} = \dot{n}_3 [H_D(T_{mc}) - H_C(T_r)] - \dot{Q}_{hl} \quad (3.4)$$

$$= \dot{n}_3 [94.5T_{mc}^2 - 12.5T_r^2] - \dot{Q}_{hl} \quad (3.5)$$

这里 \dot{Q}_{ext} 是外部加热功率 (例如与实验测量有关的加热), \dot{Q}_{hl} 是杂散漏热, 如果, $\dot{Q}_{hl} = 0, T_r = T_{mc}$ (理想的热交换), (3.5) 式就给出能够达到的最低温度,

$$T_{mc}(\text{min}) = - \left[\frac{\dot{Q}_{ext}}{82\dot{n}_3} \right]^{1/2}. \quad (3.6)$$

一个好的热交换器的目的就是用足够大的接触面积克服热流的 Kapitza 界面热阻, 使 T_r 尽可能接近 T_{mc} (这样就能让混合室达到 $T_{mc}(\text{min})$).

3.8 热交换器

热交换器的结构依赖于所需要的热交换面积, 而此面积又与所要求的最低温度关系极大. 当温度下降时, Kapitza 界面热阻急剧增大 (例如参看 Harrison 的综述文章 (1979)). 因此, 对于低至 50 mK 左右的温度, 几平方米的面积可能就足够了, 而要得到 10 mK 以下的温度, 面积必须要大一个数量级甚至更多. 更定量的结果在下文的计算中给出, 在需要相对小的面积の場合, 同轴盘管式的热交换器就足够了. 而在需要比较大的面积之处, 设计就要求在

小体积中必须包含大的接触面积,典型的做法是包含烧结银粉或烧结铜粉做成的单元.目前并不少见的做法是在蒸馏器下边直接用一个同轴管热交换器,底下接四个或更多个烧结的单元,如图 3.9 中所示.

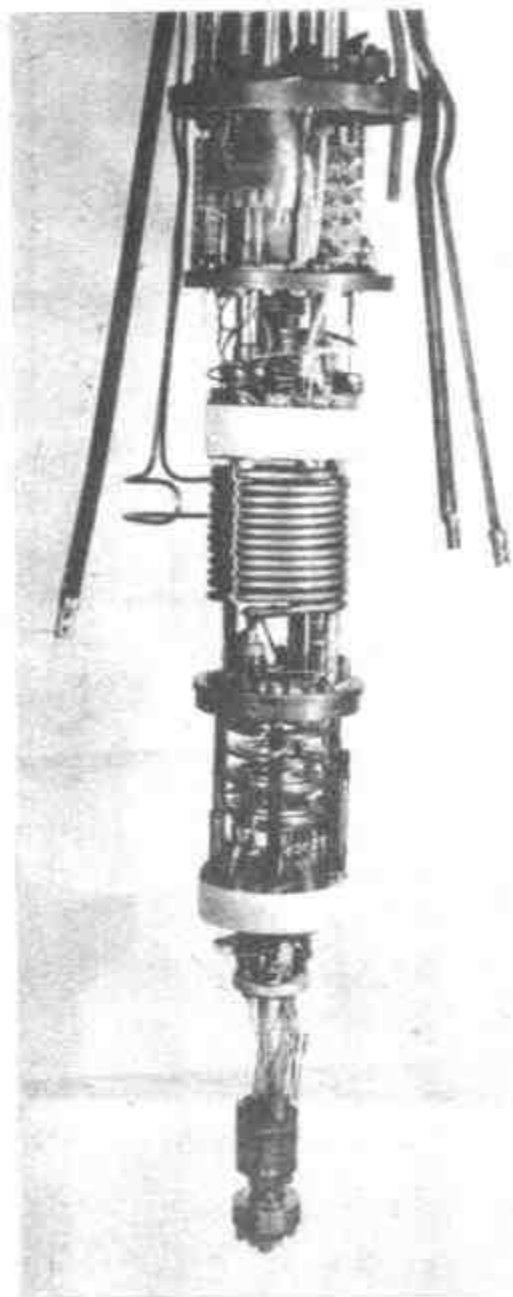


图 3.9 英国牛津仪器公司生产的稀释致冷机照片.从上到下显示了蒸馏器,一个连续热交换器、几个分立热交换器和混合室(照片由 Alan Young 提供).

可以给出计算所需面积的多种方法,但下述方法提供了简明

计算的可能性. 它使用图 3.10 所示的计算模型.

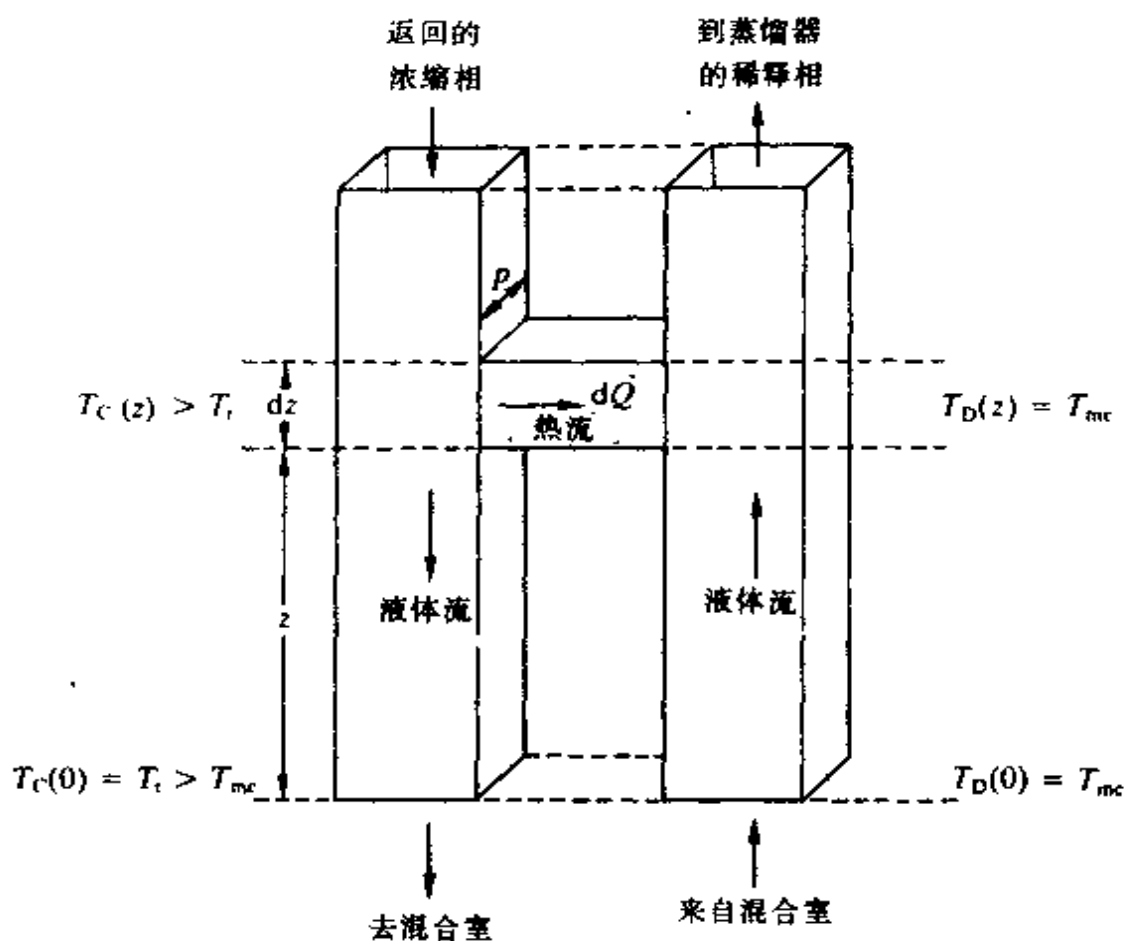


图 3.10 此图表示一个理想化的热交换器模型. 正文中作了分析. 两根管道以方形横截面表示. 热交换想象成通过一块半无限长材料的板并在垂直于流体流动方向发生. 图中仅在高度 z 处给出一个半无限长板的小单元. 它的矩形横截面为 $p dz$. 为了使图简化, 板的其余部分可看成是透明的.

如图中所示, 我们假定:

$$(i) T_c(0) = T_r > T_{mc}, \quad (3.7)$$

$$(ii) T_c(z) > T_c(0), \quad (3.8)$$

$$(iii) T_D(z) = T_D(0) = T_{mc}. \quad (3.9)$$

(i) 和 (ii) 从流动方向看是显然的, 但 (iii) 是基于实验观察作出的简化近似 (参看表 3.1), 即在相同温度下稀释相的比热要比浓缩

情况 B ($i=3$) 如果

$$\frac{d\dot{Q}}{dz} = \lambda_3 \rho (T_c^3 - T_{mc}^3) \quad (3.16)$$

则

$$A = \frac{25\dot{n}_3}{\lambda_3 T_{mc}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{3}} \tan^{-1} \left[\frac{2\sqrt{3} T_{mc} (T_s - T_r)}{(2T_s + T_{mc})(2T_r + T_{mc}) + 3T_{mc}^2} \right] + \frac{1}{6} \ln \left[\left(\frac{T_s - T_{mc}}{T_r - T_{mc}} \right)^2 \left[\frac{T_r^2 + T_r T_{mc} + T_{mc}^2}{T_s^2 + T_s T_{mc} + T_{mc}^2} \right] \right] \right\}. \quad (3.17)$$

情况 C ($i=2$) 如果

$$\frac{d\dot{Q}}{dz} = \lambda_2 \rho (T_c^2 - T_{mc}^2), \quad (3.18)$$

则

$$A = \frac{25\dot{n}_3}{2\lambda_2} \ln \left(\frac{T_s^2 - T_{mc}^2}{T_r^2 - T_{mc}^2} \right). \quad (3.19)$$

在所有三种情况下,即 $i=4, 3$ 和 2 , 分别从 (3.15), (3.17) 和 (3.19) 式得到的面积 A 应用在 $T_{mc} \leq T_r \leq T_s$ 的温度范围. 能够预料, 对 $T_r = T_{mc}$ 和 $T_r = T_s$ 两种极端情况, 对情况 A, B 和 C 结果是相同的, 即

$$A = \infty \quad \text{相应于} \quad T_r = T_{mc} \quad (3.20)$$

和
$$A = 0 \quad \text{相应于} \quad T_r = T_s \quad (3.21)$$

当 A 足够大时, 实际上接近极限 $A = \infty$, 也就是说, 如果 $A \gg 25\dot{n}_3 / 2\lambda_3 T_{mc}^2$ (情况 A) 或 $A \gg 75\dot{n}_3 / 2\lambda_3 T_{mc}$ (情况 B) 或 $A \gg 25\dot{n}_3 / 2\lambda_2$ (情况 C), 当方程 (3.15), (3.17) 和 (3.19) 均导至 $T_r = T_{mc}$ (完全热交换), 则通过方程 (3.11) 回到 T_{mc} (极小) 的方程 (3.6).

在所有三种情况中, 一般的数学运算是用公用方程 (3.11) 和从方程 (3.15), (3.17) 和 (3.19) 中选取合适的形式消去 T_r . 极限 $A=0$ 在物理上没有兴趣, 但是存在一个决不延伸到 $A=0$ 的“稍低的 A ”模式, 它的兴趣仅仅在于把复杂的公式 (3.15), (3.17) 和 (3.19) 简化到只在讲义中出现的更为清晰的形式. 为了完整起见,

的输入参数 $\dot{n}_3 = 2 \times 10^{-4} \text{ mol s}^{-1}$, $\dot{Q} = 30 \text{ nW}$ (由此从(3.6)式得 T_{mc} (极小) = 1.35 mK) 和 $T_s = 0.7 \text{ K}$, 对每一个 T_{mc} 给定值, 相应的 T_c 和必要的面积 A 在表 3.3 中列出.

这样的表很容易用微机算出, 其结果对输入参数很敏感. 所使用的模型没有必要是最好的或最精确的, 但的确给出论证的风韵, 数字结果在正确的范围之内. 它表明要达到最低的温度, 必须考虑要 200 m^2 或更大的热交换面积. Vermeulen 和 Frossati (1987) 报道, 以 $10^{-2} \text{ mol s}^{-1}$ 的高循环速率, 设计一个达到 2 mK 以下的致冷机, 要使用总热交换面积大于 1000 m^2 的一个热交换器组. 为实用起见, 这个面积必须包含在相对小的体积中, 这可以把细粉末 (铜或银) 烧结成多孔海绵做到 (参看下文).

3.9 漏 热

上面的模型和所得数值表包含热流 \dot{Q} 的影响, 而 \dot{Q} 被假定近似常数, 并由剩余漏热 \dot{Q}_{ht} 和外加加热速率 \dot{Q}_{ext} 组成. 显然用单冲程方式操作致冷机是完全可能的, 此时浓缩 ^3He 不回流, 在混合室入口处不存在加热问题, 但是被证明 (Wheatley 等 (1968) 和 Wheatley 等 (1971)), 实际的限制由出口边稀释相中的粘滞加热和此热量的传导所决定. 当稀释相离开混合室, 热量由耗散过程产生并被传回混合室. 一段出口管道的热平衡考虑必须包括三个独立的贡献. 第一是由粘滞的泊肃叶流产生的热量; 第二是由于管道两端存在温差, 由热传导带进此管道的热量; 第三是上述两个加热速率被稀释混合液通过这段管道时, 由于它的焓的改变所吸收热量的速率所平衡. Wheatley 对含不同参数的情况作了一个估计, 证明存在一个“内禀限制”:

$$T_{\text{mc}}(\text{内禀}) = \frac{4}{(d_D)^{\frac{1}{3}}} \text{ mK} \quad (3.31)$$

式中混合室出口管的直径(d_D)用 mm 作单位.

Frossati(1978)也考虑了这些问题,并得到一个表达式,它包括从稀释边和浓缩边对 \dot{Q} 的粘滞和热传导贡献.对 $(\dot{Q}_{粘滞} + \dot{Q}_{传导})_D$ 和 $(\dot{Q}_{粘滞} + \dot{Q}_{传导})_C$ 的表达式自然与热交换器的特性和循环速率 n_3 有关.定性上很容易看出,窄通道助长粘滞加热(对假定的泊肃叶流随 d^{-4} 变化),而宽通道允许来自较热部分的较大热传导(随面

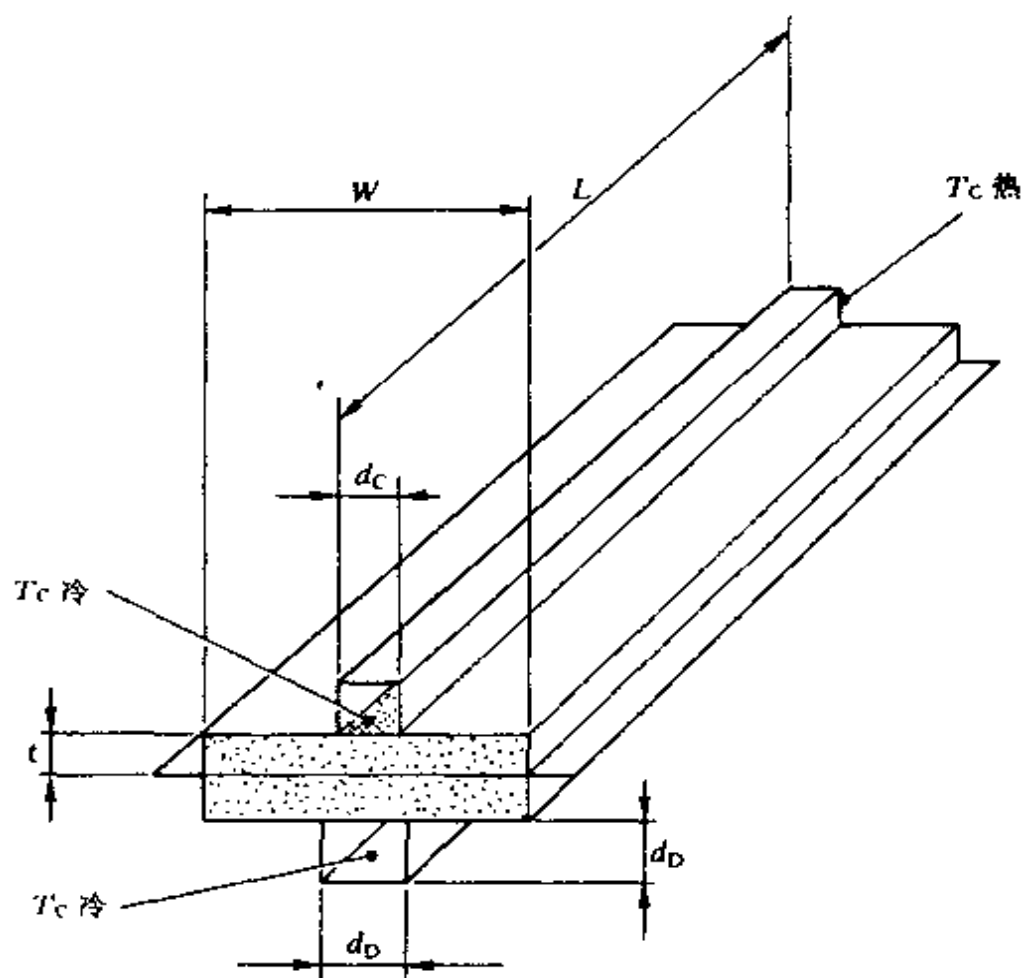


图 3.11 用银粉烧结的多孔体做成的一个热交换器单元的图示. 取自 Frossati(1978).

积 πd^2 变化). 因此两个加热源之和($ad^{-4} + bd^2$)依赖于通道尺寸, 其中 a 和 b 是传输性质、温度和其它几何因子的函数. ($ad^{-4} +$

bd^2)的极小值是 $3\left(\frac{1}{4}ab^2\right)^{\frac{1}{3}}$, 对应于最佳通道尺寸 $d(\text{opt}) = (2a/b)^{\frac{1}{3}}$. 然后 Frossati 作了一个果断的假定, 所有这些加热都进入混合室, 对一组分立式热交换器单元作出表 3.4, 其中每个单元的形式表示在图 3.11 中, 且有最佳的进管和出管直径. 此设计表明了达到 2mK 最低温度的方式.

表 3.4 达到最低温度 2mK 而设计的一组分立热交换器的计算参数.

分立热交换器	顶部	→	→	→	底部	
$d_c(\text{opt})/\text{mm};$	1.6	2.8	3.4	4.2	5.0	
$d_h(\text{opt})/\text{mm};$	4.0	6.8	8.2	10.2	12.2	
$T[{}^3\text{He}(\text{C})]/\text{mK};$	70	17.5	10.4	6.6	5.0	4.3
$T[{}^3\text{He}(\text{D})]/\text{mK};$	25	6.5	4.0	2.7	2.2	2.0

Frossati 从计算(正如上表中所示)和实验上都证明达到一个 2mK 或更低的温度是可能的, 不过对细节要精心设计. 从英国牛津仪器公司得到的商品致冷机能够获得 4mK 范围的最低温度.

3.10 热交换器结构

同轴管热交换器通常用作第一级, 但是表 3.3 给出的这种面积必须用细粉末烧结成多孔海绵(烧结是一种在熔点以下的热处理过程, 接触的粒子在接触点处熔化). 在一个烧结块的最简单模型中, 人们可以想象成一个球形粒子紧密填充排列, 它的每单位体积的表面积是 $\pi\sqrt{2}\delta$, 这里 δ 是球的直径. 如果表面积要 100 m^2 那么大而包含在合理的体积之内, 显然 δ 必须小. Frossati(1978) 给出实验数值是烧结的 700 \AA 银粉为 $1.8\text{ m}^2\text{ g}^{-1}$ 和烧结的 400 \AA 银粉为 $2.2\text{ m}^2\text{ g}^{-1}$. 图 3.11 表明, 要保持大的接触面积氮不需要流过很小的烧结孔, 这是因为液体有好的热导率, 使它能够像流过宏观尺寸的通道那样使用这些表面积.

3.11 不用热交换器的其它方法

在热的回流浓缩 ^3He 和冷的上升稀释 ^3He 之间尽可能直接地跨过内表面交换热量,可以避免氦至固体的Kapitza热阻问题.这

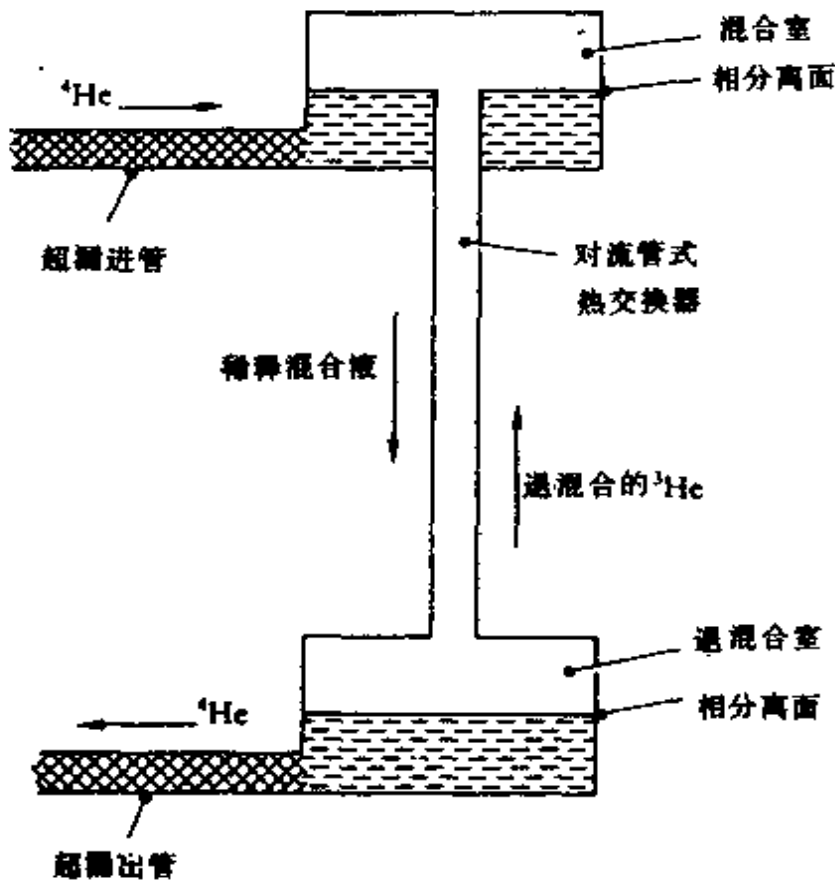


图 3.12 Leiden 实验室的 ^4He 循环的稀释致冷机的原理图.

些方法目前未广泛使用,但它们的优点是结构比较简单.两种不同的方法已投入使用.第一种方法是和前面一样循环 ^3He ,但有几个混合室.(参阅 de Waek 等(1976)).据报道达到了 3 mK 左右温度.第二种方法称谓莱顿致冷机,循环 ^4He 而不是 ^3He .这方法(参阅 Taconis 等(1971)、Sato 等(1974)、Jurriens 等(1977)、Pennings 等(1976)和 Sato 等(1987)被成功地冷至 3.4 mK.莱顿致冷机的原理在图 3.12 中说明.超流 ^4He 通过一个超漏循环进入混

合室,此部件有一个对流管式热交换器,在对流管中相分离的冷混合液和上升的热的浓缩混合液通过相互间的直接接触交换热量.对流管的下端与退混合室连接,纯 ^4He 通过一个出口处的超漏从退混合室取出.退混合的热量由维持在大约 0.6 K 的 ^3He 池吸收. Satoh 等(1987)使用的实际装置在图 3.13 中给出.

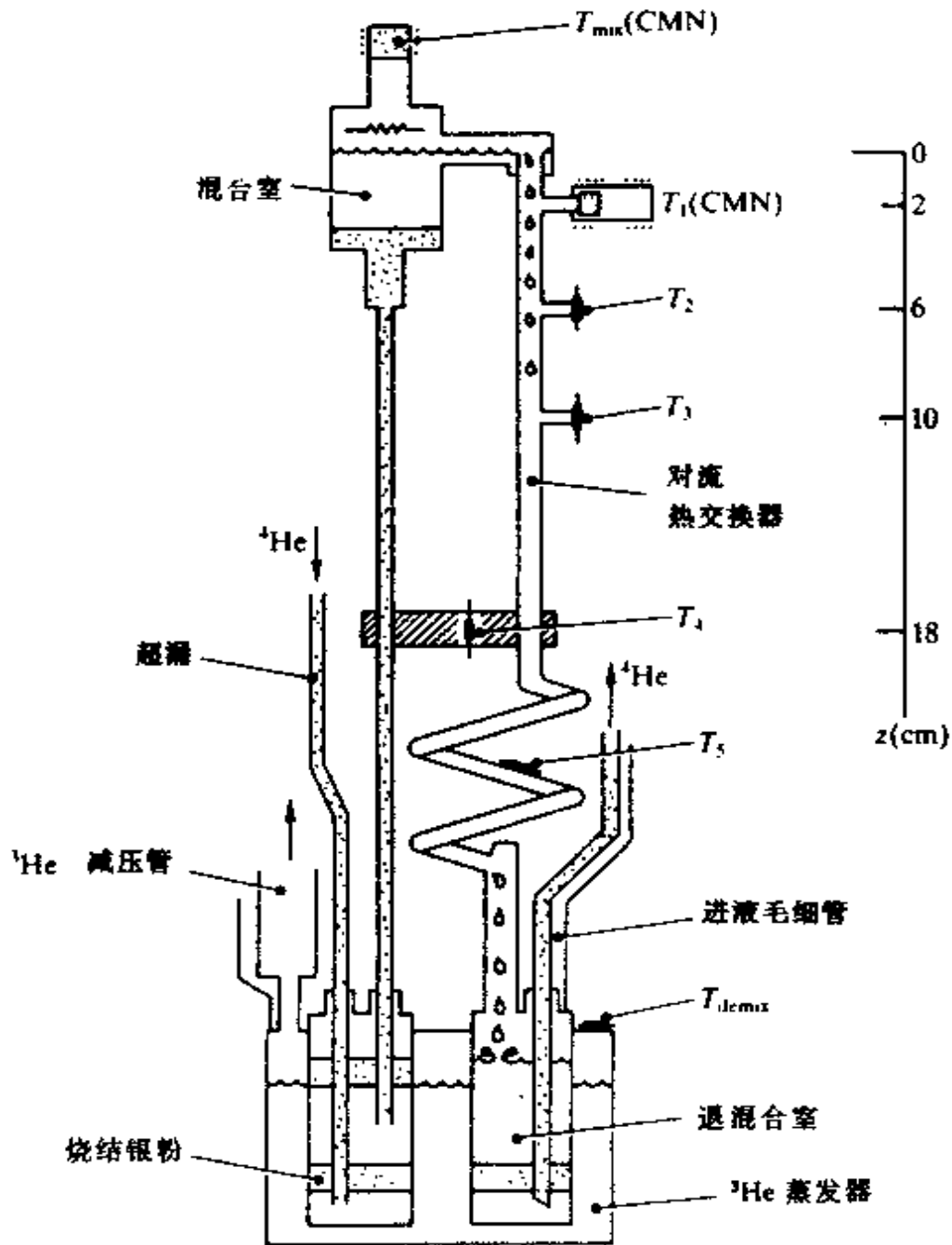


图 3.13 能达到 3.1mK 的一个 Leiden 稀释致冷机简图. 参看 Satoh 等(1987).

第四章 Pomeranchuk 致冷机

4.1 引言

尽管 Pomeranchuk 致冷机不比现今的稀释致冷机(参看第三章)或绝热去磁(参看第五章)优越,但在 1965-1975 年间,由于稀释致冷机和超导磁体还没有像现在这样广泛应用,它是当时重要的致冷方法.它能冷却到 1mK 左右,并不受外加磁场的影响.这些优点被 Osheroff 等(1972)应用在历史上重要的实验中,他们第一次发现了液体 ^3He 的几个低温相,近来,Kopietz 等(1986)和 Vermeulen 等(1987)还在使用这一方法.但另一方面,Pomeranchuk 致冷机无商品供应而又极不容易制作,并且用它来冷却致冷剂 ^3He 本身以外的其它样品亦很困难.由于以上这些理由,我不想用过多篇幅来讨论.

4.2 熔化氦-3 的性质

Pomeranchuk 致冷机的原理是利用纯 ^3He 的特性,即它的熔化曲线(参看图 4.1).

值得注意的是熔化曲线上有一个极小值,虽说不是唯一的,但有点反常.可从 Clausius-Clapeyron 热力学方程来理解这一现象:

$$\frac{d\rho_m}{dT} = \frac{S_l - S_s}{V_l - V_s} \quad (4.1)$$

一般情况下, $V_l > V_s$ 和 $S_l > S_s$, 因此, $d\rho_m/dT$ 为正.但对 0.32K 以下的 ^3He , 也有 $V_l > V_s$, 但 $d\rho_m/dT$ 是负的,我们只好得出结论 $S_s > S_l$.

固体比液体更无序！（产生这一现象的原因是液体 ^3He 中的核有序比固体中更容易发生）。现在我们来看图 4.2—图 4.4。从图 4.2 可以看出，从 A 点（ $25.3 \text{ cm}^3\text{mol}^{-1}$, 100 mK ）等熵压缩到 B 点（ $24.8 \text{ cm}^3\text{mol}^{-1}$ ），温度降到 34 mK 。开始为液体的样品被全部固化的冷却可以由一条水平线，比如说 C 点和 D 点的连线，来表示。但是我们后面可以看到（特别注意图 4.8），用全部固化的方法来得到最低温度既无必要也无好处。

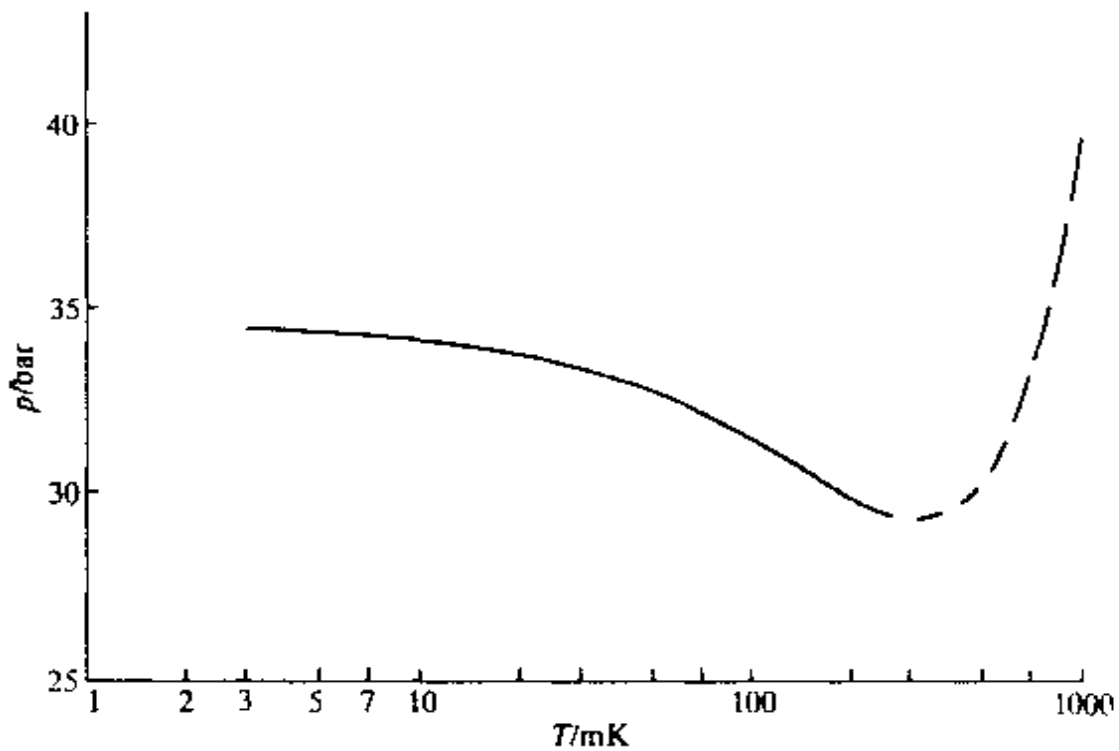


图 4.1 有一个反常极小值的 ^3He 熔化曲线，虚线代表 Grilly(1971)的数据，极小值以下的实线由 Greywall 和 P. A. Busch(1982)的数据用多项式拟合而得到的；也可参阅 Greywall(1985)。

4.3 固化致冷

图 4.2(b)表明，可以压缩 ^3He 液体使其等熵固化产生致冷。但在

是所希望的地方引起固化,管子将堵塞,室温压力的进一步增加就传不到低温样品室中.图 4.5 右边所示的更为精巧的波纹管装置是克

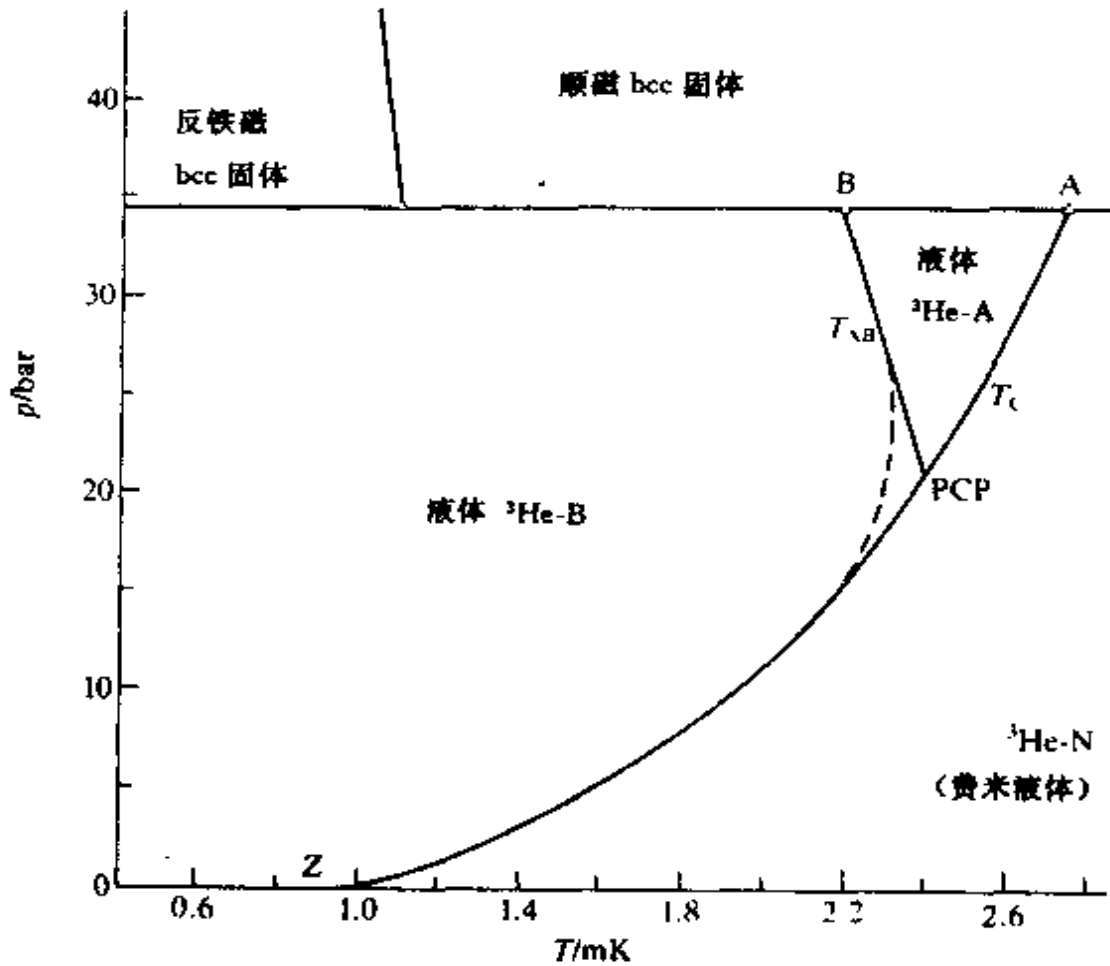


图 4.3 在零外加磁场和约 3mK 以下的³He 相图(Halperin 等(1978)).图中有四个标出的点;A 和 B 分别代表沿熔化曲线从³He-N 到³He-A 和从³He-A 到³He-B 的转变;PCP 表示多临界点,此处³He-N,³He-A 和³He-B 共存;Z 表示零压强下从³He-N 到³He-B 的转变. T_{AB} 代表从³He-A 到³He-B 的转变,而 T_c 则代表³He-N 相至超流相的转变.一个 0.0378T 磁场对 T_{AB} 的影响由虚线给出.

服这一困难的途径之一.使用液体⁴He 移动低温活塞进入 Pomeranchuk 盒.在这种方式和其它的方式中,液体⁴He 用来静态地传输压力,通过波纹管或隔膜至液体³He.应当注意的是,液体⁴He 的固化

压强(25 bar)比液体 ^3He 的(29—34 bar,与温度有关)低,因而设计时要在 ^4He 和 ^3He 之间保持几个 bar 的压差(不小于 4 bar)。这可以使用几何形状(如波纹管的面积)或弹性强度(如隔膜)或两者的联合来达到。

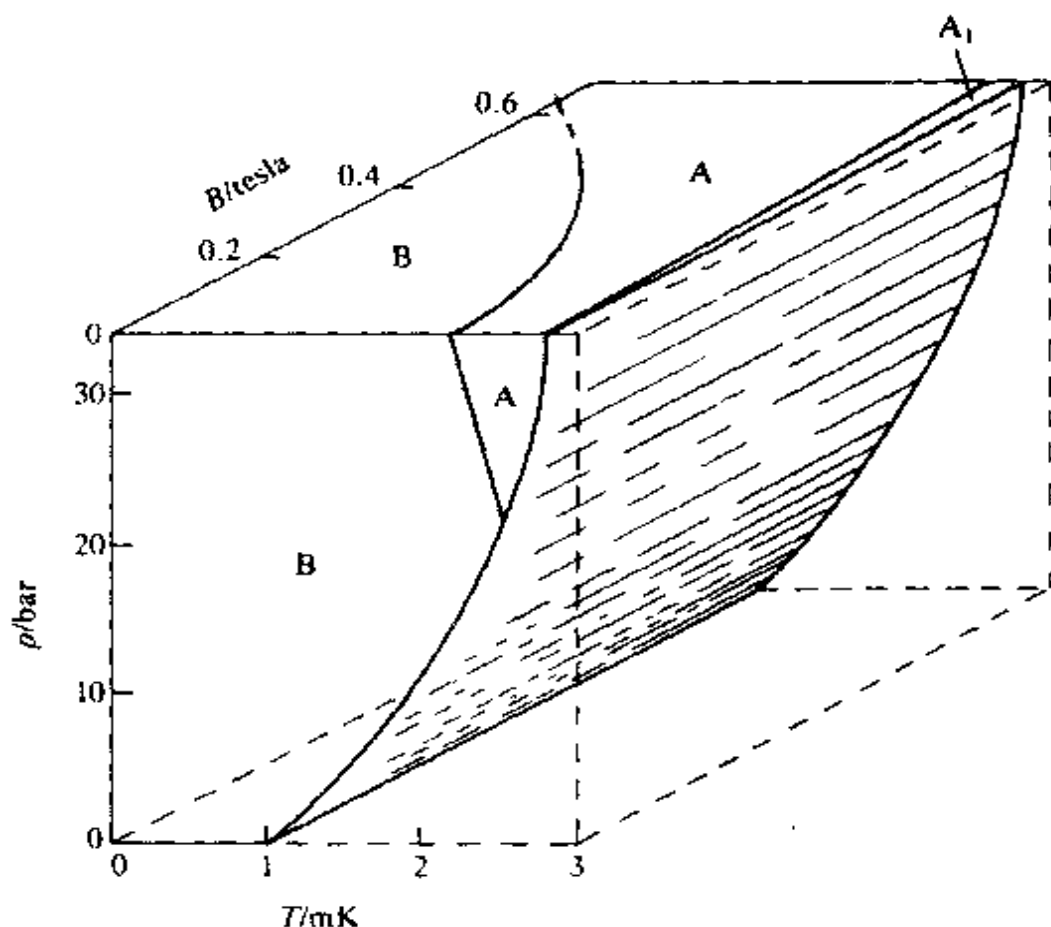


图 4.4 磁场在 ^3He 相图上的作用。

致冷功率由下式给出：

$$\dot{Q} = \dot{n}_3 T (S_{s,m} - S_{l,m}) \quad (4.2)$$

其中 \dot{n}_3 是液态至固态的转化率,量 $T(S_{s,m} - S_{l,m})$ 即为固化潜热,致冷功率形式上类似于稀释致冷机的致冷功率: $\dot{Q} = \dot{n}_3 T (S_D - S_C)$ 。如果我们在两式中取相同的 \dot{n}_3 ,当然在两种情况下产生 \dot{n} 的技术是非常不同的,则我们可以得出结论,在 50mK 以下, Pomeranchuk 致冷

机的效率比稀释致冷机更高(参看图 4.6).

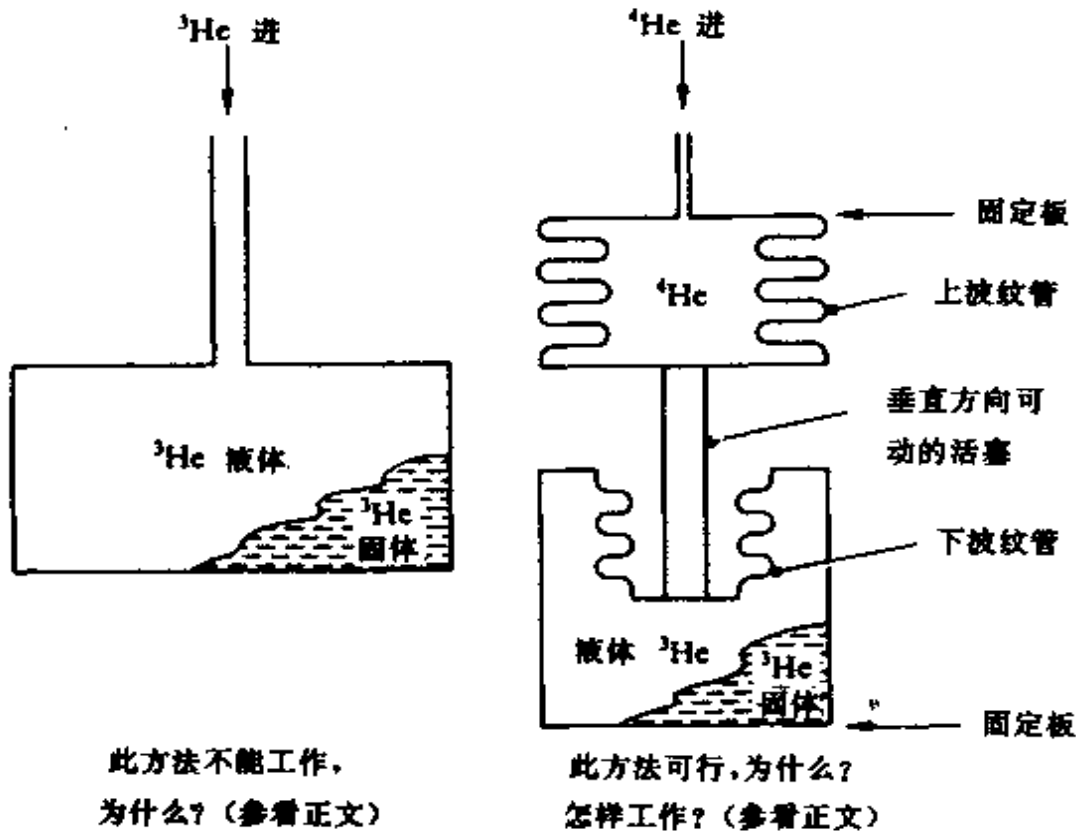


图 4.5 实例.

4.4 压缩过程

设计压缩器时,必须做到产生的“冷量”不能被压缩中摩擦产生的热量所抵消或掩盖掉. 固化 n_3 摩尔的 ^3He 产生的冷量是

$$dQ = n_3 T (S_{s,m} - S_{l,m}) \quad (4.3)$$

做的功是

$$dW = n_3 p_m (V_{l,m} - V_{s,m}), \quad (4.4)$$

做的功与产生的冷量之比由方程(4.4)除以(4.3)得到,然后用 Clausius-Clapeyron 方程(4.2)则得

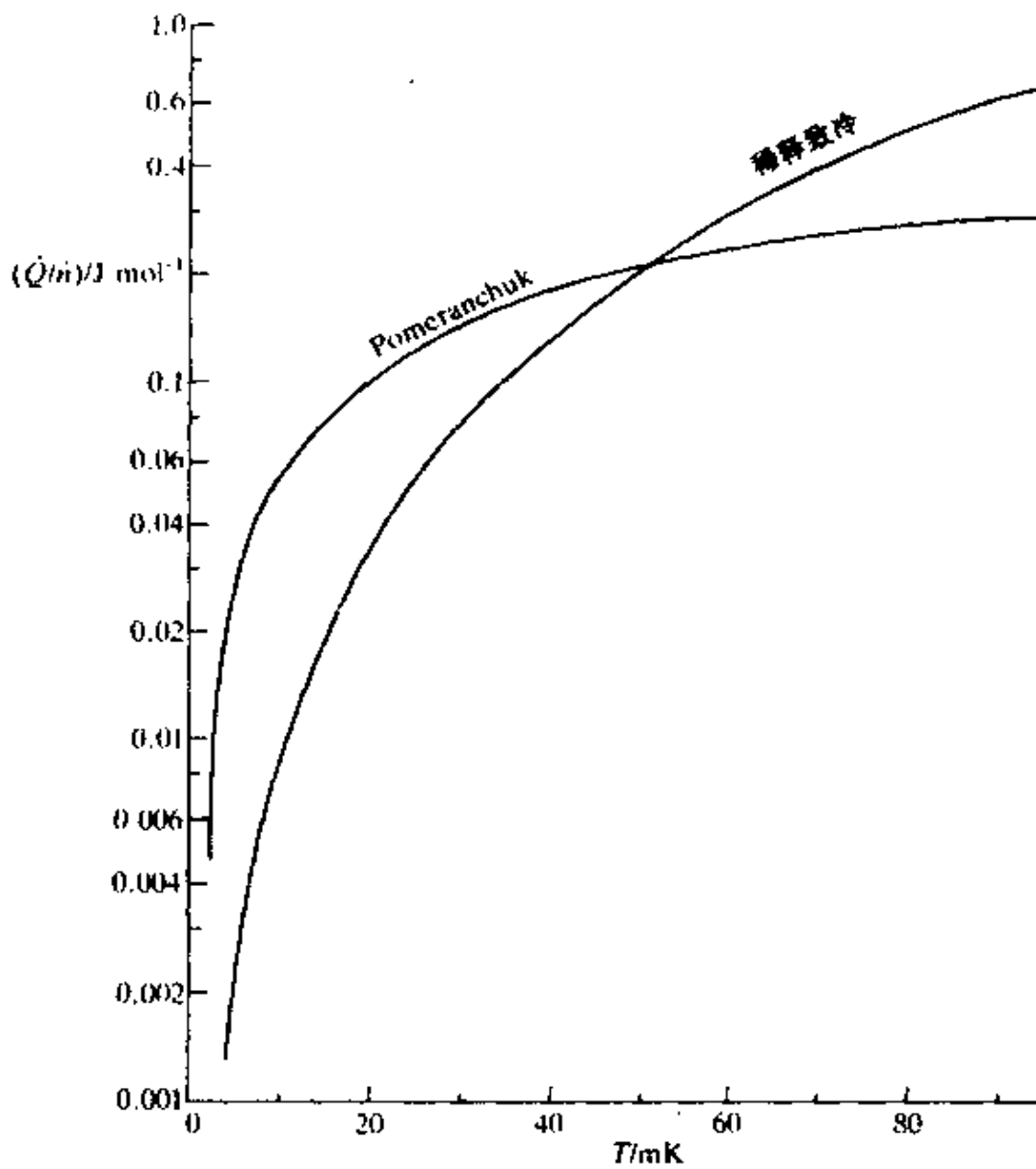


图 4.6 稀释致冷机和 Pomeranchuk 致冷机单位摩尔的致冷功率比较. 虽然在两种情况下使 ^3He 流通过相界的方式是很不同的, 但很清楚, 在约 50mK 以上稀释致冷机比 Pomeranchuk 致冷机更有效(每摩尔), 不过在更低温度优势属于后者.

4.5 设计实例

现在我们看一下在实际中已用于固化 ^3He 的三种方法. 在 Anufriev (1965) 最早的实验中, ^3He 被放进像鼓一样的室中(参看图 4.9), 压缩处于中心室的 ^3He 时, 弹性膜片向外运动并压缩外室中的

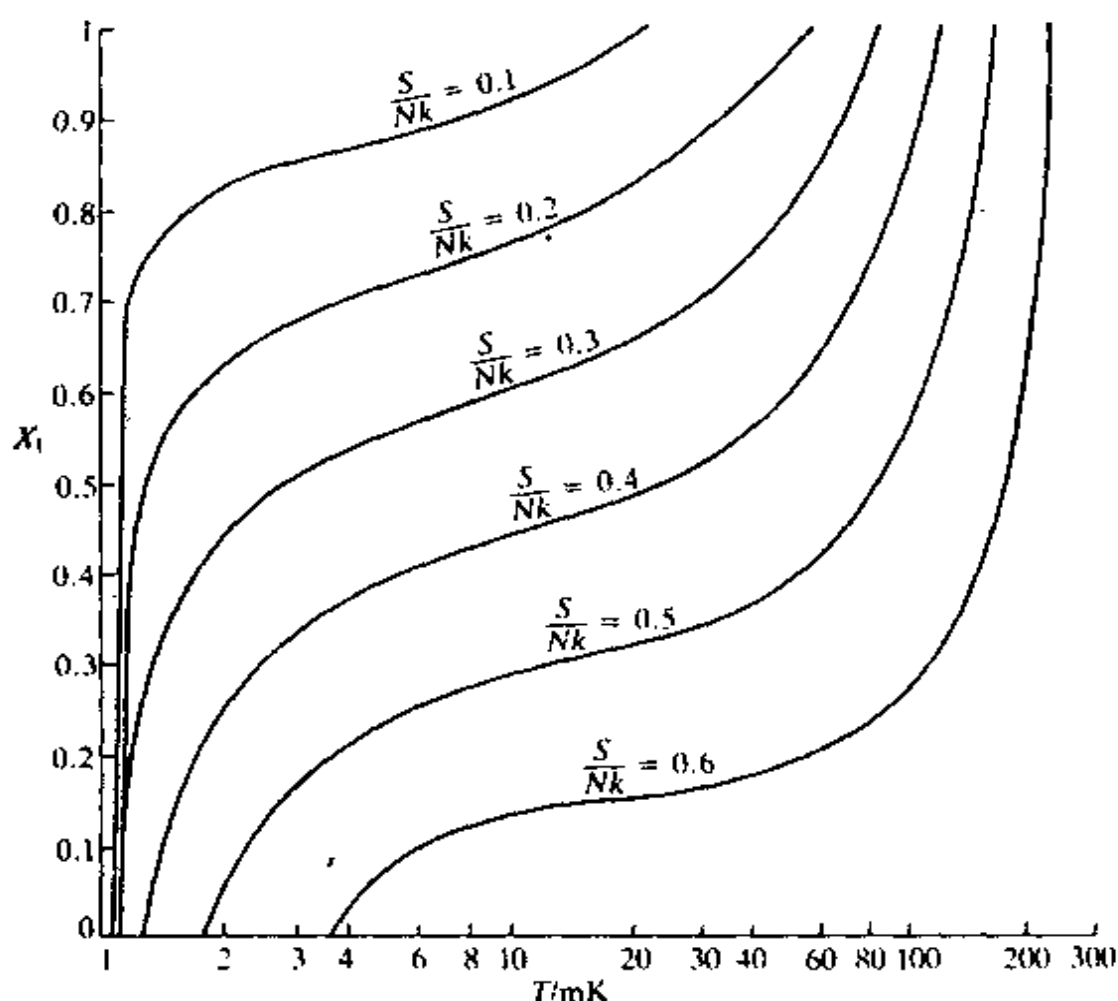


图 4.8 在低起始温度下开始压缩的重要性. 对一给定的初始液体分数, 起始温度越低, 初始熵也越小. 在 22mK , $X_{l,0} = 100\%$, 近似的等熵线为 $S/Nk = 0.1$, 温度若下降至 2mK , 则 $X_{l,r}$ 仍高达 82% , 这样高的终态液体分数就避免了压碎晶体导致的加热.

^3He . 在图 4.10 所示的设计中(参看 Johnson 等 (1969), Johnson 和

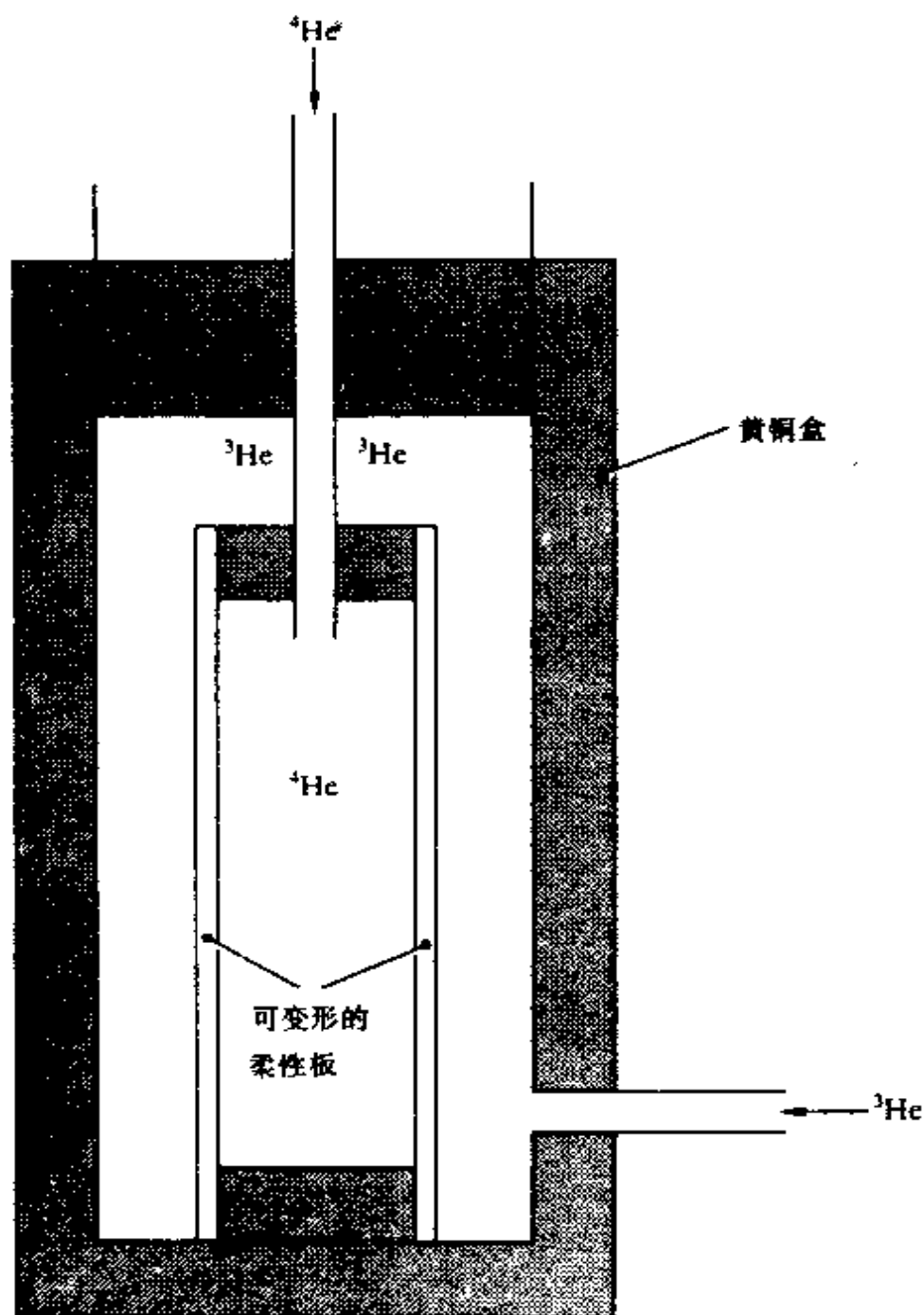


图 4.9 Anufriev 实验装置.

Wheatley(1970)), Pomeranchuk 盒埋在一个用于预冷 ^3He 、设计更为巧妙的结构之中. 此设计的主要创新是除了有弹性负荷的 ^3He 室

外,其它部分和稀释致冷机的混合室整体加工成型.

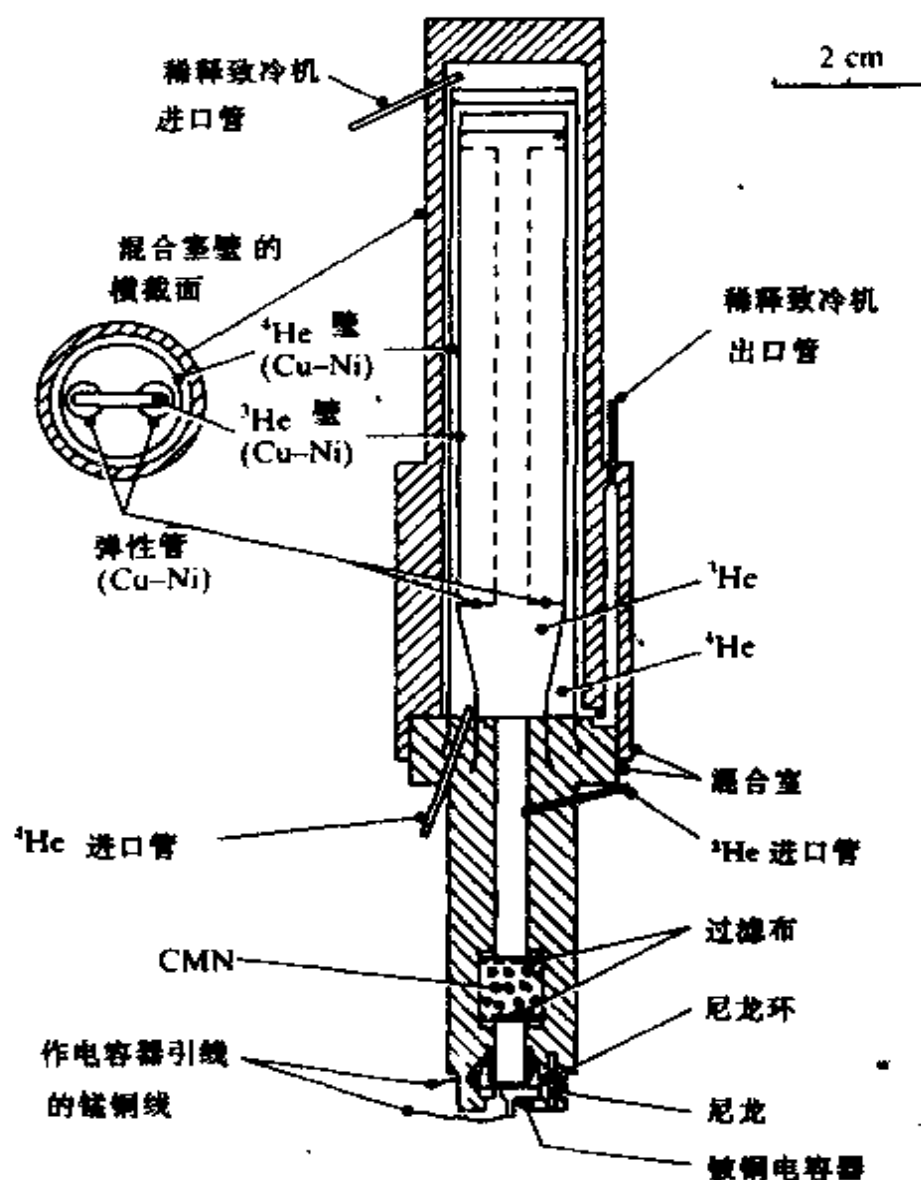


图 4.10 la Jolla 的实验装置.

由美国 Cornell 大学发明,尔后得到最广泛应用的技术是用如图 4.11 所示的弹性波纹管制作的,与 la Jolla 的装置(图 4.10)类似, ^4He 被用来传递从室温至 ^3He 的压力.来自 ^4He 的压力使上波纹管扩张,迫使由刚性活塞连接的下波纹管施压于 ^3He .正如在图 4.5 中那样,两个波纹管的面积不同,这就允许 ^4He 的固化压强比 ^3He

的低.

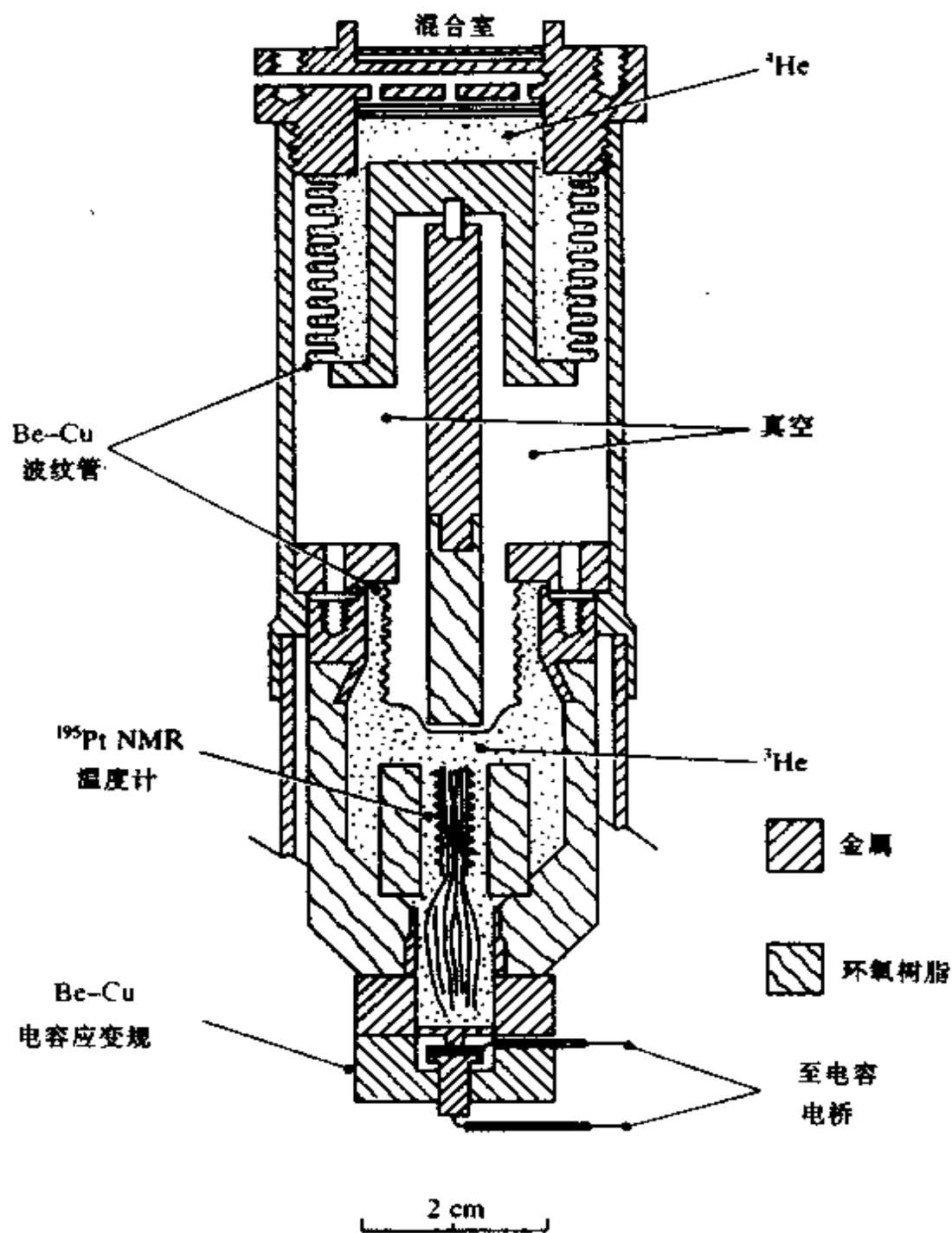


图 4.11 Cornell 大学的实验装置. 这个波纹管驱动的活塞是由 Osheroff 等(1972)设计的.

4.6 几种近期的设计

Kummer 等(1975)使用一个圆筒形的压缩盒, ^3He 放在一个长 10.80 cm, 直径 2.44 cm, 壁厚 150 μm 的黄铜管内. 增加管外 ^4He 的压力, 产生所要求的体积变化. 一个类似的设计由 Frossati 等(1978 b)和 Vermeulen 等(1987)给出, 表示在图 4.12 中. 它差不多都是用塑料做的, 并有一根壁厚稍大于 40 μm 的拉紧的 Kapton 管, 选择 Kapton 首先是为了能把 NMR 线圈放在它的外面, 第二个原因是它的杨氏模量与最大抗张强度之比好于金属材料.

Vermeulen 等 (1987)也报道使用一个如图 4.13 所示的圆盘形 Pomeranchuk 盒. 其结构在构思上与最早的 Anufriev 的设计相似, 有一个类似鼓的结构. 弹性 Kapton 板是 0.55mm 厚.

Kopietz 等(1986)也采用 Kapton, 他们使用的 ^3He 盒如图 4.14 所示, 它用于 ^3He 的自旋极化实验, 实验要一个 8T 的常磁场. 设计思想仍然是从液体 ^4He 通过柔软的(Kapton)膜片加压到液体 ^3He . 振动线和 NMR 线圈是用于所做的实验的.

4.7 结 论

绝热核去磁致冷技术已经取得了很大的进展(参看第五章), 因而 Pomeranchuk 致冷方法看来不会再像它以前那样得到广泛的应用. 一个主要原因是除冷却在熔化压上的 ^3He 外, 实验样品还需要冷却, 且冷却一定是间接的, 即要通过一个热连接. Halperin 等(1974), Johnson 等(1970)指出, 在压缩中, 固体容易在热的地方或粗糙表面或早已存在固体的表面形成. 因而当冷却样品的热量通过热连接至 ^3He 室时, 传递热流的通道也正是固体容易形成之处. 固体 ^3He 的热导又很差, 这样就会阻止热量的传递. 这一问题还须圆满地解决;

但同时其它技术却取得了很大进展.

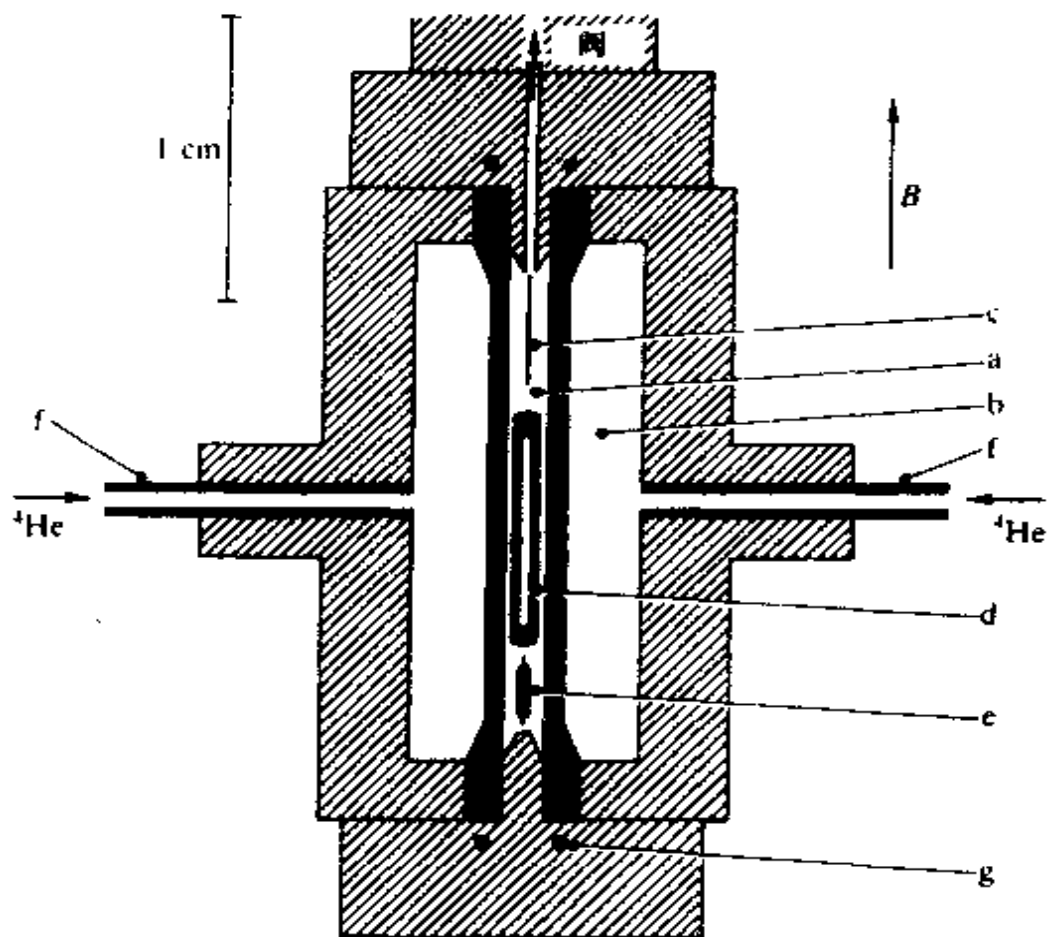


图 4.13 一个盘状的塑料 Pomeranchuk 实验装置;a. ^3He 空间;b. ^4He 空间;c. 振动线粘滞计;d. 蓝宝石压强传感器;e. 碳电阻温度计;f. ^4He 毛细管;g. NMR 鞍型线圈. 取自 Vermeulen 等(1987).

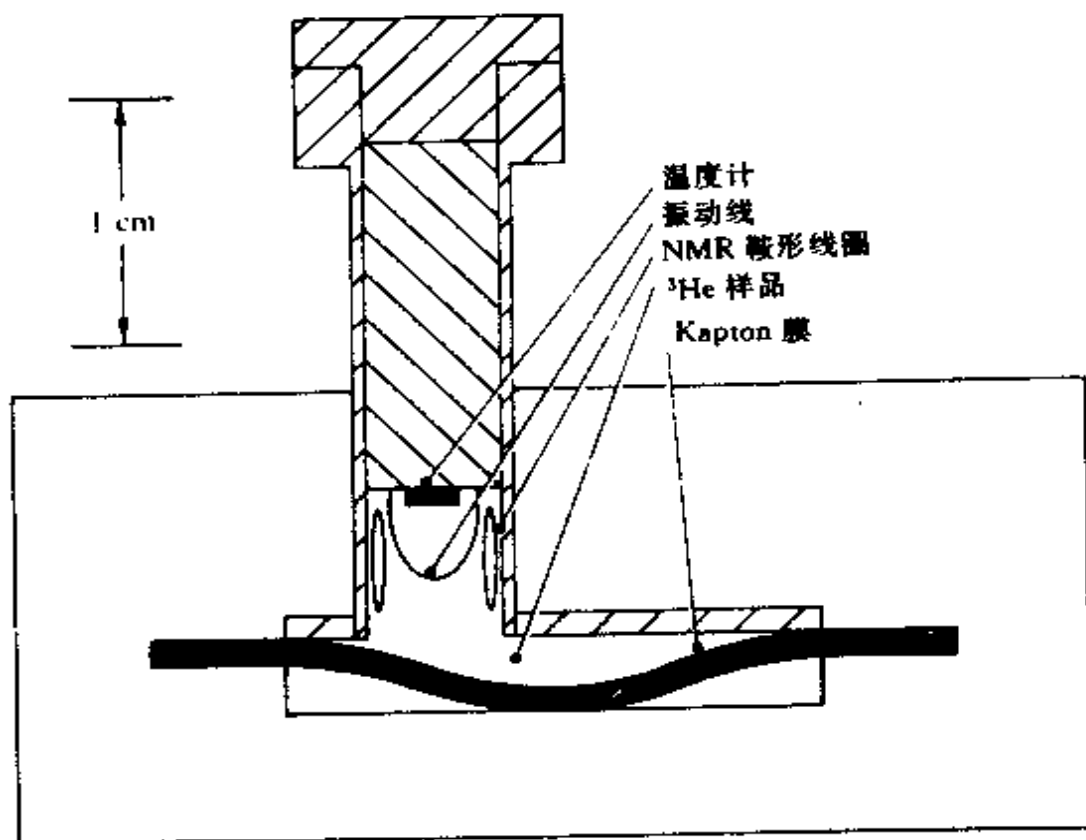


图 4.14 本图给出 Kopietz 等(1986)的设计,在此实验装置中, ^3He 样品的体积是由改变占据 Kapton 膜下面体积的液体 ^4He 的压强而改变的.

第五章 绝热核去磁

5.1 引言

设计各异的稀释致冷机通常可达到的最低温度是 2—4mK (参看第三章). 因而它在很大程度上代替了在 20 世纪 30 年代初开始使用的电子顺磁盐的绝热去磁技术, 顺磁盐有如铬钾矾 $[\text{Cr}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot \text{K}_2\text{SO}_4 \cdot 24\text{H}_2\text{O}]$ 、硝酸铈镁 $[2\text{Ce}(\text{NO}_3)_3 \cdot 3\text{Mg}(\text{NO}_3)_2 \cdot 24\text{H}_2\text{O}]$. 后一种材料 (CMN) 和用非磁性镧离子替代磁性铈离子的 CLMN 可以达到 2 mK 以下的温度, 这两种材料一直被使用到近期. Šafrata 等 (1980) 用氘代替结晶水中的氢, 获得了进一步的进展 (参看表 5.1).

表 5.1 X 表示被 La 替代的 Ce 离子的分数. 在所有情况下, 初始条件是 $B_i = 1.85 \text{ T}$ 和 $T_i = 0.95 \text{ K}$, 最后的磁温度在所有情况下其不确定值在 $\pm 0.07 \text{ mK}$ 以内.

X	最后的磁温度 (mK)	
	CLMN	氘替代水中氢的 CLMN
1.00	1.70	1.47
0.22	1.16	0.98
0.10	0.87	0.67
0.05	0.67	0.42

取自 Šafrata 等 (1980)

表 5.1 清楚表明, 用 CMN, CLMN, 氘替代的 CLMN 可以得到比几乎所有的稀释致冷机低得多的温度. 但是核的顺磁体, 在绝热去磁的实践中, 已经压倒顺磁盐, 其原因主要是致冷功率和使用范围的考虑. 由于本书篇幅的限制, 决定省略这部分内容. 读者可参阅下

列早期的评论文章, Hudson (1972), Lounasmaa (1974), Betts (1976), White (1979).

5.2 基本原理

Andres 和 Lounasmaa (1982) 曾对绝热核去磁方法作过详细的介绍, 读者如果想了解比本章更多的内容, 可以阅读上述文章.

两种最重要的核致冷材料是 (i) 铜和 (ii) PrNi_5 (一种镨和镍的金属间化合物; PrNi_5 读作镨镍五).

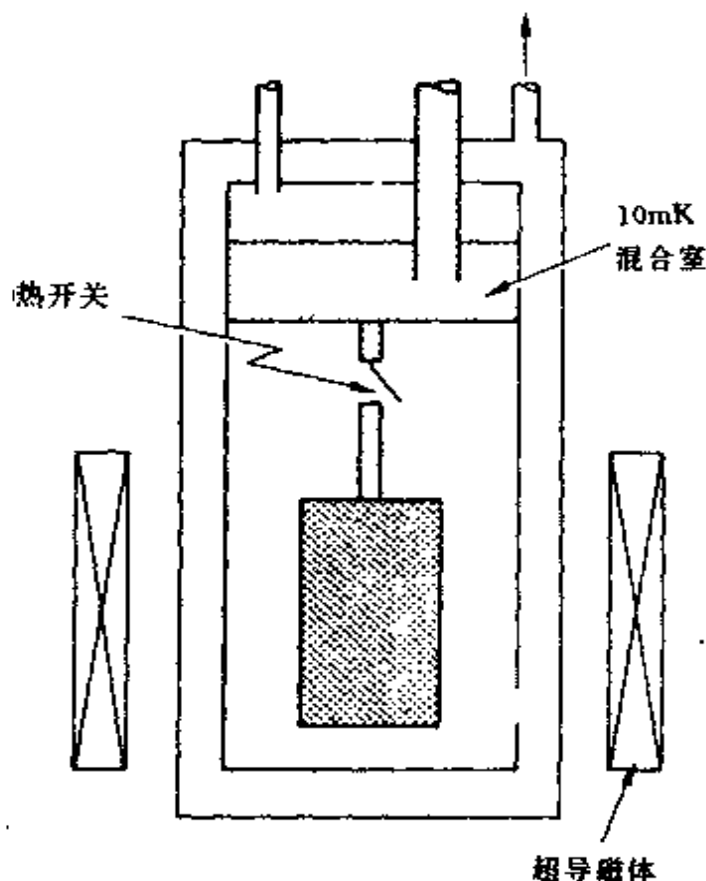


图 5.1 说明磁化和去磁整个循环的图示

基本步骤由图 5.1 说明. 假如初始状态取作 $T_i = 10 \text{ mK}$ (接通与稀释致冷机混合室连接的热开关) 和 $B = 0$. 步骤如下: (i) 外场从零

升到 B_i (通常使用超导磁体), 磁化热经过开关传给混合室. (ii) 断开热开关使致冷级与外界绝热. (iii) 缓慢降低磁场 (理想情况应是等熵过程) 到 B_f , 则温度降到 T_f . 如果需要, 接通热开关, 将外场降到零, 很容易再回到起始状态.

操作程序包括以下几项:

- 把铜或 PrNi_5 做成束状结构,
- 接通超导热开关 (有良好的热导), 磁化热传给混合室, 由稀释致冷机冷到 $T_i \approx 10 \text{ mK}$,
- 断开超导热开关 (热导很差), 使核级热绝缘,
- 在 $\tau \approx 8$ 小时时间内, 把 B_i 降到 $B_f \approx 0.25 \text{ T}$,
- 得到 $T_f < 1 \text{ mK}$.

5.3 熵数据

首先我们在图 5.2—图 5.4 给出铜和 PrNi_5 两者的熵与温度和外加磁场的关系. 图 5.2 给出在外场为 0, 1, 10 T 时的铜的核自旋熵. 从点 A ($B_i = 10 \text{ T}$, $T_i = 35 \text{ mK}$, $B_i/T_i \approx 300 \text{ T/K}$) 等熵去磁, 在 B 点可得到 $1 \mu\text{K}$ 量级的温度. 实际上, 并不要求过高的 B_i/T_i 值, $B_i/T_i \approx 2000$ (即在 5 mK 时, 10 T) 可能就接近实际的上限了. 在单级去磁情况, 仅仅是降低了少量的熵值, 因此下面给出的带有限制条件的方程都是合适的. 图中虚线代表 $B = 1 \text{ T}, 10 \text{ T}$ 时的熵.

图 5.3 给出至今最低温下的铜的熵. 数据取自 Huiku 等 (1986), 是用两级核去磁恒温器 (参看 Ehnholm 等 (1980)) 得到的. 图 5.4 是铜和 PrNi_5 熵值的比较图.

5.4 理想的核顺磁体

有一些相对简单的数学公式作为合理的近似对下面的讨论是有

益的,下面是常用的公式.对铜而言,它们在大多数情况下应用得相当好.但对 PrNi_5 ,只适用于 5.7 节的“超精细增强的 Van Vleck 顺磁体”情形.

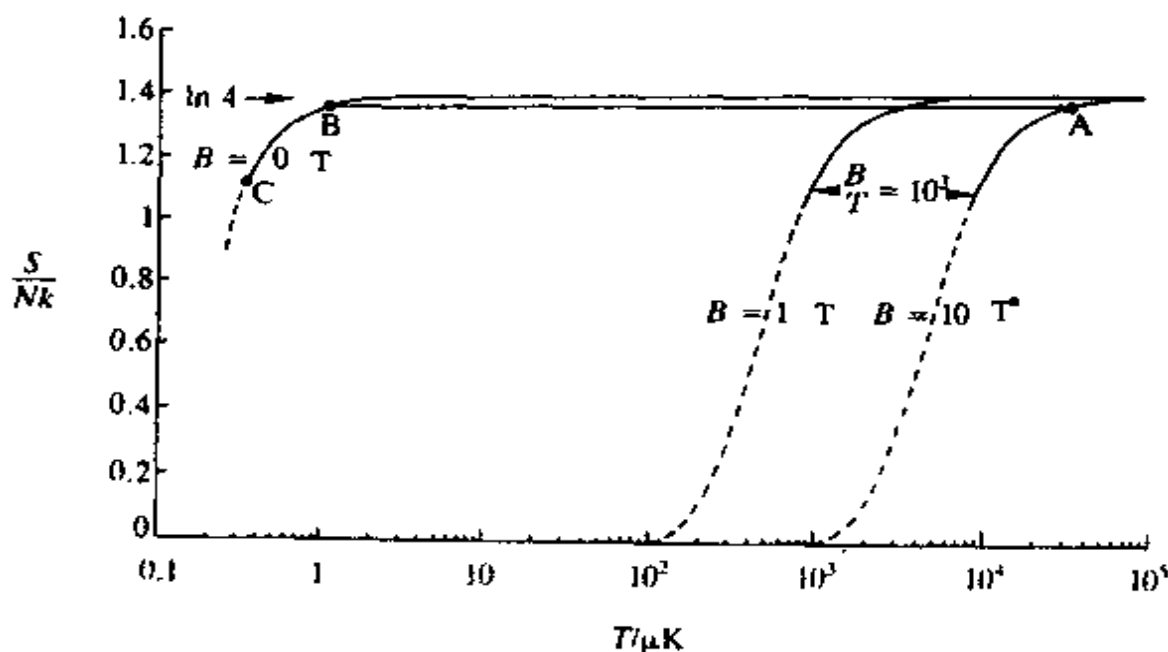


图 5.2 外加磁场为 0, 1 和 10T 下铜的核自旋熵(取自 Betts, 1976).

假定我们能够把磁致冷剂看作是 N 个弱相互作用的核磁矩的一个固体系统,它们所处的温度高于其磁有序温度.在足够高的温度和低场时,该系统的熵 S_n 近似等于熟悉的形式: $Nk_B \ln(2z+1)$, z 为相应的自旋量子数,它对应于磁矩的各向同性无序情况.对有限温度和与磁场有关的较好形式是:

$$\frac{S_n}{Nk} = \ln(2z+1) - \frac{C}{2k_B \mu_0} \frac{V}{N} \frac{(B^2 + B_{int}^2)}{T^2} \quad (5.1)$$

其中 C 为 $\chi = \frac{C}{T}$ 中的居里常数, B_{int} 为内场,暂时可把它看作一个小的可调参量.例如,作为求铜的 B_{int} 的方法,我们可以简单地取 Huiku 等 (1986) 在 $T = 60 \text{ nK}$ 的数据 $S_n = 0.65 Nk \ln 4$, 推出 $B_{int} = 7.2 \times 10^{-6} \text{ T}$, 这比早期广泛引用的值 $3.1 \times 10^{-6} \text{ T}$ 小一些,但对大多数实

上式在大多数实用情况都能成立. 绝热(等熵)去磁后从方程(5.1)可得

$$T_1 = T_0 \left(\frac{B_0^2 + B_{int}^2}{B_1^2 + B_{int}^2} \right)^{1/2} \quad (5.3)$$

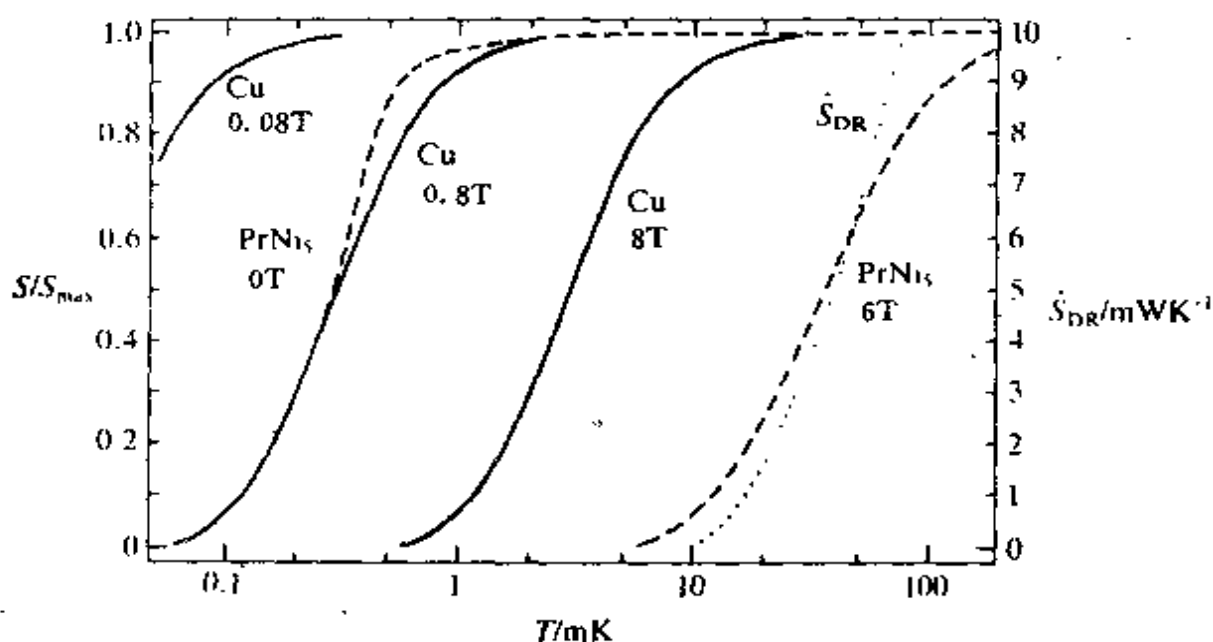


图 5.4 铜(实线)和 PrNi₅(虚线)的核熵在不同外磁场下随温度的变化,并与一个典型的稀释制冷机的熵减小速率 \dot{S}_{DR} 作比较(点线). 铜的 $S_{max} = 11.5 \text{ JK}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ 和 PrNi₅ 的 $S_{max} = 14.9 \text{ JK}^{-1} \text{ mol}^{-1}$. 图取自 Pobell(1982).

5.5 非理想情形

上节讨论的公式假定在去磁过程中没有漏热和损耗存在. 在实际中,至少有三种这样的效应存在:

- (i) 漏热;
- (ii) 核致冷剂,如金属是良导体,有涡流热产生;
- (iii) 自旋-晶格弛豫.

如果(iii)不考虑,(i)和(ii)的效应可合理选取去磁时间 Δt 而降到最小. 例如, Gylling(1971)指出,在 Δt 时间间隔内,从 B_0 到 B_1 线

性地去磁, 涡流加热速率为 qB^2 (q 是与电阻率、几何形状有关的常数), 并且有:

$$\frac{B_i}{T_i} - \frac{B_f}{T_f} = \frac{\mu_0}{CV} \left[\frac{\dot{Q}\Delta t}{(B_i - B_f)} + \frac{q(B_i - B_f)}{\Delta t} \right] \ln \left(\frac{B_i}{B_f} \right) \quad (5.4)$$

式中 \dot{Q} 为恒定漏热率, 为简化, B_{\min} 取为零. 对 $[(B_i/T_i) - (B_f/T_f)]$ 求极小, 则可得最佳去磁时间

$$\Delta t_{\text{best}} = (B_i - B_f)(q/\dot{Q}) \quad (5.5)$$

在此情况下有

$$\left(\frac{B_i}{T_i} - \frac{B_f}{T_f} \right)_{\min} = \frac{\mu_0(q\dot{Q})^{1/2}}{CV} \ln \left(\frac{B_i}{B_f} \right). \quad (5.6)$$

实验上, 我们可以把 \dot{Q} 限制到 nW 量级, 采用合适的几何设计, 如粉状材料做成的细线. 但是不应该单纯追求降低致冷剂的电导率 (因此降低了 q), 根据 Wiedemann-Franz 定律, 即电导率与热导率之间的关系, 可以得知降低电导使热导也降低了, 结果影响致冷剂冷却实验样品的能力. 铜作为致冷剂材料, 通常要进行热处理, 以改善其电阻比 R_{∞} (定义为室温电阻率与最低温度时剩余电阻率之比); 那末, 热导率近似为 $K = 1.5R_{\infty} T \text{ Wm}^{-1}\text{deg}^{-1}$. 详细情况可参阅文献, 譬如 Betts 等 (1978). 第 (iii) 项也很重要, 去磁太快, 不仅产生前面已提到的涡流加热效应, 还能使核温度 T_n 与电子加晶格的温度 T_e 不同. 当然, 如果只研究这些核本身的性质, 倒没有关系. 但是我们不可能把样品直接焊在核上, 而只能焊在晶格上.

5.6 自旋-晶格弛豫

图 5.5 给出最简单的模型 (忽略涡流加热). 如果已知影响 T_n 和

T_n 的细节(即 \dot{Q} 和 $B(t)$)(参看图 5.5), 则可以写出 $T_e(t)$ 和 $T_n(t)$ 的两个耦合方程. 它们包含了 Korringa 机制项(Korringa (1950)),

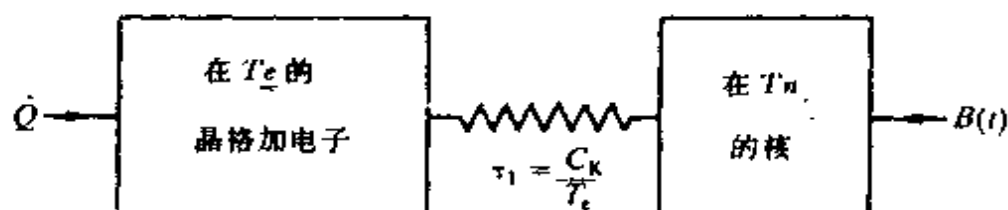


图 5.5 晶格加电子的加热和冷却. 在 T_e 处的晶格加电子从热漏得到热量, 并通过 Korringa 机制和 T_n 处的核交换热量, 核的温度 T_n 对外加磁场 $B(t)$ 是很敏感的. 核同样通过 Korringa 机制与电子加晶格交换热量.

可表达为:

$$\frac{d(1/T_n)}{dt} = - \frac{(1/T_n) - (1/T_e)}{\tau_1} \quad (5.7)$$

其中

$$\tau_1 T_e = C_K \quad (5.8)$$

C_K 为 Korringa 常数. 对铜而言, 零场下 $C_K = 0.4 \text{ s K}$, 在大于约 0.1 mT 磁场下, $C_K = 1.1 \text{ s K}$. 重新组合方程(5.7)和(5.8)可得

$$\frac{dT_n}{dt} = \frac{T_n(T_e - T_n)}{C_K} \quad (5.9)$$

这个结果加上核的热容量(为简化, 令 $B_m = 0$, 它们的熵可从方程(5.1)导出)可写出两个耦合方程:

对电子加晶格,

$$\frac{\dot{Q}}{Nk} = \gamma T_e \frac{dT_e}{dt} + \frac{C}{k\mu_0 C_K} \frac{V}{N} B^2 \frac{(T_e - T_n)}{T_n} \quad (5.10)$$

对核,

$$\frac{dT_n}{dt} = \frac{T_n(T_e - T_n)}{C_K} + \frac{T_n}{B} \frac{dB}{dt} \quad (5.11)$$

解不是解析的, 必须作数字计算. 图 5.6 给出 Hensel 计算的例子.

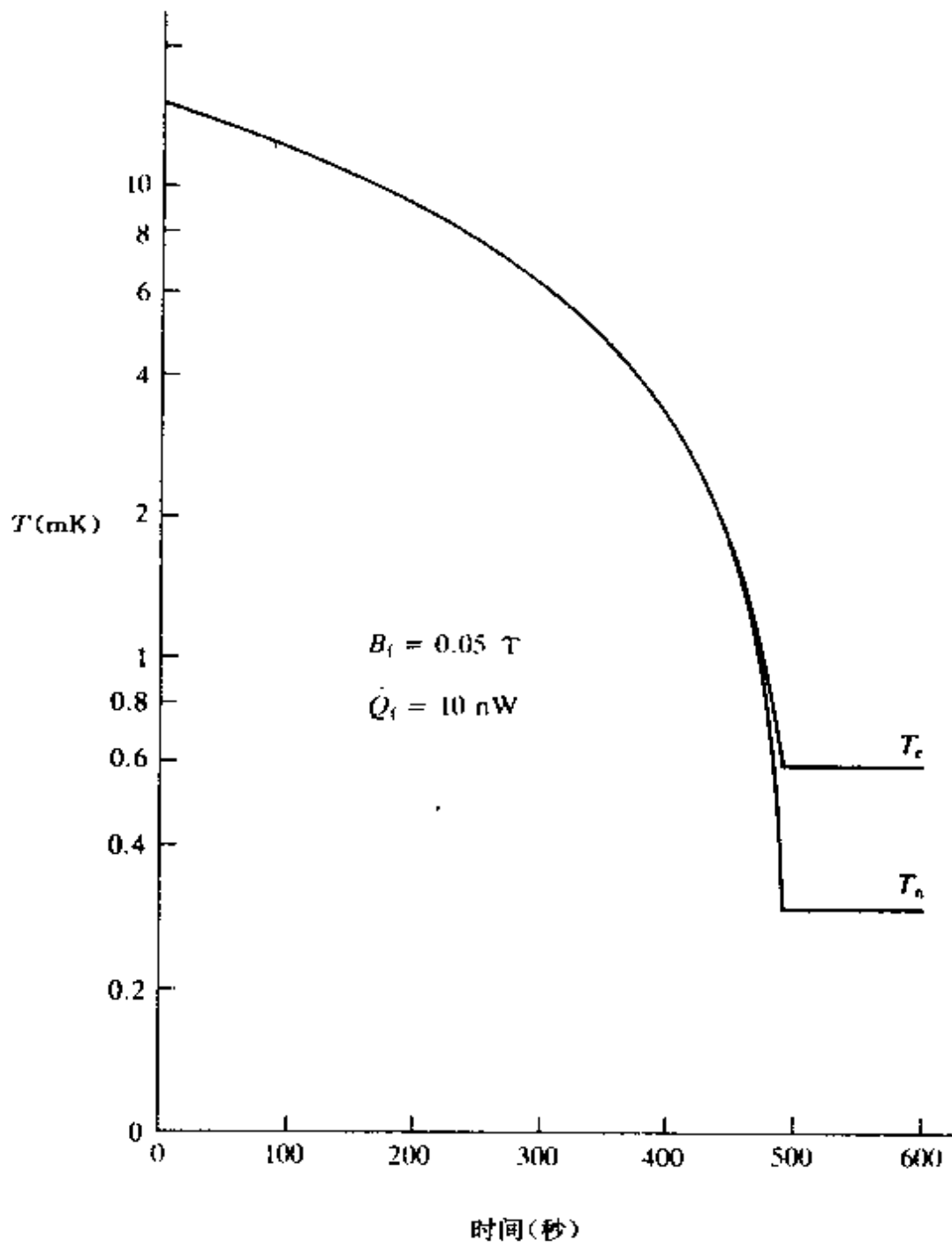


图 5.6 从方程(5.10)和(5.11)计算的 T_c 和 T_n 在一个线性去磁过程中及稍后的解. 线性去磁过程是在 10cm^3 的铜样品上在 490 秒中从 16mK 至 0.6mK 和 0.05T , 并假定漏热为 10nW . 数据取自 Hensel(1973).

在单级核去磁中使用的一个典型的磁化和去磁的程序. 此程序可以很方便地用微机自动控制.

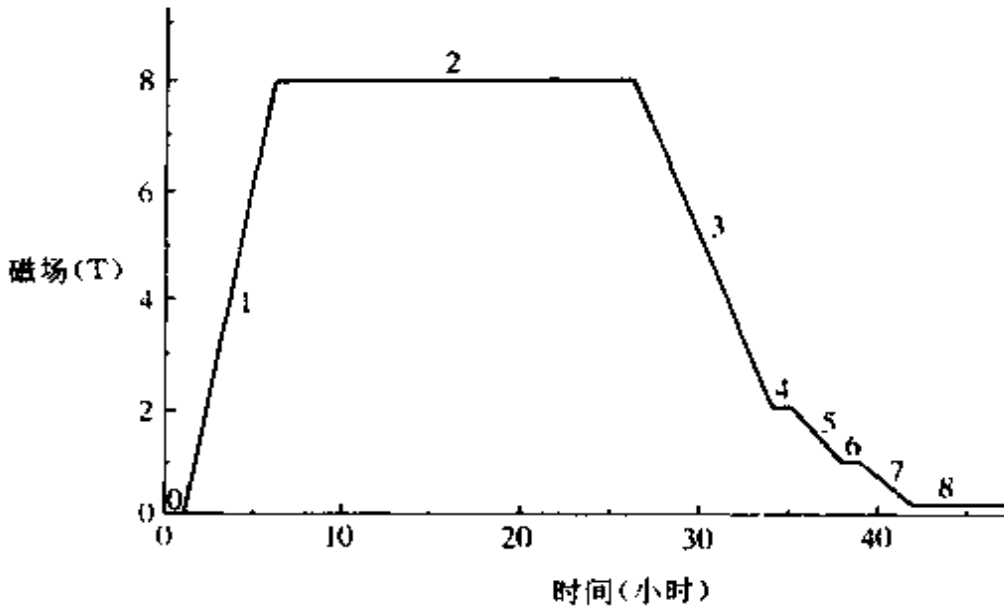


图 5.7 在 Sussex 大学使用的一个加磁/去磁循环. 曲线上标的数字 0—8 仅表示循环的不同阶段. 在最后阶段 8 磁场不是零而是 0.25T, 理由已在文中作了讨论.

5.7 超精细增强的 Van-Vleck 顺磁体

Al'tshuler(1966)首先指出,可以使用这类材料,特别是 PrNi_5 . 下面简单地说明其物理图象,在 PrNi_5 上加上外场后,它的电子构态要作调整,以至于在核上产生一个大得多的磁场;此效应称为超精细增强. 对 PrNi_5 而言,外场被增强了 14 倍,因此, PrNi_5 的熵曲线向高温端移动(参看图 5.4),这有两个主要好处,首先,如果只要达到 1mK 左右的温度,用 PrNi_5 只需一个花钱不多的较小的磁体和冷端. 第二,如果要求得到更低的温度,由于下述原因, PrNi_5 可用作稀释致冷机和铜作为第二级的过渡级. 典型的铜核去磁级包括大约

20mol 的铜和一个能够得到的 8T 的磁体. 而稀释致冷机的致冷功率随 T^2 而下降(参看第三章), 通常在 10mK 左右就降到 $1\mu\text{W}$ 以下. 不幸的是, 在 8T 场强把铜预冷到 15mK, 仅降低了 4% 的核熵(参看图 5.2). PrNi_5 提供了一条更有效地预冷铜的途径, 因此可达到 10—100 μK 的温度范围.

5.8 致冷物质的几何形状: 板型、线型或粉末型?

在使用铜作核去磁的早期, 认为要防止涡流加热需用特别细小的颗粒状材料. 因此广泛使用的材料是一束铜线, 其直径从早期特别细的线逐渐增大到最近的 2mm 量级甚至更大的杆. 其主要理由是从制作方便考虑的. 因从冷却样品的可逆性考虑, 去磁时间无论如何也需要几个小时. 如果我们用半径为 r , 电阻率为 ρ 的杆, 其轴与外场平行, 外场以恒定速率 \dot{B} 变化我们可证明, 由涡流产生的单位体积的加热为

$$\frac{\dot{Q}}{V} = \frac{\dot{B}^2 r^2}{8\rho} = \frac{R_{\text{res}} \dot{B}^2 r^2}{8\rho_{\text{RT}}} \quad (5.18)$$

ρ_{RT} 为室温电阻率, R_{res} 是前面谈到的电阻比(在 5.5 节), 它与材料的纯度和加工历史有关. 采用适当的数值(如采用图 5.7 所示程序的最后阶段, $\dot{B}=0.25\text{T h}^{-1}$, $r=1\text{ mm}$), 把它们用于专门制作的铜($R_{\text{res}}=600$, $\rho_{\text{RT}}=1.55\times 10^{-8}$), 方程(5.18)被铜的密度除后得到 $\dot{Q}/M=2.6\text{ nW kg}^{-1}$. 这个热负荷在去磁结束后便停止了, 对大多数情况来说, 它是可以接受的.

因此, 我们可以用铜线或铜杆, 甚至可以把块状材料加工成鳍状或螺旋形状, 但是 PrNi_5 无法加工成像铜那样的各种形状, 常用的是

杆状形式. 由于它的电导比铜低很多, 所以涡流加热问题更不重要. 有时在 PrNi_5 杆上镀上一层镉作为 3mT 磁场以上的非超导焊料.

如果要用致冷物质去冷却其它材料, 特别是液体 ^3He 和金属样品至 1mK 或更低的温度, 界面热阻问题就重要了. Lancaster 小组 (Bradley 等(1984)) 发展了一种冷到 μK 温区的新方法. 此方法主要用于 ^3He 情况, 把粉状的铜致冷物质浸在液体中. 粉末被做成片状形式 (厚约 $1\mu\text{m}$, 宽约 $25\mu\text{m}$. 英格兰曼彻斯特 Wolstenholme Bronze Powders 公司生产, 型号为: Bronze-Copper Super1 000). 这一纯 ^3He 和铜片混合物的熵可以计算出来, 如图 5.8 所示, 它表明其潜在的效果.

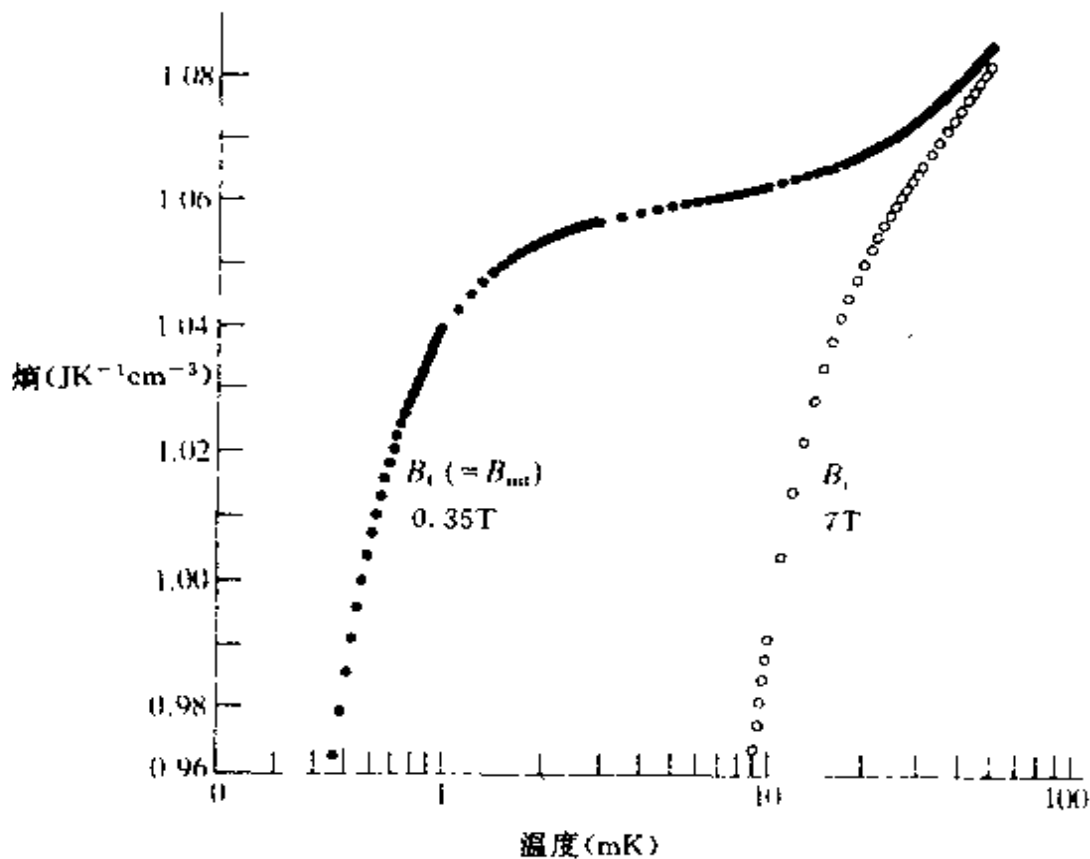


图 5.8 35%纯 ^3He (压强为 33bar) 和 65%铜片处于 7T 磁场下和在最后的内场 0.35T 下的熵图. 从 15mK 去磁能达到 0.85mK 的温度, 而从 20mK 去磁达到 1.5mK 的温度.

如上所述,实际应用中冷却效果由 ^3He 与铜核间界面热阻所决定,该小组用计算机模拟的一个结果如图 5.9 所示.

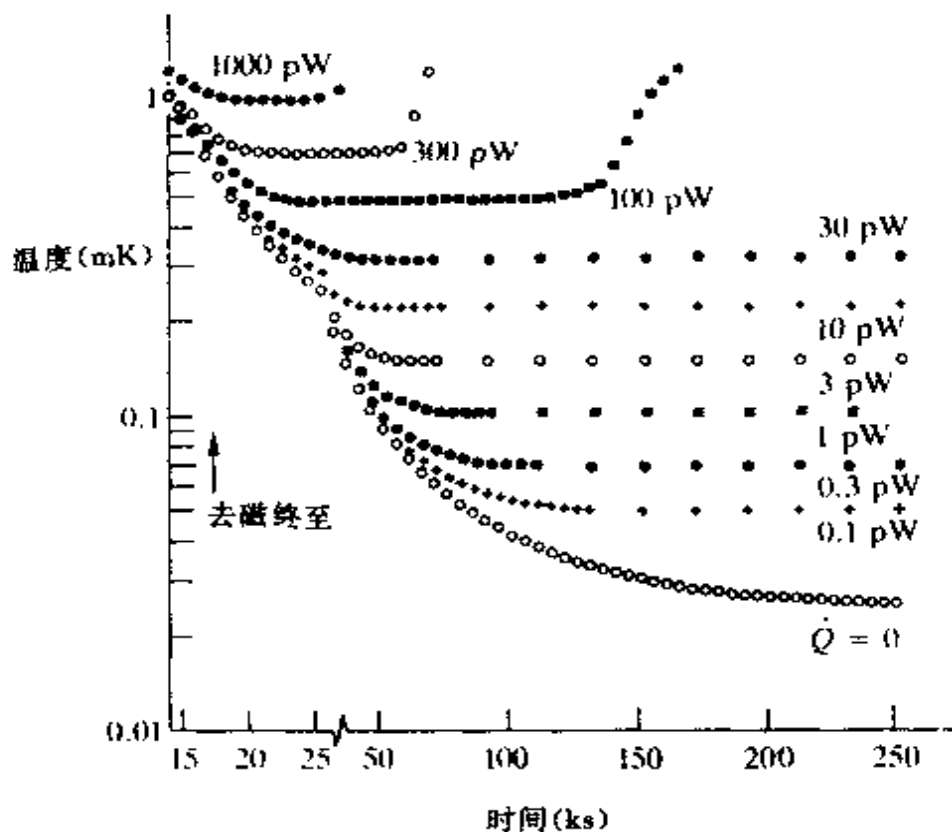


图 5.9 一个 6.4% $^3\text{He}/^4\text{He}$ 溶液和 20% 体积的铜粉混合体,在不同的漏进液体的总热量情况下,去磁后的温度随时间的变化,数据取自 Bradley 等(1984),同样可参看 Dow 等(1982).

Bradley 等(1984)建议,对某些实验设计一种非常简单的致冷盒就足够了,如图 5.10 所示.图 5.16 是他们自己使用的一个更为精心设计的致冷盒.他们描述用于后来设计的双盒的一部分结构形式如下:

内盒中装的致冷物质是纯度为九个九的铜片,每片尺寸为 $1\text{mm} \times 18\text{mm} \times 50\text{mm}$,将铜片镀银,每个平面有厚约 0.5mm 的烧结银粉.烧结工艺如下:先将名义尺寸为 700\AA 和 $0.3\mu\text{m}$ 等重量的银粉压到填充因子约为 50%,然后在富氢气氛中,在 200°C 烧结 10 分钟,估计内盒中的总接触面积为 13m^2 .外盒中装的是未经退火的铜片.

为了增加铜片量,将铜片先压紧后再用力填入外盒,其填充因子约为30%.

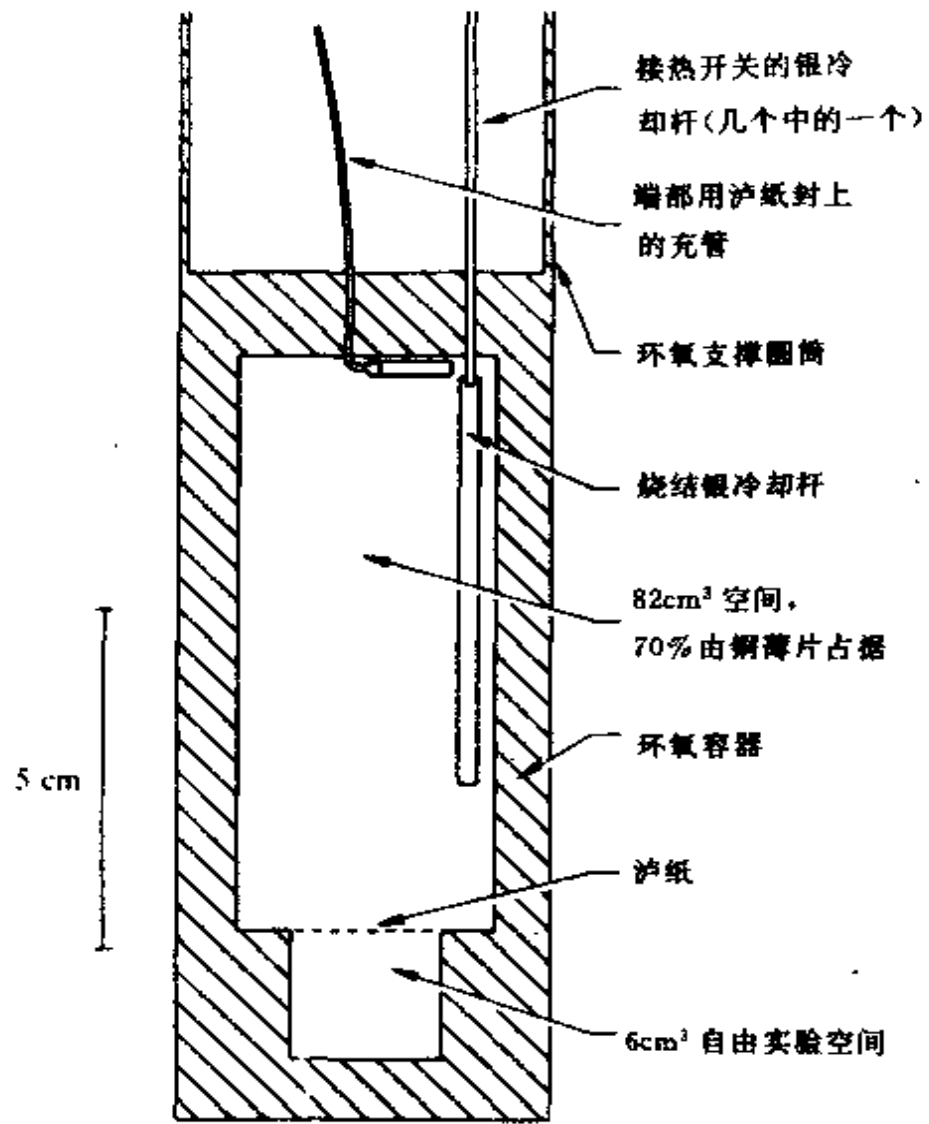


图 5.10 一个使用铜薄片的简单实验装置. 铜和氦的比例与图 5.8 中计算熵所假定的相同. 取自 Bradley 等(1984).

5.9 装 置

Andres 和 Lounasmaa(1982)给出了直到 1982 年各种绝热核去

表 5.2 铜的核致冷却液体³He 的例子(至 1981 年).

取自 Andres 和 Lounasmaa (1982), 他们从私人通信中收集了很多信息.

	Bed Labs (Oshtroff and Sprenger 1980)	Berkeley (Eisenstein <i>et al.</i> 1979)	Cornell (Arche 1978)	Grenoble (Frossati <i>et al.</i> 1978)	La Jolla (Krusius <i>et al.</i> 1978)	Los Angeles (Boer <i>et al.</i> 1978)	North- western (Mas <i>et al.</i> 1980)	Ohio State (Muehling <i>et al.</i> 1979)	Orsay (Avenel <i>et al.</i> 1976)	Otaniemi (Vesuro 1978)	Sussex (Hutchins 1981)
n (mol)	15	9	21	8	17.5	14	19	40	45	25	15
球的直径 (mm)	0.2	0.23	0.5	0.6	0.25	0.20	0.34	0.18	0.5	0.2	0.5
T_1 (mK)	16	19	19	7	14	16	20	27	12	18	20
B_1 (rms 值, T)	6.7	8	7	8	5.5	8	6.4	7.7	8	5.3	8
B_1 (rms 值, mT)	20	50	28	100	1.5	50	50	-	30	30	80
T_2 (min) (mK)	0.22	0.48	0.34	0.4	0.41	0.35	0.39	0.4	0.31	0.38	0.7
\dot{Q}_1 (nW)	0.4	1.5	<1	100	1.5	1	1.5	5	3	0.9	3.5
\dot{Q}_2 (nW)	1	2	-	0.5	-	-	-	0.3	1	0.2	-
$R_1 T_1$ (K ² /W)	7	50	-	21	-	40	-	60	50	90	-
$R_2 T_2$ (K ² /W)	7	0.4	-	4	-	30	-	5	30	30	-
温升至 2mK (h)	-	150	>100	30	>100	>100	100	-	>100	100	-
³ He 池											
³ He 量 (cm ³)	18	4	15	25	8.9	11	17	16.7	9	17	10
烧结物类型	Ag	Ag	Cu	Ag	Cu	Cu	Cu	Pd	Cu	Ag	Cu
粒子尺寸 (nm)	100	70	30	40	薄片	薄片	1000	2000	2000	100	1000
表面积 (m ²)	100	40	107	60	215	45	35	25	30	10	8

磁方法和装置的非常有用的评论. 表 5.2 取自此评论文章. 图 5.11—图 5.16 是几个成功的核去磁恒温器例子.

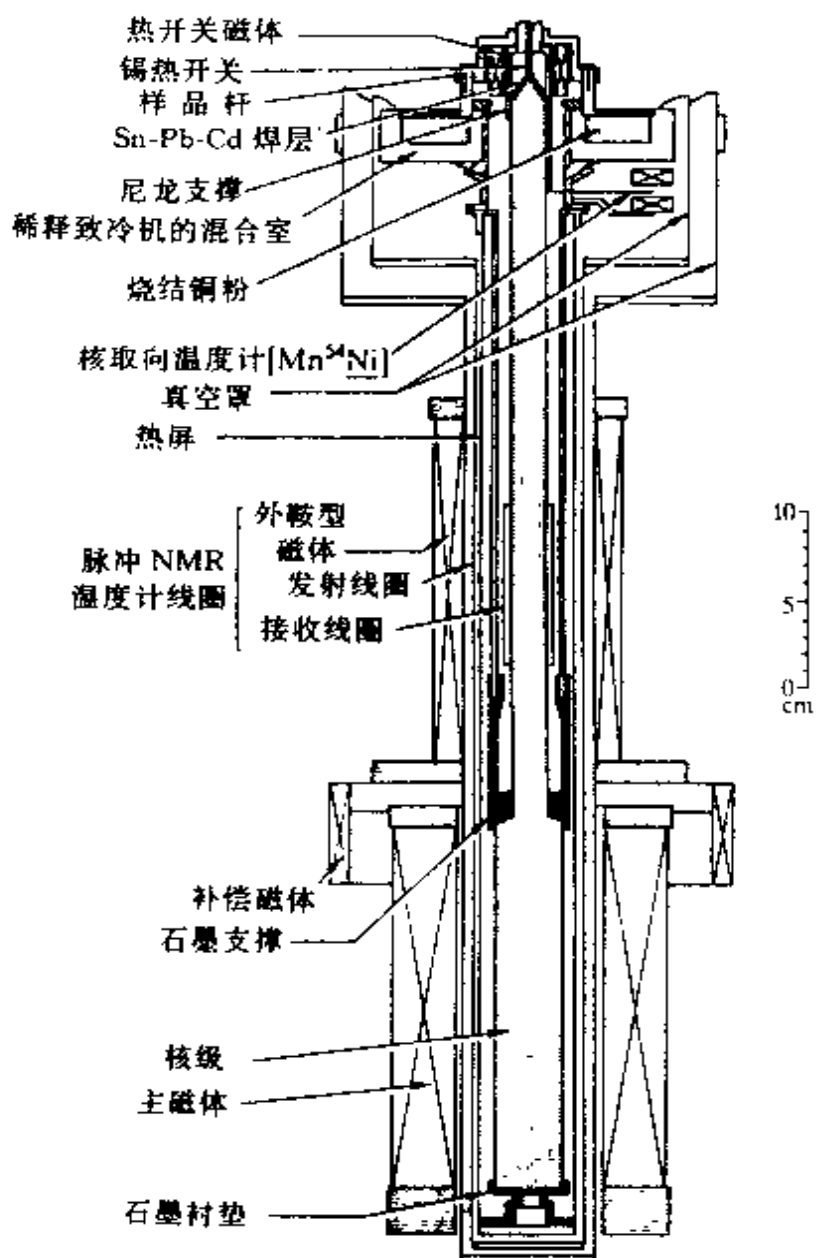


图 5.11 一个单级的铜核去磁装置, 取自 Berglund, Ehnholm 等 (1972). 用 12mol 铜, 达到最低的电子温度 0.37mK, 可保持核级在 2mK 以下达 12 小时.

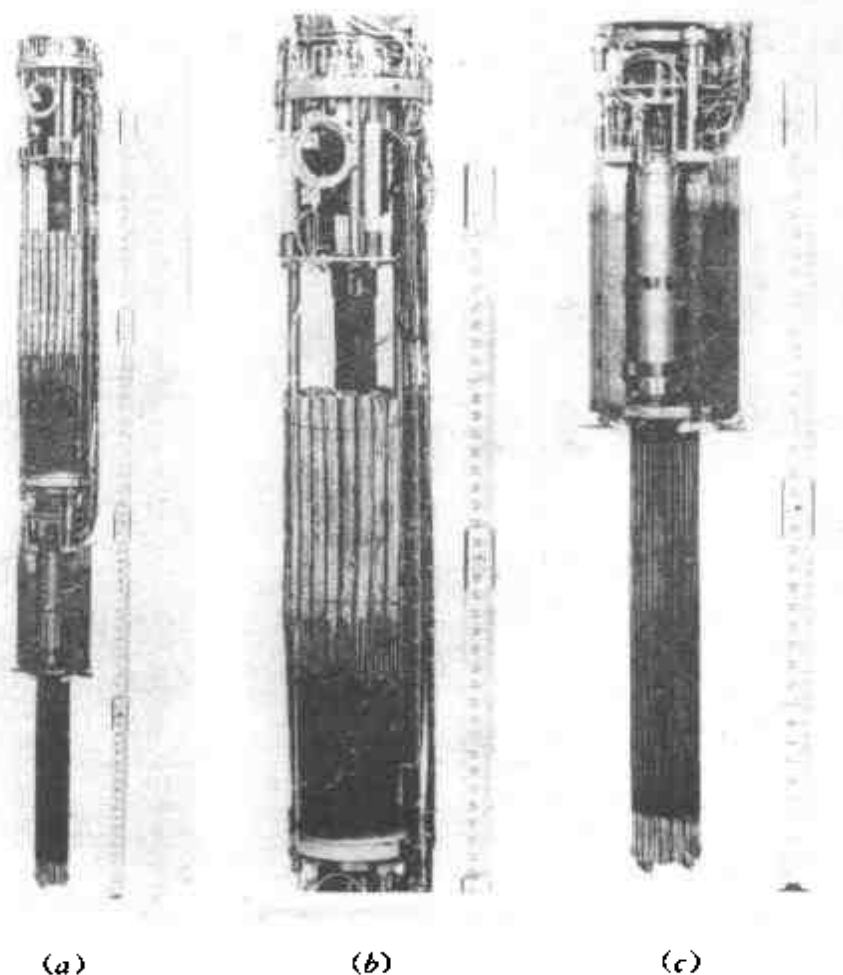


图 5.14 一个两级核去磁的装置,第一级是 PrNi_5 ,第二级是铜.取自 Mueller 等 (1980),也可参阅 Pobell(1982). (a)装置的低温部分,稀释致冷机在顶部, PrNi_5 核去磁级在中部,下端是铜核去磁级.紧挨着铜核去磁级的上方是实验区域. (b) PrNi_5 核去磁级,带着一个上超导热开关线圈,此线圈就在混合室底板下面.500 根铜线束穿过 PrNi_5 级中心并和上超导热开关的底板连接.六根铜线分别用镉与每根 PrNi_5 杆焊在一起,这六根铜线的下端用银焊焊入底板. (c)铜核去磁级,它焊在实验区的底部.两个核级由稀释致冷机预冷至大约 25mK.第一级是 4.29mol (1.86kg) 的 PrNi_5 .初始磁场 6T,它足够使大约 8T 场中的铜级冷至约 5mK.核去磁后,电子温度达到 $48\mu\text{K}$.实验可在 $60\mu\text{K}$ 以下做几天.

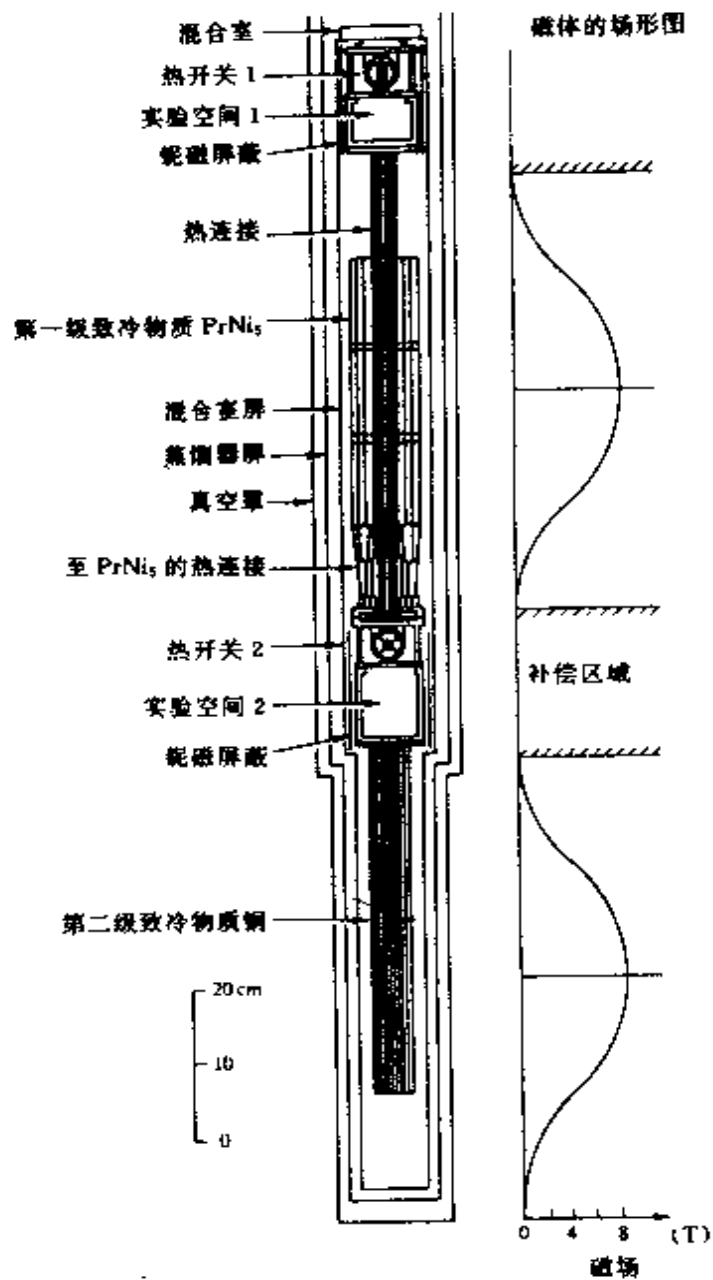


图 5.15 另一个两级核去磁装置. 第一级是 PrNi_5 , 第二级是铜, 据报道达到了 $27\mu\text{K}$, 取自 Ishimoto 等(1984).

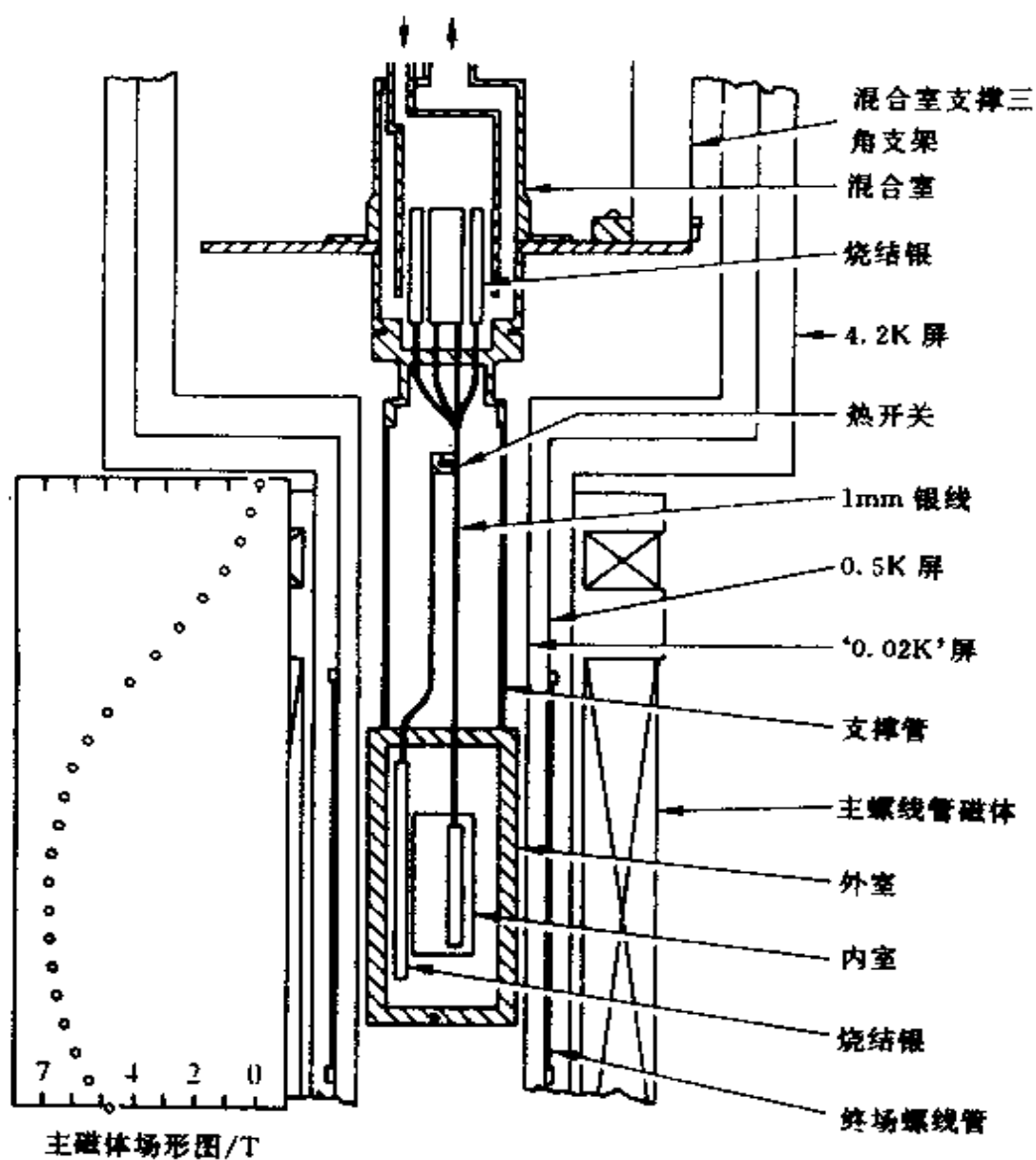


图 5.16 Bradley 等人(1984)的装置. 此设计使用粉末铜, 浸入被冷却的液氮中, 正文中作了讨论.

第六章 温度测量

6.1 引言

第一章中讨论了温度测量的理论基础. 很少有实验工作者使用直接与卡诺循环相联系的方法. 但有相当一部分人使用次级方法, 它们有相当好的另一类理论背景(如 $^{60}\text{Co}\gamma$ 射线各向异性中的 Boltzmann 因子). 某些材料的某些性质在要求的温度范围与温度有很好的依赖关系(如碳合成物的电阻), 但是最好的是用多项式拟合而不是用基本理论描述. 在 mK 温区, 有多种测量温度的方法, 实验人员可以选择最适合的一种. 这些测量方法或给出温度的准确度(即等于真正的 Kelvin 温度)或给出与另一方法所测温度相比较的一致性, 但常常不能令人满意. 实验人员主要依靠过去有影响的实验工作者发表的并被广泛接受的结果(如 ^3He 的熔化压 (Greywall(1985)), 或者他们和其他人的测量进行比较, 证明两种方法在可接受的限度内的确是一致的, 对比的例子有: 铂核磁共振与核取向 (Berglund, Collan 等(1972)), 铂 NMR 对 CLMN 磁化率 (Alvesalo 等(1980)), 噪声对 $^{60}\text{Co}\gamma$ 射线各向异性 (Soulen 和 Marshak (1980)), ^3He 熔化压对 CLMN 磁化率 (Parpia 等(1985)). 这样也引起了关于微弱的温度相关效应的争论, 它们到底是否真是被研究体系的性质, 还是一个非理想温标所引起的假象. 最近的这种例子是关于液体 ^3He 的低温热容量是否包含比例于 $T^3 \ln T$ 项的争论. 这些重要问题正在取得进展并被澄清, 但对大多数人来说, 其兴趣并不在于计温学的专门领域, 因此建议大家先选择最合适的实际测温方法, 仔细阅读此方法的研究文章, 并以

表格的形式详细写下所有有关细节的内容,以备日后参考,如有必要,可加以修正.

虽然 Lounasmaa(1974), Hudson 等(1975) 和 Betts(1976)的书是十多年前写的,但仍然是很好的参考书. 在本章的每一节中读者至少可以找到一篇最近的参考文章,从它可得到最近的参考文献. 图 6.1 给出若干使用的方法所覆盖的温度范围.

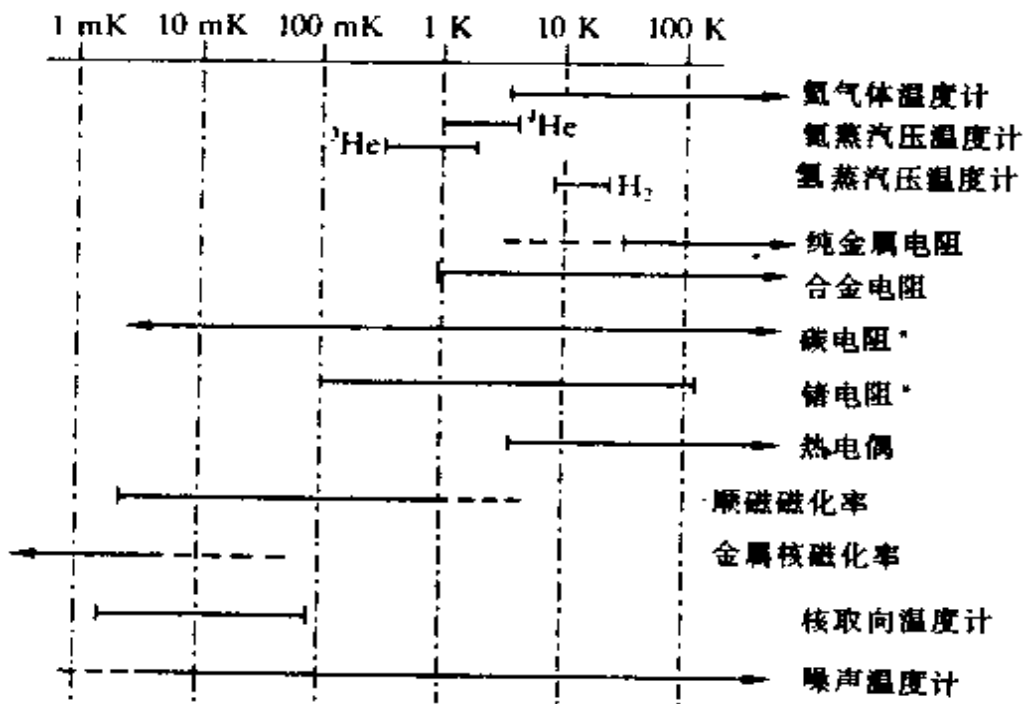


图 6.1 各种温度计测量温度的范围. * 表示单个的元件不能覆盖整个范围.

取自 McClintock 等(1984)

我们将要讨论下述的测温方法:

- (i) NBS 超导固定点器件(6.2 节);
- (ii) 氦蒸汽压(6.3 节);
- (iii) ³He 熔化压(6.4 节);
- (iv) 碳电阻和锗电阻(6.5 节);
- (v) 电容(6.6 节);
- (vi) CMN 和 CLMN 的磁化率(6.7 节);
- (vii) 铂核磁化率和自旋-晶格弛豫时间(6.8 节);

(vii) $^{60}\text{Co}\gamma$ 射线各向异性(6.9节);

(ix) 电阻噪声(6.10节).

各节的讨论都较简明,如果读者需要,可从主要的参考文献中找到详细的描述.

6.2 NBS 超导固定点器件

由美国国家标准局提供的这种器件(型号为 SRM768)是用来标定其它温度计用的(参看 Soulen 和 Dove(1979)).它由若干长度不同的超导金属组成,它们在零场下的转变温度由 NBS 标准标定,NBS 采用的测量技术主要是 γ 射线的各向异性(参看下面的 6.9 节)和噪声温度计(参看 6.10 节).使用者应与 NBS 保持联系以便获得新的测量结果的修正表.表 6.1 列出了转变温度,作为参考.

表 6.1 SRM768 性质一览表

超导材料	转换 温度所处范围 mK	典型的 转换宽度 mK	典型的 热循环重复性* mK
W	15.0—17.0	0.7	0.20
Be	21.0—24.0	0.2	0.10
Ir	99.5—99.5	0.8	0.10
AuAl_2	160.0—161.0	0.3	0.10
AuIn_2	205.0—208.0	0.4	0.15

* 给出的值是若干样品标准偏差的平均值.

本器件带有两组线圈,每组都由初级和次级线圈组成.两组线圈的八根引线在内部反向串联,因而只有四根引线作为测量使用.当样品进入超导态时,从它内部排出磁场(Meissner 效应),线圈的互感发生变化,观测到超导转变.例如可用 Hartshorn 电桥测量互感的变化.如要达到最好的精度,在使用此器件时,必须遵守推荐的相当严格的操作要求,它们是:

(i) 加在初级线圈中的磁场峰-峰值:对钨(W)的转变
为 2.3mT,其它样品为 0.46mT;

(ii) 在上述条件下的发热量:分别为 1.8nW 和 75pW;

(iii) 环境磁场低于 1mT.

6.3 氦-3 蒸汽压

如第一章所述,现行的(仍为暂时的)³He 和 ⁴He 温标一起称 EPT-76. Durieux, Rusby (1983) 和 Rusby (1985) 给出 ³He 在 0.2K 和 T_c(3.3K)之间的蒸汽压,

$$\ln p = b \ln T + \sum_{k=-1}^4 a_k T^k \quad (p(\text{Pa}), T(\text{K})) \quad (6.1)$$

其中 $b=2.25484$, $a_{-1}=-2.50943$, $a_0=9.70876$,
 $a_1=-0.304433$, $a_2=0.210429$, $a_3=-0.0545145$ 和
 $a_4=0.0056067$.

在 0.2K(应用的下限), $p=0.001473$ Pa, 这个压力要很仔细才能测好. Rusby 和 Durieux(1984)给出了这个公式的逆算公式:对在 $T=0.2-2.0$ K 范围的 ³He

$$T = \sum_{i=0}^8 b_i [(\ln(p) - A)/B]^i \quad (p(\text{Pa}), T(\text{K})) \quad (6.2)$$

其中 $A=1.8$, $B=8.2$, $b_0=0.426055$, $b_1=0.432581$,
 $b_2=0.380500$, $b_3=0.299547$, $b_4=0.213673$,
 $b_5=0.149533$, $b_6=0.099716$, $b_7=0.044546$, $b_8=0.007914$.

可用水银压力计和油压力计以及 McLeod 压力计一起来测量. 这种方法的最好准确度约为(参看 Carr(1964)):在 10^{-3} Torr 为 1%(在 $T=0.28$ K, T 的准确度 0.1%),在 10^{-4} Torr 为 3%(在 $T=0.23$ K, T 的准确度 0.2%),在 10^{-5} Torr 为 7%(在 $T=0.20$ K, T 的准确度 0.4%). 使用的测量设备是非常精密易碎的,由于是在室温测量压力,所以还应作热分子压差修正,在很多情况下,

使用一个膜片更好,从膜的一边加压,它的弯曲可用电容法测出,一个合适的结构在图 6.2 中给出.

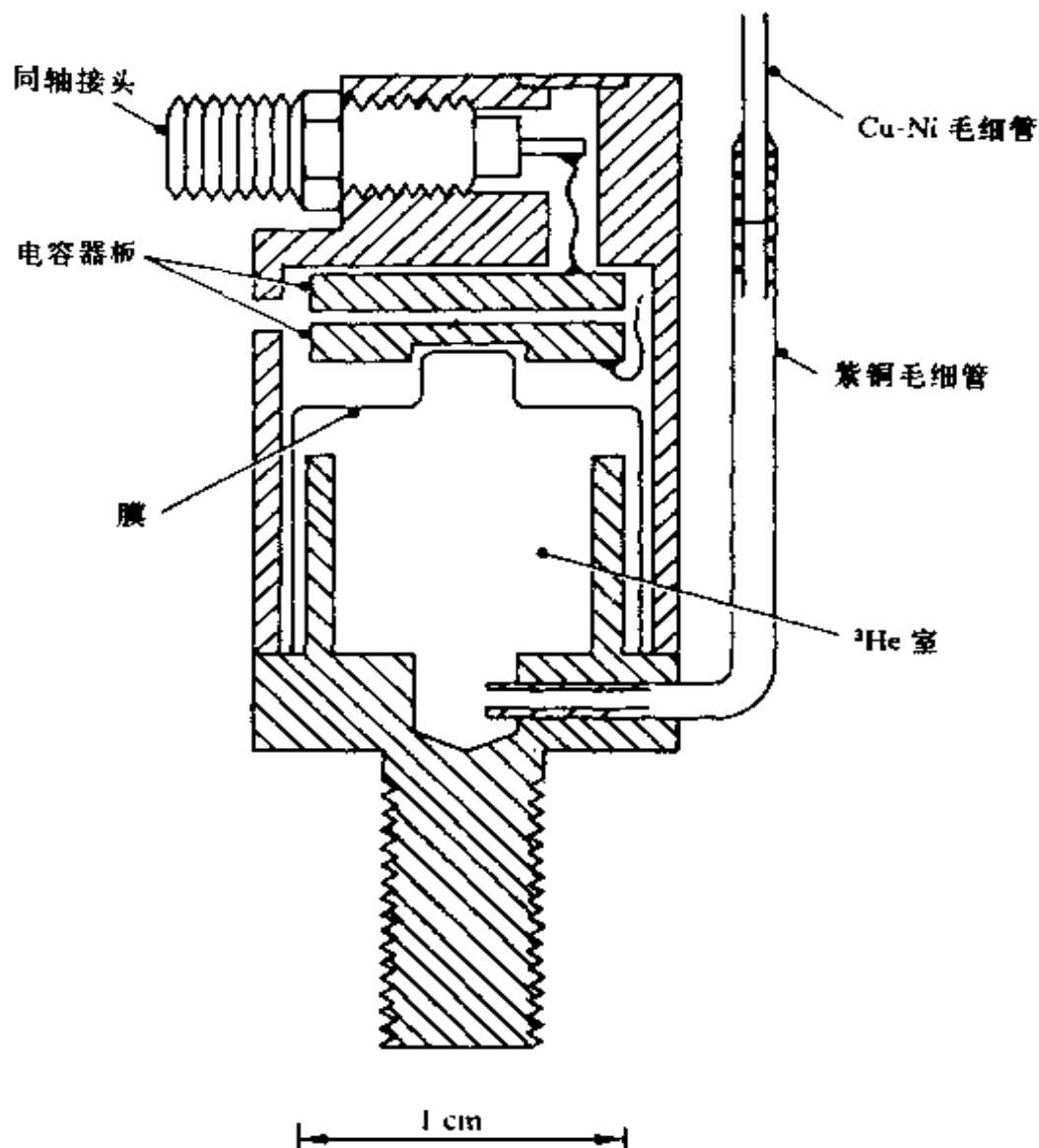


图 6.2 Greywall 和 Busch(1980)设计的蒸汽压装置,压强精度大约 10^{-5} Torr, 在 $T=0.3\text{K}$ 和 $T=2.0\text{K}$ 分别给出温度精度为 0.3mK 和 $0.04\mu\text{K}$.

6.4 氦-3 融化压

融化压与温度的关系在图 4.1 中给出.用类似于上述的蒸汽

压盒测量压强是最好的, Greywall(1985)的一个合用的设计表示在图 6.3 中, 膜的移动用电容法测量, 电容与压强的关系用静止称重压强计校正. 如果压强的分辨率是 $10 \mu\text{bar}$, 则在 1 mK 时, 温度测量的精度是 3×10^{-4} , 在 10 mK 为 3×10^{-5} , 在 100 mK 为 3×10^{-6} .

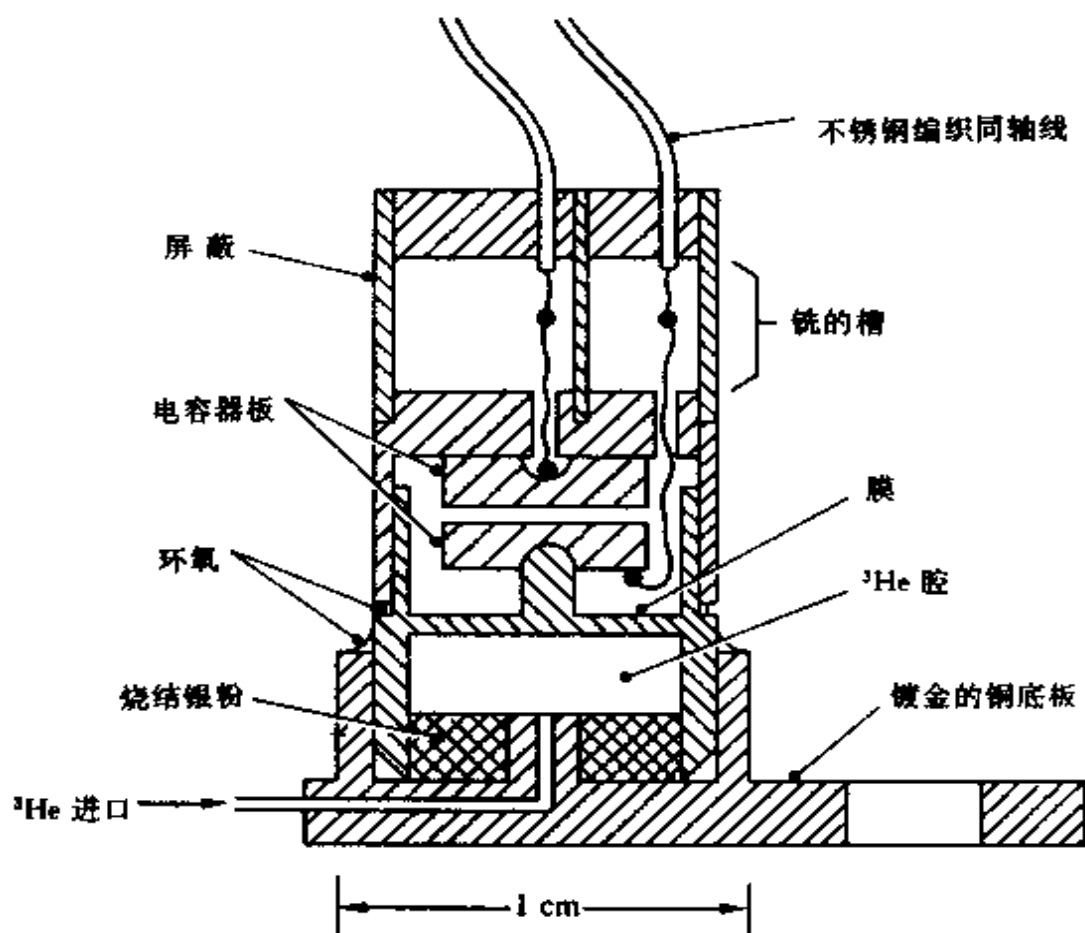


图 6.3 本图为 Greywall(1985)设计的 ^3He 熔化压装置.

对 $1-250 \text{ mK}$ 范围的 ^3He , Greywall 给出下面的公式:

$$p = p_A + \sum_{i=-3}^3 a_i T^i, \quad (p(\text{bar}), T(\text{mK})) \quad (6.3)$$

其中 $p_A = 34.3380 \text{ bar}$, 是熔化曲线上从 $^3\text{He-N}$ 至 $^3\text{He-A}$ 转变时的压强, (参看图 4.3),

$$a_{-3} = -0.26078492 \times 10^{-1}, \quad a_{-2} = 0.84324881 \times 10^{-1},$$

$$\begin{aligned}
 a_{-1} &= -0.109\,908\,60 \times 10^0, & a_0 &= 0.151\,204\,00 \times 10^0, \\
 a_1 &= -0.450\,703\,32 \times 10^{-1}, & a_2 &= 0.173\,702\,24 \times 10^{-3}, \\
 a_3 &= -0.521\,411\,83 \times 10^{-6}, & a_4 &= 0.125\,616\,45 \times 10^{-8}, \\
 a_5 &= -0.140\,515\,00 \times 10^{-11}.
 \end{aligned}$$

如果压强测量的精度是 $10\ \mu\text{bar}$, 则温度测量的精度为 1mK 时, 3×10^{-4} ; $10\ \text{mK}$ 时, 3×10^{-5} ; $100\ \text{mK}$ 时, 5×10^{-6} . 如果温度不能低到 T_A , 可用 Greywall (1983) 另一个较早的公式, 这个公式中使用的参考点是熔化曲线上的最小值 p_{\min} 而不是 p_A . 这个适用于 $3-330\text{mK}$ 温区的公式为:

$$p = p_{\min} + \sum_{i=-2}^5 a_i T^i, \quad (p(\text{bar}), T(\text{mK})) \quad (6.4)$$

其中 $p_{\min} = 29.317\,5\text{bar}$, $a_{-2} = 2.189\,5 \times 10^{-6}$,
 $a_{-1} = -8.198\,9 \times 10^{-5}$, $a_0 = 5.162\,54$, $a_1 = -44.039\,5$,
 $a_2 = 153.846$, $a_3 = -350.634$, $a_4 = 594.115$, $a_5 = -465.947$.

6.5 碳电阻或锗电阻

这个方法简单易行, 但对绝对温度测量来说并不是很好的方法. Betts (1976) 对此作了评论 (直至 1975 年). 很多实验工作者仍然在使用最初由 Clement 和 Quinnell (1952) 介绍的 Allen-Bradley 电阻, 可以使用下面的近似公式

$$T \approx \frac{1.8786}{\log_{10} R + 3.4576 / \log_{10} R - 3.7243}, \quad (T(\text{K}), R(\Omega)). \quad (6.5)$$

当然, 式中的常数随样品的不同而不同, 可以用标定方法找出三个常数的最佳值. 在最低温度, Allen-Bradley 电阻的阻值太大, 而 Speer 电阻有更好的特性. 图 6.4 给出它们的性能.

最近 Matsushita 电阻引起了人们很大的兴趣 (Kobayasi 等 (1976), Koike 等 (1985)). 已经发表了多种拟合公式, 读者可参阅

Sullivan 和 Edwards(1986)最近的有用文章.

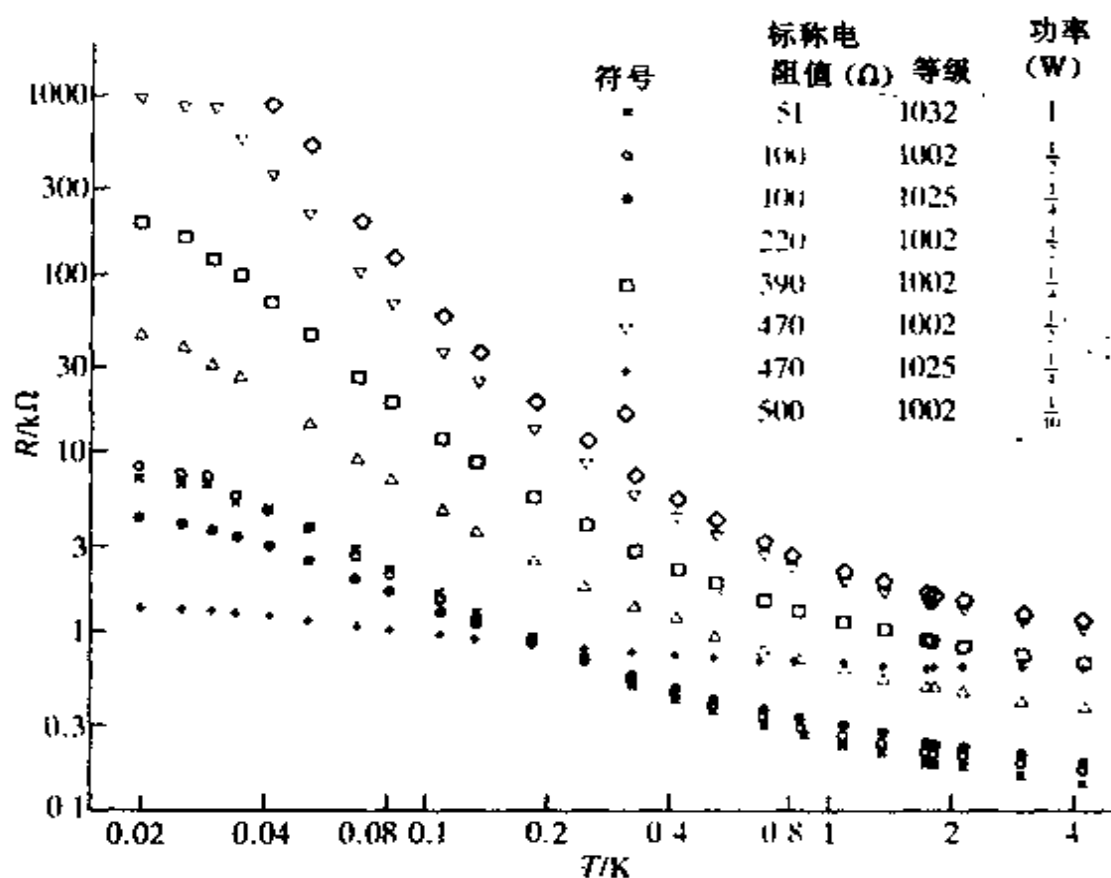


图 6.4 若干挑选出来的 Speer 碳电阻的阻值(参阅 Black(1964)), 在最低温度的饱和可确信是由于自加热引起的.

所有碳电阻, 由于自热极大地限制了测温的灵敏度, 但 Eska 和 Neumaier(1983)经过仔细安装和采用非常低的测量功率(4 fW)把它用到了 4 mK, 参看图 6.5. 随着温度的降低, 限制测量功率变得越来越重要, 对大多数情况而言, 可以用到 1 nW 或较大的功率. 原则上, 应先定出所做实验的温度灵敏度, 这是容易做到的, 然后设计或购买能够满足测量需要的电桥. 电阻的饱和与界面热阻有关, 可用下面的条件来估计加热功率的上限, 由于它与 T^3 成正比, 利用前而的结果(4 mK 时, 4 fW), 导致 $P \leq 60 T^3 \text{ nW}$. 这个公式顶多用于实验前的非常粗略的估算.

本节所谈的碳电阻并不是专门为低温测温使用的, 价格很便

阻就稀少了,因而价格也贵了.另一方面,锗电阻则是专门为低温测温而精心制做的,所以它们的价格很贵,但由于能买到标定好的锗电阻,尽管不能用到最低的温度,还是被普遍应用.

6.6 电容温度计

某些介电材料的电容随温度变化,鉴于电容测量的精度高,因而它很吸引人.在 Reijntjes 等(1986)的一篇近期文章以前,这方面的报道不多,他们研究了很纯的 SiO_2 中掺以约 1 200ppm 的 OH^- 做成的玻璃温度计的低频电容.研究的温区为 15—40mK,磁场到 6T.未观察到电容随外加磁场的漂移.对磁场不敏感显然是它的一大优点.它的温度灵敏度在图 6.6 中给出.

6.7 硝酸铈镁(CMN 和 CLMN)

CLMN 是在 CMN 中用非磁性的镧替代部分磁性铈原子.测量方法是做成粉末样品,测它们的磁化率.可得:

$$\frac{1}{T-\Delta} = A(\chi - \chi_0). \quad (6.6)$$

用已知温度(如 ^3He 蒸汽压(参看上面 6.3 节))或者 NBS 超导固定点器件(参看上面 6.2 节)进行标定,定出常数 A , χ_0 和 Δ . 低于约 8 mK,对 CMN 来说 Δ 不再是常数,或许在 $T = 2$ mK 时,会上升到约 0.3 mK.从这个角度说,CLMN 更好,不过由于磁性铈离子浓度降低,它的磁化率较小. Parpia 等(1985)使用 CLMN 的铈镧比例为 4%—5%,其有序温度可能比 1 mK 低很多而保持一个合理的 Curie 常数.图 6.7 是 CLMN 的磁化率与由 ^3He 熔化压温度计定出的温度的关系.

习惯上, χ 用互感电桥测量.但是 Greywall 和 Busch(1982)使用了 10 kHz 的自感电桥,最近 Robinson(1987)报道,使用了改

进过的“Robinson 振荡器”。图 6.8 是测量盒的结构图，也可以用最近发展起来的 SQUID 磁强计。

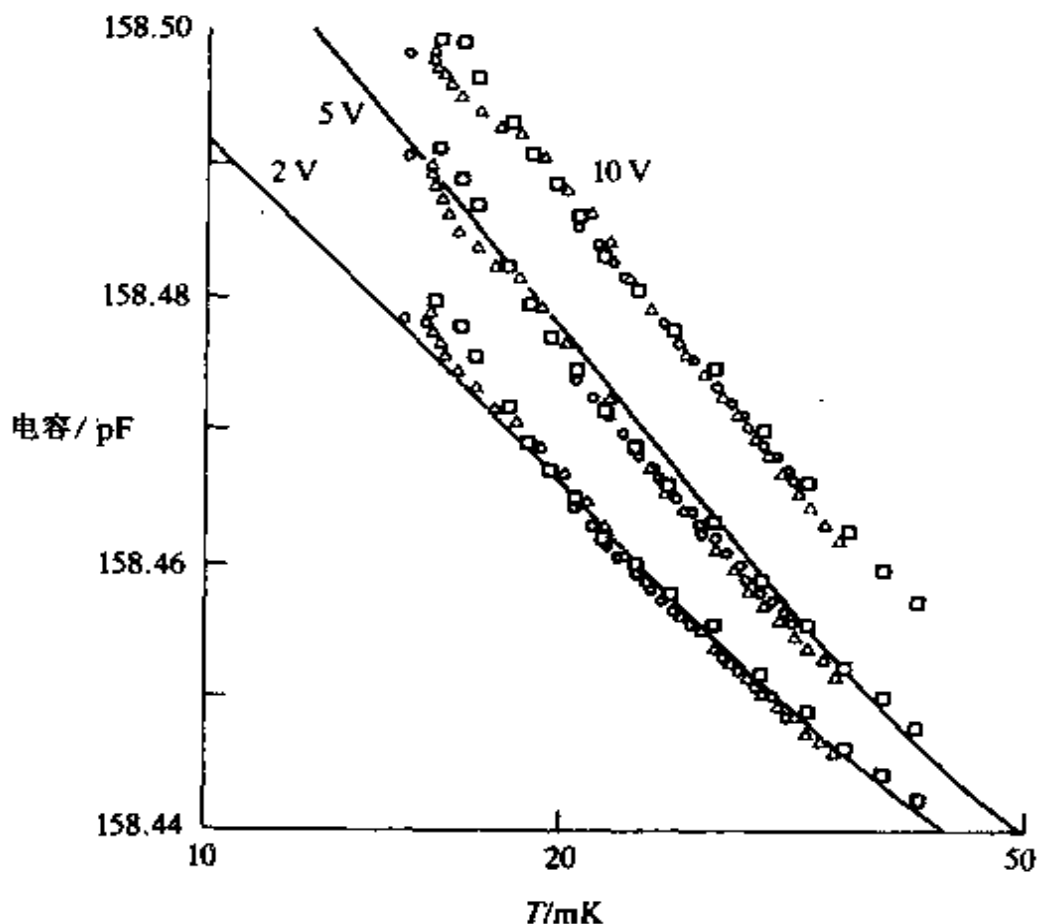


图 6.6 一只玻璃温度计在三个不同测量电压，但在相同频率 4.7kHz 下的温度关系。圆圈、三角、四方形符号分别代表在 0, 0.25 和 6T 磁场下的取值，取自 Reijntjes 等(1986)。

6.8 NMR 测温法

某些金属，最常用的是铂和铜，具有核磁化率。它们的磁化率都很小，需用特别灵敏的 NMR 方法测量，但是，由于 1mK 以下，铂(作为例子)仍可看作理想的顺磁体，比较精确地遵守 Curie 定律 $\chi = C/T$ 。此外，另一独立的物理性质 Korringa 关系 $\tau_1 T = C_K$ ，

也可用于同时测温. 早期对这两种方法能给出完全相同的温度很乐观, 但被近期的发现泼了些冷水. NMR 方法的结构原理如图 6.9 所示.

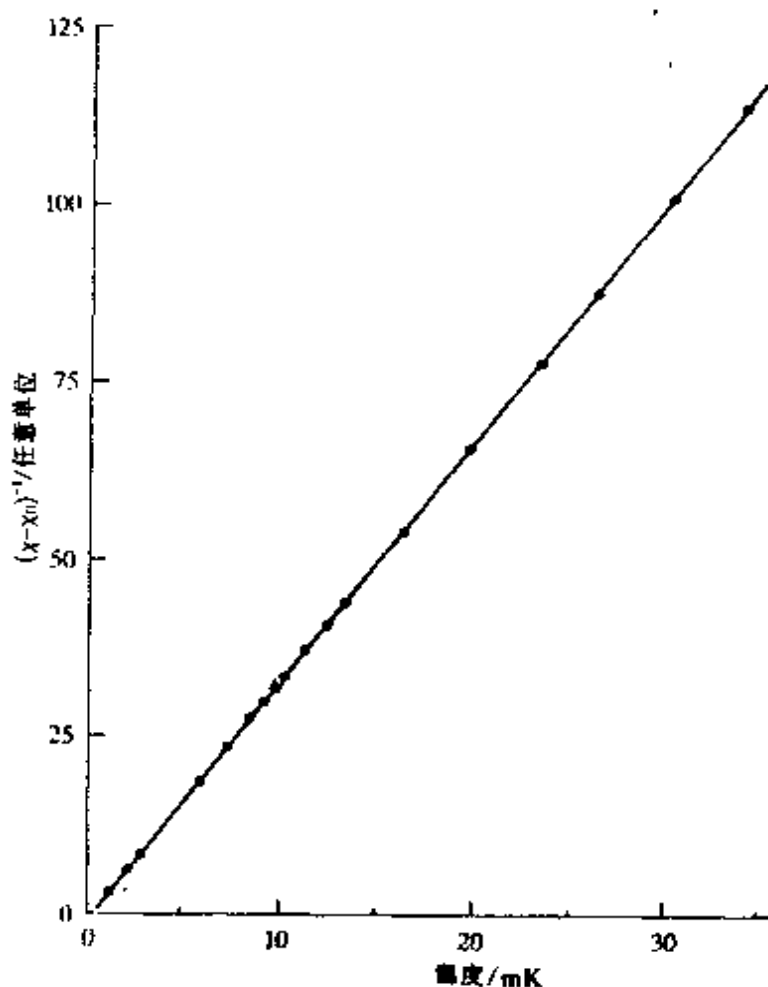


图 6.7 图中给出从³He 熔化曲线温度计导出的 $(\chi - \chi_0)^{-1}$ 和温度的线性关系.

取自 Parpia 等(1985).

有关铂 NMR 温度测量的例子可参阅 Aalto 等(1973), Ahonen 等(1976), Alvesalo 等(1980), Osheroff 和 Yu(1980) 的工作. 为了限制涡流加热, 样品必须加工成细粉或细线. Aalto 等(1973)使用 3.7g 的 0—10 μm 的铂粉, 频率为 413kHz. 图 6.10 给出一个脉冲后的衰减信号, 从中分析可得 $(\chi - \chi_0) \propto \frac{1}{T}$.

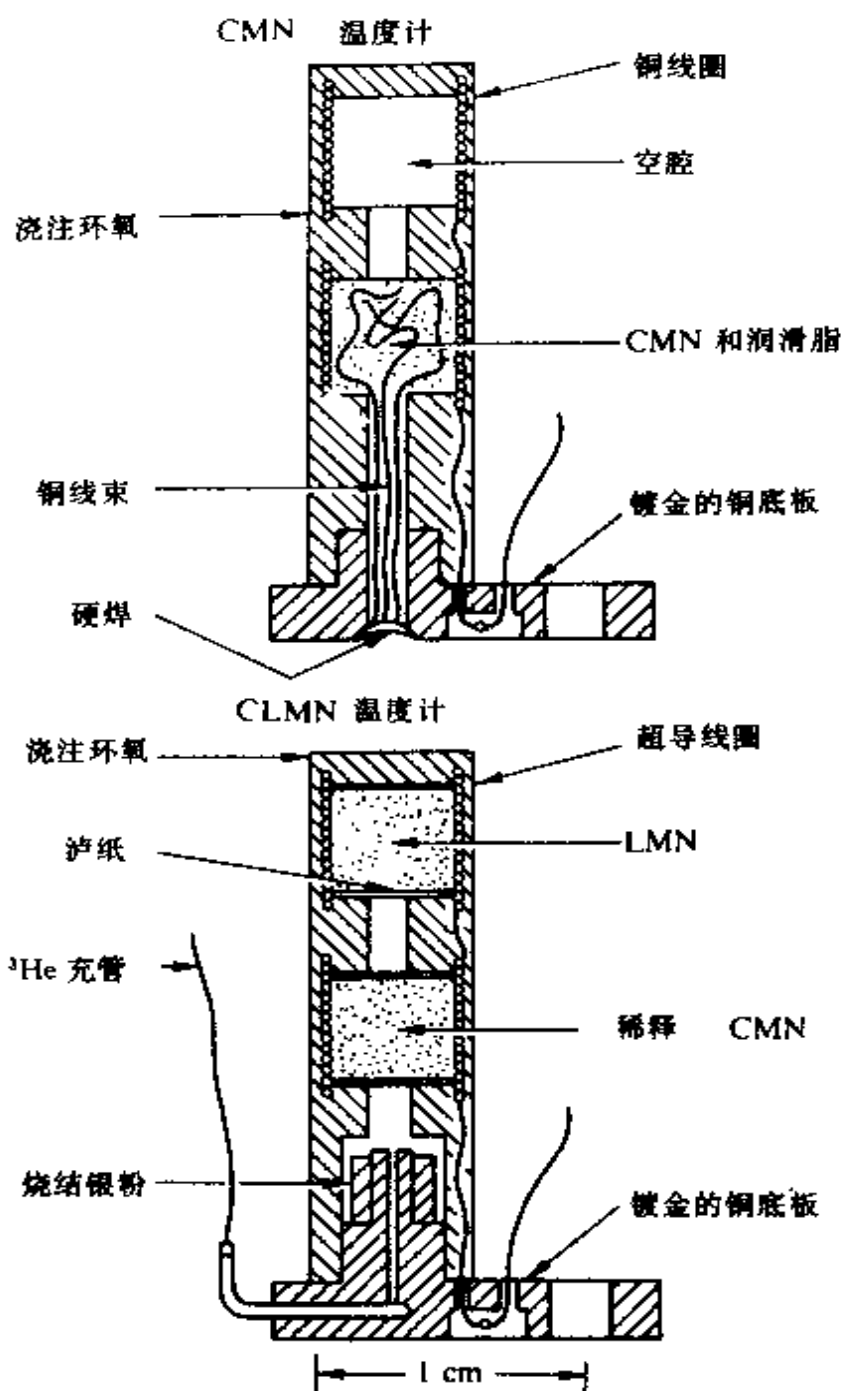


图 6.8 Greywall 和 Busch(1982)使用的 CMN 和 CLMN 温度计.

6.9 γ 射线各向异性测温

典型的样品要求一根小针状的钴(平行于晶轴 c 轴),并带有

一定浓度的放射性 ^{60}Co (另一个常用的源是在铁箱中的 ^{54}Mn), 它们的衰减方式是已知的. 探测器是 GeLi 探测器(比较好的), 安装在温度灵敏度最大的方向(参看图 6.11). 有两根 γ -射线谱线, 我们可以使用其中之一或两者. 一台多道分析仪和微机联接可直接读出温度, 使用很方便(但价格不便宜). 加长计数时间, 可得到好的数据, 但并不十分有利. 好的参考文献有 Berglund 等(1972)和最近的 Marshak(1983,1986).

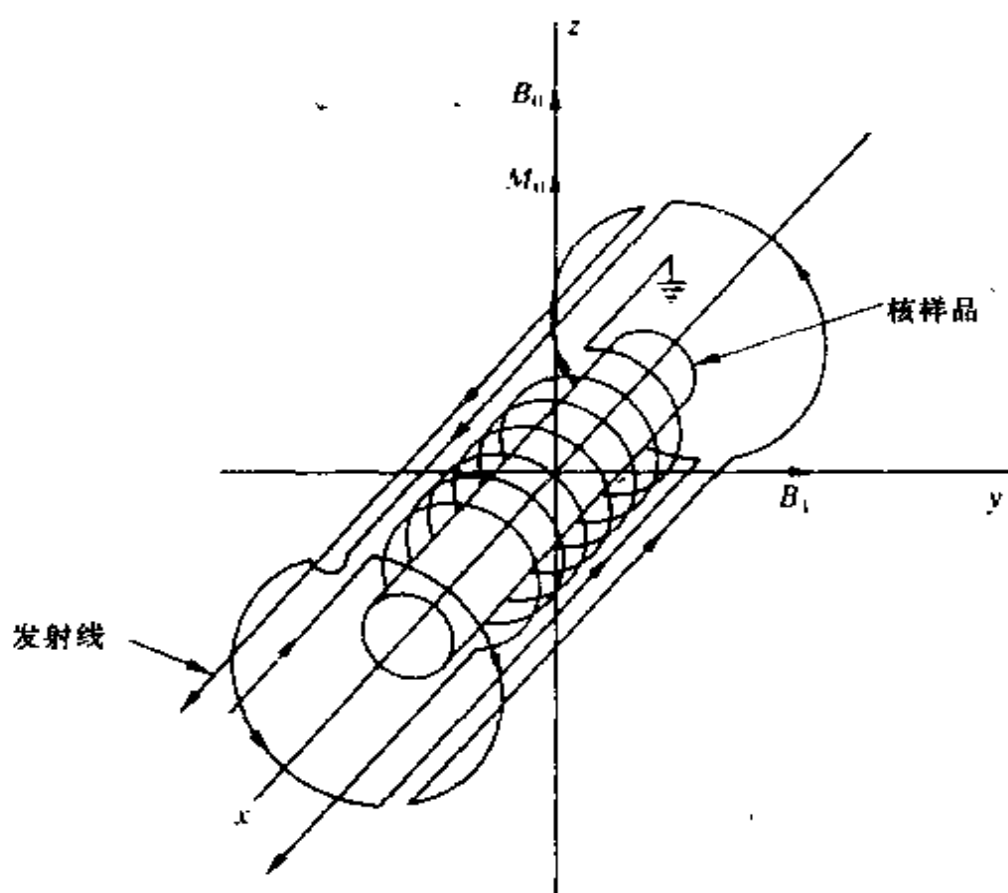


图 6.9 一个 NMR 探头的几何形状.

6.10 噪声温度计

原理很简单: 在复阻抗 $Z = \text{Re}Z(\omega) + j\text{Im}Z(\omega)$ 的两端, 在角

频率 $h\omega \ll k_B T$ 的一个带宽 $\Delta\omega$ 内出现均方根 Johnson 噪声电压, 它等于

$$\Delta\langle V_n^2 \rangle = \frac{2k_B T}{\pi} \operatorname{Re}Z(\omega) \Delta\omega. \quad (6.7)$$

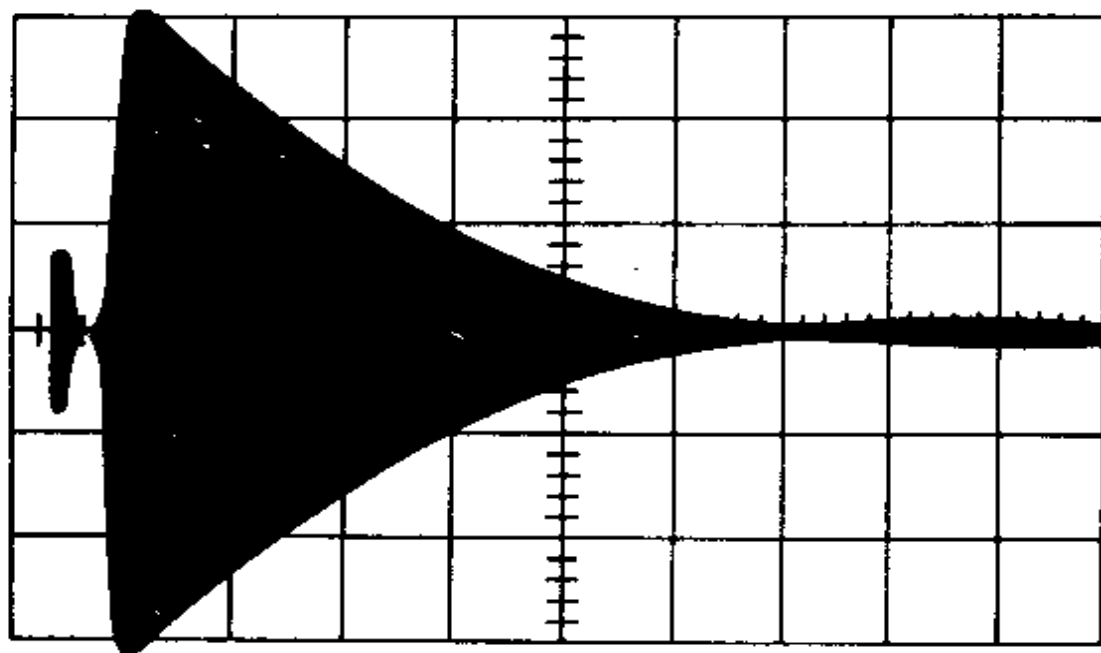


图 6.10 在 25mK 测量的铂 NMR 温度计的一个典型的无感衰减讯号. 时间标度是每格 $200\mu\text{s}$. 图取自 Aalto 等(1973).

在理论上这与理想气体定律一样成立. 因此, 如果你能测量 $\Delta\langle V_n^2 \rangle$, 你就可以得到一个绝对温度计. 可惜, 测量设备过于复杂, 限制了它的广泛使用, 一个原因是 $\Delta\langle V_n^2 \rangle$ 讯号很小(例如 $\Delta\omega = 2\pi \times 10^6 \text{ Hz}$, $T = 1\text{K}$, $\operatorname{Re}Z = 1\text{M}\Omega$ 时其均方根电压为 $7\mu\text{V}$), 另一个原因是要非常小心地消除其它类型的噪声. 好的参考文献有 Webb 等(1973), Soulen 和 Giffard(1978)和 Seppä(1986).

6.11 结 论

虽然本章各节都较简短, 但读者很容易从一般的参考书或各节给出的专门文献中得到更进一步的了解.

参 考 文 献

- Aalto, M. I., Collan, H. K., Gylling, R. G. and Nores, K. O. (1973). *Rev. Sci. Instrum.*, **44**, 1075.
- Abel, W. R., Johnson, R. T., Wheatley, J. C. and Zimmerman, Jr. W. (1967). *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 737.
- Ahonen, A. I., Krusius, M. and Paalancn, M. A. (1976). *J. Low Temp. Phys.*, **25**, 421.
- Al'tshuler, S. A. (1966). *Zh. Eksp. i Teor. Fiz. Pis'ma* **3**, 177; English translation in *Sov. Phys. J. E. T. P. Lett.*, **3**, 112 (1966).
- Alvesalo, T. A., Berglund, P. M., Islander, S. T., Pickett, G. R. and Zimmerman Jr. W. (1971). *Phys. Rev.*, **A4**, 2354.
- Alvesalo, T. A., Haavasoja, T., Manninen, M. T. and Soine, A. T. (1980). *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 1076.
- Anderson, A. C., Edwards, D. O., Roach, W. R., Sarwinski, R. E. and Wheatley, J. C. (1966). *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 367.
- Andres, K. and Lounasmaa, O. V. (1982). Chapter 4 (entitled 'Recent progress in nuclear cooling', *Progress in Low Temperature Physics*, volume 8, ed. D. F. Brewer (Amsterdam: North-Holland) p. 221.
- Anufriev, Yu. D. (1965). *Sov. Phys. J. E. T. P. Lett.*, **1**, 155.
- Berglund, P. M., Collan, H. K., Ehnholm, G. J., Gylling, R. G. and Lounasmaa, O. V. (1972). *J. Low Temp. Phys.*, **6**, 357.
- Berglund, P. M., Ehnholm, G. J., Gylling, R. G., Lounasmaa, O. V. and Sovik, R. P. (1972). *Cryogenics*, **12**, 297.
- Betts, D. S., (1976). *Refrigeration and thermometry below one kelvin* (Brighton: Sussex University Press).
- Betts, D. S., Brewer, D. F., Cox, A. J., Hutchins, J., Saunders, J. and Truscott, W. S. (1978). Proceedings of the International Institute of Refrigeration Conference (Zürich, Switzerland, 1978) entitled 'Advances in refrigeration at the lowest temperatures', p. 163.
- Black, Jr, W. C., Hirschhoff, E. C., Mota, A. C. and Wheatley, J. C. (1969). *Rev. Sci. Instrum.*, **40**, 816.
- Black, Jr, W. C., Roach, W. R., and Wheatley, J. C. (1964). *Rev. Sci. Instrum.*,

- 35,587.
- Bradley, D. I. , Bradshaw, T. W. , Guénault, A. M. , Keith, V. , Locke-Scobie, B. G. , Miller, I. E. , Pickett, G. R. and Pratt Jr, W. P. (1982). *Cryogenics*, **22**, 296.
- Bradley, D. I. , Guenault, A. M. , Keith, V. , Kennedy, C. J. , Miller, I. E. , Musset, S. G. , Pickett, G. R. and Pratt Jr, W. P. (1984). *J. Low Temp. Phys.* , **57**, 359.
- Bureau International des Poids et Mesures. (1979). The 1976 provisional 10. 5K to 30K temperature scale. *Metrologia*, **15**, 65.
- Carr, P. H. . (1964) *Vacuum*, **14**, 37.
- Clement, J. R. and Quinnell, E. H. (1952). *Rev. Sci. Instrum.* , **23**, 213.
- Comite International des Poids et Mesures. (1969) The international practical temperature scale of 1968. *Metrologia* .**5**.35.
- de Bruyn Ouboter, R. , Taconis, K. W. , le Pair, C. and Beenakker ,J. J. M. (1960). *Physica*, **26**, 853.
- de Waele, A. Th. M. H. , Reekers, A. B. and Gijsman , H. M. (1976). *Physica* **81B**, 323; and (1976), *Proc. Sixth Int. Cryogenic Engineering Conf.* , Grenoble, France, 11—14 May 1976. (London: IPC Science and Technology Press (UK)), p. 112.
- Dokoupil, Z. , Kapadnis, D. G. , Sreeramamurty, K. and Taconis, K. W. (1959). *Physica* **25**, 1369.
- Dow, R. C. M. , Guénault, A. M. and Pickett, G. R. (1982). *J. Low Temp. Phys.* , **47**, 477.
- Durieux, M. and Rusby, R. L. (1983). *Metrologia* .**19**, 67.
- Ebner, C. and Edwards, D. O. (1970). *Phys. Rep.* , **2C**, 77.
- Edwards, D. O. , Brewer, D. F. , Seligmann, P. , Skertic, M. and Yaqub, M. (1965). *Phys. Rev. Lett.* , **15**, 773 .
- Edwards, D. O. , Ifft, E. M. and Sarwinski, R. E. (1969). *Phys. Rev.* , **177** , 380 .
- Ehnholm, G. J. , Ekström, J. P. , Jacquinet, J. F. , Lojonen ,M. T. , Lounasmaa, O. V. and Soini, J. K. (1980). *J. Low Temp. Phys.* , **39**, 417.
- Eska, G. and Neumaier, K. (1983). *Cryogenics*, **23**, 84.
- Fisher, R. A. , Hornung, E. W. , Brodale, G. E. and Giauque, W. F. (1973). *J. Chem. Phys.* , **58**, 5584; see also Giauque, W. F. , Fisher, R. A. , Hornung, E. W. and Brodale, G. E. (1973). *J. Chem. Phys.* , **58**, 2621 .
- Frossati, G. (1978). Obtaining ultralow temperatures by dilution of ^3He into ^4He .

- Proc. 15th Int. Conf. on Low Temperature Physics*, Grenoble, France, 23 – 29 August 1978, in *J. de Physique, Colloque, C-6, Suppl. no. 8*, p. 1578.
- Frossati, G., Godfrin, H., Hébral, B., Schumacher, G. and Thoulouze, D. (1978). *Proc. Int. Symp. on Physics at Ultralow Temperatures*, Hakone, Japan, 5 – 9 September 1977, ed. T. Sugawara, S. Nakajima, T. Ohtsuka and T. Usui, (physical Society of Japan); a, Conventional cycle dilution refrigeration down to 2.0 mK p. 205; b, Miniature plastic Pomeranchuk cells p. 294.
- Gachechiladze, I. A., Pavlov, D. V. and Pantsulaya, A. V. (1986). *Cryogenics*, **26**, 242.
- Ghozlan, A. and Varoquaux, E. J. A. (1975). *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci (Paris)*, ser. B, **280**, 189.
- Greywall, D. S., (1983). *Phys. Rev.*, **B27**, 2747.
- Greywall, D. S., (1985). *Phys. Rev.*, **B31**, 2675.
- Greywall, D. S. and Busch, P. A. (1980). *Rev. Sci. Instrum.*, **51**, 509.
- Greywall, D. S. and Busch, P. A. (1982). *J. Low Temp. Phys.*, **46**, 451.
- Grilly, E. R. (1971). *J. Low Temp. Phys.*, **4**, 615.
- Gyilling, R. G. (1971). *Acta Polytechnica Scandinavica*. **Ph81**.
- Hall, H. E., Ford, P. J. and Thompson, K. (1966). *Cryogenics* **6**, 80.
- Halperin, W. P., Archie, C., Rasmussen, F. B., Buhrman, R. and Richardson, R. C. (1974). *Phys. Rev. Lett.*, **32**, 927.
- Halperin, W. P., Rasmussen, F. B., Archie, C. N. and Richardson, R. C. (1978). *J. Low Temp. Phys.*, **31**, 617.
- Harrison, J. P., (1979). *J. Low Temp. Phys.*, **37**, 467.
- Hensel, P. (1973). *J. Low Temp. Phys.*, **13**, 371.
- Hudson, R. P. (1972). *Principles and application of magnetic cooling* (Amsterdam: North-Holland).
- Hudson, R. P., Marshak, H., Soulen Jr, R. J. and Utton, D. B. (1975). *J. Low Temp. Phys.*, **20**, 1.
- Huiku, M. T., Jyrkkiö, T. A., Kyyäräinen, J. M., Lojonen, M. T., Lounasmaa, O. V. and Oja, A. S. (1986). *J. Low Temp. Phys.*, **62**, 433.
- Ishimoto, H., Nishida, N., Furubayashi, T., Shinohara, M., Takano, T., Miura, Y. and Ôno, K. (1984). *J. Low Temp. Phys.*, **55**, 17.
- Johnson, R. T., Lounasmaa, O. V., Rosenbaum, R., Symko, O. G. and Wheatley, J. C. (1970). *J. Low Temp. Phys.*, **2**, 403.

- Johnson, R. T. , Rosenbaum, R. , Symko, O. G. and Wheatley, J. C. (1969). *Phys. Rev. Lett.* , **22**, 449.
- Johnson, R. T. and Wheatley, J. C. (1970). *J. Low Temp. Phys.* , **2**, 423.
- Jurriëns, R. G. , Pennings, N. H. , Satoh, T. , Taconis, K. W. and de Bruyn Ouboter, R. (1978). *Proc. Int. Symp. on Physics at Ultralow Temperatures, Hakoné, Japan, 5--9 September 1977*, ed. T. Sugawara, S. Nakajima, T. Ohtsuka, and T. Usui, (Physical Society of Japan) p. 226.
- Kobayasi, S. , Shinohara, M. and Ōno, K. (1976). *Cryogenics*, **16**, 597.
- Koike, Y. , Fukase, T. , Morita, S. , Okamura, M. and Mikoshiba, N. (1985). *Cryogenics*, **25**, 499.
- Kopietz, P. , Dutta, A. and Archie, C. N. (1986). *Phys. Rev. Lett.* , **57**, 1231.
- Korringa, J. (1950). *Physica*, **16**, 601.
- Kuerten, J. G. M. , Castelijns, C. A. M. , de Waele, A. T. A. M. and Gijsman, H. M. , (1985). *Cryogenics*, **25**, 419.
- Kummer, R. B. , Adams, E. D. , Kirk, W. P. , Greenberg, A. S. , Mueller, R. M. , Britton, C. V. and Lee, D. M. (1975). *Phys. Rev. Lett.* , **34**, 517.
- Laheurte, J. P. and Keyston, J. R. G. (1971). *Cryogenics*, **11**, 485.
- Landau, J. , Tough, J. T. , Brubaker, N. R. and Edwards, D. O. (1970). *Phys. Rev.* , **2A**, 2472.
- Lounasmaa, O. V. (1974). *Experimental Principles and methods below 1 K* (London: Academic).
- Lounasmaa, O. V. (1979). *J. Phys. E. ; Sci. Instrum.* , **12**, 668.
- Marshak, H. (1983). *J. Res. Nat'l Bur. Stand. (USA)*, **88**, 175.
- Marshak, H. (1986). Chapter 16 (entitled 'Nuclear orientation thermometry') *Low Temperature Nuclear Orientation*, ed. N. J. Stone and H. Postma (Amsterdam: North Holland).
- McClintock, P. V. E. , Meredith, D. J. and Wigmore, J. K. (1984). *Matter at low temperatures* (Glasgow: Blackie).
- Mueller, R. M. , Buchal, Chr. , Folie, H. R. , Kubota, M. and Pobell, F. (1980). *Cryogenics*, **20**, 395.
- National Physical Laboratory (UK Department of Industry) (1976). *The international practical temperature scale of 1968 amended edition of 1975* (London: Her Majesty's Stationery Office).
- Nänikoski, T. O. (1976). Dilution refrigeration, new concepts, *Proc. Sixth Int. Cryo-*

- genic Engineering Conf.*, Grenoble, France, 11-14 May 1976, (London: IPC Science and Technology Press (UK)) P. 102.
- Osheroff, D. D., Richardson, R. C. and Lee, D. M. (1972). *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 885.
- Osheroff, D. D. and Yu, C. (1980). *Phys. Lett.*, **A77**, 458.
- Parpia, J. M., Kirk, W. P., Kobiela, P. S. and Olejniczak, Z. (1985). *J. Low Temp. Phys.*, **60**, 57.
- Pennings, N. H., de Bruyn Ouboter, R. and Taconis, K. W. (1976). *Physica*, **81B**, 101; and *Physica*, **84B**, 249.
- Pobell, F. (1982). *Physica*, **109** & **110B**, 1485.
- Reijntjes, P. J., van Rijkswijk, W., Vermeulen G. A. and Frossati, G. (1986). *Rev. Sci. Instrum.*, **57**, 1413.
- Ritchie, D. A. (1985). Doctoral Thesis, University of Sussex. See also Ritchie, D. A., Saunders, J., and Brewer, D. F. (1987). *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 465.
- Robinson, F. N. H. (1987). *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, **20**, 399.
- Rose-Innes, A. C. (1973). *Low temperature laboratory techniques*. 2nd ed. (London: English Universities Press).
- Rusby, R. L. (1985). *J. Low Temp. Phys.*, **58**, 203.
- Rusby, R. L. and Durieux, M. (1984). *Cryogenics*, **24**, 363.
- Safrata, R. S., Koláč, M., Matas, J., Odehnal, M. and Švec, K. (1980). *J. Low Temp. Phys.*, **41**, 405.
- Sagan, D. (1981). Dilution refrigerators, a section from the privately-circulated *Low temperature techniques - Spring 1981* (probably best to write to Prof. R. C. Richardson, Laboratory of Atomic and Solid State Physics, Cornell University, Clark Hall, Ithaca, NY 14853, USA).
- Seppä, H. (1986). *J. Low Temp. Phys.*, **62**, 329.
- Satoh, T., Jurriens, R. G., Taconis, K. W. and de Bruyn Ouboter, R. (1974). *Physica*, **77**, 523.
- Satoh, N., Satoh, T., Ohtsuka, T., Fukuzawa, N. and Satoh, N. (1987). *J. Low Temp. Phys.*, **67**, 195.
- Soulen Jr, R. J. and Dove, R. B. (1979). *National Bureau of Standards (US Department of Commerce) Special Publication 260-62*, entitled "Standard reference materials; SRM 768; temperature reference standard for use below 0.5 K".
- Soulen Jr, R. J. and Giffard, R. P. (1978). *Appl. Phys. Lett.*, **32**, 770.
- Soulen Jr, R. J. and Marshak, H. (1980). *Cryogenics*, **20**, 408.

索 引

- 绝热去磁(adiabatic demagnetisation)
 一般介绍(general coverage) 7,64—85
 模型计算(model calculations) 66—73
 致冷物质的几何形状(geometry of the refrigerant) 75—78
 装置(apparatuses) 78—85
- Allen-Bradley 电阻温度计(Allen-Bradley resistors as thermometers.), 参阅
 碳.
- 测温用电容(capacitance for thermometry), 参阅玻璃.
- 碳(C), 碳电阻(carbon (C), electrical resistance of) 92—95
- 卡诺循环(Carnot cycle) 11
- 掺镧的硝酸铈镁(cerous lanthanum magnesium nitrate, CLMN)
 磁化率(magnetic susceptibility of) 86,95—98
 用作致冷物质(as refrigerant) 64
 氘化的 CLMN (deuterised) 64
- 硝酸铈镁(cerous magnesium nitrate, CMN)
 熵(entropy of) 8
 磁化率(magnetic susceptibility of) 95—98
 用作致冷物质(as refrigerant) 1,64
- 铬钾矾(chromic potassium alum) 64
- 稀释致冷机的循环速率(circulation rate of a dilution refrigerator) 42—43
- CLMN 或 CMLN, 参阅掺镧的硝酸铈镁.
- CMN, 参阅硝酸铈镁.
- 钴-60 (^{60}Co)(cobalt-60) 86
- 铜(Cu) (copper)
 熵(entropy of) 66—67
 用作致冷物质(as refrigerant) 1
 用作温度计(使用 NMR) (as thermometer using NMR) 96—100

- 低温恒温器(“液池”), ^3He 和 ^4He (cryostats (‘pots’), ^3He and ^4He) 26—28
- 稀释致冷 (dilution refrigeration)
- 常规方法 (conventional method) 25—32
 - 其它方法 (alternative methods) 46—47
- EPT-76, 参阅国际实用温标
- 蒸发冷却 (evaporation cooling) 25—26
- ^3He 溶质的费米简并 (Fermi degeneracy of solute ^3He) 18, 39
- 氦膜加热汽化或限制氦膜的蒸馏器 (film burning or inhibiting still), 参阅蒸馏器
- 氦膜流的抑制 (film flow suppression) 34—35
- 自由膨胀 (free expansion) 1
- γ -射线各向异性测温 (gamma-ray anisotropy thermometry) 86, 98
- 锗 (Ge), 锗电阻 (germanium (Ge) electrical resistance of) 92
- 玻璃 (SiO_2), 用于测温的电容 (glass (SiO_2), electrical capacitance for thermometry) 95—96
- 热交换器 (稀释致冷机) (heat exchangers (of a dilution refrigerator)) 36—43
- 氦-3 (^3He) (helium-3)
- 熔化及性质 (melting, properties of) 48
 - 用作致冷物质 (as refrigerant) 1
 - 超流转变 (superfluid transitions) 14
 - 熔化压 (melting pressure) 14, 86
 - 相图 (phase diagram) 15, 49, 50
 - 低温恒温器(“液池”) (cryostats (‘pots’)) 25, 27
 - 性质 (properties of) 26
 - 液体和固体在熔化曲线上的熵 (entropies of liquid and solid on melting curve) 50
- 氦-4 (^4He) (helium-4)
- 用作致冷物质 (as refrigerant) 1
 - 熔化压 (melting pressure) 15
 - 超流转变 (superfluid transition) 15
 - 相图 (phase diagram) 15

- 相图： ^3He 、 ^4He 和 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 混合液 (phase diagrams: ^3He , ^4He , and $^3\text{He}/^4\text{He}$ mixtures) 14, 15, 16, 51
- 声子 (phonons) 19
- 铂 NMR 测温 (platinum NMR thermometry) 86, 96--100
- Pomeranchuk 致冷机 (Pomeranchuk refrigerator) 48—63
- 液池 (pots), 参阅低温恒温器
- 镨镍五 (PrNi_5) (praesodymium nickel five (PrNi_5))
- 熵 (entropy of) 66
- 用作致冷物质 (as refrigerant) 1
- Robinson 振荡器 (Robinson oscillator) 95
- 旋子 (rotons) 19
- 比热 (specific heat)
- $^3\text{He}/^4\text{He}$ 混合液 ($^3\text{He}/^4\text{He}$ mixture) 19, 26
- ^3He 26
- 用作温度计的 Speer 电阻 (Speer resistors as thermometers), 参阅碳.
- 自旋-晶格弛豫 (spin-lattice relaxation) 70
- 蒸馏器 (稀释致冷机) (still (of a dilution refrigerator)) 31—34
- 超导转变 (superconducting transitions) 13
- 超流转变 (superfluid transitions)
- ^3He 15
- ^4He 15
- 热导率 (thermal conductivity), 参阅输运性质
- 测温 (thermometry)
- 一般介绍 (general coverage) 10, 86—101
- 不同类型的温度范围 (temperature ranges of various types) 87
- 热力学第三定律 (third law of thermodynamics) 17
- 输运性质： $^3\text{He}/^4\text{He}$ 混合液 (transport properties: $^3\text{He}/^4\text{He}$ mixtures). 22—24
- $^3\text{He}/^4\text{He}$ 混合液的二流体模型 (two-fluid model for $^3\text{He}/^4\text{He}$ mixtures) 19
- 范德瓦尔斯流体 (Van der Waals fluid)
- 内能 (internal energy of) 1
- 熵 (entropy of) 3
- 反转曲线 (inversion curve of) 6

焓 (enthalpy of) 7

Van Vleck 顺磁体 (Van Vleck paramagnets), 参阅超精细增强 Van Vleck 顺磁体.

蒸汽压 (vapour pressure)

^3He 89--90

$^3\text{He}/^4\text{He}$ 混合液 ($^3\text{He}/^4\text{He}$ mixtures) 21·22

粘滞系数 (viscosity), 参阅输运性质

热交换器中的粘滞加热 (viscous heating in heat exchangers) 44

魏德曼-弗朗兹定律 (Wiedemann-Franz law) 70

