超流動ヘリウムによる超電導マグネットの 冷却 (その1)

小林 久 恭・安河内 昂

日大理工学部原子力研究所 千代田区神田駿河台 1-8
(1979年10月17日受理)

Study on Superconducting Magnets Cooled by Superfluid Helium—Part 1

Hisayasu KOBAYASHI and Kō YASUKŌCHI

Atomic Energy Research Institute, Nihon University
Kanda-Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo

(Received October 17, 1979)

Synopsis :

This paper outlines the cooling by He II for the cryogenic stabilization of superconducting magnets. He II as a coolant is provided in order to achieve one or both two chief aims : 1) the enhancement of a generable magnetic field caused by the increment in the critical current density and in the upper critical field, and 2) the promotion of the stabilization attributed to improvements of thermal properties of the liquid helium. These will compensate the high cost of the refrigeration and the complexity of the dewar structure, which are encountered on lowering the temperature. And these will play a very important role in big projects which equip superconducting magnets with intensive magnetic fields such as toroidal field magnets of a fusion reactor. In such projects, compact-size magnets are particularly desirable because they fit into a limited space, leaving enough space for the reinforced structural materials. Only He II can attain this objective without reducing the stability of superconducting magnets. Furthermore, in a temperature region of He II more intensive magnetic fields than 10 Tesla can be brought about by the use of a ductile superconducting Nb-Ti alloy instead of a brittle intermetallic compound.

In the text, we begin with a study on the characteristics of the superconductor in the temperature region of He II as compared with those at 4.2K. Next, we make reference to the superiorities of the thermal properties (heat transfer, heat transport and heat capacity) of He II in comparison with the normal boiling liquid helium at 4.2K.

The transient effect of heat transfer and of the heat transport in He II is touched upon from the view point of stabilization against an instantaneous disturbance.

1. はじめに

超流動ヘリウム (HeII) の熱的性質が常流動ヘリウム (HeI) に比べて極めて優れていることはよく知られている。このため古くから超電導マグネットの冷媒

として HeII を用いることが考えられてはきたが、低温環境の保持、スーパーリークの防止など冷凍技術の面の難点及び超電導体が低温になるに従い不安定になることなどのために従来まで実験室的規模の超電導マグネットに限られていた。最近になって技術的に多く

の改良が超電導マグネット、冷凍の両面になされたことと、以下にのべる大型超電導マグネットの応用上欠くべからざる条件を満たす冷媒であることから“超熱伝導流体”ともいえる He II の使用が意欲的に考えられるに至っている。すなわち大型プロジェクト、例えば核融合炉用 Toroidal Field Magnet では限られた空間に高磁場を発生させる必要があるために overall current density $\langle J_c \rangle$ を大きくとらなければならない。超流動領域の低温にし臨界電流密度 J_c を増加させ、熱伝達特性を向上させることが $\langle J_c \rangle$ を増加させるという要求を満たすことになる。超流動で超電導マグネットを冷却することの目的には、1) 発生磁場を大きくする、2) 小型化する、3) 安定性を高める、4) 安定化材の減量分を構造材の補充に当てる、などが挙げられ、超電導マグネットの大型化にとっていづれも極めて重要な問題である。そこで、この解説—(その1)では、He II による超電導マグネットの冷却という観点からの特長を比較的基礎的な見方で議論し、(その2)では今脚光を浴びている compact な Tokamak 核融合炉 Torus II¹⁾²⁾(フランス)と大型の NUMAK³⁾(アメリカ)計画を中心に、超流動冷却に関する実際の研究の略を述べ He II、とくに 1 気圧に加圧された He II の冷媒としての有効性を紹介したい。

2. 超電導特性の向上

超電導体の臨界磁場 (H_{c2})、臨界電流 (J_c) はいづれ

図 1 臨界磁場 H_{c2} の温度依存性⁴⁾
Nb-56%Ti

図 2 臨界電流密度 J_c の温度依存性⁵⁾
Nb-50w/oTi
パラメータは縦磁場

も低温になるにしたがって増加していくことはよく知られた事実である⁴⁾⁵⁾。NbTi 合金の H_{c2} (図 1) と J_c (図 2) の温度依存性から解るように 4.2 K と、He の熱伝導率の最も大きい約 1.9 K とで比較してみるといづれも約 30% の増大となっている。金属間化合物系にくらべて低廉で、巻線技術が簡単な合金系線材で 10 Tesla 以上の磁場発生が可能なことは⁶⁾⁷⁾⁸⁾、低温にすることの損失を考えてもなおその経済的意義は大きい。金属間化合物系についても Colorado 大学の Nb₃Sn マグネット (3.2 cm bore, 28 cm l) の例にみるように、4.2 K で 13.7 T が 1.9 K において 15 T 以上の磁場発生に成功している⁹⁾。同規模のマグネットについても 4.2 K での作動を考え、巻線数を増すことによってのみ磁場を増加させるとすれば、1979 年 4 月現在の価格で約 600 万円がその差 1.3 T 増加させるのに必要となる。

3. He II の熱伝導率と比熱

He II の最も顕著な性質は熱伝導の温度変化にみられる。図 3 に示したように 4.2 K と He II の 1.9 K で比較してみると、約 10^7 倍の差がある¹⁰⁾。また図にあるように銅などの良熱伝導体の最高値に比べてもなお 1 桁大きい。熱伝導率のピークが 1.9 K にあることのため、最近計画されているどのプロジェクトにおいてもこの近く(約 1.8 K)に作動温度をとる所以になって

図 3 熱伝導率の温度依存性¹⁰⁾
LHe の 4.2K (矢印) における κ は
 $2.42 \times 10^{-4} \text{ W/cm K}$

図 4 LHe の比熱の温度依存性¹¹⁾

いる。次節で述べるように、hollow conductor や冷却流路などの中では、その形状、温度差に依存した有効熱伝導率ともいべき量で評価することになり、バルクな液のような良導体とはならず移送され得る熱量は制限される。比熱は図 4 にみられるように 1.8K と 4.2K では大きな差異はない¹¹⁾。しかし、液温の上昇に伴う比熱の増加の割合が超流動領域において大きく、このことが冷媒も含めたエンタルピースタビライゼーション¹²⁾に大きく寄与することになる。1.8K から λ 点までの温度上昇により吸収し得るエネルギーは He 1cc 当たり約 0.3 Joule に相当し非常に大きな heat sink になる。またこのことは、HeII の強制冷却がより有効であることも暗示している¹³⁾。

4. 熱伝達と熱移送

HeII においては、高い熱伝導のために、He I の核沸騰領域に相当した non-film boiling 領域では発泡が起らず、He I の場合の熱伝達の機構とは異なるが、この領域での熱伝達係数 h 自身はあまり変らない¹⁴⁾。(発熱体を HeII に浸漬した場合、熱伝達係数を決定するのは、大抵 HeII 自身の熱伝導度ではなくて境界面における Kapitza 抵抗である)。しかし膜沸騰領域へ最初に転移するところの熱束値 $Q_{\max}$ 及び膜沸騰状態から non-film boiling 状態へ復帰する熱束値 $Q_{\min}$ は、4.2K に比べて数倍から数十倍大きくなる¹⁵⁾¹⁶⁾。(図 5)飽和 HeII 中では、 $Q_{\max}$, $Q_{\min}$ は、加熱面の大きさ¹⁷⁾¹⁸⁾、表面状況、液面から加熱面までの距離などに依存する¹⁹⁾²⁰⁾²¹⁾ ために、実際に超伝導マグネットの安定電流²²⁾を見積るとき、 $Q_{\max}$, $Q_{\min}$ が導体の置かれた冷却流路等の状況に強く依存するので細かい配

図 5 最大熱束値 $Q_{\max}$ の液槽温度依存性
(飽和液中の熱伝達特性において
film boiling を起す単位加熱面当りの臨
界熱束値)
パラメータは液面から加熱面までの距離
加熱面は銅、面積は 1.25 cm^2 で上向き
の場合

慮が必要である。

先に、HeII は非常に大きな熱伝導率 κ をもっていることを述べた。この理由は、He II を二流体的に考えて、高温部へ向って冷却しようとする超流動成分と、熱を運び去ろうとする常流動成分との速やかな向流が起る、いわゆる“内部対流”のためである。ところが狭い間隙の冷却流路や hollow conductor などのチャンネル中では、僅かの発熱に対してもこの向流の速度が非常に大きくなるので渦が発生する²³⁾²⁴⁾。このためある種の粘性が生じ、内部対流の効果を劣化させ、熱伝導を減少させる結果になる。このように細い超流動液柱では大きな温度勾配ができ、発熱量の増加とともに、ついには臨界熱束値 Q_c で超流動状態が破壊し結果的に激しい発泡現象(blow-off)を起してしまう。Bon Mardionら(加圧 HeII 中)⁶⁾、Linnet ら(飽和 HeII 中)²⁵⁾ 及び Lyon(He I 中)²⁶⁾の測定した Q_c の温度依存性を図6に示す。このとき Q_c はチャンネルの単位断面積当りの値で示されている。

このようにチャンネル中で発熱部分から取り除き得る熱量は HeII においても“Super”ではないが、He I の領域に比べて大きく、加圧された非飽和 HeII では、さらに大きくなっている。

以上述べてきたように HeII 中では、加熱面が膜沸騰を起こす Q_{max} と、チャンネル内で T_b を越え、blow-

図6 blow-off 熱束値 Q_c の温度依存性
(熱束値はチャンネルの単位断面積当り)
—— 非飽和 LHe II (Bon Mardion et al)⁶⁾
- · - · - 飽和 LHe II (Linnet et al)²⁵⁾
----- 飽和 LHe I (Lyon)²⁶⁾

off を起す Q_c の二種類の臨界値があることに留意し、超電導マグネットの設計をしなければならない。

HeII では、それぞれの臨界熱束値が大きければかりではなく、超電導マグネット中に設けられる複雑な流路においても以下に述べる理由によって Q_c の信頼ある予測が可能である。すなわち予想される発熱量に対し、超流動状態を破ることのない流路の寸法・構造を精密に設計することができるし、逆に、決った設計に対し許される発熱量を算出しうる。

1) チャンネル中の HeII の有効熱伝導率が高い熱束値まで Gortor-Mellink の semi-empirical な理論により精密に求まる²⁴⁾²⁷⁾。すなわち温度勾配 ∇T は熱束 Q に対し

$$\nabla T = f(T, P) Q^m \quad (1)$$

なる関係で表わされる。

$$f(T, P) = A \rho_n / S \times (\rho_n S T)^{-3} \quad (2)$$

(A : Gortor-Mellink constant, S : entropy, ρ_n : density, m は実験から約3であることが分っている)

2) Q_c , Q_{max} 以下の熱流束では bubbling を起さず、粘性が無いことも相俟ってチャンネル中で vapour locking を起さない。

3) 加熱面またはチャンネルの向きによって Q_{max} , Q_{min} ¹⁶⁾ 及び Q_c ²⁸⁾ は変らない (図7)。これらのこと

図7 飽和蒸気圧下の LHe に対する Q_{max} の角度依存性²⁸⁾

からチャンネル中で超流動状態を壊さずに熱束 Q を移送できる長さ L_c は1式を積分して

$$L_c = \frac{1}{Q^m} \int_{T_b}^{T_\lambda} \frac{dT}{f(T, P)} \quad (3)$$

から求まる。図8は Van Sciver による L_c の計算値と実験結果²⁹⁾である。図中に Linnet と Frederking が19 cmのチューブで行なった実験結果²⁵⁾もプロットされ、計算とよく一致している。Bon Mardion らは大気圧の下での非飽和 He II 中で多くの実験を行ない熱移送に関して次のような結果を得ている²⁷⁾³⁰⁾。すなわち長さ L (cm)のチャンネルの一端が温度 T_b 、他端が T_h 、熱束が Q (w/cm²)であるとき、これらの量の間には、

$$X(T_b) - X(T_h) = LQ^{3.4} \quad (4)$$

なる式が成り立ち、 X と T は図9のようになることを見出した(L (cm), T (K), Q (w/cm²))。 X については、たとえば Q が1w/cm²のとき、 T_h が T_λ になって超流動状態が破れるチャンネルの長さ(cm)を表わ

図8 臨界長 L_c と熱束値との関係²⁹⁾
 ——— $T_1=1.8\text{K} \rightarrow T_2=2.17\text{K}$
 - · - · - $T_1=1.9\text{K} \leftarrow T_2=2.17\text{K}$
 $T_1=1.8\text{K} \rightarrow T_2=1.9\text{K}$
 (●): Van Sciver et al, ▲: Linnet et al²⁵⁾

図9 加圧 He II の満たされたチャンネル中の温度プロファイル³⁰⁾

す具体的な量に相当するもので、一般的には、図9の挿入図にあるように、1気圧に加圧された He II が満たされた細管の一端に熱束 Q が加えられ、 T_h が T_λ のとき、細管の途中で液温が T になる場所において次のような意味を持った量である。

$$X(T) = \int_{T_\lambda}^T \frac{dT}{f(T, P)} \quad (5)$$

なお2)の vapour locking が起らないということから He I と異なり冷却チャンネル内で $Q_{\min}$ が信頼できる量として cryostatic stabilization の議論に用いることができる。3)に関しては effective に冷却周囲長が大きいことに相当し、ここでも He II が有効な冷媒であることが強調できる。

5. He II 冷却の過渡的効果

Tokamak 炉の Toroidal Field 用超電導マグネットの冷却を考えると、cyclic に発生する過渡的な loss に対し冷却面からの対策は重要になる。Van Sciver による実験結果は、過渡的発熱に対する安全限界³¹⁾を定量的に検討できる一つの指針を与えている。すなわち、図10に示したような螺旋線(0.9 cmφ×9m)チューブに He II を満し、下端に取りつけられたヒータに step 状の電流を流したときの温度変化の記録に、膜沸騰の開始を意味する二段目の温度上昇が現われる。この観測から図11に示したような、ある熱束値に対して膜沸騰に転移するまでの限界の加熱時間を表わす関係が得られる。ある加熱時間内では、(2)式で表わされる定常的加熱の Q_c より大きく限界熱束をとることができる。このように明確な関係にあることから、たとえば Poloidal Field の duty cycle とチャンネルの構造といったことも定量的に検討できる。同様の実験は

図10 飽和 He II の滴されたチャンネル中の温度変化³¹⁾
ステンレスチューブ中の LHe II を加熱した後の Therm. 部の温度変化)

図11 film-boiling 開始までの時間と熱束値の関係³¹⁾
図10における二段目の step までの時間

Seyfert らによっても行なわれた³²⁾。たとえば非飽和 He II の滴されたテストチューブに図12(a)に示した二段状の熱束を加えたときの温度変化をみると、はじめのパルス Q_1 の後、二段目の熱束 Q_2 がある値 Q_{II} までは図12(b)のⅠとⅡのように一度は non-film boiling 状態まで回復し次に 4.2K のプラトーを経て高温へ暴走している。 Q_{III} を越えると non-boiling へもどることなしに blow-off へ移っている (図12(b)のⅢ)。二段加熱は超伝導体に加わる擾乱と、それに引きつづいて起る joule heating の発生を模擬している。このような実験から導体に対する安全限界を Q_{II} と見積り、図12(c)に示した初期加熱のエネルギー $E_c (=Q_{II} \times \tau)$ に対する二段目の熱束値 Q_2 の安全限界図を作った。He II では He I と異なり Q_{max} 以

上の Q_2 に対しても大きな Q_1 でなお non-film boiling への一時的回復がありうることを示している。

non-film boiling 状態の熱伝達係数も、過渡的熱束に対しては大きくなることが報告されている³³⁾³⁴⁾、超流動現象に特徴的な性質である第二音波のかたちによる熱移送は正に驚異的な量となる。すなわち 1.8K と λ 点までの振幅をもつ第二音波は 180 w/cm^2 を移送することになる。

6. 結 言

以上述べてきたように He II は He I に比べて多くの冷媒としての利点があることが理解できた。しかし超流動がすべての冷媒より優れ、将来すべての大型超電導装置が He II で冷却されるというのではなく、その特殊性を生かすべき部所に適用されることになるであろう。超電導マグネットの冷却という観点からの比較的基礎的な熱的性質について説明を取り上げてきたが、(その2)では今最も超流動冷却の実現に近い Torus II “Supra” を中心に超電導とのより直接的な組合せを検討し、He II の有効性と、遭遇するいくつかの問題点について触れることにする。

参 考 文 献

- 1) Conceptual Design and Qualifying Test of a Superconducting Tokamak : Torus II “Supra” 1977
- 2) R. Aymar. et al, IEEE Trans. on Magnetics, **MAG-15**, No.1 (1979), 542
- 3) S.O. Hong et al, IEEE Trans. on Magnetics, **MAG-15**, No.1 (1979), 756
- 4) Y. Shapira et al, Physical Review **140A** (1965) A 1638
- 5) F. Lange et al, Cryogenics **14** (1974) 135
- 6) G. Bon Mardion et al, Proc. of 6th ICEC (1976) 159
- 7) M. N. Biltcliffe et al, Cryogenics **12** (1972) 44
- 8) M. Berthet, Proc. of 4th ICEC (1972) 209
- 9) R. L. Hollis et al, Cryogenics **14** (1974) 8
- 10) 例えば, Advances in Heat Transfer (Academic Press) **5** (1968)
- 11) 例えば, Helium 4: Selected readings in physics (Pergamon Press)
- 12) R. Hancox, IEEE Trans. on Magnetics, **MAG-4** (1968) 486
- 13) W. W. Johnson et al, NBS Technical Note 1002 (1978)
- 14) H. Tsuruga et al, Proc. of 5th ICEC (1974) 262

図12 二段加熱に対する安定性³²⁾

- a) 二段入力加熱
 b) 二段加熱に伴う温度変化 (I, II, IIIは Q が Q_I , Q_{II} , Q_{III} に対応した温度変化)
 c) non-film boiling への過渡的回復の限界 (縦軸に平行な直線は各液槽温度の臨界熱束 Q_c を意味する)

- 15) B.W.Clement et al, Proc. of IIR Boulder Comm. 1 (1966) 49
 16) D.W.B.Mathews et al, Advances in Cryogenic Engineering 19 (1973) 417
 17) T.H.K.Frederking et al. Cryogenics 8 (1968) 32
 18) R.L.Haben et al, Advances in Cryogenic Engineering 17 (1971), 323
 19) A.C.Leonard et al, Proc. of 4th ICEC (1972) 301
 20) R.C.Chapman et al, Advances in Cryogenic Engineering 15 (1969) 290
 21) G.P.Lemieux et al, Advances in Cryogenic Engineering 13 (1967) 624
 22) B.J.Maddock et al, Cryogenics 9 (1969) 261
 23) 例えば, V.Arps, Cryogenics 10 (1970) 96
 24) C.J.Gorter et al, Physica 15 (1949) 285
 25) C.Linnet et al, Journal of Low Temperature Physics 21 (1975) 447
 26) D.N.Lyon, Advances in Cryogenic Engineering 10 (M-U) (1964) 371
 27) G.Bon Mardion et al, Proc. of 7th ICEC (1978) 214
 28) H.Kobayashi et al, Proc. of 6th ICEC (1976) 307
 29) S.W.Van Sciver et al, Proc. of 7th ICEC (1978) 228
 30) G.Bon Mardion et al, Cryogenics 19 (1979) 45
 31) S.W.Van Sciver, IEEE Trans.on Magnetics **MAG-15**, No.1 (1978) 744
 32) P.Seyfert et al, Proc. of CEC FE-6 (1979)
 33) T.H.K.Frederking et al, Pure and Applied Cryogenics (Pergamon press) (1965) 269
 34) H.Kobayashi et al, Cryogenics 19 (1979) 93