液体窒素中の気泡存在下の絶縁破壊に対するFRP スペースの影響

学生員 高野 浩二 (九州大学) 学生員 松浦 俊輔 (九州大学)
正員 原 雅則 (九州大学)

Effect of FRP Spacers on Breakdown Phenomena in the Presence of Bubbles in Liquid Nitrogen
Koji Takano, Student Member, Shunsuke Matsuura, Student Member
and Masanori Hara, Member
(Kyushu University)

Effect of FRP spacers on breakdown phenomena in liquid nitrogen in the presence of bubbles is investigated with a plane-to-cylindrical electrode. The interface between FRP spacers and liquid nitrogen was arranged at shortest gaps in electrode system. Bubbles were produced by a heater mounted in the cylinder for simulation of insulation circumstance in a state of quench. The experimental results show that thermal-bubble generation site at initial stage of boiling concentrates around contacting points of FRP and cylinder, and that the concentration of bubbles reduces breakdown voltage. Even if no boiling occurs, bubble produced by previous events and trapped near the interface causes the drastic reduction in breakdown voltage.

キーワード：液体窒素、気泡、複合絶縁系、固体絶縁物、絶縁破壊

1. まえがき

近年、高温超伝導体の急速な進歩に伴い、液体窒素を冷媒として使用する高温超伝導電力機器の広範囲な分野への応用⁽¹⁾⁽²⁾に対する期待が高まっている。中でも、冷却方式が簡単のため多く用いられる浸漬冷却式の超伝導機器では、液体窒素は冷媒としてだけでなく電気絶縁物としても用いられる。このような浸漬冷却式の超伝導コイルのクエンチ時には、ホットスポットの付近に高電圧と絶縁耐力の低い熱気泡とが同時に出現することが考えられる。このような状況は電気絶縁の観点からは極めて厳しいものとなる。また、一般に実際の電気絶縁構成は、冷媒液体以外にも広い温度範囲の蒸発ガス、真空、固体、ならびにそれらの複合絶縁系から成る。なかでも超伝導線が絶縁フィルムやスペーサなどの固体絶縁物に直接接する場合には、それらの存在によって熱気泡の発生状況や電界分布に変化が生じることが考えられる。これらの事に関して、著者は裸モデル電極や絶縁フィルムにより部分的に被覆した電極を用いて、気泡挙動と絶縁破壊機構について一連の研究を行ってきた^{(3)~(11)}。

本研究では、絶縁スペーサが気泡挙動と絶縁破壊に与える影響について検討を行い、いくつかの新しい知見を得ることができた。

2. 実験装置および方法

実験装置の全体図を図1に示す。熱絶縁系は以前から用

いているものと同じで、2層のデュワーを使用しているため、外部からの熱侵入による気泡発生はほとんどない。使用液体は商用の液体窒素であり、大気圧下の沸騰温度とした。使用電極は図2(a)に示すような円筒対平板電極であり、円筒電極内には超伝導コイルのクエンチ時のジュール発熱を模擬するために、中央部分にヒータを埋め込んである。ジュール発熱量は電流源により制御し、ヒータパワー $H = (\text{ヒータ入力}) / (\text{ヒータ長})$ として表した。特に核沸騰開始の H は H_0 とした。本実験系の場合、 H_0 は電極表面の研磨、埋込ヒータの交換の都度多少の変化があった。そこで本研究では、気泡挙動と破壊特性を論じる場合、沸騰の強さを表すパラメーターは H を H_0 で規格化し、 H の小さい傾

図1 実験装置

Fig.1. Experimental setup.

図2 電極系

Fig.2. Electrode system.

域の特性がより拡大して示せるように平方根を取って $\sqrt{H/H_0}$ と表した。ヒータを持たない平板電極に直流電圧を印加し、種々の特性を議論する場合の極性は円筒接地電極のそれによって表した。破壊電圧は電圧上昇率を約 1kV/s として測定した。実際の超伝導コイルにおける絶縁距離を考慮して、ギャップ長 g は 1.0mm とした。気泡挙動は実体顕微鏡と CCD カメラを通してビデオに録画し、必要に応じてプリンターで出力した。

絶縁スペーサとして G-10 の FRP を使い、FRP と液体窒素の境界の配置による気泡挙動と絶縁破壊機構の変化を調査するため、図 2 に示すような 4 種類の電極系を使用した。それぞれ、A 電極系: FRP なしの場合、B 電極系: 平板電極上の右半分に FRP を配置した場合、C 電極系: 平板電極上の下半分に FRP を配置した場合、D 電極系: 平板電極上の上半分に FRP を配置した場合である。電気絶縁の観点からは境界付近の最短ギャップ領域の気泡挙動に興味があるため、これらの電極系は最短ギャップ領域において FRP の境界と重力の向きが異なる状態を模擬している。

3. 実験結果及び考察

< 3.1 > 絶縁破壊による FRP の劣化

本実験系において、一つの FRP 試料で何回も絶縁破壊試験を行う場合、境界付近の FRP 表面に絶縁破壊による劣化が生じることが考えられる。このような絶縁破壊による FRP の劣化の度合いを調べるため、図 3 に示すような破壊電圧の破壊回数依存性を測定した。同様の測定を数回繰り返した結果、次の事が明らかになった。

1) 同一試料での実験において、初回の破壊電圧が 2 回目以降の破壊電圧よりも高い値となる傾向がある。

2) 多数の試料での計測によると、初回の破壊電圧の値は大きくばらつくが、その最低値は続く 2 回目以降の 50 回の破壊電圧の平均値に近い値となる。

図3 破壊電圧回数特性

Fig.3. Breakdown voltage v.s. breakdown times.

3) FRP 表面に明らかな劣化が生じた場合を除いて、いずれの試料においても 2 回目以降の破壊電圧のばらつきの幅は約 10kV であり、図 3(a) に示すように多数回の破壊により破壊電圧の平均値はわずかに低下する。

4) FRP の表面に炭化のような明らかな劣化が生じる場合、図 3(b) に示すように、任意の測定回の破壊により劣化が生じた後に破壊電圧が急激に低下する。

以上のことから、最短ギャップ付近において、初回の破壊により FRP の角が欠けたり傷が形成されたりして、2 回目以降の破壊において弱点部として機能すると考えられる。つまり、初回の絶縁破壊はこれらの弱点部の影響を受けたり受けなかったりするが、2 回目以降の絶縁破壊はこれらの弱点部の影響を必ず受けている。本電極系は限られたサイズであるが、実際の超伝導コイルにおいては電界のかかる部分はかなり広範囲であるので、絶縁破壊が発生する前においてもこれらの弱点部が存在すると考えられる。そこで、本研究では実際の超伝導コイルの設計において考

慮されるべき状態として、明らかな放電劣化がない場合の2回目以降の破壊電圧について検討した。

<3.2> 気泡挙動

(1) 絶縁破壊により発生した気泡 $\sqrt{H/H_0}=0$ においては、ヒータの熱による円筒電極表面からの気泡発生はない。しかし、D電極系の場合には、図4に示すように液体窒素とFRPの境界部分に前回の絶縁破壊により発生した気泡がトラップされる事があった。そのほかの電極系では、トラップされた気泡は観測されなかった。このように気泡がトラップされた状態で電圧を印加した場合、ほとんどの気泡は電極の脇から電極系外に放出されるが、目視観測によると残った気泡が境界部分にガス層を形成するのが観測された。このガス層は破壊電圧を大きく低下させると考えられる。このことから、実際の超伝導コイルにおいてもクエンチの発生前に何らかの事故により気泡が存在した場合には、電気絶縁上極めて厳しい状況となる。

(2) 電極表面から発生する熱気泡

A電極系 次に、ヒータパワーが十分大きく円筒電極表面から活発に熱気泡が発生している場合の気泡挙動について検討を行う。図5にA電極系での気泡挙動を示す。この場合には、以前報告したように次のことが観測された⁽⁷⁾⁽⁹⁾⁽¹¹⁾。電圧を印加していない場合には、図5(a)に示すように、円筒電極表面から発生した熱気泡が浮力により上昇する。電圧を印加すると最短ギャップから気泡を遠ざける方向にグレディエント力が発生し、約5kVの電圧では、図5(b)に示すように、グレディエント力と浮力の釣り合う滞留位置において集塊気泡による電極間の橋絡が発生する。印加電圧をさらに上昇して約12kVになると、図5(c)に示すように、橋絡気泡は細かい気泡の鎖状の集合へと変化する。また、この滞留位置は電圧が高くなるに従い、最短ギャップから遠い下方へと移動する。このため、この鎖状の気泡集合の絶縁耐力は液体窒素の絶縁耐力よりかなり低いものの、それが絶縁破壊の経路となることは無い。高電圧印加時には、最短ギャップ領域の気泡は小さくなり、ま

た浮遊気泡に作用するグレディエント力が強くなって気泡が円筒電極から平板電極に向かいまっすぐ運動するようになる。絶縁破壊は最短ギャップ領域で発生するためこれらの気泡により破壊電圧が低下する。

以上の実験結果はすでに報告した気泡挙動の理論的検討結果とよく一致する⁽⁸⁾⁽¹⁰⁾⁽¹²⁾。

B電極系 B電極系での気泡挙動を図6に示す。図ではFRPが暗く写って見えるため、FRPと重なった気泡についてはほとんど分からなくなっている。しかし、目視観測によると以下のことが認められた。ヒータパワーが十分に大きい場合には、円筒電極表面のあらゆる箇所から熱気泡が活発に発生するが、その発生箇所は特にFRPと円筒電極の接する部分付近に集中する。これは、FRPの存在により円筒電極表面付近での液体窒素の対流が妨げられ、局所的に温度が上昇しているためと考えられる。電圧を印加した時の、平板電極上の左半分、つまりFRPのない側の気泡挙動は、基本的にA電極系の場合と同様である。一方、FRPと

図5 A電極系の気泡挙動

Fig.5. Bubble motions with A electrode.

図4 境界付近にトラップされた気泡(D電極系)

Fig.4. Trapped bubbles near the interface with D electrode.

図6 B電極系の気泡挙動

Fig.6. Bubble motions with B electrode.

円筒電極の間の気泡についてはFRPのエッジ付近の気泡がFRPのない側に運動するのが観測された。これはFRPと円筒電極に挟まれた液体窒素中の電界がFRPの無い部分の電界より高くなり、グラデーション力が作用して電界の弱い方に気泡が運動するためと考えられる。また、FRPのない側の境界付近の気泡は境界であるFRP表面に沿って運動するのが観測された。FRPと円筒電極の接している部分に熱気泡の発生箇所が集中することもあるが、この付近の気泡が絶縁破壊に影響を与えられと考えられる。

C電極系 C電極系における気泡挙動を図7に示す。この場合もB電極系の場合と同様、FRPと円筒電極の接する部分に熱気泡の発生箇所が集中しているのが確認された。電圧を印加していない場合には気泡は浮力に従い上昇するが、電極下部で発生した気泡はFRPにより上昇を妨げられ集塊する。電圧を印加すると、この集塊した気泡はグラデーション力により円筒電極表面を平板電極と反対の方向に運動するようになる。円筒電極の上側の気泡は電界により小さくなり、中でも境界付近で発生した浮遊気泡は平板電極の方向に運動するようになる。しかしこの場合、境界のFRP表面付近に浮遊する気泡は観測されなかった。

D電極系 D電極系の場合にも、図8に示すように、熱気泡発生箇所は他の電極系と同様FRPと円筒電極の接する部分付近に集中している。また、電圧を印加していない

状況では、C電極系の場合と同様電極下部で発生した熱気泡はFRPにより上昇を妨げられ、集塊して電極間を橋絡する。電圧を印加すると、FRPと円筒電極に挟まれた円筒電極上部での電界はFRPの無い部分の電界より強く、熱気泡の発生核が減少し気泡が消滅する。FRPにより上昇を妨げられ電極間を橋絡していた気泡は、電圧が上昇するに従い下方へと移動する。約12kVになると、図8(b)に示すように、この気泡は細かい気泡の集合へと変化する。このとき、最短ギャップの境界付近の気泡は小さくなり、斜め下方に境界から離れる向きに運動する。ヒータパワーの入力がない図4のときの状態とは違い、FRP表面のガス層の形成は認められない。この理由としては、周囲の激しい気泡挙動や対流により境界上の気泡が吹き払われることが考えられる。

(3) 絶縁物表面から発生する熱気泡 D電極系において、FRPと円筒電極の間の楔型ギャップをエポキシ樹脂で満たした場合の気泡挙動を図9に示す。この場合、エポキシ樹脂の表面からも細かい熱気泡の発生が見られた。破壊電圧近くの高い電圧を印加すると、エポキシ樹脂表面からの細かい熱気泡の発生は抑えられ、大きな熱気泡がゆっくりと成長するようになる。この電極系ではこの気泡は絶縁破壊には影響しない。しかし、被覆した超伝導線の表面に同様の現象が現れた場合には絶縁耐力が低下することが考えられる。

< 3.3 > 破壊電圧

(1) 破壊時間間隔の影響 3.2節で述べたように、以前の絶縁破壊の熱により発生し境界に残った気泡は、円筒電極表面から熱的に誘起された気泡とは違った挙動を示しガス層を形成するのが観測された。この残った気泡の量は絶縁破壊の時間間隔に依存すると考えられる。この気泡が破壊電圧に与える影響を調べるため、連続する絶縁破壊の時間間隔対破壊電圧の特性を調べた結果を図10に示す。なお、この図において横軸の時間間隔は電圧を印加している時間の間の間隔を示している。そのため、実際の絶縁破壊

図7 C電極系の気泡挙動

Fig.7. Bubble motions with C electrode.

図8 D電極系の気泡挙動

Fig.8. Bubble motions with D electrode.

図9 D電極系の気泡挙動

(楔型三重点をエポキシ樹脂で満たした場合)

Fig.9. Bubble motions with D electrode in which the wedge triple junction is filled up with epoxy resin.

図10 破壊電圧対時間間隔特性

Fig.10. Breakdown voltage v.s. breakdown interval.

の時間間隔は横軸に表された時間間隔に電圧を上昇させる時間を足し合わせた時間となる。1kV/sの電圧昇圧率なので、例えば図では時間間隔0分の場合にも数十秒の破壊時間間隔となる。 $\sqrt{H/H_0}=0$ において、時間間隔が0分の場合に1分、5分の場合の約半分の破壊電圧が現れている。

$\sqrt{H/H_0}=1$ の場合にも、時間間隔が0分の時にかなり低い破壊電圧が現れているが、 $\sqrt{H/H_0}=2$ の場合には、そのような低い破壊電圧は現れていない。これは、3.2節で述べた気泡挙動と関連して説明が可能である。つまり、ヒータパワーが小さく、電圧が印加されても境界表面にガス層が残る場合には破壊電圧が低下する。また、ヒータパワーが大きく円筒電極表面からの熱気泡の発生が多い場合には、境界表面の気泡が熱気泡と一緒に電極系外に放出されるため破壊電圧が低下しない。また、境界表面に残った気泡は時間の経過とともに消滅するため、時間間隔が1分以上の場合にもあまり低い破壊電圧は現れていない。

(2) 熱気泡の影響 図11にFRPなしのA電極系でのヒータパワー対破壊電圧特性を示す。両極性とも、同様の特性を示し、極性効果により負極性の破壊電圧の方が正極性の破壊電圧に比べて7%ほど低い値となっている。このことから、以下、負極性の破壊電圧を示す。ヒータパワーを小さい値から増加させていくと、沸騰開始のヒータパワーの付近で破壊電圧が急激に低下する。この急激な破壊電圧の低下は最短ギャップ付近の不安定な気泡の存在に依存すると考えられる⁽¹²⁾。それ以上のヒータパワーでは破壊電圧の低下は緩やかになる。電圧を印加した条件下ではヒータパワーを大きくしても気泡の大きさはあまり大きくならず、微小な気泡の密度が増加する。また、核沸騰状態での気泡内のガス温度の上昇は最大で16Kであり、本電極系での気泡内の窒素ガスの温度上昇による破壊電圧の低下は2kV程度と考えられる。つまり、気泡発生時のヒータパワー以上のヒータパワーでは、破壊電圧の低下は液体窒素中の気泡密度や気泡内のガス温度に依存し緩やかになる。

図12には各電極系での負極性のヒータパワー対破壊電圧特性を示す。この時、電圧の測定毎に1分以上の時間間

図11 破壊電圧における極性効果(A電極系)

Fig.11. Polarity effects on breakdown voltage with A electrode.

隔をおいているため、さきに述べたような前回の絶縁破壊時に発生した気泡による影響はない。いずれの電極系においても沸騰開始のヒータパワーにおいて、破壊電圧の低下傾向が大きく変化している。このため、電極系による破壊電圧の変化について、ヒータパワーが小さく熱気泡発生の無い状態と、ヒータパワーが大きく熱気泡発生のある状態について別々に検討を行う。

ヒータパワーが小さく熱気泡発生のない状況についてみると、B、C、D電極系のようにFRPと液体窒素の境界が最短ギャップ付近にある場合は、FRPの無いA電極系の場合より28~36%程度低い破壊電圧となっている。この破壊電圧の低下については2つの理由が考えられる。一つ

図12 各電極系における破壊電圧

Fig.12. Breakdown voltage for each electrodes.

図13 楔型三重点をエポキシ樹脂で満たした各電極系における破壊電圧

Fig.13. Breakdown voltage for each electrodes in which the wedged triple junction is filled up with epoxy resin.

はFRPと液体窒素、円筒電極により形成される楔型の三重点により電界が強くなり、初期電子が生成されやすくなることである⁽¹³⁾。もう一つは、FRP沿面をストリーマが伸展しやすいことである。この事について確かめるために、B、C、D電極系において楔型ギャップの部分をFRPや、FRPと誘電率が近いエポキシ樹脂で満たして破壊電圧を測定した結果が図13である。この場合にも1分以上の時間間隔をおいている。その結果、ヒータ入力のない場合、各電極系の破壊電圧はおよそ40kVとなった。この値はA電極系で気泡発生のない状況での破壊電圧に近い。このことから、気泡発生のない場合のFRPの存在による破壊電圧の低下の原因としては、楔型ギャップによる電界集中の影響が支配的であると考えられる。ところで、この場合ヒータパワーを増加させると沸騰開始前にも破壊電圧が低下する。これは円筒電極から液体窒素への熱伝達が妨げられ固体絶縁物の縁付近で温度が上昇し、沸騰開始が目視で観測できない場合にも微小な熱気泡もしくはガス層が発生しているためであると考えられる。

ヒータパワーが大きく円筒電極から熱気泡発生のある状況についてみていくと、B、C、D電極系の場合FRPの存在により、破壊電圧が10~21%程度低くなっている。楔型三重点をエポキシ樹脂で満たした場合には、FRPの存在による差はほとんどないことから、この低下の原因も、主に前述の三重点における電界集中の影響が考えられる。しかし、B電極系の場合の破壊電圧が他の電極系の場合より低くなっているのは、3.2節で述べたように、B電極系の場合にFRPと液体窒素の境界面の気泡密度が増加したことや気泡が境界面に沿って運動していたことによると考えられる。つまり、FRPの存在による破壊電圧の低下には、境界面の気泡密度の増加も影響している。

4. まとめ

本論文では、液体窒素中での気泡を介した絶縁破壊に対する固体絶縁物の影響について、検討を行った。その結果を要約すると次のようになる。

・気泡挙動について

(1)円筒電極から発生する熱気泡のない場合に、前回の絶縁破壊の熱によって発生した気泡が、電圧を印加時に境界上にガス層を形成することがある。

(2)円筒電極とFRPの接する部分に熱気泡の発生箇所が集中する。

(3)最短ギャップの境界付近の円筒電極から発生する熱気泡は電圧を印加することで小さくなり、境界上のガス層を吹き払う。

・破壊電圧について

(1)負極性の場合の破壊電圧は正極性の場合よりも全体的に7%程度低い。また、両極性のヒータパワーに対する傾向はほぼ一致する。

(2)ヒータパワーが小さく円筒電極表面からの熱気泡発生がない場合で、連続する絶縁破壊の間隔が数十秒程度に

短い場合には破壊電圧の最低値は、時間間隔が十分に長い場合の破壊電圧の半分程度となる。

(3)沸騰開始のヒータパワー付近の大きい破壊電圧の低下の原因は、不安定な気泡の存在が考えられる。また、それ以上のヒータパワーでの緩やかな破壊電圧の低下の原因は、液体窒素中の気泡密度の増加や気泡内のガス温度の上昇が考えられる。

(4)ヒータパワーが小さく気泡の無い場合のFRPの存在による破壊電圧の低下の原因としては、楔型の三重点における電界集中の影響が支配的である。

(5)円筒電極からの熱気泡発生のある場合のFRPの存在による破壊電圧の低下の原因としては、楔型の三重点における電界集中の影響の他に、FRPの沿面付近の気泡の数密度の増加が考えられる。

なお、本研究の一部は、文部省科学研究費補助金、九州大学-九州電力間共同研究によった。

(平成9年10月2日受付、平成10年3月11日再受付)

文 献

- (1) 新エネルギー・産業技術総合開発機構：超電導電力応用技術開発トータルシステム等の研究導入効果の調査研究、平成7年度 委託業務成果報告書 (1996)
- (2) K.Funaki, M.Iwakuma, M.Takeo, K.Yamafuji, J.Suehiro, M.Hara, M.Konno, Y.Kasagawa, K.Okubo, Y.Yasukawa, S.Nose, M.Ueyama, K.Hayashi and K.Sato: "Design and Construction of a 500kVA-Class Oxide Super Conducting Power Transformer Cooled by Liquid Nitrogen", Proc. of 16th ICEC, Kitakyushu, Japan, pp.1009-1012(1996)
- (3) M.Hara, T.Kaneko and K.Honda: "Electrical Breakdown mechanism of liquid nitrogen in the presence of thermally induced bubbles", Cryogenics, Vol.27, pp.93-101 (1987)
- (4) M.Hara, T.Kaneko and K.Honda: "Thermal-Bubble Initiated Breakdown Characteristics of Liquid Helium and Nitrogen at Atmospheric Pressure", IEEE Trans. on EI, Vol.23, No.4, pp.769-778 (1988)
- (5) M.Hara and M.Kubuki: "Effect of thermally induced bubbles on the electrical breakdown characteristics of liquid nitrogen", IEE Proceedings, Vol.137, Pt.A, No.4, pp.209-216 (1990)
- (6) M.Hara, H.Koishihara and K.Saita, "Breakdown Behavior of Cryogenic Liquid in the Presence of Thermal Bubbles under Ramped Voltage", IEEE Trans. on EI, Vol. EI-26, pp.685-691 (1991)
- (7) M.Hara, Z.-C.Wang and H.Saito: "Thermal-Bubble Behavior Affecting Dielectric Characteristics in Liquid Nitrogen under Non-uniform Fields", Proc. of 8th ISH, Yokohama, Japan, No.93.01 (1993)
- (8) 原雅則、才田健二、齋藤弘勝：「不平等電界下における極低温液体中の熱気泡挙動の解析」電気学会論文誌A, Vol.113-A, No.4, pp.337-344 (1993)
- (9) 原雅則、王振朝、齋藤弘勝、村松悟：「液体窒素中における不平等電界下の熱気泡挙動」電気学会論文誌A, Vol.113-A, No.12, pp.817-826(1993)
- (10) 王振朝、吉塚博康、原雅則：「極低温液体中における直流電界下の気泡運動の解析」電気学会論文誌A, Vol.115-A, No.3, pp.265-272(1995)
- (11) K.Takano, J.Yan, S.Matsuura and M.Hara, "Thermal Bubble-Triggered Breakdown of a Plane-to-Cylinder Electrode Partially Covered with Thin Insulation Film in Liquid Nitrogen", Proc. of 10th ISH, Montreal, Canada, Vol.2, pp.35-38(1997)
- (12) 松浦俊輔、高野浩二、江岩、末廣純也、原雅則：「液体窒素中の気泡挙動に対するギャップ長の影響に関する理論的検討」電気学会論文誌A, Vol.117-A, No.8, pp.881-888 (1997)
- (13) 宅間：「複合誘電体における電界集中」, 静電気学会誌, 14, 1, pp.40-48(1990)

高野 浩二

(学生員) 1969年1月13日生。91年3月九州大学電気工学科卒業。93年3月九州大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4月九州電力株式会社入社。96年4月九州大学システム情報科学研究科博士課程入学。超伝導機器の電気絶縁に関する研究に従事。

松浦 俊輔

(学生員) 1974年3月31日生。96年3月九州大学工学部電気工学科卒業。同年4月九州大学大学院システム情報科学研究科修士課程入学。超伝導機器の電気絶縁に関する研究に従事。

原 雅則

(正員) 1942年4月13日生。72年3月九州大学大学院工学研究科博士課程修了。九州工業大学講師、助教授、九州大学助教授を経て同教授。現在、九州大学大学院システム情報科学研究科(<http://www.isee.kyushu-u.ac.jp>)所属。電力工学、高電圧パルスパワー工学、超電導工学、バイオ工学に関する研究に従事。工学博士。IEEE Senior、低温工学協会、静電気学会、放電研究グループ会員。