真実接触点を考慮した摩擦発熱による 温度上昇の解析

新田 勇, 岩 渕 明*, 南 正 晴**, 高尾 智明***

新潟大学工学部 新潟市五十嵐 2 の町 8050

* 岩手大学工学部 盛岡市上田 4-3-5

** 三菱重工業㈱ 高砂市荒井町新浜 2-2-1

*** 上智大学理工学部 東京都千代田区紀尾井町 7-1

(1995 年 4 月 26 日受理)

Analysis of Temperature Rise Induced by Frictional Heat through Real Contact Points

Isami NITTA, Akira IWABUCHI,* Masaharu MINAMI** and Tomoaki TAKAO***

Faculty of Engineering, Niigata University, 8050 2-nocho, Ikarashi, Niigata 950-21

* Faculty of Engineering, Iwate University, 4-3-5 Ueda, Morioka 020

** Mitsubishi Heavy Industry Co. Ltd., 2-2-1 Niihama, Araicho, Takasago 676

*** Faculty of Science and Technology, Sophia University, 7-1 Kioicho Chiyoda-ku, Tokyo 102

(Received April 26, 1995)

Synopsis :

Frictional heat generated during sliding of two surfaces is transferred to their substrates through real contact points. To obtain the distribution of real contact points of a JN1-JN1 contact interface, a thin PET film method, previously developed by the present author, was used. On the basis of this distribution of the real contact points, the temperature inside the JN1, which had the shape of a rectangular prism and was immersed in liquid helium, was calculated by 3-dimensional FEM analysis. Two extreme boundary conditions at the contacting interface were taken into account since it was difficult to determine the reasonable boundary condition. One condition was that the temperature at the contact surface other than the real contact area was kept at a constant value of 4.2 K, and the other was adiabatic. In the case of the adiabatic boundary condition, the distribution of the real contact area affected the distribution of temperature at depths down to 2 mm.

Keywords: temperature rise, frictional heat, real contact area, cryogenic, finite element method

1. 緒 言

核融合などで用いられる超電導コイルの安定性のためには、そのクエンチを抑えることが重要である。クエンチが起きる発熱要因としては、変動磁界による交流損失、コイル材の塑性変形に伴う発熱やコイル間に生じる摩擦発熱^{1,2)}が考えられる。特に摩擦発熱に関しては、摩擦係数^{3,4)}の大きさが大きな影響を及ぼす

ことは分かっているが、その発生場所や相対すべりの大きさが不明なので、発熱量の評価はきわめて難しいものとなっている。

従来の超電導コイルのクエンチ解析は、発熱の原因が何であれ線材に発熱の擾乱が導入されるという設定で行われてきた。例えば、線材の伝熱問題として1次元解析⁵⁾、2次元解析⁶⁾または3次元軸対称解析⁷⁾が行われている。ところで、摩擦発熱と温度上昇との関係

を考える場合には接触面の形状（トポグラフィー）を考慮しなければいけない。導体とスペーサ間の摩擦では多くの場合、面接触でありケーブルインコンジット（CICC）では素線同士は点接触となる。見かけ上面接触であれ、点接触であれ、表面には粗さやうねりが存在し、ミクロ的にはいずれも真実接触点で接触している。従来著者らの摩擦実験は真実接触点をモデル化した球と平面の点接触で行われてきた^{3,4)}。

結局のところ摩擦発熱は固体接触面の真実接触部の摩擦によりエネルギーが消費されるために引き起こされる。したがって、特に面接触を想定して摩擦発熱によるクエンチ現象を詳細に解析するためには、真実接触面積の大きさとその分布を考慮しなければならない。しかしながら、今まではそのような解析はほとんど行われていなかった。その大きな理由は、真実接触部の分布を簡単に測定できる有効な方法がなかったということが挙げられる。したがって、従来の解析では固体の接触面の全面で均一に接触すると仮定して解析するのが普通であった。

本研究の目的は、表面の粗さを考慮した面接触での摩擦発熱と温度上昇について検討することである。著者らは、以前に PET 薄膜を利用する新しい真実接触面積測定法を開発した^{8,9)}。ここでは、その測定法を JN1-JN1 同士の接触に適用し、その真実接触面積の分布を測定した。次に、測定結果よりモデル的な真実接触面積の分布を設定し、その部分で摩擦発熱が発生した場合の温度分布の解析を 3 次元非定常熱伝導問題として行った。その結果、真実接触面積の分布の違いにより温度分布がどのように変化するかの見解が得られたので報告する。

2. 真実接触点の測定

PET 薄膜を用いた接触面積の測定法については既報⁹⁾に詳しく述べているので詳細は省略する。本研究では、JN1-JN1 の組合せにおける摩擦発熱を解析対象としている。この組合せの液体ヘリウム中での摩擦試験は、発熱評価方法の標準化に関する調査研究のためのワーキンググループ¹⁰⁾で実施されている。本論文では、Fig. 1 のような試験片を用いた摩擦試験をモデルにしている。Fig. 1 (a), (b) は、それぞれ固定試験片と移動試験片である。2 つの固定試験片で移動試験片を挟んだ状態で、移動試験片をその長手方向に往復摺動させるものである。固定試験片の摺動面下には熱電対取付け用の穴が開いており、表面からの深さは、そ

Fig. 1 JN1 specimen for frictional heat test at cryogenic temperature; (a) Stationary and (b) moving.

れぞれ 2 mm, 4 mm および 6 mm である。

真実接触面積を測定する手順を以下に簡単に説明する。およそ $14.5 \times 10 \text{ mm}^2$ の接触面積を持つ JN1 同士の接触において、間に厚さ約 $0.9 \mu\text{m}$ の PET 薄膜を挟んで加圧した。見かけの接触圧力は約 29.4 MPa とした。真実接触点では PET 薄膜が塑性的に潰れるので、除荷後に光学顕微鏡で観察するとその部分は黒く見える。したがって、しきい値処理することにより真実接触面積の分布が求められる。この際、光学顕微鏡はパソコンで制御できるようになっており、画像処理と合わせて PET 薄膜からの真実接触面積の測定は自動でできるようになっている。なお、この測定は液体ヘリウム中ではなく、室温で行った。

Fig. 2 は、このようにして求めた真実接触面積の分布状態を示したものである。固体接触は見かけの接触面積全体で起きているのではなく、試験片表面の限られた部分で生じていることがわかる。これは、よく知られているように表面粗さすなわち表面微小突起が存在するためである。また、うねりのために真実接触面積の分布も一様ではなく、少し片寄りが見られる。PET 薄膜から求めた真実接触面積の大きさは、見かけの接触面積のおよそ 2% であった。硬さから求めた真実接触面積は $A_r = W/H$ (W : 垂直荷重, H : ビツ

Fig.2 A distribution of real contact area measured by the PET film method at a contact pressure of 29.4 MPa.

カース硬さ)で与えられるが、見かけの接触面積のおよそ1%であり、PET 薄膜より求めたものの約半分に相当する。これは、しきい値が適切な値でなかったことによると考えられる。

PET 薄膜法は真実接触面積を間接的に評価する方法である。表面突起の大きさに比べて薄膜が小さいので、PET 薄膜自身が荷重を支えることは考慮する必要はないが、接触面間に膜を挿入することで実際の接触面積よりも大きく評価される。しかし、表面突起で直接押し潰された PET 薄膜の周辺部の変形はすべて塑性変形ではないので弾性回復する。したがって、PET 薄膜に付いた圧痕は、実際の真実接触面積よりも極端に大きくなく、しきい値で補正することが可能である。

以下では、ここで求めた真実接触面積の分布を参考にし、摩擦発熱による JN1 内部の温度を解析した。

3. 計算のモデル

計算に用いたモデル試験片の形状と寸法を Fig. 3(a)に示す。モデル試験片が同種材と相対すべりをおこすものと仮定した。すべりにより生じる真実接触部の摩擦発熱は、そこを通してモデル試験片と相手材に半分かづつ流入するものとした。Fig. 3(a)でいえば、発生した摩擦発熱の半分が試験片の上面から流入するということである。

試験片が静止している状態では、真実接触部以外の接触界面は液体ヘリウムにより冷却されているが、いったん相対すべりが生じると接触面はおそらくヘリウムの蒸気で満たされると考えられる。そのため、一概

Fig. 3 Model specimen for calculation; (a) Shape and dimension, (b) finite element meshes for one-fourth of the sliding surface and (c) finite element meshes of one-fourth of the model specimen.

に接触界面の境界条件を決めるのは難しいので、ここでは2つの極端な場合を想定した。ひとつは、熱流入部以外の接触界面は4.2 Kに保持されているというものであり、もうひとつはその部分は断熱状態であるというものである。接触界面以外の他の5面は液体ヘリウムの冷却により4.2 Kの一定温度に保たれるとした。また、計算機のメモリの制約のために、解析対象としてはFig. 3(a)に示す網かけ部に対応する1/4の部分とした。

解析には、3次元非定常熱伝導有限要素法プログラム¹¹⁾を利用し、計算速度とJN1の物性値の温度依存性が考慮できるように改良した。

用いた要素は6面体20節点要素である。Fig. 3(a)の接触面の網かけ部の要素分割例を(b)に、解析対象部分の要素分割例を(c)に示す。分割数は、メモリ容量(32 MB)の許す範囲で最大になるようにした。Fig. 3(b)の1分割面積は $0.75 \times 0.2 \text{ mm}^2$ であるが、この値は解析対象部分の真実接触面積の合計値に匹敵する。Fig. 2より真実接触点は小さいが、それらが均一に分

布しているのではなくいくつかの塊(Fig. 2の下に四角枠で示した)を形成して分布していることがわかる。そこで、その塊(コンター面積)では発熱が均一に起こると仮定した。本研究では、このコンター面積を分布させることで、真実接触面積の分布を考慮することにした。Fig. 4(a), (b)にそのことを示す。どちらも、左上が接触面中央部に対応する。Fig. 4の網かけ部がここで考えるコンター面積である。Fig. 4(b)の真実接触面積は(a)のものの半分となっている。また、摩擦発熱の式を次のようにして決めた。

$$Q = \mu P v \quad (1)$$

$$v = 2.5 \pi \sin(\pi t) \quad (2)$$

ここで、 Q : 単位面積あたりの発熱量($\text{J}/\text{mm}^2 \cdot \text{s}$),
 μ : 摩擦係数, v : 相対すべり速報(平均速度 5 mm/s), P : コンター面積の接触圧力(N/mm^2)。

試験片は、5 mmのすべり距離を周期2秒で往復動するものとした。摩擦係数は、JN1 同士の液体ヘリウム中での実測値0.3を用いた。真実接触面積は、接触圧力 29.4 MPa で測定したが、摩擦実験は 9.8 MPa で行われた¹⁰⁾。そこで、計算でも接触圧力を 9.8 MPa とした。ここで、接触圧力 P は接触力(垂直荷重 W)をコンター面積で割った値である。接触力は $1,450 \text{ N}$ である。

以後に行う計算においては、一様接触の場合でも、Fig. 4(a), (b)のような接触においても接触力は一定である。固体の比熱や熱伝導率は温度が低下するに従い一般には低下するが、JN1の比熱と熱伝導率は現在まで測定されていない。JN1は成分的にはSUS316Lに近いので、SUS316Sの値で代用することにした。SUS316LとJN1の化学成分と機械的性質をTable 1, 2に、またSUS316Lの熱伝導率と比熱の温度依存性の実験式をTable 3に示す。

すべり時間4秒までを、計算によりシミュレートした。時間間隔は0.02秒ごととし、各段階で収束した後、次のステップへ進むようにした。

液体ヘリウムの熱伝達特性もヘリウム温度により大きく変化することが分かっている^{12~14)}。さらに過渡的な熱伝達特性も実験により調べられて、計算に応用されている^{12,15,16)}。しかし、ここでは、特にこれらのことは考慮せず液体ヘリウムに囲まれたところ、すなわち5面は4.2 K一定温度とした。

Fig. 4 The distribution of real contact points ; (a) 10 points and (b) 5 points.

Table 1 Chemical composition of the specimens (wt%).

	C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr	Mo	N
SUS316L	0.021	0.48	0.95	0.022	0.001	12.18	17.47	2.13	—
JN 1	0.02	0.97	4.14	0.026	0.001	14.74	24.43	—	0.33

Table 2 Mechanical properties of the specimens and their densities.

Material	Temp.	Y. S.(MPa)	T. S.(MPa)	El.(%)	Density(kg/cm ³)
SUS316L	R. T.	255	563	60	7.86
	4 K	548	1,526	52	
JN 1	R. T.	412	784	55	7.86
	4 K	1,367	1,819	31	

Table 3 Empirical formula of thermal conductivity and specific heat for SUS316L.

Thermal conductivity $\lambda(T)$ (W/m·K)		Specific heat $C(T)$ (J/kg·K)	
$\lambda(T) = A_1T + A_2T^2 + A_3T^3 + A_4T^4 + A_5T^5 + A_6T^6$		$C(T) = B_1T + B_2T^2 + B_3T^3 + B_4T^4 + B_5T^5$	
A_1	$0.66620950 \times 10^{-1}$	B_1	0.5341882×10^{-1}
A_2	0.1575423×10^{-2}	B_2	0.5628175×10^{-1}
A_3	$-0.2233763 \times 10^{-4}$	B_3	$-0.4285619 \times 10^{-3}$
A_4	0.1210540×10^{-6}	B_4	0.1264873×10^{-5}
A_5	$-0.3010259 \times 10^{-9}$	B_5	$-0.13466180 \times 10^{-8}$
A_6	$0.2839178 \times 10^{-12}$		

4. 計算結果および考察

4.1 温度と時間の関係

計算により求めた温度と時間の関係を Fig. 5 以降に示した。ここで、表示した温度は接触面の中央部 (Fig. 3 (a) の A 点), および文献¹⁰⁾の実験と同じにその表面下 2 mm, 4 mm および 6 mm の所 (熱電対挿入位置) のものである。Fig. 5 は、見かけの接触面全面が接触すると仮定した場合の計算結果である。曲線が折れ線的になっており、数値計算の時間間隔が粗かったような印象を受ける。しかし、これは、計算結果の出力を 0.1 秒毎に行ったためであり、数値計算は 0.02 秒間隔で行っている。表面では、相対すべりが始まって、約 2.6 秒後に 27K 程度の最高温度に到達している。それ以降は最高到達温度はほぼ一定となった。接触表面から内部に入るにしたがって、最高到達温度が下がり、温度上昇の時間遅れが生じてくる。例えば、表面下 2 mm の所では約 2.7 秒後に最高到達温度約 19K になっている。

Fig. 6 (a), (b) は、それぞれ Fig. 4 (a), (b) に示す接触面積の分布 (非均一接触) に対応し、しかも断熱の境

界条件の場合の計算結果である。表面の最高到達温度は約 25K (2.6 秒後) および 21K (2.8 秒後) である。このように、真実接触面積の分布が異なると接触表面中央部の温度に差が生じてきた。これは、接触面中央部の近くに熱発生源 (真実接触部) が存在するかどうかによって強く影響されるためである。しかし、表面下

Fig. 5 Relationships between temperature and time under the uniform contact at point A.

Fig. 6 Relationships between temperature and time under the partial contact with adiabatic condition; (a) 10-point contact and (b) 5-point contact.

2 mm の位置では、Fig. 5 に比べても Fig. 6(b) の最高到達温度は約 18 K (2.8 秒後) と 2 K 程度低いだけである。さらに、表面下 4 mm と 6 mm では接触面積の分布が異なっても、温度と時間の関係にほとんど差が見られなかった。

したがって、部分的にしか接触しない場合であっても、全流入熱量が同じで、かつある程度接触表面下に入ってしまうと、温度-時間の関係は全面一様な接触の場合と同じになると考えられる。

Fig. 7(a), (b) は、それぞれ Fig. 4(a), (b) に示す接触面積の分布 (非均一接触) に対応し、発熱面の真実接触部以外の温度を 4.2 K 一定とした場合の計算結果である。この場合は、どの深さでも温度が非常に低くなった。表面下 2 mm の位置での最高到達温度は約 6 K および 5 K とどまった。このような結果になったの

Fig. 7 Relationships between temperature and time under partial contact with the boundary condition of 4.2 K; (a) 10-point contact and (b) 5-point contact.

は、発熱面の真実接触部以外のところから熱量が流出するためである。すなわち、真実接触面から熱量が流入しても、そのすぐ脇の表面より熱量が逃げ出し、結局試験片に入る熱量が少なくなるためである。

すべての場合に言えることだが、温度-時間の関係は試験片の 1 往復すべりの後 (すなわち温度の第 2 ピーク以降) には飽和した。

4.2 温度分布

Fig. 8(a), (b), (c) は、全面接触の場合の表面と表面下 2 mm および 4 mm の平面の温度分布を三次元表示したものである。図の左上が試験片の中央 (Fig. 3(a) の A 点) に対応する。これらの図は同時刻のものではなく、それぞれの深さでの試験片の中央部の温度が最高到達温度に達したときの時刻 (Fig. 5 の矢印) の温度分布である。具体的には、それぞれ 2.62 秒, 2.82

秒および 2.92 秒の時の温度分布を示している。表面の最高温度は中央部の約 27 K であり、周辺にいくにしたがって温度が単調に減少しているのが分かる。またその周辺近傍では温度の低下率が大きい。図の手前

Fig. 8 Distribution of temperature under the uniform contact; (a) at the surface, (b) at a depth of 2 mm, (c) at a depth of 4 mm.

の辺に沿って温度が大きく上下に振れている。これは、分割が 10 分割と粗かったせいと、この辺を挟んで接触表面は熱流入面で側面が 4.2 K 一定温度と境界条件が急激に変わったためである。奥行方向も同じ境界条件であるが分割が細かいために目立った温度の振れが出ていない。しかし、大きな上下の振れがあってもそれらを平均化すると奥行き方向の温度とあまり変わらないので、この近傍では温度が乱れるがこの点から離れると温度が上下動している影響は急速に小さくなると考えられる。そのことは次の表面下の図にも現われている。表面下 2 mm および 4 mm では、中央部の温度が約 20 K と 14 K に低下しているものややはり周辺にいくにしたがって単調減少している。したがって、一様接触の時には表面から深く入るにしたがって、温度分布の様子が変わらずに温度自体が低くなっていくことが分かる。

Fig. 9 は、非均一接触すなわち Fig. 4 (a) の真実接触面積の分布のときの、しかも断熱状態の表面の温度分布である。表面では、それぞれの真実接触点に対応したところ 10 点で温度のピークを持つ。しかも最大値は 49 K となる。しかし、深さ 2 mm では一様分布の場合 (Fig. 8 (b)) とほぼ同じ温度分布となった。

Fig. 10 は、Fig. 4 (b) の真実接触面積の分布で断熱状態の表面の温度分布である。Fig. 10 (a), (b), (c) および (d) は、それぞれ表面、0.5 mm 下、2 mm 下および 4 mm 下の温度分布である。表面では、やはりそれぞれの真実接触点で温度のピークを持つ。また、Fig. 9 と比べても真実接触点 1 個当りの荷重が 2 倍大きいので、表面での最高到達温度は Fig. 9 のときよりも高く約 65 K となった。0.5 mm 深さの面の温度分布を見

Fig. 9 Distribution of temperature at the surface with adiabatic condition, 10-point contact.

Fig. 10 Distribution of temperature with adiabatic condition, 5-point contact; (a) at the surface, (b) at a depth of 0.5 mm, (c) at a depth of 2 mm, and (d) at a depth of 4 mm.

ると、表面ほどの温度の高低差はないものの、真実接触点の分布の影響を受けて温度分布が変化しているようすがわかる。しかし、表面下 2 mm および 4 mm ではその温度分布は一様分布のものと余り変わらないものとなっている。

したがって、境界条件が断熱でしかも深さが 2 mm 以上となった場合、接触が均一でも非均一でもその温度分布はほとんど同じようなものになることがわかった。

Fig. 11 (a), (b)は、Fig. 4 (b)の真実接触面積の分布で発熱部以外は 4.2 K の一定温度とした場合の、表面と表面下 2 mm の温度分布である。表面では真実接触点だけが異常に温度が高くなっている（最大約 63 K）ことが分かる。それらの点の温度は Fig. 10 (a)のものと比べても温度が高いものが多い。これは、接触点の周辺の温度が 4.2 K と低いために、その部分の熱伝導率と比熱も低いままなのでこのようになったと考えられ

る。しかし、表面下 2 mm のところでは温度は非常に低いままであった。これは前項で述べた理由からである。

さて、Fig. 3 (c)の B で示すように解析対象の中央部にのみ真実接触点を配置した場合の表面と表面下 2 mm のところの温度分布を Fig. 12 (a), (b) に示す。ここで、接触面の境界条件は断熱である。接触点が 1 個しかないためにその点の表面温度は約 77 K と非常に高くなるが、表面下 2 mm のところの温度分布は Fig. 10 (b)のものとあまり変わらないことが分かる。

実際の接触状況は Fig. 2 を見れば明らかのように、接触点は 1 個（解析対象ではなく Fig. 3 (a)の接触面全体では 4 個）よりも多数存在する。したがって、すべり面の境界条件が断熱であれば、その接触状態にかかわらず表面下 2 mm になると、その温度分布は一様なものとあまり変わらないということになる。

4.3 試験片中央部の深さ方向の温度分布

摩擦発熱がコイルのクエンチに及ぼす影響を調べるためには、試験片の深さ方向の温度分布も調べなければならない。Fig. 13は、試験片中央部 (Fig. 3(b)のA点) の深さ方向の温度を示したものである。それぞれ、一様加熱 (Fig. 8) の場合と、10点加熱 (Fig. 9)、5点加熱 (Fig. 10)、1点加熱 (Fig. 12) の場合を示した。発熱面の境界条件は、一様加熱を除くといずれも発熱点以外断熱というものである。一様加熱と10点加熱の場合は、同じ深さであればほぼ同一の温度になっていることがわかる。それらと、5点加熱の場合を比べると深さが2mm未満では5点加熱の方が温度が低い、それより深くなると温度差はほとんど無くなることわかる。また、1点加熱の場合はその深さが3mm程度となっている。しかし、前項で述べたように実際には真実接触点が1個になることはないの

で、2mmという深さが一応の目安になると考えられる。すなわち、2mmより深くなれば発熱点 (真実接触点) の分布によらずに、温度は一様加熱の場合のものと同じになるということが言える。

一様加熱であれば、温度分布は一次元解析でも求めることができる。したがって、2mmより深い所に超電導導体が位置していれば、一次元解析から求めた温度によりクエンチ問題を考えることができる。ところが、この状況でクエンチが起こるのは、表面で発生した発熱が十分に超電導導体に達する場合であり、すなわち摩擦発熱量が比較的大きい場合である。

2mmより浅い所に超電導導体が位置していれば、その温度は真実接触面積の直下で一様加熱の場合より大きな値を取り得る。もしも、一様加熱を前提として評価するとしたら、予想に反してクエンチが起こりやすいことになる。この場合にクエンチが起きるの

Fig. 11 Distribution of temperature with the boundary condition of 4.2 K, 5-point contact; (a) at the surface, (b) at a depth of 2 mm.

Fig. 12 Distribution of temperature with the adiabatic condition, one-point contact; (a) at the surface, (b) at a depth of 2 mm.

Fig. 13 Temperature at point A for various contact points as a function of depth, with adiabatic condition.

は、摩擦発熱量が大きいというよりは、摩擦発熱が局部的に集中したためと考えられる。したがって、本解析を適用して擾乱位置すなわち突起接触部で温度分布の評価を行うことが、クエンチを予測するうえで必要不可欠になる。

本解析で求めた深さ 2 mm という値は一般的なものではない。超電導導体の母材は、銅やアルミや CuNi など様々な材質があり、また絶縁などを考慮した導体の表面処理も多様である。さらに、導体同士や導体とスペーサとの接触形態も各種の超電導コイルによって異なっている。そのため、温度分布が一樣になる深さは使用する超電導コイルによって異なると予想されるが、種々の導体に対して粗さやうねりを考慮すべきか、無視して一様加熱としてよいかの判断を与える重要な数値である。

4.4 試験片周辺部の境界条件の検討

液体ヘリウム中の熱伝達係数は、温度とともに変化する¹²⁾。また、過渡的な熱伝達特性も調べられており、解析に実験式が用いられている。しかし、今回の解析では摩擦面を除く試験片周囲 5 面の温度を 4.2 K 一定として計算を行った。この境界条件は、いわば熱伝達係数が無限大ということで、一つの極限状態である。これでは、実際よりも熱量が余計に液体ヘリウムに奪われてしまうことになる。さて、境界条件のもう一つの極限状態は熱伝達係数がゼロ、すなわち断熱状態ということである。これらの中間状態として他の文

Fig. 14 Temperature at point A for various thermal conductivities as a function of depth, with adiabatic condition.

献⁷⁾では、2,000 W/m²K という値が熱伝達係数として使用されている。また、液体ヘリウムの熱伝達係数の実験式¹³⁾を基に熱伝達係数の値を計算すると、4.2 K からの温度差が 10 K の時で約 300 W/m²K に、温度差が 100 K の時は約 380 W/m²K となった。これら 2 つの値は、膜沸騰領域のものである。先の 2,000 W/m²K という値は、核沸騰と膜沸騰の境界領域すなわち温度差が 10 K 未満の領域に対応するものと考えられる。

そこで、熱伝達係数を 2,000 W/m²K と 300 W/m²K および 100 W/m²K の三つの値に固定して計算を行ってみた。100 W/m²K の値は先の実験式で計算した値と比べても小さい値であり、実際の境界条件よりは断熱条件に近い値である。計算では、試験片の底面は 4.2 K 一定としたが、他の面は上記の熱伝達係数であるとした。その他の境界条件は、Fig. 10 のものと同じである。Fig. 14 は、Fig. 3(a)の A 点の深さ方向の温度を示したものである。熱伝達係数が 2,000 W/m²K の計算値は 4.2 K 一定の境界条件の計算値とほぼ同じ値を取ることがわかる。しかし、熱伝達係数が 300 W/m²K の計算値は表面で約 24 K と他のものに比べて約 3 K 高い温度になった。実際の試験片の温度は、熱伝達係数が 2,000 W/m²K と 300 W/m²K の計算値の間に入ると思われる。

試験片の温度を、より詳細に計算するためには、文献¹³⁾に示してある核沸騰領域や膜沸騰領域の液体ヘリ

ウムの熱伝達係数の実験式を用いて、各時間、各位置の温度に対応する熱伝達係数を用いる必要があると考える。

摩擦面の境界条件も、今後検討しなければならない問題である。今回は、発熱点以外の部分は、断熱か、4.2K一定とした。Fig. 2の真実接触点の分布を見れば、均一ではないにしる表面に広く分布している。すべり速度が速い場合は、これら真実接触点の近傍で液体ヘリウムが蒸発し、接触界面はヘリウムの蒸気に覆われてしまうと考えられる（断熱条件に近い）。また、すべり速度が小さい場合は、本研究で仮定した4.2K一定の境界条件に近いと考えられる。この両者の境界条件の間では、温度分布がかなり変化する。この境界条件を決める因子は、主にコイルのすべり速度とすべり距離であると考えられる。したがって、この場合も核沸騰領域や膜沸騰領域の液体ヘリウムの熱伝達係数の実験式¹³⁾を用いて計算する必要があると思われる。

5. 結 言

液体ヘリウム中で (Fig. 1 に示す) JN1 鋼の平面同士の接触に対して、摩擦発熱による温度上昇を真実接触面積を考慮して解析した結果、次の結論を得た。

断熱の境界条件でしかも流入熱量が同じである場合、表面から深さ2mmの間では真実接触面積の分布の影響を受けて温度分布が変化するが、2mmより深くなると温度分布は表面の発熱点分布には影響されない。

深さ2mmという値は、本研究で仮定した条件に対して求めた値であり、他の場合に無条件で適用できる値ではない。この深さは、個々の問題について計算されなければならない。

この値の意味するところは、それよりも深ければ真実接触点の分布はクエンチの生成に影響を及ぼさないということである。したがって、コイルを設計する上では一つの指標になる重要な値と考える。

本研究の一部は、工業技術院より財大阪化学技術センター附属ニューマテリアルセンターが受託の「平成5年度石油代替電源用新素材の試験・評価方法の標準

化に関する調査研究の極低温分科会」において実施されたものである。

また、真実接触点の測定では、如澤 健氏（当時新潟大学学生）に協力していただいた。さらに、PET薄膜による真実接触面積の分布測定は、文部省科学研究費補助 (No. 05750142) で行われたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) O. Tsukamoto: Fus. Eng. Des. **20** (1993) 327
- 2) O. Tsukamoto, T. Takao and S. Honjoh: IEEE Trans. Magn. **24** (1988) 1182
- 3) A. Iwabuchi, T. Honda and J. Tani: Cryogenics **29** (1989) 124
- 4) A. Iwabuchi, S. Iida, Y. Yoshino, T. Shimizu, M. Sugimoto, H. Nakajima and K. Yoshida: Cryogenics **33** (1993) 1110
- 5) N. Amemiya, T. Takao and O. Tsukamoto: Fus. Eng. Des. **20** (1993) 339
- 6) T. Fujiwara, T. Ohnishi, M. Matsukawa, K. Noto, K. Sugita and J. Yamamoto: Fus. Eng. Des. **20** (1993) 283
- 7) 津田 理, 石山 敦士: 電気学会論文誌 **113-B** (1993) 931
- 8) 新田 勇, 如澤 健, 河野彰夫: トライボロジー会議予稿集 (1993) 227
- 9) I. Nitta: Wear **181-183** (1995) 844
- 10) 平成5年度通商産業省工業技術院委託 石油代替電源用新素材の試験・評価方法の標準化に関する調査研究報告書, 財大阪科学技術センター附属ニューマテリアルセンター (1994) 110
- 11) 矢川元基: 流れと熱伝動の有限要素法入門, 培風館, 東京 (1992) 223
- 12) 電気学会編: 超電導工学 (改訂版), オーム社, 東京 (1998) 98
- 13) E. G. Brentari and R. V. Smith: Proceedings of the 1964 Cryogenic Engineering Conference (1964) 325
- 14) 低温工学ハンドブック, 内田老鶴圃新社, 東京 (1982) 559
- 15) 高橋 徹, 青木敬介, 金 錫範, 石山敦士: 電気学会研究会資料 (超電導応用電力機器研究会) ASC-93-9 (1993)
- 16) C. Schmidt: Cryogenics **28** (1988) 585