強制冷却超電導体の安定性におよぼす熱擾乱の 時間および空間分布の影響

嶽間沢 秀 孝, 相 原 利 雄*

近畿大学工学部機械工学科 呉市広古新開 5-1-3

* 東北大学流体科学研究所 仙台市青葉区片平 2-1-1

(1991年1月25日受理)

Influence of Temporal and Spatial Profiles of Disturbance on Thermal Stability of Forced-Flow Cooled Superconductors

Hidetaka GAKUMASAWA and Toshio AIHARA

Department of Mechanical Engineering, Faculty of Engineering, Kinki University,
5-1-3 Hirokoshingai, Kure 737-01

* Institute of Fluid Science, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980

(Received January 25, 1991)

Synopsis:

Influence of the thermal disturbances of various temporal and spatial profiles on the stability limit of a cable-in-conduit superconducting coil, forced-flow cooled by supercritical helium, has been numerically analyzed. The maximum deviation of the stability limits for any temporal profiles from those for rectangular temporal profile is 45 percent. In the case where the length of thermal disturbance is ninety hydraulic diameter and less, the effect of the axial-heat conduction in superconductor on the stability limit is not negligible. The transient variation of the maximum conductor temperature is almost similar in both the quasi-rectangular and quasi-parabolic spatial profiles of the thermal disturbances.

1. 緒 言

超電導コイルは優れた電磁気特性を持ち、その応用範囲がひろがっている一方、なんらかの原因で発生した擾乱によるわずかな発熱により、超電導性が失われクエンチに至る弱点を有している。特に、大型の強制冷却形超電導磁石システムにクエンチに至る擾乱が発生した場合には、磁石の蓄積エネルギーの大きさから、コイル線材の焼断や電気絶縁材の破損などの事故につながりやすい。このため、既に、強制冷却形¹⁻³⁾および浸漬冷却形^{4,5)}超電導コイルに対して、擾乱の持続時間中一定の熱擾乱が加わる場合についての熱的安定性およびクエンチ伝播特性の解析が行われている。しかし、超電導コイルに生じる擾乱は、発生原因によりそれぞれ印加区間、持続時間、擾乱量の空間分布・経時変化の傾向が異なる⁶⁾。

前報²⁾では、強制冷却超電導コイルが、擾乱区間のスケールが超電導体の安定限界に影響しないような比

較的長区間にわたって熱擾乱を受ける場合について、ヘリウムの全物性値の温度と圧力依存性、複合超電導体の構成材の温度依存性⁷⁾を考慮した安定性解析を行ったが、本報では、安定限界におよぼす擾乱区間の長さ、擾乱量の空間的分布形状や擾乱量の経時変化などの影響を調べ、さらに安定限界以上に熱擾乱を受けたCIC (cable-in-conduit) 導体のクエンチ伝播挙動や導体温度の経時変化を明らかにした。

2. 記 号

A :	断面積	m^2
B :	磁束密度	T
c :	比熱	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
c_p :	定圧比熱	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
d_h :	水力直径 ($=4 A_H/l_p$)	m
d_o :	伝熱等価直径 ($=4 A_H/l_h$)	m
Fo :	フーリエ数 ($=\lambda_H t/c_p \rho_H d_o^2$)	—
f :	管摩擦係数	—

G :	熱擾乱印加密度($=\int_0^{t_d} \phi_a dt$)	J/m^3
h_t :	過度熱伝達率	$W/(m^2 \cdot K)$
I :	電流	A
l :	導体長さ	m
l_p :	流路断面における全濡れ縁長さ	m
l_h :	流路断面における伝熱面部分の長さ	m
L :	無次元導体長さ (l/d_h)	—
L_c :	コイルの自己インダクタンス	H
p :	冷却媒体の圧力	Pa
Pr :	ヘリウムのプラントル数 ($=c_p H \mu_H / \lambda_H$)	—
$\dot{q}_h$:	導体表面から冷却媒体へ向かう熱流束 ($=h_t (T_w - T_b) = \phi_h \cdot A_w / l_h$)	W/m^2
Re :	ヘリウムのレイノルズ数 ($=\rho_H u_H d_h / \mu_H$)	—
t :	擾乱印加後の経過時間	s
t_d :	擾乱の持続時間	s
T_b :	ヘリウムの流れ方向の局所混合平均温度	K
T_c :	超電導体の臨界温度	K
T_H :	ヘリウム温度	K
T_s :	安定化銅への分流開始温度	K
T_w :	導体温度	K
u :	冷却媒体の平均流速	m/s
x :	導体の軸方向距離	m
λ :	熱伝導率	$W/(m \cdot K)$
μ :	粘度	$Pa \cdot s$
ρ :	密度	kg/m^3
σ :	電気抵抗率	$\Omega \cdot m$
ϕ_c :	単位体積当りの軸方向伝導熱量	W/m^3
ϕ_a :	熱擾乱印加率	W/m^3
ϕ_h :	単位体積当りの対流熱伝達量 ($\dot{q}_h l_h / A_w$)	W/m^3
ϕ_J :	ジュール発熱率	W/m^3

下添え字

b :	局所混合平均温度 T_b での値
CN:	CuNi
Cu:	無酸素銅
H :	ヘリウムまたはヘリウム流路
in :	ヘリウム流路の入口
max:	最大値
NT:	NbTi
out:	ヘリウム流路の出口
w :	導体または導体温度 T_w での値
0 :	$t=0$

3. 解析のモデルと数値解法

3.1 物理モデル

本解析の物理モデルを Fig. 1 に、計算例で取り上げた CIC 複合超電導体を使用した超電導コイルの仕様を Table 1 に示す。導体は、いずれもその外周と両端が断熱条件にあり、超臨界圧ヘリウムによって強制冷却されるものとする。そして、定常状態 ($(T_H)_0 = (T_w)_0 = T_0$) にあった全長 50 m の導体が、擾乱長さ l_d で時刻 $t=0$ から、持続時間 t_d の熱擾乱を受ける場合を解析する。ただし、擾乱中心は導体中央 ($x=25 m$) とする。

3.2 仮定と基礎方程式

発達した管内乱流の熱伝達率は、伝熱等価直径 d_e を代表寸法に選べば、管路の断面形状によらず、統一

Fig. 1 Physical model.

Table 1 Specification of the conductor.

Magnetic field	5.9 T
Critical temperature (T_c)	6.9 K
Conductor cross area (A_w)	$7.0 \times 10^{-4} m^2$
Coolant cross area (A_H)	$7.0 \times 10^{-4} m^2$
Wet perimeter (l_p)	0.835 m
Perimeter of conductor cross section (l_h)	0.702 m
Conductor length (l)	50 m
NbTi/copper ratio (A_{NT}/A_{Cu})	0.2
CuNi/copper ratio (A_{CN}/A_{Cu})	0.2
Inlet coolant pressure (p_{in})	1.0 MPa
Inlet coolant temperature (T_{in})	4.2 K
Steady state mass flow rate	0.03 kg/s
Steady state coil current	$1.0 \times 10^5 A$
Coil inductance (L_c)	0.5 H

Table 2 Dimensionless variables.

ρ_H^*	c_{pH}^*	X	τ	A_H^*	A_W^*	U	P
$\frac{(\rho_H)_b}{(\rho_H)_0}$	$\frac{(c_{pH})_b}{(c_{pH})_0}$	$\frac{x}{d_h}$	$\frac{u_0 t}{d_h}$	$\frac{A_H}{d_h l_h}$	$\frac{A_W}{d_h l_h}$	$\frac{u}{u_0}$	$\frac{p}{(\rho_H)_0 u_0^2}$
θ_H		θ_W		Re_0		Pr_0	
$\frac{(\lambda_H)_0(T_H - T_0)}{(\rho_H)_0 u_0^3 d_0}$		$\frac{(\lambda_W)_0(T_W - T_0)}{(\rho_H)_0 u_0^3 d_0}$		$\frac{(\rho_H)_0 u_0 d_h}{(\mu_H)_0}$		$\frac{(c_{pH})_0 (\mu_H)_0}{(\lambda_H)_0}$	
$\dot{Q}_d$	$\dot{Q}_J$	$\dot{Q}_h$		Fo_0		d^*	
$\frac{\phi_d A_W}{(\rho_H)_0 u_0^3 l_h}$	$\frac{\phi_J A_W}{(\rho_H)_0 u_0^3 l_h}$	$\frac{\dot{q}_h}{(\rho_H)_0 u_0^3}$		$\frac{\lambda_W}{c_W \rho_W u_0 d_h}$		$\frac{d_h}{d_0}$	

的に表示できることが知られている。したがって、本解析では、導体内の対流熱伝達率を、その伝熱等価直径 d_0 と同径の円管内乱流熱伝達率で近似し、さらに取り扱いを簡単にするため、つぎの仮定を設ける。

(1) 冷却媒体の流路は、軸方向長さが直径の約3,500倍と十分長いので、流れ場は発達しており、かつ支配方程式の半径方向の慣性項と対流項は、軸方向の慣性項と対流項に比べてそれぞれ無視できる^{8,9)}。

(2) 導体内の半径方向の温度分布は、軸方向の変化に比べて十分小さく、これを無視する。

(3) 高圧ないし低圧タンクと導体をつなぐ入口管ないし出口管における冷却媒体の摩擦損失および収縮・拡大損失は、導体部の圧力損失に比べて十分小さいので無視する¹⁰⁾。

(4) 重力の影響は無視する。

上記の仮定に基づき、Table 2 の無次元数を導入すれば、本モデルの支配方程式は、式(1)～式(4)で表される。

$$\frac{\partial \rho_H^*}{\partial \tau} + \frac{\partial (\rho_H^* U)}{\partial X} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{1}{\rho_H^*} \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{fU|U|}{2} = 0 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta_H}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta_H}{\partial X} - \frac{d^*}{Re_0 Pr_0 c_{pH}^* \rho_H^*} \left(\frac{\partial P}{\partial \tau} + U \frac{\partial P}{\partial X} \right) \\ = \frac{d^*}{Re_0 Pr_0 c_{pH}^* \rho_H^* A_H^*} \dot{Q}_h + \frac{d^*}{Re_0 Pr_0} \frac{fU^2|U|}{2 c_{pH}^*} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta_W}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial X} \left(Fo_0 \frac{\partial \theta_W}{\partial X} \right) + \frac{d^* Fo_0}{A_W^*} (\dot{Q}_d + \dot{Q}_J - \dot{Q}_h) \quad (4)$$

上記の式(1)はヘリウムの連続式、式(2)は運動量方程式、式(3)はエネルギー方程式、式(4)は導体の熱伝導方程式である。以上の基礎式を、以下の式(5)と式(6)の条件のもとで解いた。

$$\left. \begin{aligned} X=0: P_{in}, \theta_H=\theta_{in}, \frac{\partial \theta_W}{\partial X}=0 \\ X=L: P=P_{out}, \frac{\partial \theta_W}{\partial X}=0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned} \tau < 0: \dot{Q}_d=0, \theta_H=\theta_W=\theta_{in}=\theta_0 \\ 0 \leq \tau \leq \tau_d: \dot{Q}_d = \frac{\phi_d A_W}{(\rho_H)_0 u_0^3 l_h} \\ \tau > \tau_d: \dot{Q}_d=0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

本解析の Re_0 は $2.8 \times 10^4 \sim 2.5 \times 10^5$ の範囲にあり、式(2)、(3)中の管摩擦係数 f には、なめらかな円管内の発達した乱流に関する Prandtl-Karman の実験式¹¹⁾を使用した。また、電流分流時のジュール発熱による電流の減衰も考慮した²⁾。

なお、ヘリウムの物性値は、熱物性値プログラムパッケージ PROPATH¹²⁾ から、その数値を本解析の温度と圧力の範囲について配列の形であらかじめ求めておき、それらを双3次のラグランジェ補間して使用した。

3.3 数値解法

式(1)～(3)の空間微分項の差分化には風上差分を使用し、式(4)については中心差分を用いた。また、数値計算において、式(1)～式(3)は逐次陽解法で、各時間ステップごとに、流れ方向およびその逆方向に交互に解き、ヘリウムの急膨張による逆流や圧力波の伝播も含めて解析できるようにした(ただし本報の計算例の範囲では逆流は生じない)。式(4)は、短い時間刻みにおいて陰解法よりも収束法のよい Crank-Nicolson 法を用い、式(1)～式(4)を連立して解いた。

数値計算における時間刻みは、擾乱の持続時間に応じて、初期時間刻みを $1 \times 10^{-5} \sim 3 \times 10^{-5}$ s に設定し、各時間ステップごとに比率 1.01 の等比級数的に増加させ、計算の安定化と計算時間の短縮を図った。

Fig. 2 Temporal distribution modes of thermal disturbance.

また、空間刻みは導体の軸方向等間隔に500分割した。なお、基礎方程式と数値解法は前報²⁾と同じであるので、その詳細は省略する。

4. 計算結果と考察

4.1 安定限界におよぼす擾乱の経時変化モードの影響

核融合炉に使用される超電導磁石は、機械的擾乱¹³⁾、プラズマ不安定や磁束跳躍等のいろいろな種類の熱擾乱¹⁴⁾を受けると考えられている。これらの熱擾乱は、多様な経時変化特性を示すと思われるが、この擾乱の経時変化モードに関する報告は知見されない。そこで、擾乱の時間変化例として、Fig. 2 に示すような6種類の経時変化モードを想定した。なお、擾乱印加区間の両端における計算を安定に行うため、擾乱の空間分布形状を Fig. 3 のように式(7)で表した。

$$\phi_d = (\phi_d)_{\max} \left[\frac{29.5-x}{20} (10 \tanh(x-20.5) + 1) + \frac{x-20.5}{20} (10 \tanh(29.5-x) + 1) \right] \quad (20 \leq x \leq 30) \quad (7)$$

Fig. 2 の擾乱の各経時変化モードは、次のように表される。

モード①

$$\phi_d = (\phi_d)_{\max}, \quad 0 \leq t \leq t_d \quad (8)$$

モード②

$$\phi_d = (\phi_d)_{\max} \frac{t}{t_d}, \quad 0 \leq t \leq t_d \quad (9)$$

モード③

$$\phi_d = (\phi_d)_{\max} \left(1 - \frac{t}{t_d} \right), \quad 0 \leq t \leq t_d \quad (10)$$

Fig. 3 Spatial distribution of thermal disturbance in the case of quasi-rectangular profile.

モード④

$$\phi_d = \begin{cases} 2(\phi_d)_{\max} \frac{t}{t_d}, & 0 \leq t \leq \frac{t_d}{2} \\ 2(\phi_d)_{\max} \left(1 - \frac{t}{t_d} \right), & \frac{t_d}{2} < t \leq t_d \end{cases} \quad (11)$$

モード⑤

$$\phi_d = \begin{cases} 4(\phi_d)_{\max} \frac{t}{t_d}, & 0 \leq t \leq \frac{t_d}{4} \\ (\phi_d)_{\max}, & \frac{t_d}{4} < t \leq \frac{3t_d}{4} \\ 4(\phi_d)_{\max} \left(1 - \frac{t}{t_d} \right), & \frac{3t_d}{4} < t \leq t_d \end{cases} \quad (12)$$

モード⑥

$$\phi_d = (\phi_d)_{\max} \left[\left(\frac{2t}{t_d} \right)^4 - 2 \left(\frac{2t}{t_d} \right)^2 + 1 \right], \quad 0 \leq t \leq t_d \quad (13)$$

Fig. 4, Fig. 5 に、CIC 導体が Fig. 2 の経時変化モードの擾乱を受けた場合の安定限界を、それぞれ総擾乱量 G と擾乱熱量の最大値 $(\phi_d)_{\max}$ で示す。

Fig. 4 より、安定限界を総擾乱量 G で評価すると、 $t_d > 1 \times 10^{-3}$ s の範囲では、安定限界が最も大きいのは③で、 $t_d < 1 \times 10^{-3}$ s の範囲では、④が最大となった。③の場合は、過渡熱伝達率が最大値をとる擾乱開始時から、経過時間が短い領域で大きな擾乱が加わ

Fig. 4 Influence of temporal distribution modes of thermal disturbance on stability margin for G .

Fig. 5 Influence of temporal distribution modes of thermal disturbance on stability margin for $(\phi_d)_{\max}$.

り、その後擾乱量が減少する。したがって、擾乱印加中のヘリウム冷却量は大きく、擾乱印加後の導体温度 T_w は低く保たれる。擾乱の持続時間が短い $t_d < 1 \times 10^{-3}$ s の範囲では、過渡熱伝達率の時間変化率が大きいためこの影響が大きくなる。その結果、他の場合より安定限界が高い値をとる。同様の理由により、印加擾乱の経時変化が③と逆の②では、安定限界は最も低くなる。

前報²⁾で解析した擾乱の経時変化モードが矩形波状の①の安定限界は、今回計算した6種のうちで2～3番目に高い値をとる。本計算の範囲では、各経時変化モードに対する安定限界とモード①の安定限界の差は、 $t_d \leq 10^{-3}$ s では最大20%、 $10^{-3} < t_d \leq 2 \times 10^{-2}$ s の範囲では最大45%である。

安定限界を擾乱量の最大値 $(\phi_d)_{\max}$ で評価したものが Fig. 5 である。同一 $(\phi_d)_{\max}$ に対し、総擾乱量 G が最大となる①の場合に安定限界は最も低くなる。

4.2 安定限界におよぼす擾乱印加区間の影響

前報²⁾では、擾乱区間のスケールが安定限界に影響しないような、比較的長区間にわたって熱擾乱を受ける場合の安定性解析を行ったが、本節では、CIC 導体の安定限界におよぼす擾乱区間の長さ l_d の影響を調べ、前報で示した安定限界の適用範囲について検討する。なお、擾乱印加中の擾乱量の時間的変化はなく (Fig. 2 の経時変化モード①に相当)、軸方向分布は均一とした。

Fig. 6 に擾乱区間の長さ l_d を変化した場合の CIC 導体の安定限界を示す。 l_d が 0.3 m (約 90 d_h 相当より短くなると、安定限界は向上する。この安定限界の向上の度合は、擾乱の持続時間が短いほど大きいことがわかる。 l_d が小さい場合には、擾乱印加中の導体の

Fig. 6 Influence of disturbance length on stability margin.

軸方向熱伝導によって、擾乱印加区間内で導体温度に分布が生じる。そのため、導体温度が最高となる擾乱中心 ($x=25$ m) では、導体の熱伝導によってヘリウムの上流側と下流側に熱移動が生じ、導体温度が低下し、導体の安定性が向上する。擾乱の持続時間 t_d が短いほど、擾乱印加中の導体温度の上昇が大きく、この導体の軸方向熱伝導による安定化傾向が大きくなるため、安定限界の上昇率は大きくなる。本解析の時間範囲では、擾乱の印加区間長さが $l_d > 0.3$ m の場合には、安定性に関与する時間範囲で擾乱中心 ($x=25$ m) 部の導体温度分布が変化しないため、安定限界は $l_d > 0.3$ m の範囲で l_d によって変化しない。

4.3 擾乱印加区間が短い場合の導体温度の軸方向分布

安定限界におよぼす導体の軸方向熱伝導が無視できない擾乱の印加区間長さが $l_d = 0.015$ m ($t_d = 3 \times 10^{-4}$ s) の場合について、CIC 導体がクエンチする場合と、常電導転移から超電導に復帰する場合の両方について、導体温度 T_w の軸方向分布の経時変化を、それぞれ Fig. 7 と Fig. 8 に示す。擾乱印加を開始すると擾乱印加部分の T_w は一様に上昇するが、擾乱区間の両端で導体の熱伝導により、導体温度上昇域は軸方向に伝播するとともに、擾乱印加部の両端の導体温度が擾乱中央部に比較して低くなる。この擾乱印加部両端の導体温度の低下は、時間経過とともに擾乱中心 ($x=25$ m) に達し ($t=1 \times 10^{-3}$ s)、安定性に影響をおよぼす。導体がクエンチに至らずに、超電導状態に復帰する場合 (Fig. 7) は、導体の温度上昇域は擾乱印加域からはほとんど拡大せず、 T_w は軸方向になだらかな分布形状のまま低下する。導体がクエンチに至る場合 (Fig. 8) は、導体温度 T_w が分流開始温度 T_s 以上の領域でジュール発熱を生じ、導体の温度上昇域

Fig. 7 Conductor temperature distribution in the case of recovery.

Fig. 8 Conductor temperature distribution in the case of quench.

は擾乱印加域から軸方向に擾乱中心 ($x=25$ m) を中心に拡大する。 T_w の軸方向分布形状は、擾乱中心 ($x=25$ m) を最大点とする対称形になる。

4.4 擾乱印加区間が短い場合のクエンチおよび超電導復帰

4.3 節に示した二つの計算例について、擾乱中心部 ($x=25$ m) における、単位時間当りの擾乱熱量 ϕ_d 、ヘリウムへの冷却熱量 ϕ_h 、ジュール発熱量 ϕ_J 、導体の軸方向の熱伝導によって運びさらされる熱量 ϕ_c の経時変化を Fig. 9 と Fig. 10 に示す。

擾乱印加中、導体温度 T_w は急激に増加し、超電導材の分流開始温度 T_s を越えたとジュール発熱が始まる。熱擾乱終了後 ($t > t_d$) における ($\phi_c + \phi_h$) の値と ϕ_J の大小関係によって、クエンチするか超電導に復帰するかが決まる。Fig. 7, Fig. 8 の場合とも、擾

Fig. 9 Transient rates per unit volume of disturbance energy, convective helium cooling, Joule heating, conduction cooling, and temperatures of conductor and helium, at the center of disturbance zone in the case of recovery.

Fig. 10 Transient rates per unit volume of disturbance energy, convective helium cooling, Joule heating, conduction cooling, and temperatures of conductor and helium, at the center of disturbance zone in the case of quench.

乱終了直後には、導体の熱伝導による導体温度の軸方向の不均一が擾乱中心部に達していないため (Fig. 9,

Fig. 10) $\phi_e = 0 \text{ W/m}^3$ であり, $\phi_h > \phi_J$ となっているため, 導体温度 T_w は低下する。その後, 時間経過とともに過渡熱伝達率 h_t が減少し $\phi_h < \phi_J$ となり, T_w は再び増加する。しかし, $t = 1 \times 10^{-3} \text{ s}$ になると, 導体の熱伝導による導体温度の軸方向の不均一が擾乱中心部に達し, 導体の熱伝導による冷却効果が現れ, $\phi_e + \phi_h > \phi_J$ となり T_w は再び低下する。Fig. 9 の場合は, ϕ_J が ϕ_e と ϕ_h の和を越えることがなく, したがってクエンチは生じない。しかし, Fig. 10 は, クエンチする最小擾乱に近い場合を示したものであり, 時間経過による過渡熱伝達率 h_t の減少の影響で, $\phi_e + \phi_h < \phi_J$ となり, 三たび導体温度 T_w が増加してクエンチに至る。

4.5 クエンチ伝播特性におよぼす擾乱の空間分布形状の影響

本節では, 擾乱の空間分布形状として, 式 (7) ないし Fig. 3 の擬長方形分布と, 式 (14) ないし Fig.

11 の擬放物形分布を取り上げ, クエンチ伝播特性におよぼす影響を調べる。

$$\phi_d = (\phi_d)_{\max} \left[\left(\frac{x-25}{5} \right)^4 - 2 \left(\frac{x-25}{5} \right)^2 + 1 \right] \quad (20 \leq x \leq 30) \quad (14)$$

Fig. 11 Spatial distribution of thermal disturbance in the case of quasi-parabolic profile.

Fig. 12 Transient distribution of conductor temperature in the case of quasi-rectangular disturbance, Eq. (7).

Fig. 13 Transient distribution of conductor temperature in the case of quasi-parabolic disturbance, Eq. (14).

Fig. 12 および Fig. 13 には、CIC 導体が安定限界をわずかに越えた擾乱を受けてクエンチする場合の導体温度の経時変化を示す。

擬長方形擾乱を受けた Fig. 12 では、擾乱印加区間の導体温度分布は擾乱の空間分布と相似形に上昇していくため、擾乱印加終了直後に擾乱区間のほぼ全域が常電導に転移する。この常電導転移部は、導体の熱伝導により、時間経過とともに軸方向に伝播するが、ヘリウムの対流伝熱のため、下流に向けてより速く進行する。

一方、擬放物形擾乱を受けた Fig. 13 の場合には、導体の温度分布が擾乱の空間分布にほぼ相似して上昇するため、擾乱印加終了時の常電導転移域は擾乱区間の中央部だけに生じる。したがって、擾乱印加終了時に導体温度 T_w が分流開始温度 T_s より低い領域では、擾乱終了後、ヘリウム冷却によって T_w はいったん低下する。しかし、中央部の常電導転移域では、ジュール発熱率がヘリウム冷却率に勝り、再び導体温度は上昇を開始する。この常電導転移部は、導体の熱伝導とヘリウムの対流伝熱によって、時間経過とともに軸方向に伝播していく。

Fig. 14 には、 $x=25\text{ m}$ (擾乱中心) と 27.5 m (擾乱中心から 2.5 m 下流) の位置における導体温度の経時変化を示した。

なお、擾乱の空間分布にかかわらず、過渡的な導体温度分布の極大点は常に擾乱中心 ($x=25\text{ m}$) で、この過渡極大温度は、 $t < 4 \times 10^{-1}\text{ s}$ の範囲では、両計算例ともほぼ同じ経時変化をたどる。これは熱伝導による冷却効果が、この時間範囲ではまだ $x=25\text{ m}$ の擾乱中心におよんでいないことを示すものである。 $t = 4 \times 10^{-1}\text{ s}$ 後は、両者の極大導体温度に差を生じる

Fig. 14 Transient rate of conductor temperatures in the cases of quasi-rectangular and quasi-parabolic spatial disturbance, Eqs. (7) and (14).

ようになるが、その差異はわずかである。これは、最高導体温度がジュール発熱率とヘリウム冷却率によって支配され、導体内の熱伝導による冷却効果が僅少なためと考えられる。

5. 結 論

長さ 50 m の強制冷却超電導体の中央に熱擾乱を加えた場合について、安定限界におよぼす擾乱印加区間長さの影響を調べ、さらに、擾乱区間内の擾乱量の分布形状を矩形波形と放物形の2種、擾乱量の時間変化形状を6種 (矩形、増加率一定、減少率一定、二等辺三角形、台形、放物形) に変化させ、それらの安定限界におよぼす影響を数値解析した。また、安定限界以上の熱擾乱を受けた CIC 導体のクエンチ伝播挙動や導体温度の経時変化を解析して、以下の結果を得た。

(1) 本計算の範囲では、擾乱の各種経時変化モードに対する安定限界と矩形波形モードの安定限界との差は、擾乱の持続時間が 10^{-3} s 以下では最大 20% 、 $10^{-3} \sim 2 \times 10^{-2}\text{ s}$ の範囲では最大 45% である。

(2) 擾乱区間の長さが 0.3 m (水力直径の約 90 倍) より短くなると、安定限界は向上する。この安定限界の向上の度合は、擾乱の持続時間が短いほど大きい。また、本解析の時間範囲では、擾乱の印加区間長さが 0.3 m より長い場合には、安定性に関与する時間範囲で擾乱中心部の導体温度分布が変化しないため、安定限界は擾乱の印加区間長さが 0.3 m より長い範囲で印加区間長さによって変化しない。

(3) 擾乱区間の長さが 0.3 m (水力直径の約 90 倍) より短い場合、擾乱印加後、導体の軸方向の熱伝導の影響は時間経過とともに擾乱中心部に達し、擾乱中心の導体温度を低下させ、安定性に影響をおよぼす。この場合、ジュール発熱率が対流冷却率と伝導冷却率の合計より大きい小さいかにより、導体がクエンチするか超電導状態に復帰するかが決まる。

(4) 本研究で行った擾乱の空間分布形状が擬長方形と擬放物線形の2ケースの解析では、擾乱終了後の経過時間が短い領域で、過渡的な導体温度分布における極大値は常に擾乱中心に生じ、この極大導体温度は両者ともほぼ同じ経時変化をたどる。

本研究で使用した流体物性値のプログラム・パッケージの使用に際し、九州大学工学部伊藤猛宏教授から便宜を図って頂いた。また、数値解析には、東北大学流体科学研究所金 柱均助手から助力を頂き、近畿大

学工学部寶諸幸男教授からは、本報執筆について助成をいただいた。ここに記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) C. Marinucci: Cryogenics 23 (1983) 579
- 2) 相原利雄, 嶽間沢秀孝: 低温工学 25 (1990) 250
- 3) 伊藤猛宏, 高田保之, 笠尾大作, 小林雅浩: 第26回日本伝熱シンポジウム講論集 (1989) 376
- 4) K. Kuroda, et al.: Cryogenics 29 (1989) 814
- 5) 岡田定五, 相原利雄, 金 柱均, 黒田邦茂: 低温工学 25 (1990) 323
- 6) 三木信晴, 飯田文雄, 和智良裕, 豊田勝義, 橋爪 隆, 今野雅行: JAERI-M 88-110 (1988)
- 7) 相原利雄, 嶽間沢秀孝, 岡田定五, 金 柱均: 東北大学流体科学研究所報告 2 (1991) 55
- 8) 河村 洋, 岩堀宏治: 日本機械学会論文集 42 (1976) 2501
- 9) 河村 洋: 日本機械学会論文集 39 (1973) 2498
- 10) 相原利雄: 熱交換器の圧力損失 (坪内為雄編, 熱交換器), 朝倉書店, 東京 (1968) 60
- 11) 管路・ダクトの流体抵抗出版分科会: 管路・ダクトの流体抵抗, 日本機械学会, 東京 (1978) 26
- 12) 伊藤猛宏ほか: PROPATH: 熱物性値プログラム・パッケージ (第4.1版), 九州大学大型計算機センター, 福岡 (1987)
- 13) H. Maeda, O. Tukamoto and Y. Iwasa: Cryogenics 22 (1982) 287
- 14) 多田栄介: JAERI-M 87-214 (1988)