超電導エネルギー貯蔵装置における 磁界シールドの方式

正員 金丸 保典 (金沢工大)

正員 雨宮 好文 (千葉工大)

1. ま え が き

電力需要が年々増加するにもかかわらず、電力供給能力が順調に増加しない現在、電力を安定に確保することは重要な問題である。発電量を増やすにしても、建設用地の確保、環境的な諸問題など多くの難点があり、特に国土の狭い我が国では発電所建設が困難な状況である。電力需要と供給能力についてみると、最大需要は夏期の冷房機器稼働時であり、供給能力はこれを賄うように設定されている。従って、他の季節では供給能力に余裕が生じる。1日のうちでも最大需要時間帯は午後1～3時に集中しており、その他の時間では供給能力に余裕が生じていることになる。夜間に余剰電力を貯蔵し、昼間に放出すれば、新しい発電所の建設を行わなくとも、現在の発電設備で十分な供給能力を有することになる。発電機も終日一定負荷運転を行うことができ、効率が改善される。現在、電力エネルギー貯蔵装置として揚水発電所が稼働しているが、設置場所が需要地から離れており、効率も70%以下であるなど難点が多く、将来的に大規模で効率の良い貯蔵装置の実現が待たれる。

本論文で扱う超電導エネルギー貯蔵装置はフライホイール、蓄電池などの他の貯蔵装置に比較して、非常に効率が良く、しかも大容量の装置が可能と考えられており、各方面で研究が進められている⁽¹⁾⁽²⁾。近年の超電導材料の開発にも目覚ましいものがあり、ますます研究が進展して行くものと思われる。

一方、超電導コイルを用いるため、非常に強い磁界が発生し、電気機器類や生体系など、生活環境に与え

る強磁界の影響の問題、コイルに作用する電磁力の問題が生じ、今後の検討課題も多い。特に、超電導コイルより漏れてくる磁界は地磁気の数千倍になることも考えられ、磁気シールドの問題は重要なものになってくると思われる。超電導コイルに対する磁気シールドの研究については、 $5 \times 10^8 \text{ J}$ のエネルギーを蓄積できる超電導コイルについてのものや⁽³⁾、ソレノイド形のコイルを円筒形のシールド体で完全に覆ったときの磁束分布を計算した例がある⁽⁴⁾。しかし、本論文のように $1.8 \times 10^{13} \text{ J}$ 程度のエネルギーが蓄積できる非常に大形の超電導コイルを取扱った例はなく、生活環境での磁界を考慮しての磁界解析は今後、超電導エネルギー貯蔵装置が具体的に設計されるうえで重要になってくるものと思われる。生活環境での磁界をある一定値以下に抑えようとするための規準となる値については、強磁界の生体などへの影響に関しては様々な研究が行われているが、本論文では 0.005 T を一応の磁界の安全基準と考えている⁽⁵⁾⁽⁶⁾。

本論文では、具体的に $5,000 \text{ MWh}$ 程度の電力を貯蔵できる超電導エネルギー貯蔵装置について、その磁界を数値解析し、貯蔵コイルに対してシールドコイルをどのように設置したらよいか、更にシールド板をどうするかといった問題を形状、位置などから検討を行い、より効果的な磁気シールドについての方式を提案するものである。

以下にその結果について述べる。

2. 超電導エネルギー貯蔵装置の概要

超電導エネルギー貯蔵装置については $1,000 \sim 10,000 \text{ MWh}$ 程度の各種のものが提案されている。 $1,000 \text{ MWh}$ は $3.6 \times 10^{12} \text{ J}$ にもなり、その大きさが想像される。形状は使用する超電導材料の問題、作用する電磁応力の問題などの点を考慮しなければならず、現段階ではまだ流動的であるが、基本的にソレノ

A Method of Magnetic Shielding in Superconducting Magnetic Energy Storage. By Yasunori Kanamaru, Member (Kanazawa Institute of Technology) & Yoshifumi Amemiya, Member (Chiba Institute of Technology).

金丸保典：正員，金沢工業大学電気工学科
雨宮好文：正員，千葉工業大学電気工学科

表 1 超電導エネルギー貯蔵装置の例
Table 1. Examples of superconducting magnetic energy storage.

	10,000 MWh (ウィスコンシン大学)	1,000 MWh (ロスアラモス科学研究所)	5,000 MWh (超電導エネルギー貯蔵研究会, 日本)
貯蔵エネルギー (J)	3.6×10^{13}	3.6×10^{12}	1.8×10^{13}
コイル半径 (m)	103	66	200
コイル高さ (m)	103	44	40
コイル形状	ソレノイド形	ソレノイド形	ソレノイド形

図 1 超電導エネルギー貯蔵装置の概要

Fig. 1. Structure of superconducting magnetic energy storage.

イド形である。半径は数百 m で、重量は数万 t に達するため、地下 100~300 m に埋設し、コイルに作用する電磁力を地下の岩盤で支えようとするものである。現在提案されているものの具体例を表 1 に示す⁽¹⁾。

本論文では 5,000 MWh 級のものをを用いて具体的な磁界解析を行う。図 1 にその概要を示す。交直変換所により交流-直流の変換を行い、超電導コイルに直流を流し、電磁エネルギーとしてエネルギーの蓄積を行い、放出のときは直流を交流に再変換して需要地に送る。電流が流れている間は、抵抗が 0 であるため損失はなく、極めて効率の良いエネルギーの蓄積が可能となり、更に基本的には装置自体には可動部分がなく、静止機器となるため効率は 90% 以上が望める⁽²⁾。

3. 磁界の近似解析

超電導エネルギー貯蔵に用いるコイルはソレノイド形であるが、コイルの高さに対して半径が非常に大き

図 2 環状コイルによる磁界 H_r , H_z

Fig. 2. Magnetic field H_r and H_z generated by ring coil.

くなるので、近似的には図 2 のような環状のコイルとして考えることができる。従って、ここでは初段階として近似的な磁界の強さを求める。

コイルの中心 O より l (m) 離れた任意の点 Q における磁界の強さは次式となる⁽⁷⁾。

$$H_r = \frac{I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{l^2 + a^2 + 2la \sin \theta}} \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \times \left(\frac{a^2 + l^2}{l^2 + a^2 - 2la \sin \theta} E(k) - K(k) \right) \dots \dots \dots (1)$$

$$H_z = \frac{I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{l^2 + a^2 + 2la \sin \theta}} \times \left(\frac{a^2 - l^2}{l^2 + a^2 - 2la \sin \theta} E(k) + K(k) \right) \dots \dots \dots (2)$$

$$k = \sqrt{4la \sin \theta / (l^2 + a^2 + 2la \sin \theta)} \dots (3)$$

$K(k)$, $E(k)$ は第 1 種、第 2 種の完全だ円積分である。 $K(k)$, $E(k)$ は多項式で近似することができ、 l および θ を与えることにより磁界の強さ H_r , H_z を求めることができる。

図 3 において、 P 点は環状コイルの中心点 O より z (m) 離れており、 P , Q 点を地表面上の点とすれば、 z は地中への埋設の深さと考えればよく、 P 点より Q 点に至る各部分での B_r , B_z , B は地表面での磁束密度ということになる。ここで、 B_r , B_z は磁束密度の r 方向、 z 方向成分を示す。

$$B_r = \mu_0 H_r, \quad B_z = \mu_0 H_z \dots \dots \dots (4)$$

$$B = \sqrt{B_r^2 + B_z^2} \dots \dots \dots (5)$$

ここで、 μ_0 : 空気中および地中の透磁率

半径 $a=200$ m の超電導コイルが地下 150 m に埋設されている場合を考え、地表部分での磁束密度 B_r , B_z , B を求め図 4 に示す。このとき、コイルのインダクタンスは 126.2 H、電流は 534.1 kA 流すものと考え、蓄積エネルギー W は

$$W = \frac{1}{2} LI^2 = 1.8 \times 10^{13} \text{ J} = 5,000 \text{ MWh} \dots \dots \dots (6)$$

と考えて計算を行っている。

図 3 地中に埋設された環状コイル

Fig. 3. Ring coil in the earth.

図 4 地表面における磁束密度分布

Fig. 4. Distribution of flux density on the surface of the earth.

図4からわかるように、コイルの中心軸上にある点Pにおいては r 方向の磁束密度は0であり、 z 方向の磁束密度のみが存在する。その値は0.282 Tと大きいものになる。また、地表面上で磁束密度 B が0.005 T以下となる所は中心軸よりかなり離れた所になる。0.005 T以上の領域を例えば立入禁止の領域とすれば、この部分は半径780 mの領域となり、貯蔵コイルの半径200 mの約4倍にもなり、かなりの広さとなり、設置面積の点からも超電導エネルギー装置の難点となる。

そこで、地上部分での磁界を小さくし、0.005 T以上の領域の径を小さくするためには超電導コイルを地中深く設置するか、シールドを行う方法がとられなければならない。しかし、前者は技術的に困難さが増すと共に建設費も増加することが考えられるため、本論文では後者についての検討を行った。

4. シールドコイルを設置したときの磁界解析

図5のように、超電導コイルの上部にシールド用超電導コイルを設置した場合について述べる。

シールドコイルを超電導状態にしておき、貯蔵コイルに電流を流すとシールドコイルに誘導起電力が生じ、シールドコイル内を通る総磁束 Φ_s は

$$\Phi_s = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

という条件を満足する。上方向の磁束と下方向の磁束がキャンセルし、見掛け上 $\Phi_s = 0$ となるわけであるが、 $\Phi_s = 0$ であってもシールドコイル内のすべての領

図 5 貯蔵コイルとシールドコイル

Fig. 5. Storing coil and shielding coil.

図 6 地表面における磁束密度分布
(シールドコイルがある場合)

Fig. 6. Distribution of flux density on the surface of the earth (with shielding coil).

域で磁束密度 B_r が0ということではない。

本論文では、シールドコイルを貯蔵コイルの上部100 mに設置し、その半径を0~1,000 mの範囲で変化させた結果について検討を行った。その結果、シールドコイルの半径が300 mのときに、地表面における磁界が0.005 T以下となる領域の半径は710 mとなり、最も小さい値となったのでこれを最適値と考え、シールドコイルの半径は300 mとした。このときシールドコイルには貯蔵コイルの約10%の電流が誘起されたが、この電流値の決定にはシールドコイル内の水平断面を通過する垂直方向の磁束について、水平断面の各部分における面積と磁束密度 B_z の積を求め、それらをすべて加え合せたものが上下方向で打消しあって0となるように、繰返し計算して求めるという方法をとった。水平方向の磁束については、軸対称であるため左右で打消しあって0となるため考慮する必要はない。このときの地表面での磁束密度の分布を図6に示す。

B_z についてみると、0.005 Tを超える領域は図4のときに比較して半径で1/2、面積で1/4程度に縮小されるという結果が得られた。 B_r に関しては B_z ほどシールドの顕著な効果が出ていないように思われるが、しかしシールドコイルを設置することは地表面での磁界を小さくするうえで有効な方法であると結論づけられる。

5. シールドコイルとシールド板を設置したときの磁界解析

前章ではシールドコイルを設置した場合の結果について述べたが、更に地表面での磁界を小さくするため、シールド板を設置したときの結果について示す。シールド板を考えると、計算領域中に μ_0 (空気中および地中の透磁率)と μ_i (シールド板の透磁率)が混在することになり、複雑な磁界解析になる。本論文においては、シールド板を設置したときの磁界解析

図 7 計算領域の三角形分割例

Fig. 7. Example of element subdivision of calculated area.

に有限要素法を用いた(8)~(10)。

有限要素法の基本式については付録に示した。計算を行う際は、計算領域を要素と呼ばれる小さな三角形に分割して、各三角形の頂点(以下、節点と呼ぶ)でのベクトルポテンシャルの値を得る。本論文では、節点数 625、三角要素数 1,152 の計算領域についての結果を得た。計算領域の分割図を図 7 に示す。有限要素法ではベクトルポテンシャル A の値が得られるため、 $B = \text{rot } A$ として B_r , B_θ および B を求めて前章の結果などとも比較検討した。

まず初めに、一番簡略な方法として円形のシールド板を設置した場合について検討してみる。半径 200 m の貯蔵コイルを地下 150 m に埋設し、その上部 100 m に半径 300 m のシールドコイルを設置し、更に地表面に厚さ 25 cm、半径 300 m、 $\mu = 500 \mu_0$ であるシールド板を設置する。この方法は、超電導コイルの上部一面に大きなシールド板を設置して地表面への漏れ磁界を小さくしようとするものである。

そのときの地表面での磁束密度の分布を図 8 に示す。なお比較のために、図中にはシールドがない場合とシールドコイルのみがある場合の磁束密度 B も併せて示した。同図より、シールド板を設置することにより、シールドコイルのみの場合に比較して中心軸上での磁界は約 1/4 程度になることがわかる。また、 B_r についての軽減効果もシールド板がない場合に比較して大きく、 B_r , B_θ とも小さくなり、シールドはより効果的なものになる。しかし、この場合は超電導コイルに大きなふたをするような形となり、シールド板

図 8 地表面における磁束密度分布(シールドコイルと円形シールド板がある場合)

Fig. 8. Distribution of flux density on the surface of the earth (with shielding coil and circular shielding plate).

図 9 シールド板の厚さに対する領域の半径

Fig. 9. Radius of area vs. thickness of shielding plate.

がかなり大規模になり、材料の量的な問題、建設コストの面からも最適設計とは言い難く、現実的ではない。

そこで円形のシールド板ではなく、シールド板の材料を少なくし、かつ効果的にシールドを行う一つの方法として、リング状のシールド板を設置した場合について考える。リング状シールド板については、内半径、外半径、厚さ、透磁率など様々な場合が考えられる。内半径に関しては、200~500 m の範囲で 50 m ごとに変化させ、それに応じて外半径も各種変化させて、最もシールドの効果があるものを導き出した。厚さについても 1, 3, 5, 8, 10, 25, 40 cm の各種を計算し、シールドの効果が大きい値として 10 cm を得た。図 9 に内半径 300 m、外半径 376 m 一定のときのシールド板の厚さに対する地表面での磁界が、0.005 T となる領域の半径の変化を示す。比透磁率は 50, 100, 250, 500, 1,000, 2,000 の各場合についての結果を得たが、比透磁率に対する磁界分布に大きな

図 10 等ベクトルポテンシャル線の分布

Fig. 10. Distribution of equal vector potential lines.

違いはなく、実用的な値で判断すれば、500 程度が適当であると考えられる。もし、鉄のように磁気飽和が起る材料では、磁界の増加と共に比透磁率の変化も起きるが、前述のように透磁率の違いによる磁界分布には大きな変化は見られず、本論文では透磁率については一定値を用いた。

以上の各種の検討より、ここでは比較的良好な結果が得られた場合について示すが、そのときのリング状シールド板は内半径は 300 m、外半径は 376 m であり、厚さは 10 cm、比透磁率は 500 である。

図 10 は計算により得られた等ベクトルポテンシャル線を示す。シールドコイルおよびリング状シールド板の影響が示されている。貯蔵コイルで発生した磁界は、その上部にあるシールドコイルにより地中へ戻される形となるが、再び地上部分へ拡散しようとする。それを強磁性体のシールド板により閉込めた形にするのであるが、図 10 はよくその様子が示されてい

図 11 磁束密度ベクトルの分布

Fig. 11. Distribution of flux density vectors.

図 12 地表面における磁束密度分布(シールドコイルとリング状シールド板がある場合)

Fig. 12. Distribution of flux density on the surface of the earth (with shielding coil and ring shielding plate).

る。シールド板の位置と大きさを自由に变化させることは計算上可能であるが、内側、外側どちらに移動させても図 10 ほどの良い結果は得られず、同図に示すものはかなり適切な位置の値を示しているものと思われる。

図 11 は磁束密度 B を計算領域の各部においてベクトル表示したものである。複雑な分布の様子がよく現れており、特にシールド板近傍の分布は興味深い。地表面での磁束密度はシールド板の外側付近からは非常に小さくなっていることがわかる。図 12 は地表部分での磁束密度を示す。円形シールド板の場合と比較すると磁束密度は非常に小さくなっており、磁束密度が 0.005 T 以下になる領域の半径は、円形シールド板のときは 410 m 、リング状シールド板のときは 362 m となっている。これらの値は、シールドを行わない場合の半径 780 m に比べて約半分になっている。

円形シールド板より、リング状シールドのほうが良いという結果を得たが、その理由としては形状が大きく比透磁率も大きいシールド板を設置すると、その部分に磁束が集中してくることになり、シールド板近傍の磁界が強くなり過ぎて、逆効果になるためと考えられる。従って、本論文のように磁界の上限値を超える領域を小さくしようといった場合には、シールド板の形状はリング状で十分であり、比透磁率も大きくなくてよいと思われる。また、シールド板を通る磁束は中心より外側に向かう方向になるので、必ずしも円周方向に連続である必要はなく、断続的に直径方向に切断して、何本かのスリットを設けてもよいことになり、シールド効果を下げることなく、シールド板の面積を小さくすることも可能であると思われる。

6. む す び

超大形の超電導コイルを用いる超電導エネルギー貯

蔵装置は、将来的な電力エネルギー貯蔵装置の有望なものの一つと思われるが強磁界を発生し、生体系や電気機器系に与える影響は大きいと考えられる。本論文は、超電導コイルの発生する強磁界をシールドすることにより、極力、生活環境部分での強磁界の影響を防ごうとするものである。シールドがない場合とシールドがある場合についての磁界の数値解析を行い、磁束密度の分布を検討した。シールドについては、シールドコイルと強磁性体のシールド板を置くことにより、生活環境での磁束密度を 0.005 T 以下に抑え、かつ 0.005 T を超える領域を極力小さくできることがわかった。

本研究で扱ったモデルは $5,000 \text{ MWh}$ の超電導エネルギー貯蔵装置で半径 200 m に達する。研究の結論を以下に記す。

(1) 超電導コイルを地下 $150 \sim 200 \text{ m}$ 程度に埋設したときは地表面に $0.2 \sim 0.3 \text{ T}$ の強磁界が生じ、 0.005 T を超える領域も広い。

(2) 地下数 km にまで埋設深さを下げればよいが、技術的な面、建設コストの面で不可能と思われ、何らかのシールドが必要である。

(3) 地下 150 m に貯蔵コイルを埋設し、地下 50 m にシールドコイルを設置したとき、垂直方向の磁束密度 B_z については、そのシールド効果は大きいですが水平方向の磁束密度 B_r については十分ではない。

(4) 更に、地表面に強磁性体のシールド板を設置すれば生活環境での磁界を小さくでき、強磁界の存在する領域を縮小できる。しかし、磁束を必要以上にシールド板近傍に集中させないためにも、その形状は適切な半径、幅をもったリング状のシールド板が良いと思われ、最適に近いものを選べば、シールドの効果を十分上げることができる。

(5) シールドコイルとシールド板の効果を示すため、磁束密度 B が 0.005 T 以下になる領域の半径 r を次に示す。

シールドがない場合： $r=780 \text{ m}$

シールドコイルのみがある場合： $r=710 \text{ m}$

シールドコイルと円形シールド板がある場合：

$r=410 \text{ m}$

シールドコイルとリング状シールド板がある場合：

$r=362 \text{ m}$

本論文での数値解析では、超電導コイルの形状、シールドコイルの形状、シールド板の形状と透磁率などについて、様々な場合の磁界解析が容易に行うことができる。今後は更に詳細にシールドコイルの位置と大きさ、シールド板の位置と大きさ、電磁応力について

検討を行い、最適設計の指標としたい。

(昭和62年6月10日受付, 同62年11月20日再受付)

文 献

- (1) 増田: 電力貯蔵技術のひみつ, (昭 56) 日刊工業新聞社
- (2) A. W. B. Taylor (田中訳): 超伝導, (昭 49) 共立出版
- (3) T. Ezaki & F. Irie: "Solenoid-Type Shield Coil for Superconducting Magnetic Energy Storage", Proc. International Cryogenic Eng. Conf., **11**, 479 (1986)
- (4) T. J. Summer: "A calculation of the effect of a coaxial superconducting shield on the magnetic field distribution of an enclosed coaxial solenoid", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **20**, 692 (1987)
- (5) Henry Aceto, Jr, et al.: "Some Studies on the Biological Effects of Magnetic Fields", *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-6**, 368 (1970)
- (6) 大熊・杉山・雨宮: 「浮上式鉄道における強磁界しゃへい」, 電学論 B, **100**, 715 (昭 55-12)
- (7) Van Bladel: *Electromagnetic Fields*, (1964) McGraw-Hill
- (8) S. Yamada, Y. Kanamaru & K. Bessho: "The Transient Magnetization Process and Operation in the Plunger Type Electromagnet", *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-12**, 1056 (1976)
- (9) 中田・河瀬・高林: 「有限要素法によるボイスコイルモータの過渡磁界解析」, 電学論 B, **105**, 483 (昭 60-5)
- (10) 金丸・佐野: 「超電導エネルギー貯蔵装置の漏れ磁界シールドの計算」, 生体電磁環境研究会, No. 86-8 (昭 61)

付 録

計算の対象となる系は軸対称をなしており, 円柱座標系で取扱うと都合である。

Maxwell の方程式より次式が成り立つ。

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{.....(付 1)}$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad \text{.....(付 2)}$$

ここで, $\mathbf{E}$: 電界, $\mathbf{B}$: 磁束密度, $\mathbf{H}$: 磁界,

$\mathbf{J}$: 電流密度, ε : 誘電率

本論文のような直流による磁界を求める場合を考えると, 時間項を含む $-\partial \mathbf{B}/\partial t$, $\varepsilon(\partial \mathbf{E}/\partial t)$ は無視してよい。また, 磁束密度とベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ との関係は $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ として (付 1), (付 2) 式を変形すると次式が得られる。

$$\text{rot} \frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{J} \quad \text{.....(付 3)}$$

円柱座標系において, ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ は θ 方向のみに値をもつものとすれば $\mathbf{A} = (0, A_\theta, 0)$ となり, (付 3) 式は次式となる。

$$\frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{\mu r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{\mu r} \frac{\partial}{\partial z} (r A_\theta) \right\} = -J \quad \text{.....(付 4)}$$

以上のように, 基本となる微分方程式が得られたわけであるが, この微分方程式はオイラーの微分方程式の形に一致し, その解は A_θ に関する汎関数に, エネルギー最小化の原理を適用して求めたときの値と等価である。汎関数を次に示す。

$$\mathcal{F} = \iint_R \left(\int_0^B \frac{1}{\mu} b db \right) r dr dz \\ = - \iint_R J A_\theta r dr dz \quad \text{.....(付 5)}$$

ここで, R : 積分領域

エネルギー最小化の原理を満足するには, 次式を満足する極値をとる A_θ を求めればよい。

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial A_\theta} = 0 \quad \text{.....(付 6)}$$