

# 迫流冷却超导磁体稳定裕量的计算

白红宇 毕延芳

(中科院等离子体物理研究所, 合肥, 230031)

0511.1  
TM265

**【摘要】**讨论了迫流冷却瞬态传热系数和超导磁体迫流冷却(包括超临界氦 He— I 和超流氦 He— II)的稳定裕量的计算特点, 以及稳定裕量计算的各种简化模型。

**关键词:** 超导磁体 迫流冷却 稳定裕量 计算 模型

## 1 引言

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。它是超导体设计的一个基本参数, 也是超导磁体稳定性研究的一个主要领域。本文就超导磁体迫流冷却(包括超临界氦 He— I 和超流氦 He— II)的稳定裕量的计算, 各种简化模型及影响稳定裕量计算的瞬态传热系数的计算作了较为详细的归纳和讨论<sup>[1]</sup>。

## 2 瞬态传热

Giarratano<sup>[2]</sup>和 Bloem<sup>[3]</sup>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(1ms 以内), 传热系数有一初始峰值, 在以后的时间直到 100ms 左右, 传热系数下降, 它与时间平方根的倒数成比例。这个现象可根据热边界层内的热扩散来解释, 对于半无穷大物体内热扩散的分析解, 有效传热系数为:

$$h_t = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{k_H \rho c_p}{\pi t}} \quad (1)$$

式中:  $\rho$ —密度,  $c_p$ —一定压比热容,  $t$ —时间,  $k$ —热导率。

此表达式在 1ms 到热边界层完全形成时间内与实验数据非常吻合。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的卡皮查热阻所决定<sup>[4]</sup>。

卡皮查热阻的换热系数表达式为:

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

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

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

$$h_s = 0.0259 \frac{k_H}{D_h} Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (3)$$

• 本文于 1998 年 10 月 13 日收到。

式中:  $D_h$ —水力直径,  $Re$ —雷诺数,  $Pr$ —普朗特数。

在瞬态传热中,超临界氦的传热的经验公式为:

$$h = \max \left\{ \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2}, \frac{h_1 h_2}{h_2 + h_1} \right\} \quad (4a)$$

此式是基于卡皮查热阻与氦边界层热阻的串联结构,它与实验结果是非常一致的。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,这样我们就有传热表达式:

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

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

### 3 He—I 稳定裕量的计算

CICC 稳定裕量的计算是比较困难的,它涉及到在复杂空间内可压缩氦流动和热扩散的精确计算。实际中提出了几个简化的计算模型,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 导线系统在扰动持续时间上的积分能量平衡。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( $\Delta E_{wc}$  和  $\Delta E_{sc}$ )给出了粗略的估计,它对导线的设计提供了适用设计标准。在导体横截面上,单位导线体积的最大热沉  $\Delta E_{max}$  为:

$$\Delta E_{max} = \int_{T_{op}}^{T_m} \frac{A_{He}}{A_n} C_{He} dT + \int_{T_{op}}^{T_m} C_w dT \quad (5)$$

这里  $C_{He}$  和  $C_w$  分别为氦和导线的单位体积热容量。可压缩流体单位体积的热容与其热力过程有点使得  $C_{He}$  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  $c_p$  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),近似为定容过程;当流动特征时间比加热时间短得多时(短的加热区或长时间脉冲),近似为定压过程。真实过程都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,我们有:

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

即能量裕量最大可达温度上升至  $T_m$  (分流温度)的热沉,一般情况下都比  $\Delta E_{max}$  (稳定裕量)小,主要原因是在热脉冲  $\tau_r$  和恢复时间  $\tau_f$  期间,因导线分流产生的焦耳热消耗了部分可利用的热容,其大小为:

$$Q_{Joule} = \int_0^{\tau_r + \tau_f} \frac{\rho_{Cu} I^2}{A_{Cu} A_w} dt \quad (6)$$

虽然上面的计算仅给出了一上限,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最一般的热脉冲(主要在 1~10ms 范围),上述计算偏小,于是忽略  $\Delta E$  的下降可得:

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

对于工作电流大于  $I_{lim}$  的弱冷却区,能量裕量为导线温度升至  $T_c$  的热容和在热脉冲间导线传给氦的热量之和,表示成每单位导线体积有:

$$\Delta E_{ic} \approx \int_{T_{op}}^{T_c} C_w dT + \frac{P_w}{A_w} (T_c - T_{op}) \int_0^{\tau_r + \tau} h dT \quad (8)$$

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

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

由式(8)给出的能量裕量随能量沉积的时间  $\tau$  增加而增加,这与前面引用的实验结果是一致的。对于长时间脉冲,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,全部热容都被用完,因而我们有:  $\Delta E_{ic} \approx \Delta E_{max}$ 。在任何情况下,式(5)中最大热沉  $\Delta E_{max}$  都是稳定裕量的上极值。总之,式(7)和式(8)分别给出了在(2)式中极限电流之下或之上的能量裕量估算值。

### 3.2 零维模型

稳定裕量更为复杂和精确的计算是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。计及导线与氦温度之间的区别,于是有:

$$A_w C_w \frac{dT_w}{dt} = \dot{q}_{Ext} + \dot{q}_{Joule} - P_w h (T_w - T_{He}) \quad (9a)$$

$$A_{He} C_{He} \frac{dT_{He}}{dt} = P_w h (T_w - T_{He}) \quad (9b)$$

(9a)与(9b)最右边项为导线(温度为  $T_w$ )与氦(温度为  $T_{He}$ )在湿周  $P_w$ ,换热系数  $h$  下的换热量。(9a)中我们计及了外部热源  $\dot{q}_{Ext}$  和焦耳热源  $\dot{q}_{Joule}$  (每单位导线长度)。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。

单位容积的氦热容的适当选取在前面已讨论。另一参数是传热系数,瞬态中随时间而改变。边界层的形成及其相关的传热系数的扩散分量能作为导线和氦之间变化的热阻来局部处理,诱导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。但实际模型则广泛应用经验值,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实际上是一种经验技术。对输入的能量作反复实验,增加或降低它会在瞬态末得到失超或恢复超导的不同结果。

### 3.3 一维模型

对于水力直径在 mm 量级,沿着流动长度(1m 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减小为导线内的温度梯度,它们非常小。我们假定导线中的电流分配是均匀的,在良好的 CICC 设计中,CICC 电流能在 cm 量级长度上重新分配并只需在 1ms 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导线束的 CICC 或具有高横向电阻的 CICC 则不是均匀的。这里电流在几米长度上的重新分配需几秒时间,这种情况下均质处理不适当,从而稳定裕量实际上强烈退化,因此下面的讨论中不考虑此情况。当稳定的瞬变过程比包管材料热扩散率快时,包管对能量的平衡也可忽略。

根据以上假定就得到了 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)方程组如下,它考虑了壁面摩擦(使用紊流摩擦因子):

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

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

$$\frac{\partial \rho e}{\partial x} + \frac{\partial \rho v e}{\partial x} + \frac{\partial p v}{\partial x} = \frac{P_w h}{A_{He}} (T_s - T_{He}) \quad (10c)$$

$$A_s C_s \frac{\partial T_s}{\partial x} + A_w \frac{\partial}{\partial x} (K_w \frac{\partial T_w}{\partial x}) = \dot{q}_{Ext} + \dot{q}_{Joule} - P_w h (T_s - T_{He}) \quad (10d)$$

这里  $\rho$  为氦的密度,  $P$  为氦压力,  $v$  是流速,  $f$  是摩擦因子。总的单位质量的能量定义为内能和动能之和,即:

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

最后一式为热平衡方程,它考虑了沿导线长度方向上的导热系数  $K_w$  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,适当选择数值计算方法,这个模型能预测到导致多值稳定中的热诱导流动,并能跟踪当输入能量足够大使得线圈失超时正常区的扩展。在此情况下,有修正必要的仅仅是要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,因而可以作广泛的参数分析。它的主要缺点在于处理较大时间尺度的问题时,速度慢且不易处理。

#### 4 氦—II 中稳定裕量的计算

若工作于 He—II 中的 CICC 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。有可能使导线工作在比超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温度  $T_\lambda$  之间的焓所决定的,约 200mJ/cm<sup>3</sup>He 体积的量级。因此在工作于 He—II 的导体设计中,我们隐含地假设了当焦耳热足够大,使得氦温升高到大于  $T_\lambda$  时,由于 He—I 的冷却效果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考虑由方程

$$q = -K(\nabla T)^{1/3}$$

给出的当量热导率。然而实际中对稳定工作于  $T_\lambda$  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,其目的是使它足够的高,这样到温度  $T_\lambda$  的全部热沉都可用来实现稳定。

根据 Dresner<sup>[5][6]</sup>的研究,简化模型的本质在于解决窄通道内静止氦—II 的热输运方程,来获得有效的冷却能力,模型指出即使氦在导体表面发生  $\lambda$  转变,制冷剂总体仍为超

流态,冷却由沿着窄通道的导热决定(在 CICC 中,“窄通道”是对围绕每根导线氦的假想环形体)。这与 Seyfert<sup>[7]</sup>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发热热流的能力。下面定义两个量:

$$E = \frac{A_{Cu}}{P_w} \Delta E \quad (11a)$$

$$E_0 = [h_{He}(T_1) - h_{He}(T_{op})]L \quad (11b)$$

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工作温度与  $T_1$  之间的最大可用焓(总的热沉)。当窄通道  $L$  与氦截面积关系如下:

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

这里  $f_{He}$  的 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  $q_1/q^*$  表示, 其中  $q_1$  与  $q^*$  为:

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

$$q^* = \frac{k C_{He}^{1/3} (T_1 - T_{op})^{2/3}}{(4E_0)^{1/3}} \quad (11e)$$

$q_1$  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  $C_{He}$ 、工作点与  $\lambda$  相变之间的温差和  $E_0$  有关。此量源于对 He-I 非线性导热的解。比率  $q_1/q^*$  决定了需要被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 1。稳定模型的结果指出, 如采用 He-I 冷却时, 有两个不同区域: 在低电流时, 导体受到强冷却, 全部氦的焓储备(至  $\lambda$  相变)都可用来使导体稳定化; 在高电流值, 导体冷却变弱, 稳定裕量远低于由于 He-I 不稳定使焦耳热沿“通道”长度的导热。

用于实际的标准直接来源于此模型的结果, 为确保最大可能的稳定裕量(从工作点到  $\lambda$  相变点的全部焓值), 导体需设计成  $q_1 = 0.2q^*$ , 因为对于  $q_1/q^*$  比较高时, 稳定裕

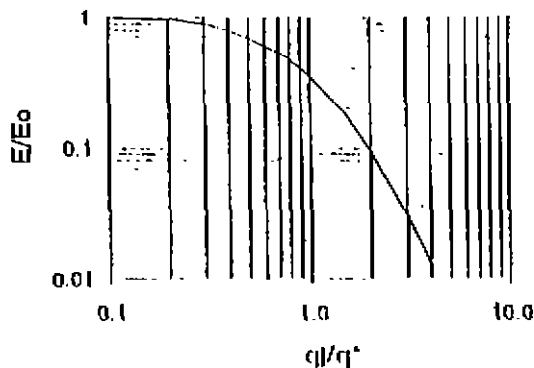


图 1 工作于 He-I 中的 CICC 稳定裕量的半经验结果

量下降很快。这样, 导体设计(和稳定裕量)仅依赖于 He-I 的物理性质和稳定基体上的电流密度。稳定性计算中没有分流温度变量是因为假设了导体因扰动一旦造成  $\lambda$  相变则不能恢复超导态。此模型被成功地用来设计 SMES 中的大型 CICC (200kA)。

## 参 考 文 献

- [1] Luca Bottura, Cesar Luongo, Stability in Forced Flow Conductors, Prepared for the Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronic Engineering (John Webster, Ed.), 1997, 4
- [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 a Forced Flow of Supercritical Helium at 4.2K. Cryogenics, 1986; 26:300—308
- [4] Sciver S Van, Helium Cryogenics, Plenum Press, New York, 1979
- [5] Dresner L, Arapid, Semiempirical Method of Calculating the Stability Margines of Superconductors Cooled with Subcooled He— I, IEEE Trans. Mag 1987; 23:918—921
- [6] Dresner L, Stability of Superconductors. Plenum Press, New York, 1995
- [7] Seyfert P, Laffarranderie J, Claudet G, Time—Dependent Heat Transport in Subcooled Superfluid Helium, Cryogenics, 1982; 22:401

## Calculation of the Stability Margin in Forced Flow Conductors

Bai Hongyu, Bi Yanfang

(Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei, 230031)

**ABSTRACT:** In this paper, we discussed the calculation of transient heat transfer coefficient and the stability margin in forced flow helium (Supercritical He— I and Superfluid He— I). Several simplified models developed for the calculation of the stability margin in CICC are presented.

**KEYWORDS:** Superconducting magnets, Forced flow cooling, Stability margin, Calculation



**作者简介:** 白红宇,男,1971年8月出生。1993年毕业于西安交通大学动力机械工程系低温工程专业,之后工作于中科院等离子体物理研究所,现为该所硕士研究生,主要从事大型超导托卡马克装置超导体冷却方面的研究。