

⑨ 37-43
1999年第5期
总第111期

低温工程
CRYOGENICS

No. 5 1999
Sum No. 111

迫流冷却超导磁体稳定裕量的计算模型

白红宇 毕延芳

(中国科学院等离子体物理研究所 合肥 230031)

0511
TM265

摘要 用管中电缆型超导体(Cable in Conduit Conductor—CICC)绕制大型磁体或快脉冲磁体是当今主流。冷却方法可选择超临界氦(He-I)或超流氦(He-II)迫流。讨论了这类磁体用He-I冷却稳定裕量计算的三种简化数学模型:能量平衡、零维和一维模型;还指出了He-II冷却稳定裕量计算的特殊性;与稳定裕量计算密切相关的超导电缆束向致冷剂的瞬态传热,取决于固液界面的卡皮查热阻和He-I边界层的热阻。

主题词 迫流冷却 稳定裕量 计算模型

超导磁体

符号表

A ——截面积	t ——时间
c_p ——定压比热容	T ——温度
c_v ——定容比热容	T_{sc} ——超导丝束内电流向铜基体分流温度
C ——单位体积热容量	T_{op} ——致冷剂运行温度
D_h ——等效水力直径	v ——致冷剂流速
f ——摩擦因子	ρ ——密度
f_{He} ——电缆区股间的空隙率	τ ——时间常数
h ——换热系数	ΔE ——稳定裕量
k ——热导率	下标:
L ——长度	He——氦
p ——压力	st——超导线
Pr ——普朗特数	ic——弱冷却区(ill cooling)
P_w ——湿周长	wc——强冷却区(well cooling)
q ——热流量	Cu——铜稳定基体

本文于1998年10月9日收到,白红宇,男,28岁,硕士生。

q — 热源的热流量

Q — 热量

Re — 雷诺数

$Ex1$ 外部热源

Joule — 焦耳热源

λ — 超流氦 λ 转变点

1 引言

20多年前,美国麻省理工学院的 Hoenig, Dressner 等人提出了 CICC 概念,这种导体的最大特点是电缆中的超导股线与迫流 He 之间的换热面积很大,冷却状况好,因此,并不需要比例很高的铜作为稳定基体,从而增加了可能达到的全电流密度。此外, CICC 还具有绝缘性能好、交流损耗低、机械强度高和绕制性能远优于浸泡冷却型导体的诸多优点。对于大型和巨型超导磁体,如大型核聚变实验装置用的环向场、极向场磁体和调节电力系统负荷的贮能磁体等, CICC 是优先入选者。图1是国内制造的 NbTi/Cu CICC 断面图照片。



图1 国内制造的 NbTi/Cu CICC 断面图照片

超导体的稳定裕量是指在正常运行过程中,当有扰动发生时,超导体能够恢复超导态所能容许的最大能量沉积,它是大型超导磁体设计必须十分重视的要点之一。与经典的浸泡冷却型导体相比, CICC 稳定裕量计算更加复杂,其主要原因是不能把管内的冷却剂 He 看成被动的、不变的背景。有两点是令人惊奇的: 1) 热诱发流动 对于瞬态热扰动,如局部的线股微小运动会引起正常区出现和焦耳热

产生,局部发生会使界面上的 He 迅速膨胀,其产生雷诺数高达 $\sim 10^5$ 的湍流,它使正常区重新冷却并恢复超导态; 2) 稳定裕量的多值性 如图2所示,当导体内电流在阴影区时,则稳定性是多值的,它与 He 流速相当,阴影区右边是弱冷却区,左边是强冷却区。

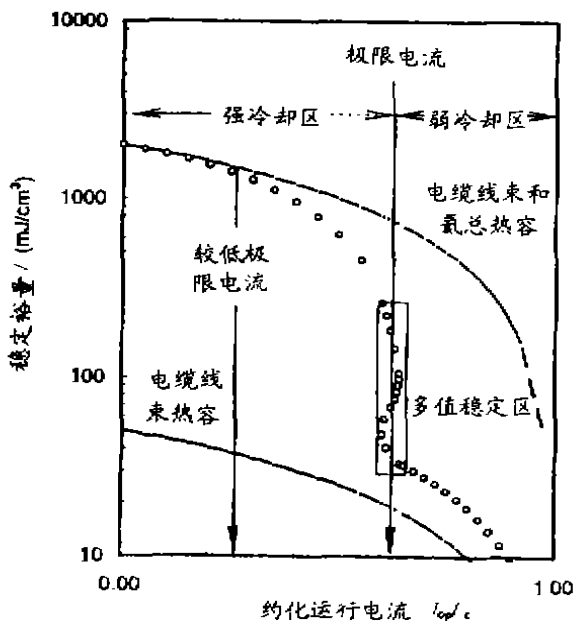


图2 CICC 稳定裕量与磁体约化运行电流的关系

稳定裕量是超导体设计的一个基本参数,稳定性也是超导磁体研究的一个主要领域。本文就迫流冷却(包括超临界氦 He-I 和超流氦 He-II)超导磁体的稳定裕量计算各种简化模型和影响稳定裕量的瞬态传热系数的计算做较为详细的归纳和讨论^[1]。

2 瞬态传热

Giarratano^[2]和 Bloem^[3]证实了超临界

氦流动瞬态传热的强烈变化。实验表明,在初期(1 ms 以内)传热系数有一初始峰值;此后到 100 ms 左右时间内,传热系数下降,它与时间平方根的倒数成比例。这个现象可根据边界层内的热扩散来解释,对于半无穷大物体热扩散的分析解,其有效传热系数为

$$h_i = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{k_{He} \rho_{He}}{\pi t}} \quad (1)$$

此表达式在 1 ms 到热边界层完全形成时间内到实验数据非常吻合。然而在最初的时间内,上式给出了非常高的传热系数,实际上初期的 h 值被发现由导线和氦接触表面由卡皮查热阻所决定^[4]。卡皮查热阻的换热系数表达式为

$$h_k = 200(T_w + T_{He})(T_w + T_{He}) \quad (2)$$

这个表达式有点象导体表面的辐射传热现象, T_w 和 T_{He} 分别为导线和氦的温度。

在 10~100 ms 内,热边界层已充分发展, h 值也接近于稳态传热时的换热系数,其表达式为

$$h = 0.0259 \frac{k_{He}}{D_{He}} Re^{0.5} Pr^{0.33} \quad (3)$$

在瞬态传热中,超临界氦的传热经验公式为

$$h = \max \left\{ \frac{h_i h_k}{h_i + h_k}, \frac{h_i h_k}{h_i + h_k} \right\} \quad (4a)$$

此式是基于卡皮查热阻与氦边界层热阻的串联结构,它与实验结果非常一致。它表明对于短脉冲,传热系数只依赖于氦的状态,而与流动条件无关。

对于超流氦,唯一限制导线湿表面传热的是卡皮查热阻,其传热表达式为

$$h = h_k \quad (4b)$$

式(4a)和式(4b)可用来计算超临界氦在整个工作区导线-氦界面之间的传热系数,但并不适用于工作在大气压下的超流氦或在瞬态有相变发生的过程。

3 He-I 冷却稳定裕量的计算

CICC 稳定裕量计算是比较困难的,它涉及到在复杂空间内可压缩氦流动和热扩散。实际计算中提出了几个简化的模型,这些模型是以实验数据为基础的,它包括积分能量平衡模型、零维能量平衡模型和一维流动模型。

3.1 能量平衡模型

最简单的稳定模型是对 He/超导电缆在扰动持续时间内的积分能量平衡。若已知热容和强、弱冷却区的边界(忽略多值稳定区),此方法对强冷却区和弱冷却区的稳定裕量(ΔE_w 和 ΔE_s)能给出粗略的估计,它对导线的设计提供了适用的设计标准。在导体横截面上,单位导体体积的最大热沉为

$$\Delta E_{max} = \int_{T_w}^{T_{op}} \frac{A_{He}}{A_{st}} c_{He} dT + \int_{T_w}^{T_{st}} c_{st} dT \quad (5)$$

这里 c_{He} 和 c_{st} 分别为氦和超导线的体积比热, A_{He} 和 A_{st} 为氦和超导线的截面积, T_{op} 和 T_w 为氦的运行温度和超导线的分流温度。可压缩流体的体积比热与其热力过程相关,这使得 c_{He} 有点不易确定。两个极限的情况:一是定容过程,此时 $c_{He} = \rho c_V$, 二是定压过程, $c_{He} = \rho c_p$ (这里 c_V 和 c_p 分别为氦的定容和定压比热),它们取决于过程的特征时间。当流动特征时间比加热和恢复

时间长得多时(如长的加热区或快速热脉冲),可近似为定容过程;当流动特征时间比加热时间短得多时(短的加热区或快速热脉冲)、近似为定压过程、真实过程界于两极限过程之间,但是选用定容过程一般趋于保守。

在强冷却区有:

$$\Delta E_{st} \leq \Delta E_{max}$$

即能量裕量最大可达温度上升至 T_c 的热沉,一般情况下都比 ΔE_{max} 小,主要原因是在热脉冲时间 τ_c 和恢复时间 τ_r 期间,因超导线内电流分流产生的焦耳热消耗了部分可利用的热容,其大小为

$$Q_{Joul} = \int_0^{\tau_c + \tau_r} \frac{\rho_s I^2}{A_{Cu} A_s} dt \quad (6)$$

虽然上面的算式仅给出了一上限,它比实际的焦耳热大(在瞬态期间,导线被假定全为正常态),焦耳热随着工作电流和能量沉积时间的增加而增加,然而对于快速热脉冲及一般的热脉冲(主要在1~10 ms 范围),上述计算偏小,于是忽略 ΔE 的下降可得:

$$\Delta E_{st} \approx \Delta E_{max} \quad (7)$$

对于工作电流大于 I_m 的弱冷却区,能量裕量为超导线运行温度升至 T_c 的热容和在热脉冲期间超导线传给氦的热量之和,表示成每单位导线体积有:

$$\Delta E_{st} \approx \int_{T_c}^{T_s} c_s dT + \frac{P_w}{A_s} (T_s - T_{op}) \int_0^{\tau_c + \tau_r} h dT \quad (8)$$

最后一项近似为超导线传给氦的热量,它假设超导线温度很快升至 T_c ,且氦温 T_{op} 基本不变,对于短时能量脉冲,式(8)表明:

$$\Delta E_{st} \ll \Delta E_{max}$$

由式(8)给出的能量裕量随能量沉积的时间 τ_c 增加而增加,这与前面引用的实验结果是一致的。对于长脉冲,输入导线的功率在没有较大温差的情况下传给 He,在长脉冲末,全部热容裕量都被用完,因而有: $\Delta E_{st} \approx \Delta E_{max}$ 。在任何情况下,式(5)中最大热沉 ΔE_{max} 都是稳定裕量的上极值。总之,式(7)和式(8)分别给出了在极限电流之下或之上的能量裕量估算值。

3.2 零维模型

为稳定裕量更复杂和精确的计算,用时间作为区分短脉冲和长脉冲的变量,这里不考虑已受热区的长度影响,但计及导线与氦温度之间的区别,于是有:

$$A_{st} c_{st} \frac{\partial T_{st}}{\partial t} = \dot{q}_{Ex} - \dot{q}_{Joul} - P_w h (T_{st} - T_{He}) \quad (9a)$$

$$A_{He} c_{He} \frac{\partial T_{He}}{\partial t} = P_w h (T_{st} - T_{He}) \quad (9b)$$

(9a)与(9b)最右边项为超导线(温度为 T_{st})与氦(温度为 T_{He})在湿周界 P_w 、热交换系数 h 下的换热量。(9a)中我们计及了外部热源 \dot{q}_{Ex} 和焦耳热源 \dot{q}_{Joul} (指单位导线长度)。只要已知临界电流与温度的关系 $I_c(T)$ 就可以计算出焦耳热。焦耳热的精确计算对描述导体的恢复过程是必要的,这个模型的优点是简单、有效,因而较常用。它能精确描述恢复时间段的局部能量平衡,然而若要描述与流动有关的物理特征则需用到一维模型。

适当选取单位容积的氦热容在前面已讨论。另一参数是传热系数,瞬态过程中随时间而改变。边界层的形成及其相关的热扩散分量能作为导线和氦之间变化的热阻来局部处理,诱发流

动及其对稳定性的影响不适于局部处理,合理的选择是对它采用平均值,但实际计算则广泛应用经验值,事实上这也是关于 CICC 稳定裕量的一研究领域。

用零维模型计算稳定裕量,结果可通过实验检验。对输入的脉冲能量(包括幅值和持续时间)做反复实验,找出在瞬态末出现失超或恢复超导的不同值。

3.3 一维模型(1-D model)

对于水力直径在 mm 量级,沿着流动长度在 m 的量级,整个 CICC 中的氦流能作为一维流动处理。因迫流氦一般为湍流,氦的温度在 CICC 横截面上近似均匀。因此电缆横截面上的温度梯度缩减为导线内的温度梯度,它非常小。我们假定导线中的电流分布是均匀的,在良好的 CICC 设计中,各股线电流能在 cm 量级长度上重新分配,并只需 1 ms 以内的时间。这样在 CICC 横截面上由分流产生的热量是均匀的,而对于采用互相绝缘的超导线束的 CICC 或具有高横向电阻的 CICC 则是不均匀的。对于后者,电流在几米长度上才实现重新分配,并需几秒时间,这种情况下均质处理不适当,从而稳定裕量考虑,实际上强烈退化,因此下面的讨论中不考虑此情况。当瞬变过程比包管材料热扩散时间常数小时,包管热容对能量平衡贡献也可忽略。

根据以上假定可得出 CICC 的简化一维模型,它的两个组成部分是氦与导线。它们都是均质的,但温度不同。氦的可压缩流动方程组(包括质量平衡方程、动量守恒方程)和能量守恒方程组如下,它考虑了壁面摩擦(使用紊流摩擦因子):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0 \quad (10a)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v^2)}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = -2\rho f \frac{v|v|}{D_s} \quad (10b)$$

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v e)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho p v)}{\partial x} = \frac{P_w h}{A_{pk}} (T'_{in} - T_{He}) \quad (10c)$$

$$A_{st} c_{st} \frac{\partial T_{st}}{\partial t} + A_{st} \frac{\partial}{\partial x} \left[K_{st} \frac{\partial T_{st}}{\partial x} \right] = q_{Ext} + q_{Loss} - P_w h (T_{st} - T_{He}) \quad (10d)$$

这里 ρ 为氦的密度, p 为氦压力, v 是流速, f 是摩擦因子。单位质量的总能量定义为内能与动能之和,即:

$$e = \iota + \frac{v^2}{2}$$

式(10d)为热平衡方程,它考虑了沿导线长度方向的导线系数 K_{st} 对热平衡的贡献。

上面介绍的一维模型被广泛用于对稳定裕量的详细计算。对不同的时间尺度,可选择适当的数值计算方法。这个模型能导出多值稳定性的热诱发流动,当输入能量大得足以使线圈失超时,热诱发流动能跟踪正常区的扩展。在此情况下,有必要修正的仅仅是考虑导管材料的附加热容,这个修正是易于做到的,即在系统中考虑温度扩散方程。此模型虽然作了一维假设的简化,但由于考虑了许多细节因素,因而可以作为广泛的参数分析。它的主要缺点在于处理较长时间尺度的问题时,计算速度低,且不易处理。

4 He-II 冷却稳定裕量的计算

对于 He-II 冷却的 CICC,若在设计中利用导线湿表面的强大传热能力,它将是非常有效的,使导线工作在比临界氦中高得多的电流密度下运行。然而,在超流氦的强冷却区,稳定裕

量的高值是由氦在工作温度和超流态转变温度 T_λ 之间的焓所决定的, 约为 $200 \text{ mJ/cm}^3 \text{ He}$ 体积的量级。因此, 对工作于 He-II 的导体设计中, 我们隐含地假设了当焦耳热足够大, 使得氦温升高到 T_λ 以上时, 由于 He-I 的冷却能力比超流氦小得多而将不能使导体恢复超导态。

与工作在超临界 He-I 中相比, 在 He-II 中的 CICC 导体的稳定性的计算具有不同的精度和复杂性, 这里我们需要修正传热系数(在前面已提到)以及氦的能量平衡, 需要考虑由方程

$$q = -K(\Delta T)^{1/4}$$

给出的当量热导率。然而实际中对稳定运行在 T_λ 以下温度中的 CICC 导体所使用的模型与前面讨论的是不同的。这里我们关心的是换热能力, 其目的是使它足够地高, 这样升到温度 T_λ 的全部热沉都可用作稳定裕量。

根据 Dresner^[5,6] 的研究, 简化模型的本质在于解决窄通道内静止 He-II 的热输运方程, 它是获得有效的冷却能力的主要限制。模型指出, 即使氦在导体表面发生局部 λ 转变, 制冷剂总体仍为超流态, 冷却能力由沿着窄通道的导热决定。在 CICC 中, “窄通道”是对围绕每根超导线的假想氦环形体。这与 Seyfert^[7] 所观测到的围绕每根导线的无限薄 He-I 层一致。Dresner 模型则是基于围绕导线的环形体非线性“导热”的分析解和氦吸收源于焦耳热热流的能力。下面定义两个量:

$$E = \frac{I_w^2}{P_w} \Delta E \quad (11a)$$

$$E_0 = [h_{He}(T_\lambda) - h_{He}(T_{op})]L \quad (11b)$$

这里 E 只是稳定裕量的另一度量, h_{He} 是单位体积氦的焓值, L 是有效窄通道长度, E_0 则表示围绕每根导线的环形区域中的氦在温度 T_λ 与 T_{op} 之间的最大可用焓差(即总的热沉)。有效窄通道长度 L 与氦截面积几何关系如下:

$$P_w L = A_{He} = \frac{f_{He}}{1 - f_{He}} A_w \quad (11c)$$

这里 f_{He} 是 CICC 的空隙率, Dresner 模型的分析解表明了稳定裕量和设计电流密度之间的关系。这个关系可用无量纲量 E/E_0 和 q/q^* 表示, 其中 q_1 表示单位冷却面积的焦耳热, q^* 表示参考热流, 它与超流氦的有效导热系数 k 、氦单位体积的比热 c_{He} 、工作温度与 λ 相变之间的温差和 E_0 有关, 此量源于 He-II 非线性导热的解:

$$q_1 = \frac{\rho_w I_w^2}{P_w A_{Cu}} \quad (11d)$$

$$q^* = \frac{k c_{He}^{1/2} (T_\lambda - T_{op})^{3/2}}{(4E_0)^{1/2}} \quad (11e)$$

比率 q_1/q^* 决定了要求超流氦传输和吸收的焦耳热脉冲的“严重程度”。此模型得出了 E/E_0 与 q_1/q^* 的函数关系, 示于图3。稳定裕量模型的计算结果指出, 采用 He-I 冷却时, 有两个不同区域: 在低电流时导体受到强冷却, 全部氦的焓(至 λ 相变)储备都可用来使导体稳定化; 在高电流时导体冷却变差, 稳定裕量远低于由于 He-II 不稳定使焦耳热沿“通道”纵向的导热。

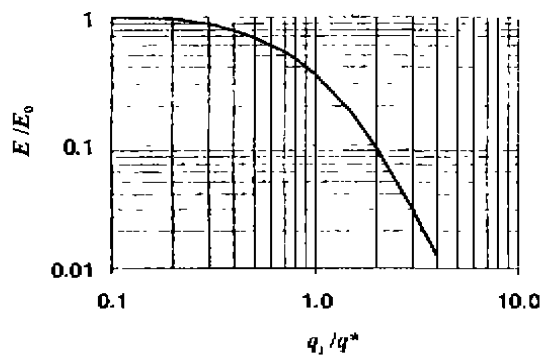


图3 He-II 冷却的 CICC 稳定裕量的半经验结果

用于实际的设计标准直接来源于此模型的计算结果,为获得最大可能的稳定裕量(从工作点到 λ 相变点的全部焓值),导体需设计成 $q = 0.2q^*$,因为当 q_1/q^* 比较高时,稳定裕量下降很快。这样,导体设计(和稳定裕量)仅依赖于He-Ⅱ的物理性质和稳定基体内的电流密度。稳定性计算中没有出现分流温度变量,是因为假设导体因扰动一旦造成 λ 相变则不能恢复超导态。此模型被成功地用来设计超导磁体储能(SMES)用的大型CICC(200 kA)。

5 结语

我国在未来几年内将建造大型CICC磁体,虽然国外对CICC的研究已经历20多个春秋,发表过不少相关文章,但在国内我们尚认为是生疏的研究领域。发表此文希望招致国内同行的进一步探讨。

参 考 文 献

- 1 Bottura L, Luongo C. Stability in Forced Flow Conductors. Prepared for the Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronic Engineering (John Wedster, Ed.), April 1997.
- 2 Giarratano P J, Steward W G. Transient Forced Convection Heat Transfer to Helium During a Step in Heat Flux. Trans ASME, 1983, 105: 350~357
- 3 Bloem W B. Transient Heat Transfer to (Forced Flow of) Supercritical Helium at 4.2K. Cryogenics, 1986; 26: 300~308
- 4 Van Sciver S. Helium Cryogenics. Plenum press, New York, 1979
- 5 Dresner L. A Rapid Semi-empirical Method of Calculating the Stability Margins of Superconductors Cooled with Subcooled Helium. IEEE Trans Mag, 1987, 23, 918~921
- 6 Dresner L. Stability of Superconductors. Plenum Press, New York, 1995
- 7 Seyfert P, Lalfarrandene J, Claudet G. Time-Dependent Heat Transport at Subcooled Superfluid Helium. Cryogenics, 1982, 22: 401

CALCULATION MODELS OF THE STABILITY MARGIN FOR FORCED-FLOW COOLED MAGNETS

Bai Hongyu Bi Yanfang

(Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

ABSTRACT Cable in Conduit Conductors (CICC) are the preferred choice for large-scale superconducting magnets and fast-pulsed magnets in the world now. Supercritical (He-I) or superfluid helium (He-II) can be an optional coolant. In this paper several simplified calculation models developed for the stability margin are discussed, such as energy balance, zero and one dimension model for He-I cooling. Kapitza resistance at the wetted surface governs mostly transient heat transfer from conductor to He-II.

KEYWORDS force-flow cooling; stability margin; calculation models