

高温型燃料電池内での高電圧誘起に関する考察

High Voltage Generation in High-Operating-Temperature Fuel Cells

石田 政義*¹、中川 智之*^{1,*2}、花田 信子*¹、中山 知紀*¹

Masayoshi Ishida *¹, Satoshi Nakagawa *^{1,*2}, Nobuko Hanada *¹, Tomonori Nakayama *¹

*¹ 筑波大学大学院システム情報工学研究科

*¹ Graduate School of Systems and Information Engineering, University of Tsukuba

*² 現(株)本田技術研究所

*² Honda R&D Co., Ltd. at present

概要: SOFC を始めとする高温作動燃料電池では、耐熱材料であるニッケル金属もしくはその合金が導体や構造材料として多用されている。これら材料は磁性体であることから、電氣的に急峻な変化は回路上で高電圧を誘起し、絶縁劣化や破壊等のトラブルを生じる可能性がある。そこで高温中での電磁現象の詳細を明らかにするため、数種類の耐熱金属材料の磁気に関する温度特性を調べるとともに、高温中でそれら線材の交流インピーダンスを測定した。この結果、突然の回路遮断や絶縁異常による急激な電流変化は高電圧を誘起することが確認された。機器設計においては十分な絶縁破壊強度を確保することと、万一の絶縁トラブルでも影響を波及させないための回路構成を考慮する必要があることを示した。

Abstract: Heat-resistant nickel metal and its alloys are generally used as conductors or structural materials in high-operating-temperature fuel cells such as SOFCs. Because these materials are ferromagnetic, an electrical fast transition can cause various insulating troubles: for example, dielectric deterioration or breakdown behind the high voltage induced on the circuit. To clarify the details, the temperature dependences of magnetic properties for several kinds of heat-resistant metal were examined, and AC impedances of these wires were measured at high temperatures. The results showed that sudden current interception or rapid current increase will generate high voltage due to the large self-inductance. It is necessary therefore to sufficiently prepare for such dielectric strength to counteract these surges and to consider the possibility of circuit formation in an accidental ground or short circuit fault to avoid the expansion of their influence.

Key Words: High-Temperature Fuel Cell, Ground Fault, Short Circuit Fault, Ferromagnetic Substance, Self-Inductance, High Voltage Induction, Skin Effect, Curie Point, Magnetic Permeability, Inorganic Material Insulation.

1. はじめに

内部改質が可能な固体酸化物形燃料電池 (SOFC) を始めとする高温作動燃料電池は、高効率が期待されることから次世代を担う発電技術として開発が鋭意進められている。しかしながら、高温であるが故の性能劣化や機器故障の懸念も指摘され、実用化の上では改善すべき重要課題となっている。特に電気絶縁に関するトラブルは、機器本体に係る重大故障に繋がる可能性がある。燃料電池そのものの研究開発とは異なる領域ではあるが、絶縁設計法の確立は将来的な大容量化にともなうスタック高電圧化に向けて、いつか必然的に立ちはだかってくる問題とも考えられる。事実、公表されていないものの、様々な内容の絶縁トラブル事例が伝わってくる。

高温型燃料電池での主絶縁の特徴には、直流であること、高温対応のため無機材料が用いられること、ガスシールを兼ねていることが挙げられる。これらは従来の電気機器にはほとんどない条件であり、関連分野においても十分なデータ蓄積がなく、良く把握されていないのが現状である。また、主絶縁が機能を失った場合に、電池内部での保護は困難であり、外部からの反応物質供給を停止したとしても多くの量がスタック内に残されていることで、それらがほとんど消費されるまで故障電流を遮断できないことが予想される。つまり一部での故障が健全な部分まで拡がることも否めない。絶縁破壊を未然に防止するための対策を立てるための基盤として、高温型燃料電池内および主絶縁部で生じる現象を詳しく把握する必要がある。そこでまず、何らかの原因で異常高電圧が発生する可能性について、知

見と実験を基に考察してみた。本論文では、高温型燃料電池が有する特異条件によって、生じる電気現象に関してまとめた。

2. 高温型燃料電池での高電圧発生

2.1 高温に適用される金属材料と磁性

一般の電気機器の導体には、通常、銅やアルミニウムが用いられる。導電性が高くジュール損失が低いことが主な理由だが、これら材料は比透磁率がほぼ1（真空の透磁率と等しい）の非磁性である。一方、高温機器では強度を保つことや酸化腐食に耐えるべく、ニッケルを主とした金属材料が良く利用されている。導電性が若干劣るのはやむを得ないとして、最も留意すべき物性は強磁性を持つことである。例えば、具体的にスタック電流リードにはニッケル金属のバルクが用いられており、その他構造材料を含めステンレス等のニッケル系合金や鉄などの磁性材料が多用されている。これらは当然ながら高い比透磁率のために、磁場に対して生じる磁束密度が大きくなる。強磁性体は自発磁化を持つこともある。言い換えれば、電流によって形成される磁場において、磁気抵抗が低く起磁力に対応して磁束鎖交数が自ずと増す。すなわち、強磁性材料の存在によって、電流回路の浮遊自己インダクタンスが高くなる。自己インダクタンス値を有すると、良く知られているとおり、

$$V^i = -L \frac{dI}{dt} \quad \dots\dots\dots (1)$$

L : 自己インダクタンス [H], I : 電流 [A],

t : 時間 [sec]

で誘導起電力 V^i [V] が発生する。式のとおり定常電流では電圧発生はないものの、自己インダクタンス L や電流の時間変化率 dI/dt が大きいほど、 V^i が高くなることは自明である。

燃料電池において一般的に通常の運転では急峻な電流変動は考えにくい。しかし、インバータ（直交変換装置）やその先の系統の都合による回路遮断では、急激に電流が0になることもある。我が国では、一需要家当たりの停電が0.1～0.3回/年、瞬時電圧低下が5～10回/年とされている。したがって、安全保護に係る緊急遮断操作の可能性が少なくとも年1回程度は想定される。また、燃料電池本体内の短絡や地絡による突然の電流増加もあり得る。そのような故障は減多にあるものではないが、万一のときに被害を最小限に留める対策を講じておくことが望まれる。

2.2 飽和磁化の温度特性

SOFCに用いられる導体材料としてニッケル (Ni)、

構造材料等周辺に用いられる材料としてステンレス (SUS304)、ニッケル系合金であるハステロイX (Hastelloy)、圧延鋼材 (SS400) を代表に、それらの飽和磁化の温度特性を測定した。装置本体は振動試料型磁力計 (VSM: Vibrating Sample Magnetometer) [Princeton Measurements Corporation 製 Micro Mag 3900] である。数十mgのチップで室温～約800℃の範囲で測定可能となっている。測定は酸化を避けるためにHeガス中で行い、印加磁束密度を0.5Tとした。温度較正をNi・Fe標準試料で、磁化強度較正をNi標準試料で行った。各供試質量は、Ni: 15.79mg, SUS304: 9.09mg, Hastelloy: 13.90mg, SS400: 14.88mgであった。なお、本測定では、加熱温度を高温まで対応させるために感度を本来の能力の77%にまで落としている。

感度補正に加え単位質量kgあたりに換算した飽和磁化の結果を図1に示す。ノイズレベルは十分低く、磁気特性としては支障なく取得できている。各試料の30℃での飽和磁化 (M_s) およびキュリー点 (T_c) を表1にまとめる。Niの M_s と T_c は文献参考値 (M_s : 55.07 A・m²/kg, T_c : 358℃)¹⁾ とほぼ等しく、高純度のニッケルと考えられる。また、SS400も純鉄の文献参考値 (M_s : 217.6 A・m²/kg, T_c : 771℃)¹⁾ と良く一致している。鉄に比べるとSUS304の M_s は1/2弱程度で、キュリー点は150℃ほど低い。一方、Hastelloyの M_s は1/400程度と桁違いに小さく、キュリー点はほとんど変わらない。温度に関する M_s 曲線について、NiとSS400は加熱時に連続に滑らかに低下し、キュリー点到達後の冷却時にも可逆的に戻る。ところがHastelloyでは加熱時の M_s がスムーズに低下しておらず、磁気的な不連続変成が起きたと推察される。冷却時の上昇は比較的滑らかであるものの加熱時よりも落ち込み、非可逆的变化となったが室温では元の値に復帰した。SUS304は加熱時に比べ冷却時において大きく M_s が落ち込み、室温になっても1/20程度にしか戻らず著しい非可逆的変質が生じた。

SUS304はFeを主成分とし、Cr: 18～20%, Ni: 8～10.5%とする。Hastelloyはおよそ鉄50%強、ニッケル20%、クロム20%である。SS400はほとんど純Feで0.1～0.2%の不純物成分が含まれる程度とされる。化学成分から見ると、HastelloyはあまりSUS304と変わらないか、NiとSS400の中間的性質のように予想される。しかしながら、現実には全く異なる M_s 曲線を成している。磁化は磁性原子の存在だけではなく、結晶構造など磁性原子同士の結合状態にも依存することから議論は単純ではない。HastelloyとSUS304は多元素合金であることが共通しており、SUS304の M_s 変化の非可逆性についても、同様のことが言える。これら合金は磁歪の効果も複雑に関与する可能

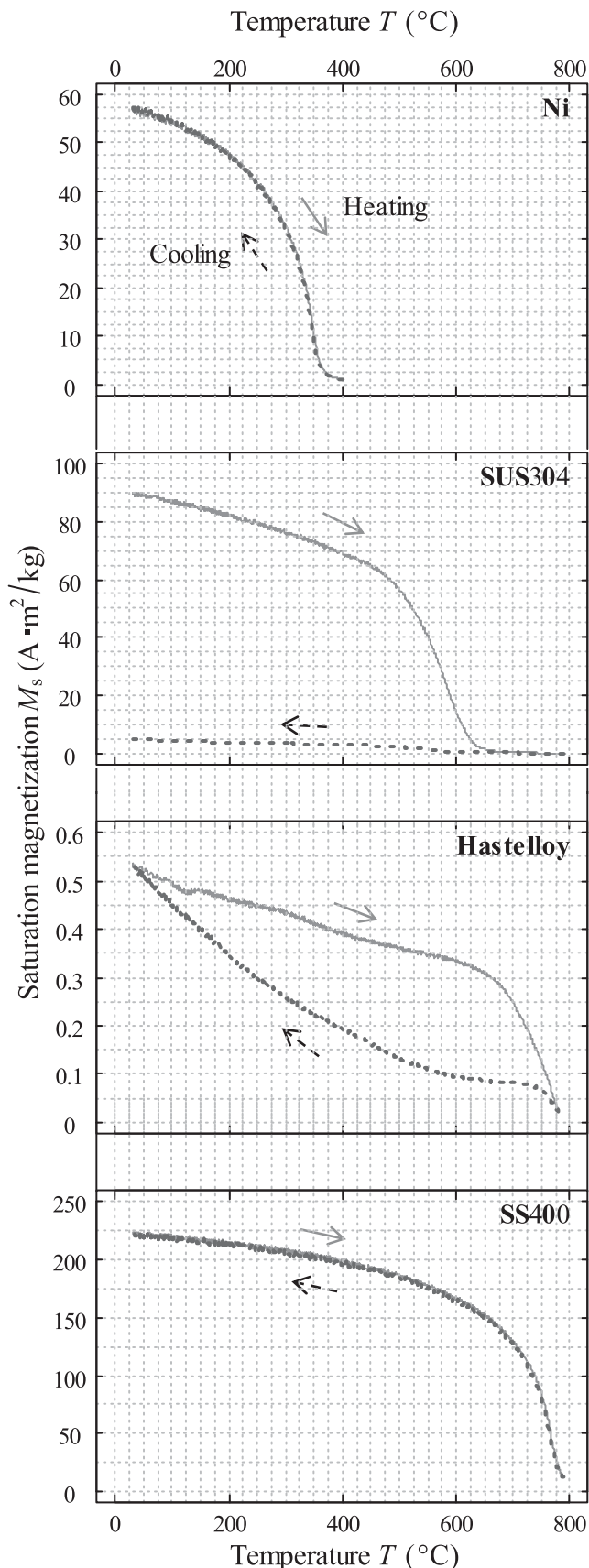


図1 各種試料の熱磁気曲線

Fig. 1 Thermal magnetic curves of various metal specimens.

表1 各種試料の飽和磁化とキュリー点

Table 1 Saturation magnetization values and Curie points of various metal specimens.

Specimens	Saturation magnetization [A·m²/kg] (30°C)	Curie Points [°C]
Ni	57	360
SUS304	89	650
Hastelloy	0.53	approx. 800
SS400	220	approx. 800

性が高い。キュリー点以下の磁区の秩序領域では強磁性を示し高温になるほど磁化率が高くなる。キュリー点より大きい無秩序領域では常磁性に転移する。常磁性温度域ではキュリー-ワイス則によってキュリー点で磁化率は理論的に発散し、実際においても大きな値を取り、それより高温になるほど磁化率は低下する。したがって、キュリー点より僅かに高い温度では、透磁率が極めて大きな値を有することになる。

3. 単純形状導体の自己インダクタンス

3.1 自己インダクタンス

電流 I [A] が流れたときに生じる磁束鎖交数を ψ_c [Wb·turn] ($N\phi_m$: 鎖交数×磁束) とすると、自己インダクタンス L [H] はそれらの比例定数であり、起磁力 $F_m = NI = R_m \phi_m$ [A·turn] (R_m : 磁気抵抗 [A·turn/Wb]) の関係によって、

$$L = \frac{\psi_c}{I} = \frac{N^2}{R_m} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。したがって、形成する磁束の磁気回路における磁気抵抗 R_m が小さいほど、換言すると透磁率 μ [H/m] が大きい強磁性材料ほど L は増す。このことは周囲だけの問題ではなく、導体自身の物性も係わる。つまり、全体の自己インダクタンス L は、導体そのものが有する内部自己インダクタンス L_I と、導体周囲全てが有する外部自己インダクタンス L_E との和で、

$$L = L_I + L_E \quad \dots\dots\dots (3)$$

のように表される。

定常電流で導体断面に一樣に電流が流れる場合、外半径 a [m]、内半径 b [m] の円筒 (中空) 形状導体の L_I (円筒) は、

$$L_I (\text{円筒}) = \frac{\mu_l l (a^4 - b^4)}{8\pi a^4} \quad \dots\dots\dots (4)$$

μ_l : 導体の透磁率 [H/m], l : 導体長 [m],

π : 円周率 (3.14159...) となる。円柱形状導体の L_l (円柱) は、 $b=0$ として、

$$L_l(\text{円柱}) = \frac{\mu_l l}{8\pi} \quad \dots\dots\dots (5)$$

である。両者ともに L_E は、
欄外 (*1) 参照 $\dots\dots\dots (6)$
 μ_E : 周囲の透磁率 [H/m]
で表される。

3.2 表皮効果

時間的に変化する過渡電流には表皮効果が作用することで、導体表面から内部に向かって大きさが減衰するような分布となる。半径 a [m] の円柱形状の導体を仮定すると、軸方向の電流密度 J [A/m²] は、

$$\frac{\partial^2 J}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial J}{\partial r} = \sigma \mu_l \frac{\partial J}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (7)$$

r : 導体中心からの距離 [m],
 σ : 導体の導電率 [S/m]

で支配される。正弦波交流を用いた場合、表面での電流値に対して $1/e$ となる距離である表皮厚さ δ は、

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \sigma \mu_l}} \text{ [m]} \quad \dots\dots\dots (8)$$

f : 周波数 [Hz]

となる。表皮効果は、周波数、導電率、透磁率が大きくなるほど顕著になることが知られている。これを用いると $0 \leq r \leq a$ にて、

$$J = J_0 \frac{\text{Ber}_0(\sqrt{2}r/\delta) + j\text{Bei}_0(\sqrt{2}r/\delta)}{\text{Ber}_0(\sqrt{2}a/\delta) + j\text{Bei}_0(\sqrt{2}a/\delta)} \quad \dots\dots\dots (9)$$

J_0 : 導体表面 ($r=a$) での電流密度 [A/m²],
 $\text{Ber}_n(x)$: 第一種 n 次ケルビン関数実部,
 $\text{Bei}_n(x)$: 第一種 n 次ケルビン関数虚部,
 j : 虚数単位 ($\sqrt{-1}$)

で導体内電流分布が求められる。表皮効果が十分大きく (7) 式で $a > \delta$ すなわち $r \gg 1$ すると、左辺第二項目が省略できるので、

$$J \approx J_0 e^{\frac{r-a}{\delta}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

e : ネイピア数 (2.71828...)

と近似できる。
外半径 a [m]、内半径 b [m] の円筒形状導体の L_l (円筒) は、
欄外 (*2) 参照 $\dots\dots\dots (11)$
となる。円柱形状導体の L_l (円柱) は、同じく $b=0$ として、
欄外 (*3) 参照 $\dots\dots\dots (12)$
で示される。 L_E は (6) 式と同一である。表皮効果によって電流が表面に集中することから、 L_l は低下する。

電流分布が生ずること抵抗値も大きくなる。円筒での電流が通過する実効面積 S (円筒) [m²] は、

$$S(\text{円筒}) = 2\pi \int_b^a r e^{\frac{r-a}{\delta}} dr$$

$$= 2\pi \delta \left\{ \left(a - b e^{\frac{b-a}{\delta}} \right) - \delta \left(1 - e^{\frac{b-a}{\delta}} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

で、円柱での S (円柱) [m²] は、

$$S(\text{円柱}) = 2\pi \delta \left\{ a - \delta \left(1 - e^{\frac{-a}{\delta}} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

と計算される。実効面積 S を用いて、抵抗値は、

$$R = \frac{l}{\sigma S} \text{ [}\Omega\text{]} \quad \dots\dots\dots (15)$$

で得られる。実効的な抵抗値は、(13) 式と (14) 式によって、それぞれ一様電流のときの断面積 $S(\text{円筒}) = 2\pi(a^2 - b^2)$ 、 $S(\text{円柱}) = 2\pi a^2$ での値よりも増加することが明らかである ($\because \delta, b < a$)。

上述の理論を基に、架空電線など常温で一般に用いられるアルミニウム金属 Al と、ニッケル金属 Ni の交流に関する導電特性を比較してみる。両物質の導電率は、

$$\sigma(\text{Al}) : 35.5 \times 10^6 \text{ S/m}$$

$$\sigma(\text{Ni}) : 14.4 \times 10^6 \text{ S/m}$$

で、透磁率は、

$$\mu_l(\text{Al}) : 1.25 \times 10^{-6} \text{ H/m}$$

$$\mu_l(\text{Ni}) : 7.53 \times 10^{-4} \text{ H/m}$$

が 20℃ での参考値^{1)~3)} となっている。ちなみに真空の透磁率 μ_0 は $4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ なので、Al の比透磁率はほとんど 1 であり、Ni の比透磁率は 600 である。周波数に関する表皮厚さの計算値を図 2 に示す⁴⁾。 L_E の計算において真空中を仮定して透磁率には μ_0 を用いた。高周波であるほど表皮厚さが薄く、両対数表示において直線的に下がることが分かる。Ni は Al に比べて表皮厚さが 1/15 になっている。

外半径 12mm、内半径 10mm の円筒試料と、外半径 12mm の円柱試料を、Al および Ni で作製した。長さは

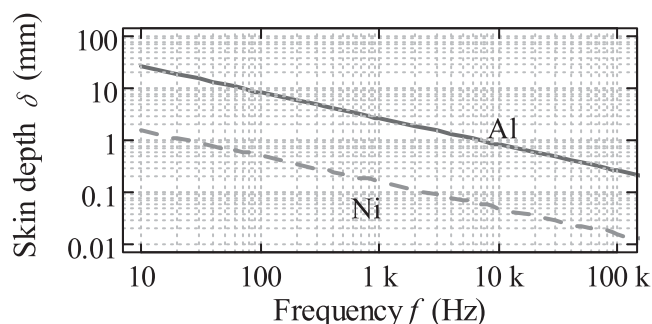


図2 AlとNiの表皮厚さ
Fig. 2 Skin depths of Al and Ni.

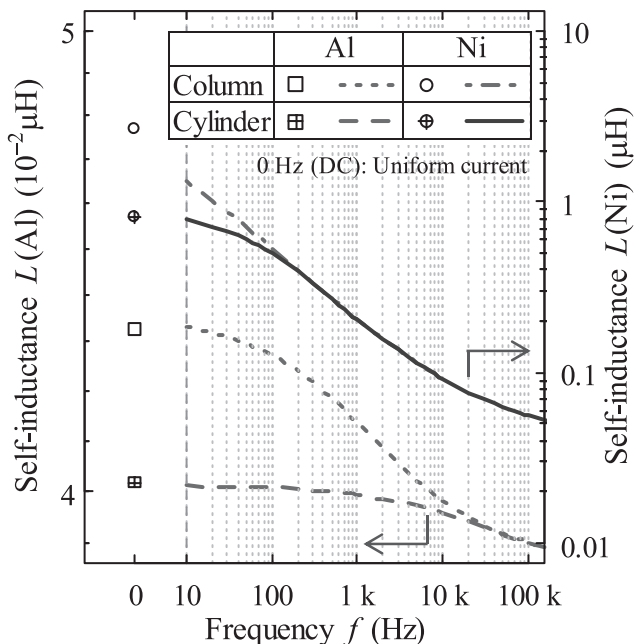


図3 AlとNiの自己インダクタンス
Fig. 3 Self-inductances of Al and Ni.

100mmである。これらの自己インダクタンス計算値 ($L_I + L_E$) を図3に表す。ちなみにここでの L_E は全てに共通で $0.039 \mu\text{H}$ と計算される。図には周波数 0 Hz (DC) で一様電流を仮定した場合の値を併記する。Niでは表皮効果が効き 100 Hz 以上で円筒と円柱でほぼ同じであるが、Alでは数十 kHz 以下で円柱の方が大きく差が生じていることが見てとれる。これらの自己インダクタンスおよび抵抗を、LCRメータを用いて測定しようと試みた。しかしながら、理論値が計測可能範囲であるにも係わらず、常温実験室内で計測される L 値が、両試料とも広周波数帯で $0.06 \sim 0.22 \mu\text{H}$ で、定性的にも理論とおりの特性が反映できていなかった。試料自体の L_I 値が小さすぎたりしたなど、周囲に係る L_E 値や測定回路の影響が顕著で計算値にはほど遠かったものと推測された。AlとNiの差も L 、 R それぞれに関して僅かに認められる程度の結果でしかなかった。バルク試料形状では、所有の高温炉に入る程度で長くしても、測定精度を大きく改善するには至らないことが予想されるため、新たな計測実験方法を再検討した。

4. 線材での自己インダクタンス温度特性

4.1 試料と測定方法

高温炉内に収容できるサイズで、可能な限り L_I 値が大きくなるように 1.0 mm 径 - 7 m 長の線材を準備し、非磁性無機材料を芯としてコイル状試料とすることを試みた。マ

表2 コイル諸元
Table 2 Coil specifications.

Items	Values
Winding Number N [turns]	70
Diameter d [m]	31×10^{-3}
Total length D [m]	280×10^{-3}
Aspect ratio d/D	0.11
Main components (Content ratio [wt%])	SiO ₂ (46), MgO (17), Al ₂ O ₃ (16)
Nagaoka coefficient K_N	0.95
L_C (Calculation) [μH]	15.8

シナブルセラミックス・マコール® 材質の直径 31 mm、長さ 28 cm の円柱棒にネジ状の溝を切り、そこに線材をきつく巻いてコイル形状を固定した。

コイル諸元を表2にまとめる。このような試料形状では、導体自身は有意に長くでき L_I 値は増すが、ソレノイドコイル形状としての自己インダクタンス L_C がさらに加わる。全巻数 N [turns]、直径 d [m]、全長 D [m] の有限長ソレノイドの自己インダクタンスは、

$$L_C = \frac{K_N \mu_E N^2 \pi d^2}{4D} \quad [\text{H}] \quad (16)$$

で導かれる。ここで K_N は長岡係数と呼ばれ、無限長ソレノイドの公式から有限長ソレノイドの自己インダクタンスを求められるようにする補正係数であり、

$$\text{欄外 (*4) 参照} \quad (17)$$

で得られる。すると $d/D = 0.11$ で $K_N = 0.95$ により、真空中を仮定すると供試コイルの自己インダクタンス L_C 値は $15.8 \mu\text{H}$ と計算される。コイル形状を加味して、細かい影響を無視すると、

$$L = L_I + L_E + L_C \quad (18)$$

とできる。このコイル形状とすることによって、常温の実験室中でも $20 \mu\text{H}$ 以上の計測値が得られ、安定した自己インダクタンス測定が可能になった。

AlおよびNi線材でコイルを形成し、耐火レンガで支持しながら高温炉内のほぼ中央に配置した。エヌエフ回路設計ブロック社製 LCRメータ ZM2353 を利用し、測定電流で生じる磁束の影響を軽減させた四端子対法⁵⁾にて L 値を常温 $\sim 800^\circ\text{C}$ の範囲で取得した。実験・測定回路の概要ならびにコイル写真を図4に表す。測定リード線は極力短くなるようにし、電流ケーブルと電圧ケーブルをそれぞれ熱るなどの工夫をした。また、試料が酸化しないように炉内を十分な N_2 供給でパージした。 O_2 濃度は 2% 以下程度で若干の表面酸化はあるものの、影響低減のため測定をできる限り迅速に行うように配慮した。

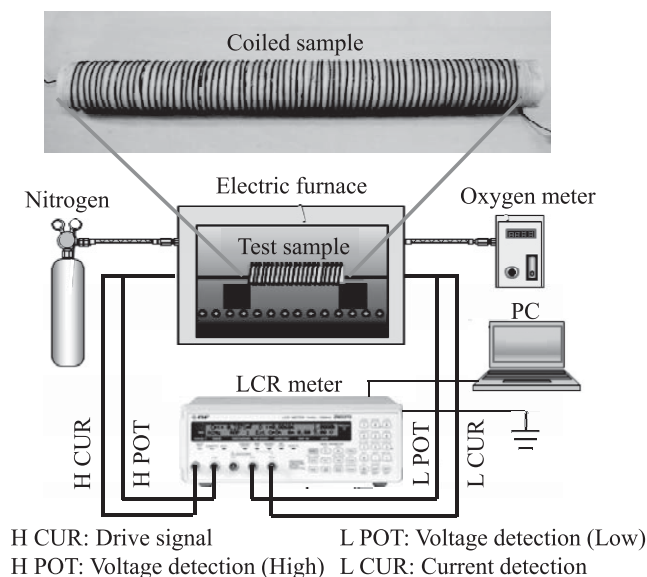


図4 自己インダクタンス温度特性測定概要
Fig. 4 Schematic diagram of self-inductance measurement at high temperatures.

4.2 自己インダクタンス測定結果

各設定温度での周波数に対する自己インダクタンス測定値との関係を図5に示す。同図ではAlとNiで縦軸の範囲が大きく異なることに注意されたい。Alの小さな L 値に関しても、表皮効果に起因する周波数特性が正しく観測されている。Alは温度、周波数に係わらず、僅かな変化しかなく、常温～800℃の範囲で常磁性であることが分かる。一方、Niは低周波領域で25℃→300℃と温度上昇するに連れ L 値が著しく向上するが、同じ温度では高周波になるほど連続的に下がる特性を持つ。しかし、350℃になった途端に急激に低下して、それより高温ではAlと全く変わらない特性である。Niについては、キュリー点付近以下で強磁性とともに表皮効果が現れ、それ以上では常磁性に転移していることが認められる。Niに関して、横軸を温度とした L 値の変化の様子を図6に描き改める。各周波数とも常温から300℃付近まではほぼ直線的に L 値が上昇しており、磁化の温度特性が直接的に係わっていることが明らかである。350℃では既に磁化が現れなくなっていることから、キュリー点（354℃）より多少低い温度で磁化の発散が生じていたと言える。300℃を超えたところでキュリー-ワイス則が成立する常磁性域になったと解釈される。表1での飽和磁化特性計測で得られた温度より若干低いが、用いた高温炉が輻射加熱炉で、測定温度よりも試料温度が実際には高かった可能性がある。

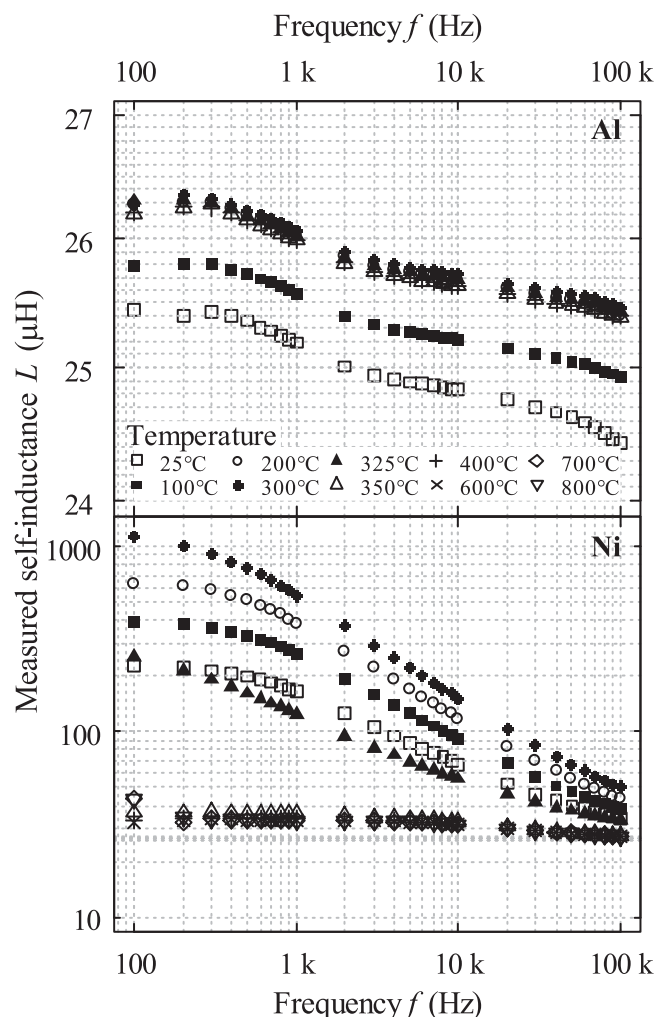


図5 自己インダクタンスの周波数依存性
Fig. 5 Frequency dependence of self-inductance.

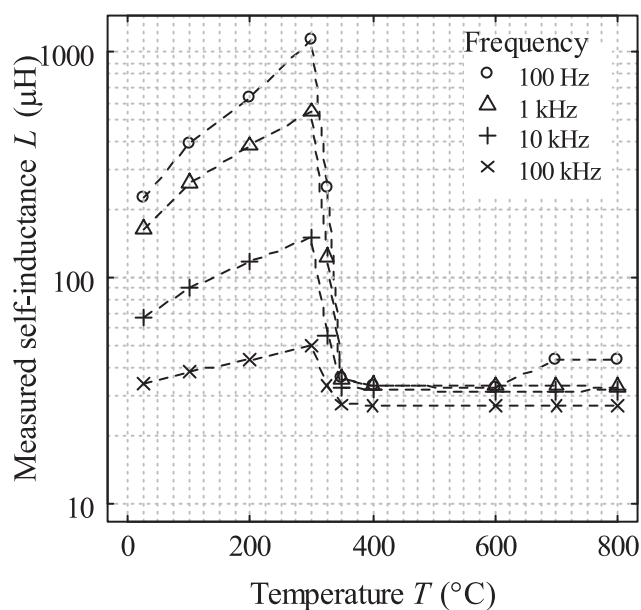


図6 Niの自己インダクタンスの温度依存性
Fig. 6 Temperature dependence of Ni self-inductance.

4.3 Niの磁化率に関する考察

Alの自己インダクタンスは温度や周波数に無関係に25 μH 前後ではほぼ一定値を示しており、非磁性の性質が如実に現れている。その比透磁率 $\mu_r(\text{Al})=1.0$ であることから、 L 値に含まれるAl線材の影響は空気中と同じと見立てて差し支えない。25℃・100Hzでの測定値25.4 μH から、Al線材の計算値 $L_f(\text{Al})=0.35 \mu\text{H}$ と $L_c=15.8 \mu\text{H}$ とを差し引くことにより、実験室や測定環境を含めて $L_E=9.3 \mu\text{H}$ と分析できる。この値は当然ながらNiに対しても同じである。したがって、Niにおける磁化での自己インダクタンス純増分は、

$$\Delta L_f(\text{Ni}) = L(\text{Ni}) - L(\text{Al}) \quad (19)$$

で求められる。Niの磁化率を $\chi(\text{Ni})=\mu_r(\text{Ni})-1$ とすると、等価的に $\chi(\text{Ni}) \cdot L_f(\text{Al})=\Delta L_f(\text{Ni})$ の関係が成り立つことで、

$$\chi(\text{Ni}) = \frac{L(\text{Ni}) - L(\text{Al})}{L_f(\text{Al})} \quad (20)$$

が便宜的に得られる。こうして同条件での実験値から計算したNiの磁化率 $\chi(\text{Ni})$ とその逆数 $1/\chi(\text{Ni})$ を、温度の関数として図7に示す。図には20℃での物性値を用いた計算値も示した。計算値はほぼ測定値の延長線上にあり、両者に大きなずれはない。 $1/\chi(\text{Ni})$ はキュリー点以上で、およそ直線上に乗っており、概ねキュリー-ワイス則にしたがっていると考えられる。ばらつきは計測される L 値が小さいことから、測定誤差が比較的大きく反映してしまったものと推察される。漸近線を描くと $T > T_c$ では、

$$\chi = \frac{C}{T - T_c} \quad (21)$$

となり、図中のあてはめ近似直線ではキュリー温度 $T_c=315^\circ\text{C}$ 、キュリー一定数 $C=567^\circ\text{C}$ が見積もられる。一般に $T < T_c$ の強磁性域では、

$$\chi = \frac{C}{2(T_c - T)} \quad (22)$$

とされている^{6),7)}。キュリー点近傍以上での磁気特性は、本論の主旨からは外れるため、見積もられたキュリー一定数値の解釈や考察は割愛する。

5. 高温型燃料電池での回路設計指針

高温作動の電気機器で多用されるNi導体、構造物としてのステンレス、ニッケル合金、圧延鋼材は強磁性を有することが確認された。また、Ni線材を対象とした実験で、それぞれのキュリー点以下で非磁性材料に比べ大きな自己インダクタンス値を持ち、キュリー点に近づくほど増大することを明らかにした。自己インダクタンスは電流の時間変化が大きいほど低下するものの、両者の関係で誘導起電力が高まる可能性を否定できない。それゆえ、低電圧で大電流仕様になりがちな燃料電池に関しては、主電流回路における温度分布を把握し、常用運転におけるトリップ時にどの程度の高電圧が誘起されるかの詳細検討が望まれる。とりわけ圧延鋼材が主電流回路の近傍に存在している状況、あるいは地絡で圧延鋼材に電流が通ずるケースでは、相当の高電圧が発生する可能性に留意すべきである。そこで想定される電圧に対して安全率を加味した絶縁設計が不可欠である。鉄系材料は常温～800℃の全ての範囲で強磁性であることを考慮しておかなければならない。SUS304のようなオーステナイト系ステンレスは、一般的には非磁性であるが、一部の種類では加工を繰り返すことで組織がマルテンサイト化し磁性を帯びることがあるとされており要警戒である。

他方、機器内部での絶縁事故にともなう波及防止の考慮もする必要がある。長期に亘る運用では、絶縁性能劣化、

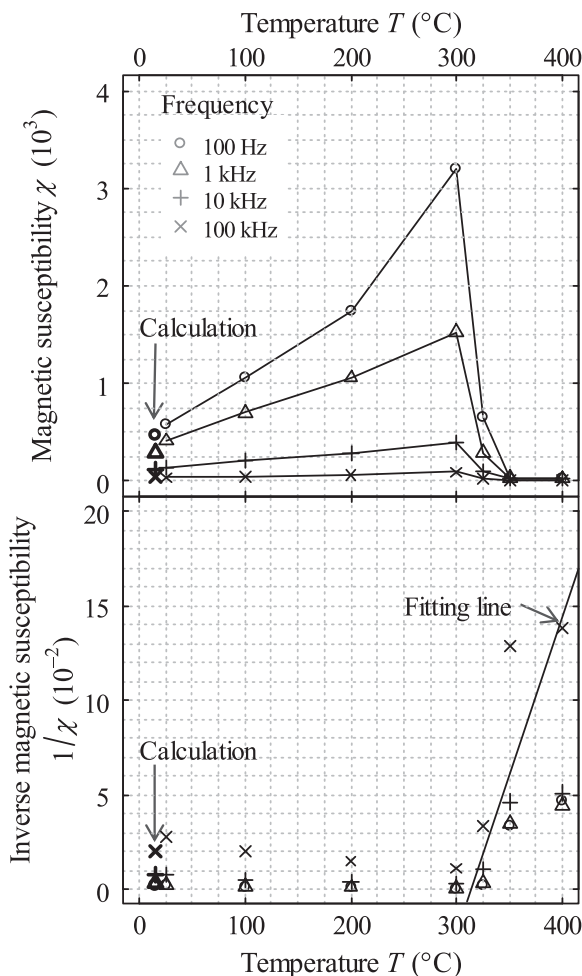


図7 Niの磁化率およびその逆数の温度依存性

Fig. 7 Temperature dependence of Ni magnetic susceptibility and its reciprocal.

外部からのサージ電圧侵入など、様々な事故要因が拭いきれない。万一のトラブル時でもその影響を別の箇所へ及ぼすことがないような考え方を採り入れることも重要である。燃料電池ではセル電極面積が大きい方が好まれることから、電池スタックの内部インピーダンスが低くなり、短絡や地絡電流はその分大きくなる傾向にある。つまり、一旦大電流が流れ出すとジュール損によって急激な自己発熱が始まり、開始時はもちろん溶断等で回路が切れるときに大きな電流の時間変化が推測される。そこで発した異常高電圧が、回路を通して他に伝搬すると、次々とドミノ倒しの事故が進展することも考えられる。絶縁事故の芽を摘み、連鎖を断ち切るためには、強固な耐電圧付与が欠かせない。しかしながら、無機材料しか選択肢がなく、ヒートサイクルにともなう構造の熱膨張・収縮、ガスシール性の確保の点から、できるだけ薄く簡素化したいとの相反要求がある。確実な絶縁設計を行うためには、実使用環境下での各種材料の耐電圧性能を理解することに加え、劣化メカニズムが解明されなければならない。単なる高温とか直流とかだけではなく、アノードガスによる還元雰囲気、カソードガスとの燃焼反応、不純物蓄積を始め、絶縁研究分野にとっても未知の領域が多く残されている。実機とその機器配置や回路構成においても、異常高電圧を生じさせない運用方策、アレスタ装備など異常高電圧を逃がしたり減衰させたりする仕組み、自己インダクタンスを低下させるような回路のとり回し、接地箇所の工夫や電流を貫通させない構造上での絶縁箇所の配置、絶縁状態の常時監視など、様々な手法が想起される。

6. おわりに

本論文では、発電技術としての革新が期待でき、将来的に大容量化に向かうであろう SOFC を主とする高温作動燃

料電池に関して、その耐熱材料を用いた構成から異常高電圧発生を予測した。主な構造材料であるニッケル系合金や圧延鋼材の磁気特性を得るとともに、ニッケル線材を使って高自己インダクタンスを検証した。これら知見から関係開発者が今後検討すべき対処項目を示唆した。

高温型燃料電池を真の意味で実用化するには、ここでの議論もさることながら、あらゆる叡智の結集を要すると思われる。関係各位の大いなる活躍を期待したい。

飽和磁化の温度特性計測ならびに磁気特性出現に関する解釈は東京工業大学地球惑星科学専攻の綱川秀夫教授のご厚意で行っていただいたものである。また、三菱重工業(株)殿より SOFC に関する情報と実験試料の提供ならびに研究に対する支援を受けた。本研究の一部は文部科学省科学研究費基盤研究 (C) [課題番号:23561026] の下で実施した。関係各位に深く謝意を表する。

参考文献

- 1) 国立天文台編:理科年表平成24年版、丸善出版(2011)
- 2) ウィキペディアフリー百科事典 (<http://ja.wikipedia.org/wiki/>) (2012.7.1)
- 3) <http://www.mogami.com/paper/physical-constants.html> (2012.7.1)
- 4) 中川智之、石田政義:強磁性体を導体に用いた際のインダクタンスの評価、第4回新エネルギー技術シンポジウム、p-20 (2009)
- 5) <http://www.nfcorp.co.jp/techinfo/dictionary/057.html> (2012.7.1)
- 6) 宇野良清、津屋昇、新関駒二郎、森田章、山下次郎 共訳:キッテル固体物理学入門①第8版、丸善(2008)
- 7) 近角聰信:物理学選書4 強磁性体の物理(上) - 物質の物性 -、裳華房 (1991)

$$(*1) \quad L_E = \frac{\mu_E}{2\pi} \left\{ l \log \left(\frac{l + \sqrt{a^2 + l^2}}{a} \right) - \sqrt{a^2 + l^2} + a \right\}$$

$$(*2) \quad L_I (\text{円筒}) = \frac{\mu_I l e^{\frac{b-a}{\delta}} \left[\delta \left\{ e^{\frac{a-b}{\delta}} (a^2 - 3a\delta + 3\delta^2) - b^2 + 3b\delta - 3\delta^2 \right\} + \frac{(\delta-b)(a^2-b^2)}{2} \right]}{2\pi a^2 \left\{ \left(a - b e^{\frac{b-a}{\delta}} \right) - \delta \left(1 - e^{\frac{b-a}{\delta}} \right) \right\}}$$

$$(*3) \quad L_I(\text{円柱}) = \frac{\mu_l l e^{\frac{-a}{\delta}} \delta \left\{ e^{\frac{a}{\delta}} (a^2 - 3a\delta + 3\delta^2) - 3\delta^2 + \frac{a^2}{2} \right\}}{2\pi a^2 \left\{ a - \delta \left(1 - e^{\frac{-a}{\delta}} \right) \right\}}$$

$$(*4) \quad K_N = \frac{4}{3\pi\sqrt{1-k^2}} \left\{ \frac{1-k^2}{k^2} K(k) - \frac{1-2k^2}{k^2} E(k) - k \right\}, \quad \text{ただし } \frac{d}{D} = \frac{k}{\sqrt{1-k^2}}$$

$K(k)$: k についての第一種完全楕円積分、 $E(k)$: k についての第二種完全楕円積分