高温超伝導コイルにおける交流電圧印加時の 熱気泡挙動と電気絶縁環境

原 雅則[†], 末廣 純也, 櫛永 稔, 松本 泰典, 船木 和夫, 岩熊 成卓,
坊野 敬昭^{*1}, 堤 克哉^{*2}

九州大学 大学院システム情報科学研究所 福岡市東区箱崎 6-10-1 († E-mail:hara@ees.kyushu-u.ac.jp)

^{*1} 富士電機 (株) 市原市八幡海岸通り 7

^{*2} 九州電力 (株) 総合研究所 福岡市南区塩原 2-1-47

(2001 年 4 月 4 日 受理)

Behavior of Thermally Induced Bubbles and State of Electrical Insulation Medium in HTC Superconducting Coil Stressed by AC Voltage

Masanori HARA, Jyunya SUEHIRO, Minoru KUSHINAGA, Yasunori MATSUMOTO,
Kazuo FUNAKI, Masataka IWAKUMA, Takaaki BOHNO^{*1} and Katsuya TSUTSUMI^{*2}

Graduate School of ISEE, Kyushu University, 6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka 812-8581

^{*1} Fuji Electric Co., Ltd., 7, Yawata-kaigandori, Ichihara 290-8511

^{*2} Kyushu Electric Power Co., Ltd., 2-1-47 Shiobaru, Minami-ku, Fukuoka 815-8520

(Received April 4, 2001)

Synopsis: This paper deals with bubble behavior in pool-cooled HTC superconducting coil, which is developed for superconducting transformers to understand the state of the insulation medium in the coil at the quenching condition and to find an effective suppression method of vicious bubble effects on electrical insulation and cryogenic cooling. The tested coil system immersed in liquid nitrogen consisted of two coaxial coil layers wound on FRP frames and a cylindrical ITO film electrode deposited on the outside of a glass cylinder by ion sputtering, and the axis of electrode system was set vertically. The experiments show that bubbles generated thermally by a heater mounted in the superconducting wire leave from the wire discretely at lower applied voltages, but they turn bubble columns locked in cooling channels at higher applied voltages under the layer-to-layer insulation condition, i.e., boiling on the wire covered with FRP tape changes from nuclear boiling to film boiling by the application of a high electric field to the coolant. At the turn-to-turn insulation condition, bubble coagulation phenomena appear near the inner surface of the glass cylinder, and the coagulated bubbles spout through the cooling channel between coil layer and glass wall. The formation of vapor locking by an electric field can be minimized or controlled by making an inclined path crossing over the barrier between coil turns or pressurizing liquid nitrogen to a subcooled state.

Keywords: thermal bubble, electrical insulation, liquid nitrogen, transformer, fault current limiter

1. はじめに

現在の電力システムは、高い信頼性の下に運転されており、超伝導電力機器が電力システムに導入されるためには、エネルギー効率、環境へのインパクト、電力輸送コストの面で常電導機器に勝っていなければな

らない。高温超伝導機器はジュール損が無いので高いエネルギー効率を期待できるとともに絶縁媒体に液体窒素を使用できるので従来の変圧器オイルやSF₆絶縁機器に比べて環境へのインパクトが小さいばかりでなく、不燃性であることから電力設備を屋内および地下

に設置する場合に有利である。しかし、液体窒素は変圧器オイルと同程度の絶縁耐力を有するものの、超伝導体がクエンチすると容易に気化して絶縁耐力の著しい低下を招き、そのような状況でも絶縁信頼性を確保するためには絶縁距離を長くすることが必要で、結果的に機器容積が大きくなって設備用地面積が広くなり、電力輸送コストの上昇を招く。

絶縁信頼性の高いコンパクト高温超伝導電力機器を開発する観点から、著者らは浸漬冷却超伝導機器におけるクエンチ時の絶縁破壊機構の解明と耐電圧評価のために、超伝導機器内で出現する要素電極系を液体窒素に浸漬して、次のような研究を行ってきた^{1)~8)}。

- 1) 高電界下の液体窒素中の沸騰現象、
- 2) 電界による気泡の変形と絶縁破壊現象の関係、
- 3) 液体窒素中の気泡挙動に対する電極表面形状、表面材料、重力、電気力および圧力の影響、
- 4) コイル構造電極系における気泡挙動、および
- 5) 熱気泡が存在する場合の絶縁破壊過程と耐電圧。

これらの研究によって、気泡の発生によって絶縁系の耐電圧が著しく低下し、耐電圧特性は熱的に発生した気泡の変形と運動に密接に関係していることを指摘した。現段階では、実際の超伝導コイル中の熱気泡挙動を議論してコイルの絶縁構成法を検討するに十分な基礎現象の解明ができていていると見られる。

本研究では、高温超伝導変圧器やコイル構造の高温超伝導限流器のクエンチ時における絶縁破壊現象を解明して信頼性ある絶縁設計法を確立するために、超伝導変圧器の実機に近いコイルを使用してクエンチ条件下の気泡挙動を観測した。その結果、電圧印加の下で絶縁系に多数のペーパーロッキングが発生して、絶縁破壊経路が容易に完全ガス化するとともに冷却チャンネルにおける液体窒素の流通を阻害し、電気絶縁ならびに超伝導線の冷却安定性を阻害する環境が出現すること、気泡が電界力で冷却チャンネル中の低電界領域にトラップされて大きく成長し、限界の大きさに成長したときに高電界領域を通して一気に上方に噴出する現象などを見いだした。さらに、実機における気泡の絶縁系外への円滑な排出法およびペーパーロッキングや気泡噴出による耐電圧低下を最小限にとどめる方法を提案した。

Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup.

Fig. 2 Outline of tested superconducting coil. (a) tested superconducting coil; (b) vertical cross section of a part of horizontal ditch; (c) vertical cross section of a part of vertical ditch.

2. 実験の装置と方法

2.1 実験装置

実験装置は Fig. 1 に示すように、超伝導コイル、これを冷却するためのクライオスタット、コイルに交流高電圧を印加する試験用変圧器、クエンチ模擬用ヒータ電源、コイル内で発生する気泡の観測系、コイル内で発生する部分放電の計測装置からなっている。しか

し、今回の実験では部分放電の詳細を観測しなかった
ので、それらについては以下で説明しない。

Fig. 2に超伝導コイルの概要を、**Fig. 3**に外層コ
イルとITO膜からなる実験系の電極配置の概念図を示
す。超伝導コイルは、Bi2223超伝導線をFig. 2に示す
ように断面がほぼ矩形のスパイラル溝（横溝）を設け
た円筒FRP枠に巻いた構造である。この場合、後述の
ターン間絶縁特性を研究する目的で、スパイラル溝は
2本を並列に等間隔で設けた。また、実際の超伝導コ
イル⁹⁾で冷却を促進する観点からFRP巻き枠の軸方向
に冷却溝（縦溝）が設けられることを考慮して、本試
験コイルでも縦溝を約19 mmの間隔で設けた。実際の
コイルを模擬する観点から、Fig. 2のように2個のコ
イルを同軸に配置してその軸を垂直にし、またコイル
層間の気泡挙動を詳細に観測できるように外層コイル
の外側にはITO膜を真空蒸着したガラス円筒電極を設
置した。したがって、絶縁系として見れば、内部から
スパイラル超伝導線電極／液体窒素／FRP巻き枠／ス
パイラル超伝導線電極／液体窒素／ガラス層／ITO膜
電極からなっている。なお、超伝導線は機械的補強の
ためにFRPテープで横溝内に上から締めつけるよう
になっている。超伝導コイルには、クエンチによる発熱
を模擬するためにFig. 2(b), (c)のように2本のうちの
1本の超伝導線にのみヒータを埋込んである。ここで
は、ヒータを埋込んだ超伝導線を導体I、ヒータを持た
ない超伝導線を導体II、ターン間の幅3 mmのFRP隔
壁をFRPバリアと呼ぶことにする。

コイルの主要寸法はFig. 2(a)に示す通りで、外層コ
イルのコイル直径が110 mmで、巻きピッチは7 mmで
あるので、巻かれた超伝導線は水平から約3.6度傾い
ている。また、気泡の流通路として横溝部分と縦溝部
分が考えられるが、本論文ではそれぞれの部分を領域
A、領域Bと呼び、Fig. 2(b), (c)にそれらの電極軸方
向断面を示した。なお、FRPバリアとガラス内壁の距
離 l_c （冷却チャンネル幅）は1.6 mmである。

ヒータによる液体窒素の沸騰の様子は、一般には核
沸騰、遷移沸騰、膜沸騰のように分類されるが、電圧
印加中にはこれらの分類を単純に当てはめることがで
きない。そこで、圧力 p [MPa]における沸騰開始ヒータ
入力 $H_{(0,p)}$ に対するヒータパワー H の比 $H/H_{(0,p)}$ の平方
根で沸騰状態を定量的に表記することとした。なお、
平方根を取るのは実験データを表示するグラフでヒータ
パワーが小さい領域を分かり易くするためで、本研究
では沸騰開始から、激しい核沸騰になっても個々の

Fig. 3 Schematic diagram of electrode system in tested SC coil.

気泡がはっきり観測できる $\sqrt{H/H_{(0,1)}}=1 \sim 5$ の範囲
で変化させた。

Fig. 1のクライオスタットは、液体窒素をサブクー
ル状態に出来るように2層構造になっており、たとえ
ば液体窒素を77.3 Kに保って $p=0.1 \sim 0.3$ MPaの範
囲で変えられる。また、耐電圧100 kVのプッシングを
備え、気泡挙動を観測するための窓を4方に設けてあ
り、観測時の照明を気泡正面、斜め、背後から行える
ようになっている。

試験用変圧器はコロナフリーで、印加電圧50 kVま
で部分放電などによる電源からのノイズはない。また、
コイル内で発生する部分放電の検出は、50 Ωの抵抗
からの電流パルス信号で行ったが、本論文では気泡
観測に焦点を当てたので、その結果については触れな
い。

気泡挙動の観測ならびに気泡形状の記録は、ストロ
ボ照明下でCCDカメラ（フレーム間隔：1/30 s）によ
って行った。特に、気泡のクリアな観測には照明法に工
夫が必要で、コイル層間の冷却チャンネルの気泡形状
は背面と側面からの照明で、また縦溝への気泡流入過
程はCCDカメラ側からの斜めと側面からの照明によ
って撮影した。

2.2 実験方法

実際の超伝導機器のクエンチ現象を考えた場合、クエンチが発生して液体窒素が沸騰している状況下で異常電圧が侵入する場合と、電圧印加中にクエンチが発生して気泡が出現する場合があります。このことを考慮して、Fig. 1 のヒータパワーをセットした後に電圧を上昇させる場合と、印加電圧をセットした後にヒータパワーを上昇させる2つの場合の実験を行った。この場合、印加電圧は原則として1 kV/sの割合で、また、電圧印加の後にヒータパワーを上昇する場合、ヒータパワーは希望の値までステップ状に上昇させた。なお、本論文の印加電圧値は、特に断らないかぎり実効値である。

コイル構造の電極系の絶縁は、Fig. 3 に示したように層間絶縁とターン間絶縁に大別できる。本実験系の場合、実際に近い層間絶縁系は2つの超伝導コイル層間であるが、気泡観測の便利のために、外層超伝導コイルとITO膜電極間の気泡挙動を層間絶縁における現象と捉えて実験した。すなわち、層間絶縁の場合には、内層コイルとITO膜 (Fig. 3 のT3) に高電圧を印加し、外層コイルの導体IとII (Fig. 3 のT1とT2) をともに接地した。以降では、ターン間絶縁の実験時における印加電圧を表すために、Fig. 3 のT1, T2, T3のポテンシャルをそれぞれ ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 で表した。

実際の超伝導コイルにおいてターン間絶縁が問題になるのは、コイルにサージが侵入した場合で、この場合層間に電圧が掛かっている場合とない場合が想定される。ここでは、実験の便利のためにターン間絶縁を想定した実験においては、内層コイル、ITO膜ならびに導体IIを接地して導体Iのみに高電圧を印加する場合と、導体IIのみを接地してその他の電極に高電圧を印加する2つの場合の実験を行った。さらに、後者の場合導体I-II間の電圧と導体II-ITO膜/内層コイル間の電圧は、実験の簡単のために同じ交流電圧値とした。このとき、外層コイルとITO膜との間の電界分布は両者で同じになるが、気泡が発生している導体Iの表面の電界は異なる。

クライオスタット外層の液体窒素は大気圧沸騰状態とし、内層は自然蒸発を利用して3気圧まで昇圧できる。実験では、内層の気圧を0.1~0.27 MPa (ゲージ圧) の範囲で変化させた。ヒータパワーをゼロにして昇圧したときのコイル近傍の温度を銅-コンスタンタン熱電対温度計で計測したが、ほぼ77.3 Kに保持されていたので、このときの試験液体窒素は77.3 Kにお

Fig. 4 Bubble behavior with applied voltage around boiling onset heater power. ($\sqrt{H/H_{0(0.1)}} \approx 1$)

る飽和しない加圧サブクールの状態である。圧力の影響に関する実験以外で特に断っていない場合の試験液体は、1気圧の飽和液体窒素である。

3. 実験結果

3.1 層間絶縁時の現象

ここでは、まず電界下の沸騰現象を簡単に説明し、続いてそれらに対する種々の要素の影響について詳細に論じる。

3.1.1 電界下の沸騰現象

電圧を印加しない状態でヒータパワーを上昇した場合、あるヒータパワー $H_{0(0.1)}$ において沸騰が開始する。この場合、沸騰は必ず導体Iの横溝に納まった部分で始まり、縦溝上にある超伝導線の部分では液体窒素に直接触れる冷却面積の割合が横溝にはまっている部分より大きいために、 $H_{0(0.1)}$ の10倍以上のヒータ入力か

あっても沸騰は起こらない。

横溝に納まっている部分での超伝導線上の沸騰位置(以降、沸騰点と呼ぶ)はランダムに分布し、あらかじめ予想することは困難である。一般に沸騰時の気泡は伝熱体表面の窪んだ部分から発生することが知られているが、本実験系の場合、ヒータの上には超伝導線を締めつけるためのFRPテープがあり、その熱伝導が場所的に均一でないで、気泡発生点がテープの厚み、テープ上の窪みならびにテープ内の熱伝達特性によって影響されていると考えられる。実験では、一度沸騰点が定まると、再度ヒータパワーをゼロから上昇したときは前回と同じ位置で沸騰が始まった。

ヒータパワーが沸騰開始付近にあるときの、電圧印加の下での沸騰現象をFig. 4に示す。印加電圧が無い場合、Fig. 4(a)のように導体Iからの気泡発生は離散的(核沸騰)である。印加電圧を上昇すると導体からの気泡の離脱間隔が次第に長くなり、Fig. 4(b)に示すように離脱気泡が大きくなる。さらに電圧を8 kV以上に上昇すると気泡の離脱が困難(膜沸騰)となり、たとえ離脱しても多くの場合上方の導体IIでトラップされるようになる。この気泡トラップ条件については4章で考察する。

さらに印加電圧を上昇すると、Fig. 4(d)のように導体Iから離脱出来ない気泡が出現し、その気泡はその位置である程度まで成長した状態で維持される。このような状態になると、別の気泡の発生点が形成されやすくなる。ヒータパワーをわずかに上昇させると気泡は成長し、導体Iとガラス壁間を気泡が橋絡する所謂ベーパーロッキングが形成される。このロックされたベーパーコラムは、多くが一箇所に留まっているが、Fig. 4(d-ii)に示したように少数はFRPの横溝壁に沿って左方向に移動する。この運動方向は超伝導コイルのスパイラル巻きピッチに伴う溝壁の傾きがあるためである。すべてのベーパーコラムが溝壁に沿って上昇しないのは、絶縁物表面における気泡の大きな表面張力によるためであろう。また、ロック開始付近の電圧における気泡は、Fig. 4(e)に示したように気泡の長さ方向に振動していることが認められた。

ヒータパワーが大きい場合も、Fig. 5のように基本的にはFig. 4とほぼ同様の挙動であるが、発生気泡の成長が速いために離脱時の気泡寸法が大きくなり、ベーパーロッキングが起り始める電圧が、小さいヒータパワーの場合より低くなる。また、印加電圧が同じ時は、ヒータパワーが大きいほどベーパーコラムが太く

Fig.5 Grown bubbles at different heater powers at $V_{app}=20$ kV. [(c-ii) was taken at once after [c-i)]

Fig. 6 Characteristics of boiling onset and locking onset at different combinations of H and V .

なり、上方へ多数の気泡が浮上するときしばしば合体して大きく成長する。Fig. 5(c-i)の α と表示した3個の気泡が1/30 s後に撮影したFig. 5(c-ii)で β と表示した大きな気泡になっているのはこのためである。

Fig. 6は、印加電圧と沸騰開始ヒータパワー、ならびにロック開始ヒータパワーの測定結果である。図から、印加電圧を上昇すると電界による液体拡散効果のために冷却が促進されて沸騰開始ヒータパワーが上昇

Fig. 7 Bubble behavior at sudden increases in heater power from zero to $\sqrt{H/H_{0(0.1)}} = 2.5$ under $V_{app} = 20$ kV. (Time is elapsed time after bubble generation.)

し、また、ヒータパワーが大きくなるにしたがって気泡寸法が大きくなるためにロッキング開始電圧が低くなっていることがわかる。

これまででは、ヒータパワーを一定にして電圧を変えたときの気泡挙動を論じたが、電圧を印加した状態でヒータパワーをゼロからステップ状に目的の値まで変化した時の気泡挙動は、**Fig. 7** のようになる。この場合、気泡の発生と成長には時間遅れがあり、**Fig. 7** の場合定常状態になるまでに $1/10 \sim 1/5$ s の時間を要し、その途中で早い段階からベーパーロッキングが起こっている。すなわち、印加電圧が高ければ沸騰開始とともに気泡はトラップされ、ヒータパワーに依存する気泡

成長速度で決る時間後にベーパーロッキングが形成される。 $\sqrt{H/H_{0(0.1)}} = 2.5$ の時、気泡出現からロッキング形成までの時間は $1/30$ s 以下で、この遅れはヒータパワー入力開始から導体温度上昇までの時間遅れによっている。

3. 1. 2 電圧瞬時値の変動の影響

電気絶縁の面からは、印加電圧が最大になる瞬間に気泡形状がどのようになっているかが問題になる。そこで、印加電圧の実効値を一定にした状態で、電圧の各位相 (ϕ) における気泡形状を観測した。気泡を長時間観測すると、多くの気泡は沸騰開始位置で成長し、ある大きさまで成長するとその位置から離れて上昇する。**Fig. 8(a)** は、気泡が一番大きく成長した時間帯における電圧の 1 サイクル間の気泡の変形過程を示す写真で、撮影時の電圧位相の対応を番号で表記した。直流電圧印加時にも気泡は成長と離脱を繰り返すが、交流電圧の瞬時値に対応する直流電圧印加時の最も大きく成長した気泡の形状を **Fig. 8(b)** に示した。この図で、交流電圧に対する各写真の電圧瞬時値は、直下の写真

Labeled number: observation phase in AC voltage

Fig. 8 Grown bubbles at each instantaneous value of AC and DC voltages. ($\sqrt{H/H_{0(0.1)}} = 1.3$)

の直流電圧値と同じである。

図から明らかなように、交流電圧下での気泡は電圧瞬時値に対応して若干伸縮し、電圧絶対値が最大の時に最も長く伸びている。また、気泡形状に対する極性効果は認められない。これらの現象は以前の要素電極系を使った実験でも観測されていたことで²⁾、Fig. 4(e)でロッキング直前の気泡が振動していたのは、この電圧瞬時値の変化に伴う気泡の伸縮によるものである。

図のヒータ条件の場合、電圧の1サイクル間に気泡の大きさはほとんど変わっていないので、1/4サイクル中における気泡の伸縮は気泡表面に作用するマクスウェルストレスの時間変動に基づいた気泡変形の変化によると考えられる¹⁰⁾。また、直流の場合のゼロ電圧における気泡と交流の瞬時値がゼロになったときの気泡を比較すると、直流では核沸騰によって微小気泡が冷却チャンネルを上昇して排出されるが、交流の場合には前の半サイクルの気泡運動が慣性によって残り、ゼロ電圧においても気泡が分裂することなくほぼ同じ場所にとどまる。

上記のことから明らかなように、ヒータパワーを一定にして印加電圧を上昇したとき、最初に気泡橋絡が起こるのは印加電圧の瞬時値が最大になったときで、これは電気絶縁上厳しいことを意味する。

3.1.3 縦溝効果

先に述べた導体I上の沸騰位置の分布から分かるように、縦溝は超伝導線の冷却促進に寄与している。ところで、電界下の導体I上で発生した気泡は、沸騰開始時の沸騰点に留まって成長するものとコイルのスパイラルピッチによる傾きのために横溝に沿って移動するものからなる。前者の沸騰点に留まる気泡はそこで導体から剥離して上昇し、導体IIにトラップされるかそのまま上昇する。さらに、導体II上にトラップされた気泡は横溝に沿って移動して縦溝に侵入するものと移動途中に上方に浮上するものからなる。すなわち、導体I上で発生した気泡は、導体Iに沿って移動して縦溝に入るもの(縦溝排出1)と導体Iから1ターン上方の導体II上にトラップされ、導体II上を移動して縦溝に入るもの(縦溝排出2)、導体Iから出発して導体IIに一度トラップされた後に上昇する(上昇排出1)か導体IIにトラップされることなく直接上昇するもの(上昇排出2)からなる。

縦溝が気泡排出にどの程度の寄与をしているかを正確に調べるために、気泡発生点が少ないヒータパワーの領域において、隣接する縦溝間の導体Iから出発し

Fig. 9 Effectiveness of vertical ditch for bubble exhaust from insulation space.

た気泡の排出経路とそれらの個数を観測した。その結果がFig. 9で、細実線は導体Iで単位時間当たりに発生する気泡個数、太実線は縦溝排出1と2の個数を気泡発生個数で除した値で、縦溝の気泡排出効果を示す指標になっている。図から明らかなように、ヒータパワーの上昇とともに導体Iからの気泡発生個数は増加し、導体I、IIに沿って縦溝に侵入する気泡個数の割合は減少する。ヒータパワーの平方根を取るとそれぞれほぼ線形に変化しているが、個々の気泡の体積がヒータパワーによって変わるので、縦溝から排出される気泡体積のヒータパワー依存性は明瞭でない。しかし、本実験で使用した超伝導コイルの場合、ヒータパワーが大きいとき縦溝の気泡排出効果は極めて低い。

3.1.4 サブクール効果

以前の研究によって、液体窒素をサブクールにすると気泡内ガスが浮上途中に凝縮して気泡が消滅したり、ロッキング気泡の非加熱電極側の一端が電極から離れて縮退することが指摘されている¹⁾。このような気泡内ガスの凝縮現象が本実験系でどのように現れるかを調べるために、液体窒素を77.3 Kに保持して加圧し、気泡観測を行った。

Fig. 10はヒータパワー、印加電圧を一定に保ち、圧力を0.11 MPaに加圧して、発生気泡の成長が限界に達したときの気泡形状の時間変化を示す図である。同じヒータパワー時の0.1 MPaにおける観測結果であるFig. 5(c)の気泡に比べると、僅かな加圧によって成長気泡は細くなり、またロッキング気泡は不安定で短時

Fig. 10 Bubble behavior under slight subcooling condition. (Time is elapsed time after the event of (b-i); 0.11 MPa, $V_{app} = 20\text{ kV}$, $\sqrt{H/H_{0(0.11)}} = 2.0$)

間の後に崩壊している。また、冷却チャンネル内に放出された気泡は、上昇途中で内部ガスの凝縮により消滅している (Fig. 10(b-iii))。

ヒータパワーを核沸騰開始時の約 25 倍にして印加電圧を 20 kV に保持し、圧力を広い範囲で変えたときの、気泡が最も成長した状態を観察した結果が Fig. 11 である。参考のために電圧を印加していない飽和沸騰状態の気泡も示した。図から明らかなように、電圧が印加されていないときの気泡は冷却チャンネル幅 (1.6 mm) より小さいが、20 kV の電圧印加により飽和沸騰状態では多くのベーパーロッキングが形成される。しかし、気圧が 0.125 MPa になるとそれらがほとんど無くなり、0.27 MPa では導体 I 上に気泡膜はあるもののその成長はほとんど無くなる。

加圧時の沸騰開始とベーパーロッキング開始ヒータパワーを測定すると Fig. 12 のようになり、僅かな加圧によってロッキング開始ヒータパワーが著しく上昇することがわかる。

3.2 ターン間絶縁時の現象

2 章で述べたように、ターン間絶縁を考えたときの沸騰現象の研究には、電圧印加法としてターン間に電圧をかけた状態で層間に電圧を印加する場合としない

Fig. 11 Shrink of bubble by subcooling effect. ($\sqrt{H/H_{0(0.1)}} = 5$)

Fig. 12 Boiling onset and locking onset heater power characteristics under subcooled conditions.

場合の2つの場合が考えられる。本実験系では、ターン間絶縁を調べるために、Fig. 3の導体I（端子T1）を接地してII（端子T2）に電圧を印加するので、層間（ITO膜：端子T3）に電圧を印加するときには導体Iの沸騰電極表面および導体IとII間に高電界が現れ、層間に電圧を掛けない（ITO膜を接地）ときは導体I、II間のみ高電界が現れる。本実験では、2.2節で述べたようにターン間電圧と層間電圧を同じにしたので、冷却チャンネルにおける電界分布は上記の両方で同じである。なお、本コイルのターン間耐電圧の実測値は約16 kVであったので、実験ではT1-T2間の印加電圧を16 kV以下とした。

3.2.1 層間に電圧印加がない場合

ターン間だけに電圧がかかっている場合の気泡挙動の典型的な例をFig. 13に示す。図では、 $\phi_1=\phi_2=0$ 、 $\phi_3=V$ として、 V の値を印加電圧値として表記してある。観測結果は次のようにまとめることが出来る。

1) 破壊近くの電圧まで核沸騰が起こり、導体表面における気泡のトラップならびにペーパーロッキングの形成はない。

2) 気泡は、電圧が低い場合はコイル壁に沿って上昇するが、電圧が高くなるにしたがってガラス壁に向かう気泡個数が多くなる。12 kV程度になると気泡は斜め上方に直線的に上昇し（Fig. 13(d)）、大部分が導体IIに面するガラス壁に衝突し、ガラス面に沿って上昇する。さらに電圧を上げると衝突点が下方に移動するが、FRPバリアの対面のガラス面付近で止る（Fig. 13(f)）。

3) 高い電圧では、ガラス面に沿って気泡が上昇できなくなり、バリア面に沿って横方向に気泡のリング状分布が形成されるようになる（Fig. 13(f)）。

4) ヒータパワーを変化させると、気泡の発生数と大きさは変わるが、気泡の運動軌跡ならびに空間における気泡の分布状態はほとんど変わらない。

3.2.2 層間に電圧印加がある場合

気泡の観測例をFig. 14に示す。本実験における電極上のポテンシャル分布（ $\phi_1=0$ 、 $\phi_2=\phi_3=V$ ）では、上記3.2.1項の層間に電圧印加が無い場合とほとんど同じ気泡挙動になっている。

4. 考察

4.1 気泡挙動

4.1.1 気泡のトラップと運動軌跡

実験では、電圧が印加されていないとき、気泡は浮

Fig. 13 Bubble behavior at energized SC wire II.

($\sqrt{H/H_{0(0.1)}}=2.5$)

Fig. 14 Bubble behavior at energized SC wire II and ITO film. ($\sqrt{H/H_{0(0.1)}}=2.5$)

力によって上昇し、印加電圧がある値以上になると下方から浮上してきた気泡は層間絶縁の場合は横溝のFRP下面（Fig. 4(c)）に、ターン間絶縁の場合はガラス壁内面（Fig. 13(d)）にトラップされた。それぞれの電圧印加状態で垂直方向のグレディエント力を、Fig. 1(b)に示した領域Aを2次元近似して計算するとFig. 15の

ようになり、実験で認められた気泡トラップ位置付近で下向きのグレディエント力が最大となり、実験で得られたトラップ開始電圧において浮力とグレディエント力がほぼ釣り合っている。なお、図で F_G , F_B , V_B は、それぞれグレディエント力、浮力、気泡体積である。すなわち、冷却チャンネルの低電界領域が気泡トラップのポケットになり、そこで気泡集塊が起こって気泡は大きく成長する。ターン間絶縁の場合、釣り合いの位置は印加電圧の上昇に伴って下方に移動し、Fig. 13の実験結果を良く説明できる。

Fig. 16は、層間絶縁時の縦溝があるFig. 1(c)に示した領域Bのコイル近傍におけるグレディエント力の分布を示している。図から明らかなように、縦溝近傍では気泡を縦溝内に吸い込む方向にグレディエント力が作用するので、4.2.2項で述べるように気泡を縦溝付近まで誘導できれば気泡を縦溝に効果的に導入できることを、この図は暗示している。

このような浮遊気泡の冷却チャンネル内における運動とトラップ現象は、これまでの筆者らの研究においてもモデル電極を使って詳細に調べられている^{6,7)}。モデル電極系では、ギャップが3次元的でトラップされた気泡が高電界領域に侵入することなくギャップ空間から絶縁系外に排出されていた。ところが、本実験におけるように実際の超伝導コイル電極系では、トラップされた気泡はコイルのスパイラルピッチの傾きによって移動して排出されることになるが、スパイラルピッチによるコイルターンの水平に対する傾きが小さいので、それによる気泡排出効果が極めて小さい。したがって、トラップされた気泡は先ずコイルターンに沿ってリング状に成長し、トラップ量が限界に達するついでにはギャップ中の高電界領域を通して上方に噴出することになる。今回の実験ではガラス壁の破壊を恐れて絶縁破壊を起こさなかったが、電気絶縁の観点からは、この気泡噴出時に気泡ガスを介して電気絶縁破壊が起こり得ると考えられる。この噴出時における破壊現象は、別のコイル電極系で確認されている⁸⁾。

4.1.2 ベーパーロッキング

今回の実験では、層間絶縁時には電圧印加によって気泡が沸騰点に付着して成長しベーパーロッキングを形成するが、ターン間絶縁時には高い電圧においても気泡は導体Iから容易に剥離してベーパーロッキングは起こらなかった。以前の要素電極を使用した準平等電界分布のギャップを使った研究によると、裸電極では発生気泡は電極表面をスリップしてベーパーロッキングを

Fig. 15 Calculation results of distribution of gradient force in cooling channel. (Region A)

Fig. 16 Calculation results of distribution of gradient force in cooling channel. (Region B, $\phi_1=\phi_2=0$; $\phi_3=1$ kV)

形成することはないが、電極表面に絶縁物が介在するとその部分に気泡が引っ掛かり、そこから成長してペーパーロッキングを形成したり。

裸電極上でペーパーロッキングは起こらないが、本実験におけるように導体が絶縁物で覆われているときにペーパーロッキングが形成されるのは、次の理由によると思われる。本来、表面張力が大きければ、その作用で液滴や気泡と接触物体との間には付着力が生じる。たとえば垂直のガラス表面に水滴が付着するのはその為である。電界が存在する絶縁物で覆われた導体上に気泡が付着してペーパーロッキングまで成長するのは、この作用に加えて気泡を絶縁物に押えつけようとする気泡表面に作用するマクスウェルストレスに伴う気泡と絶縁物間の摩擦力が存在するためと考えられる¹⁰⁾。一方ヒータを埋込んだ裸電極表面では、気泡表面の導体に接した近傍で蒸発が持続されているために、見かけの表面張力が小さくなって気泡の導体への付着力も小さく、気泡は電極表面をスリッしやすくなっていると考えられる。このため裸電極では気泡が一箇所の留まることが出来ず、顕著なペーパーロッキングが形成され難くなっていると考えられる。

ところで、層間絶縁の場合にはペーパーロッキングを形成し、一方ターン間絶縁の場合に形成しないのはなぜかを次に考える。いま、外部電界 E_0 の空間に気泡が存在してその表面が E_0 と $(\pi/2-\mu)$ の角をなすとき、気泡表面に作用するマクスウェルストレス p_e は

$$p_e = \frac{9\epsilon_l(\epsilon_l - \epsilon_g)E_0^2(\epsilon_g \cos^2(\mu) - \epsilon_l \sin^2(\mu))}{2(\epsilon_l + \epsilon_g)^2} \quad (1)$$

で表される¹⁰⁾。ただし、 ϵ_l : 液体の誘電率、 ϵ_g : 気泡内ガスの誘電率、である。 $p_e(\mu=\pi/2)/p_e(\mu=0) = 1.43$ であるので、たとえば平等電界中に球形気泡が置かれると、表面が電界に接する面の方が垂直になる面より1.43倍の圧縮応力を受け、気泡は電界方向に伸びるように変形する。上式からわかるように、 p_e は外部電界の自乗に比例するので、もし不平等電界を形成する電極表面に気泡が存在して気泡の先端近傍の電界が電極表面付近より弱い場合、気泡は益々伸びて平等電界中におけるより電極から剥離し易くなる。この現象が、層間絶縁ではペーパーロッキングを起こしやすく、ターン間絶縁では起こりにくくなる原因になっていると考えられる。すなわち、層間絶縁の場合、沸騰が発生している導体I近傍の電界は平等に近いが、ターン間絶縁の場合

合は電界が導体I付近で強く、導体Iから離れるにしたがって急に低下するので気泡が層間絶縁時より長く伸びやすくなって、ペーパーロッキングの形成が起こらなかったと考えられる。

4.2 電気絶縁環境から見た気泡挙動

4.2.1 試験コイルの絶縁環境

本研究で使用した超伝導コイルは、構造は実用に近いものであるが、FRP巻き棒直径は実機の方が大きい。このことは、横溝の水平に対する傾きが実機では本試験コイルの場合より小さくなり、気泡の横溝に沿った運動が緩慢になって、縦溝に侵入して外部に放出される気泡の割合が少なくなることを暗示している。すなわち、気泡排出に関して、実機では本実験で観測された以上に良くなるとは考えがたい。

したがって、本実験で使用した構造のコイルを備えた超伝導機器においてクエンチを許すのであれば、絶縁破壊はロックされた気泡または噴出気泡を通して生じると推定され、絶縁設計は絶縁媒体が飽和窒素ガスかまたは導体と同じ温度の窒素ガスと仮定して行うのが好ましい。

4.2.2 気泡排出促進

冷却チャンネルからの気泡排出促進は、電気絶縁だけでなく導体の冷却安定性の上からも望まれる。多層コイルからの気泡排出を促進する方法として、次の2点が考えられる。

1) 横溝に勾配を設けて、気泡の溝に沿った運動を促進し、縦溝に侵入する気泡個数を増やす。

2) ガラス壁に横溝と縦溝を設け、ターン間絶縁時に発生するトラップ気泡をそれらの溝を通してギャップ外に導く。

1)の方法には、超伝導線の入っている溝に勾配を持たせる方法とFRPバリアの部分に新しく勾配を持った溝を設ける方法が考えられる。溝勾配の気泡排出に対する有効性を調べるには、いずれにしても、溝に勾配を持たせて気泡運動を調べる必要がある。そこで、本研究では試験用超伝導コイルの中心軸を垂直から $q=10$ 度傾けて横溝内における気泡の流通を調べた。この場合、溝の傾きは円周方向の位置によって異なる。ここでは傾きが最大(約13度)になる付近の縦溝に流入する気泡を観測した。その結果を軸が傾いていない $q=0$ の場合の結果と一緒にFig. 9に破線で示した。図では発生気泡の割合がコイルを垂直にしたときと異なっているが、これは、観測場所によって気泡発生割合にばらつきがあることと、コイルを傾けたとき

に気泡が十分成長する前に移動を開始するので気泡発生個数の割合が多くなっているためである。図から明らかなように、軸が垂直の場合にはほとんど移動のなかった気泡が、溝を傾けたことにより円滑に横溝内を流通するようになり、縦溝を経由した気泡の排出が7倍以上に改善されている。しかし、依然としてペーパーパッキングならびに気泡噴出に伴う気泡の冷却チャンネル占有は起こった。

ところで、実機の場合もコイル軸を斜めにして上記のように縦溝による気泡排出効果を高めればよいように思えるが、多くの実機ではコイルが多層構造になり、内層のコイルの横溝に沿って集められた気泡が外層のコイル巻き枠の内面に集積し、電気絶縁上好ましくないと考えられる。すなわち、コイルの中心軸は垂直とし、1)で述べたように超伝導線の入った横溝に勾配を持たせるか、勾配を持った新しい横溝をFRPバリア部分に設けることが、電気絶縁の面からは好ましいと考えられる。

上記2)の方法は、ガラス内壁の加工が困難であったので、本研究では実験しなかった。その有効性の確認は今後の課題であるが、1)で横溝に勾配を持たせることが有効であったことから、2)の場合も横溝には勾配を持たせることが必須と考えられる。

4.2.3 絶縁環境の改善法

電気絶縁では、まれであっても局所的絶縁弱点の出現が機器の耐電圧を徹底的に支配する。したがって、絶縁弱点部であるペーパーパッキングや気泡の噴出現象は、機器寿命の間に発生しないようにしなければならない。このことを考えると、コイル構造を工夫して絶縁系から気泡を除去したりペーパーパッキングを防止するだけでは電気絶縁の観点からは完全でない。さらに、縦溝に気泡を導くことに成功したとしても、FRPの縦溝に入った気泡はターン間絶縁に悪い影響を及ぼすので注意が必要である。

3.1.4項で述べた加圧によって液体窒素をサブクール状態にすることは、先の実験⁹⁾で示されているように熱気泡の成長を抑えるとともに、気泡内ガス中における放電開始電圧を上昇させるので、ベストな方法と言える。部分放電に伴って気泡が発生し、これが完全破壊を引き起こす所謂気泡破壊による液体窒素の耐電圧は、0.3 MPa程度まで圧力上昇とともに上昇することはよく知られている¹⁰⁾。本研究におけるように熱気泡が関与する場合はFig. 11からもわかるように0.3 MPa程度の加圧によるサブクールによって熱気泡の成

長を著しく抑制できるので、加圧は気泡の成長抑制と液体窒素自体の耐圧向上の2つの面から浸漬冷却コイルの耐電圧特性改善に有効である。

すなわち、クエンチ環境下で良好な電気絶縁環境を得るには、まず、1)横溝に勾配を持たせて気泡を縦溝に導き冷却チャンネルに侵入する気泡個数を減らす、2)縦溝を渡る超伝導線は気泡との接触による絶縁耐力低下を防止する観点から固体絶縁物で被覆を行う、次に、3)液体窒素をサブクール状態にして気泡の成長を抑制する、ことが望ましい。

サブクールにする場合、圧力を一定にして温度を下げる方法と、温度を一定にして圧力を上げる方法が考えられるが、その選択は、機器のクライオスタットのコストと絶縁耐力の両方に関わる問題であり、さらに超伝導線の臨界電流も考慮しての今後の検討課題である。なお、加圧サブクールを採用した場合、もし加圧が破れて飽和沸騰状態に移行するようなことがあれば、同じヒータ入力 of 定常的飽和沸騰時の気泡発生より遥かに多くの気泡発生が起り、電気絶縁上は飽和沸騰の時より厳しくなるので、加圧の保持には万全を期さねばならない。

5. むすび

高温超伝導モデルコイルを使用して、層間絶縁とターン間絶縁環境下でクエンチが発生したときのコイル内における気泡挙動を観測し、その結果を基に電気絶縁の観点から超伝導コイル設計時のコイル構成ならびに液体窒素の状態設定について検討した。結果を要約すると次の通りである。

1) 沸騰開始時の導体への熱入力は、印加電圧の上昇によって僅かに上昇する。

2) 気泡の冷却チャンネル内における運動軌跡は、電界のグレディエント力の影響を著しく受ける。

3) 層間絶縁環境下では、電界印加によって冷却チャンネルを橋絡する所謂ペーパーパッキングを形成し、絶縁環境と液体窒素の流通に悪い影響をもたらす。

4) 絶縁された導体表面に付着して成長した気泡は、商用周波交流電圧の瞬時値の変化に応じて電界方向に伸縮を繰り返す、電圧の波高値付近で最も長く伸びる。冷却チャンネル中における気泡の運動は商用周波交流電圧の実効値に依存することが知られているが^{6~7)}、電気絶縁の面からは波高値における気泡変形にも注目しなければならない。

5) コイルターン間のみ電圧が印加されていると

きベーパーロッキングは発生しないが、気泡が外側コイルの巻き枠内壁面付近の低電界領域で集塊して成長する。この集塊気泡は極限まで成長すると高電界部を通過して上方に噴出されるので、電気絶縁上好ましくない。

6) 冷却チャネルから気泡をスムーズに排出したい場合、巻き枠に設けた縦溝だけでは不十分で、コイルターン間のFRPバリアに傾斜した溝を設ける、導体を嵌めている溝に傾斜を持たせる、コイル巻き枠の内側表面に縦と斜めの溝を設けることなどが効果的である。

7) 気泡の成長ならびにベーパーロッキングの抑制には液体窒素をサブクールにすることが効果的である。特に、加圧サブクール状態にすることは、液体窒素自体の絶縁耐力を高めることにもなるので電気絶縁上有効である。しかし、加圧が破れると飽和沸騰冷却の場合より厳しい絶縁環境になる。

8) 上記3)と5)の電圧印加条件によるベーパーロッキング形成の有無の違いは、気泡成長経路の電界の不均一性の違いによる。

本研究の一部は文部省科学研究費基盤研究(2)(A)(B)ならびに九州大学・九州電力間の共同研究によった。

参 考 文 献

- 1) M.Hara, T.Kaneko and K.Honda: Cryogenics **27** (1987) 93
- 2) M.Hara, D.J.Kwak and M.Kubuki: Cryogenics **29** (1989) 895
- 3) M.Hara and M.Kubuki: IEE Proc. **137**, Pt.A (1990) 209
- 4) M.Hara, H.Koishihara and K.Saita: IEEE Trans. on EI **26** (1991) 685
- 5) 原 雅則ら: 電気学会論文誌 **113-A** (1993) 337
- 6) M.Hara, Z.C.Wang, S.Matsuura and K.Takano: Research Reports on Information Science and Electrical Engineering, Kyushu University **3** (1998) 23
- 7) M.Hara, K.Takano, S.Matsuura and Z.C.Wang: Research Reports on Information Science and Electrical Engineering, Kyushu University **3** (1998) 35
- 8) B.Y.Seok, N.Tamuro and M.Hara: IEEE Trans. on DEI **6** (1991) 109
- 9) 船木和夫ら: 低温工学 **33** (1998) 371
- 10) 原 雅則ら: 電気学会論文誌 **113-A** (1993) 817
- 11) 電気学会放電ハンドブック出版委員会編: 放電ハンドブック, 下巻 (1998) 133