

図 B2.11 Merritt4 コイルの配置 (図 B2.9 の横断面図)

図14に本論文で用いたリッツ線の構造図を示す。リッツ線は、 n 本の絶縁処理された銅線から構成され、表皮効果を低減できる。ここで、リッツ線の断面積 $((\phi/2)^2 \pi)$ に対する銅線断面積 $(S_c \times n)$ の割合を占積率と呼ぶ。

Merritt4 コイルは、図 B2.10 に示す係数とコイル1 辺長 a の積がコイル配置座標となり、中心に対して左右対称なコイル配置となる。コイル設計において、コイル1 辺の長さ a と電線径 ϕ の選択の組み合わせは無限に存在するが、コイル長を考慮すると、その組み合わせには制限が生じると考えられる。次に、Merritt4 コイル設計における構造的制限について示す。

コイル長が存在することで設計に制限が生じる可能性を検討する。図 B2.11 に示す coil 1 と 2 (3 と 4), coil 2 と 3 の間隔 x_1, x_2 がゼロ未満になるようなコイル1 辺長 a [mm] と電線径 ϕ [mm] の組み合わせは設計不可能である。そこで、電線径 ϕ とコイル1 辺長 a による設計制限を明確にする。ここで、図 15 における各配置座標及びコイル間隔 x_1, x_2 は次式で与えられる。

$$z_3' = 0.1281 \times a - \frac{11}{2} \phi = \frac{x_1}{2} \quad (\text{B2. 27})$$

$$z_3'' = 0.1281 \times a + \frac{11}{2} \phi \quad (\text{B2. 28})$$

$$z_4' = 0.5055 \times a - \frac{26}{2} \phi \quad (\text{B2. 29})$$

$$x_1 = 0.2562 \times a - 11\phi \quad (\text{B2. 30})$$

$$x_2 = 0.3774 \times a - \frac{37}{2} \phi \quad (\text{B2. 31})$$

コイル間隔 x_1, x_2 のどちらか一方でもゼロ未満になると設計不可能となるが、 x_2 の制限の方が大きくなるため、式(B2.31)のみを考慮すればよい。つまり、

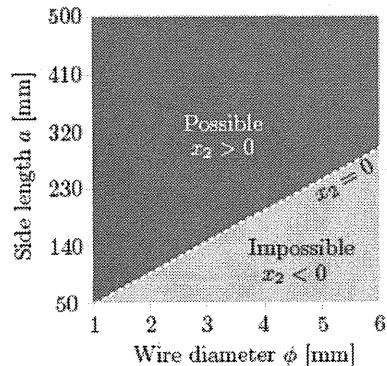


図 B2.12 Merritt4 コイルの構造的制限を示すダイアグラム

$$a \text{ [mm]} \geq 49.02\phi \text{ [mm]} \quad (\text{B2. 32})$$

を満たす電線径と1辺長であれば設計可能となる。

図B2.12は、電線径 ϕ とコイル1辺長 a に対する設計可能領域と設計不可能領域を示し、Merritt4コイルの構造制限を明らかにしたものである。横軸に電線径 ϕ 、縦軸にコイル1辺長 a を示している。上部領域が $x_2 > 0$ となる設計可能領域、下部領域が $x_2 < 0$ となる設計不可能領域を示している。白破線で示すのは、コイル間隔 x_2 がゼロとなる点である。つまり、coil1と2、3と4が結合し、2台のコイルから構成されるMerrittコイルを意味している。また、電線径を太くするほど1辺長を大きくとる必要があることも確認できる。

次に電線径 ϕ と1辺長 a の設計制限を含めた磁界強度と均一磁界領域の関係を明らかにする。はじめに、任意の電線径 ϕ 、1辺の長さ a に対する出力磁界強度を求める。本研究では、定量的に比較検討するために実際に用いたりツ線の占積率(42%)とし、またコイル発

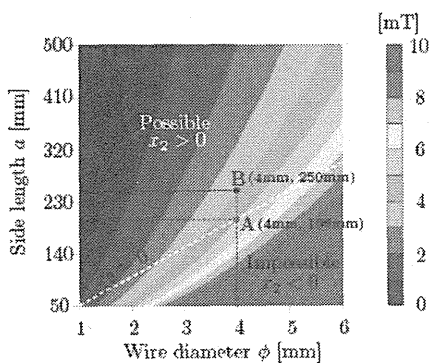


図 B2.13 電流密度を最大 (4 A/m^2) にした時の Merritt4 コイルより出力される磁束密度、コイルの1辺長 a と線径 ϕ をパラメータとしている

熱を考慮し電線の最大電流密度を 4 A/mm^2 と設定した。以上より、コイルの定格電流値は

$$i_{\max} = (\phi/2)^2 \pi \times \text{占積率} \times \text{最大電流密度} \text{ [A]} \quad (\text{B2. 33})$$

となる。以降、コイル電流密度を 4 A/mm^2 とし、比較検討を行う。

コイル内部の任意の点における磁界強度及び分布は、前節に示したようにビオ・サバールの法則によって求めることができる。Merritt4コイルの磁界強度は、コイル電流 i_L とコイル1辺長 a で決定される。コイル中心の磁界強度は、文献[12]より

$$B_{\text{central}} = \frac{46.65}{a} \times 10^3 \times i_L \text{ [\mu T]} \quad (\text{B2. 34})$$

となる。また、 $i_L = i_{\max}$ のとき、電線径 ϕ 、1辺長 a のMerritt4コイルの最高出力磁界となる。つまり、Merritt4コイルの出力磁界は電線径 ϕ と1辺長 a によって決まる。このことを踏まえて、図B2.13に 4 A/mm^2 における任意の電線径 ϕ 、1辺の長さ a のMerritt4コイルの最高出力磁界強度を示す。横軸に電線径 ϕ 、縦軸に1辺長 a 、磁界強度を色別の領域で示す。赤くなるほど高磁界を示し、各色の境界線は1mTきざみ

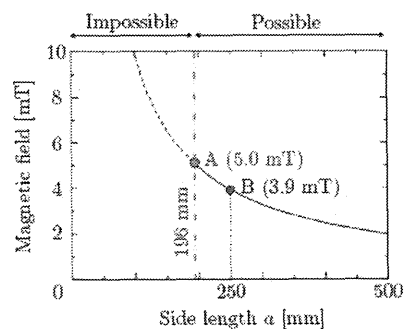


図 B2.14 コイルの1辺長 a と出力磁束密度の関係

となっている。また、白破線は図B2.12で示した設計可否の境界線($x=0$)となる。この図より、電線径 ϕ を大きく、1辺長 a を小さくするほど磁界強度は大きくなることを確認できる。さらに設計制限を明確にすることで、磁界発生装置が実際に発生しうる磁界強度が明らかになった。ここで、電線径 $\phi=4$ mmで構成されるCoil A、Coil Bの出力磁界の比較検討を行う。各設計座標を図B2.13に示す。Coil Aは1辺長 $a=196$ mmとしコイル間隔 x_2 をゼロとなるように設計、Coil Bは1辺長250 mmのコイルである。図B2.14に電線径4 mmにおける1辺長に対する最高出力磁界を示す。横軸が1辺長 a 、縦軸が出力磁界強度である。これより、 $x_2=0$ となるCoil Aが最高出力となり、コイル定格電流値21.1 A (4 A/mm²)のときに磁界出力は5.0 mTとなる。一方、Coil Bの出力磁界は3.9 mTとなる。つまり、各電線径において白破線上が最高出力となることが判明した。ここで、白破線上における設計を「最高出力設計」と呼ぶ。先述した通り、これは2台のコイルから

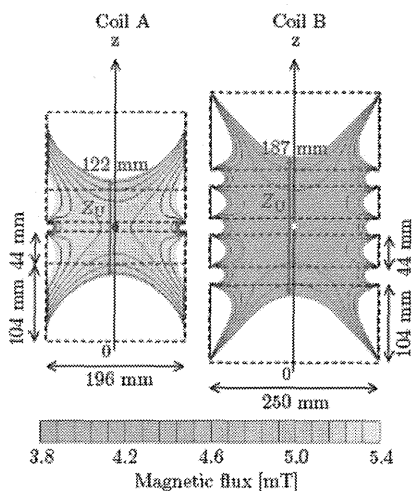


図 B2.15 コイル中心の磁束密度からの偏差が±5%以内になる領域

成るコイルを意味しており、コイル1、2及びコイル3、4が結合するような設計パラメータの場合が最大の磁界強度を得られることになる。またこの図B2.13より、出力磁界強度から逆算して電線径 ϕ と1辺長 a を導き出すことができる。

続いて、Merritt 4 コイルの均一磁界領域について検討する。図 B2.15 に、Coil A と Coil B の内部磁界分布を示す。図 B2.15 は、各コイルにコイル定格電流値 21.1 A (4 A/mm²) 流した際のコイル中心の磁界強度に対し偏差±5%の均一磁界領域を示している。Coil A の中心磁界強度は 5.0 mT、Coil B の中心磁界強度は 3.9 mT である。ここで、先述したようにばく露実験の際、被検体はコイル中心軸 (z 軸) 上に設置されることから、均一磁界領域を比較検討するために図中の Z_U を比較基準とした。図 B2.16 に電線径 4 mm における1辺長と Z_U の関係を示す。横軸はコイルの1辺長 a 、縦軸は Z_U を示している。最高出力設計である Coil A の Z_U は 122 mm であり、Coil B の 187 mm と比較し 50% の差があるこ

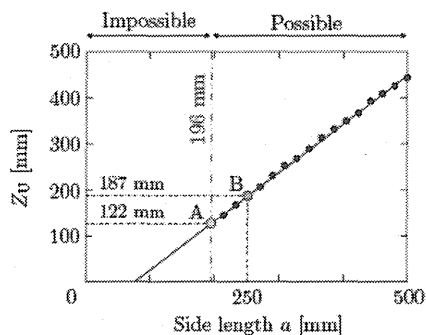


図 B2.16 コイルの1辺長 a とコイル中心軸上におけるばく露可能な領域 Z_u との関係、ばく露可能な領域はコイル中心の磁束密度と比較して偏差が±5%以内の範囲に設定している

とが確認できる。例えば、直径 9 cm、高さ 1.5 cm のシャーレを中心軸 (z 軸) 上に設置できる枚数は、コイル A が 8 枚設置できるのに対してコイル B は 12 枚である。図 B2.14, B2.16 より、Coil B の方が均一磁界領域が広く得られているが磁界強度はCoil A が上回っていることが確認できる。磁界強度と均一磁界領域はトレードオフの関係にあり、図 B2.14, B2.16 より、その関係は明確になることがわかった。

先述したようにMerritt4コイルは、既定巻数で構成されるため、1辺の長さ a と電線径 ϕ によってコイルインダクタンスが決定する。本研究で対象としている磁界発生装置はLC直列共振回路を用いているため、コイルのイン

ダクタンスは重要な値である。また、装置の実現可能性を検討する上でも欠かせないパラメータの一つである。以下にその1例を示す。

図B2.17は、最高出力設計 (a [mm]=49.02 ϕ [mm]) 時の各電線径における出力磁界強度である。コイル電流密度を4 A/mm²として計算している。電線径10 mmとすれば、10 mT以上の磁界を出力できる。しかし、その際にコイル及び共振用コンデンサ両端間には、高電圧が印加されると考えられる。図B2.18は、電線径に対するインダクタンスとコイル両端間電圧を示したグラフである。インダクタンスを実線、破線で示すのはコイル両端間電圧である。10 mT出力時、コイル両端には約80 kV_{p-p}の電圧が印加され達成不可能であると推察できる。また、本装置はLC直列共振回路を用いているため、共振用コンデンサにも同等の電圧が印加される。そのため、実際の製作においては、絶縁・耐圧を十分考慮した設計が求められる。

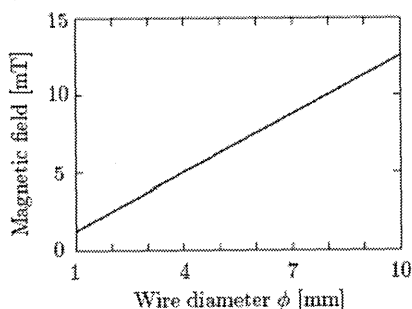


図 B2.17 電流密度を 4 A/mm²にした時の電線径と磁束密度の関係

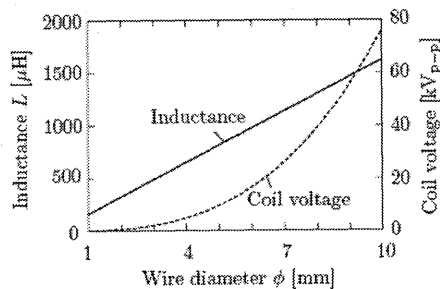


図 B2.18 電流密度を 4 A/mm²にした時の電線径とインダクタンス・電線径とコイル両端の電圧の関係



図 B2.19 ばく露装置への使用を考慮した試作型 Merritt 4 コイル

以上のことを考慮して試作したMerritt 4コイルを図B2.19に示す。また、仕様詳細を表B2.1に示す。このコイル構成は均一磁界出力に優れ、かつ長時間連続駆動を考慮し太いリッツ線で構成されている。また、内枠は木製であり磁性体は一切用いていない。内部の均一磁界領域は図B2.15に示す通りである。

B.3 動物用局所ばく露装置の設計

B3.1 ばく露装置の概念設計

妊娠ラットの胎児に局所ばく露が行えるよう、局所的な磁界を発生するコイルの設計、ラットとの位置関係の検討を行った。コイルの設計として、過去の文献を参考にし、コイルの形状を検討した。

ばく露装置の設計において、十分なばく露量を得るために高電流をコイルに流し、強い磁界を発生させる必要がある。しかし、強い電流を流すことでコイルの配線の温度が高くなり、長時間の装置の使用により不備が起ることが考えられる。この予防策として冷却装置によりコイルの温度管理が必要となる。そのためばく露装置の配線として水冷式の銅パイプを使用する。概念設計ではこのコイルの配線の太さを想定し、設計を行った。

B3.2 ばく露装置の工学設計

概念設計により推定した磁界発生用コイルの構成が現実的な装置として作成可能かどうかを検討するために工学設計を行う。磁場発生コイルに流す電流量にはインバータと降圧変圧器を用いた磁界発生コイル用電源装置の構成による工学的制限がある。装置回路構成として、ばく露量の目標値を得るためにコイルに流す必要のある電流量を求め評価する。コイルに流す電流量の最大値は80Aを予定している。

また、生体を扱う長時間ばく露実験において、コイルの配線の熱量によってラットは熱に対するストレスを感じる事が考えられる。この影響は電磁界のばく露評価として不確定な要因となる。このことからコイルから発生するラットへの熱ストレスを軽減する必要がある。コイルの温度管理とは別にラットとコイル間に水冷チューブを配置し、水冷の量によって熱量を管理する装置を提案し、設計を行った。

B3.3 磁界発生用コイルの検討

図 B3.1 に、本研究で検討する局所ばく露を目的とした平面の渦巻き状コイルの概略図を示す。まず、磁界発生コイルの中心軸(z 軸)上の磁界分布を計算により求める。ここで、計算を簡単化するためにコイル形状を渦巻き状ではなく半径の異なる同心円の集合として磁界計算を行う。任意の電線径 ϕ 、半径 r の 1 ターンコイルが中心軸(z 軸)上で発生する磁束密度は、次式で与えられる。ここで、 μ_0 は真空の透磁率、 I_2 はコイル電流である。

$$B_{1\text{turn}} = \frac{\mu_0 r^2 I_2}{2(r^2 + z^2)^{3/2}} \quad (\text{B3.1})$$

各円電流により発生する中心軸(z 軸)上の磁界強度を求め、それらを足し合わせることでコイル全体が作る磁界の強さが求まる。コイル中心軸上の磁束密度、コイル外径 a と内径 b を固定すると、電線径 ϕ (巻数 N) を可変

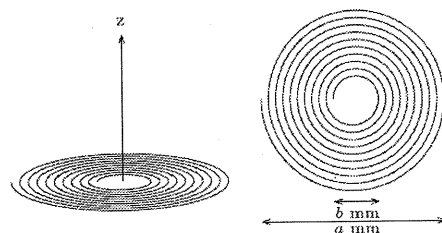


図 B3.1 磁界発生コイル概略図

させることで必要なコイル電流を求めることができる。電線径 ϕ を可変させた場合の巻数は次式で求まる。ここで、 N はコイルの巻数であり正の整数である。

$$N = \frac{a-b}{2\phi} \quad (B3.2)$$

内側から m 番目の 1 ターンコイルの半径 r_m は、

$$r_m = \frac{b}{2} + (2m-1)\frac{\phi}{2} \quad (B3.3)$$

となる。以上より、 N 巻の磁界発生コイル中心軸(z 軸)上の磁界強度は、

$$B_z = \sum_{m=1}^N \frac{\mu_0 (b/2 + (2m-1)\phi/2)^2 I_2}{2\{(b/2 + (2m-1)\phi/2)^2 + z^2\}^{3/2}} \quad (B3.4)$$

となり、特に磁界発生コイル中心($z=0$)の磁界強度は、

$$B_{z=0} = \sum_{m=1}^N \frac{\mu_0 I_2}{b + (2m-1)\phi} \quad (B3.5)$$

となる。

図 B3.2 に、磁界発生コイルの大きさを外径 $a=100$ mm、内径 $b=20$ mm とし、コイル中心($z=0$)で磁束密度 20 mT 出力時のコイル電流と電流密度の関係を示す。巻数 N は正の整数であるために、図 B3.2 の計算値は離散

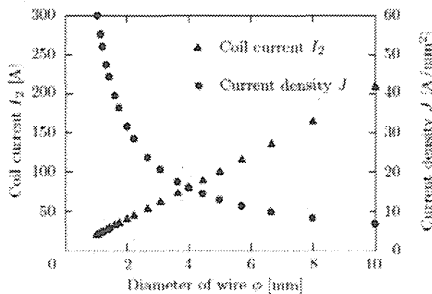


図 B3.2 20mT 出力時のコイル電流と電流密度

値となる。電線径 ϕ の比較検討するために、電線をリッツ線とした場合のコイル電流は次式で与えられる。ここで、 J は電流密度 [A/mm^2], 占積率はリッツ線の断面積 [mm^2] に対する銅線断面積 [mm^2] の割合とし、一定 (40%) とする。

$$I_2 = (\phi/2)^2 \pi \times J \times \text{占積率} \quad (B3.6)$$

電線径 ϕ を太くすることにより電流密度 J を下げることができるが、電流値が大きくなるためインバータの設計・製作が困難になる。一方、電線径 ϕ を細くすると電流密度 J を大きくなり、コイル電線の冷却が課題となる。一般的な IH 調理器も平面で渦巻き状のコイルではあるが、電流実効値 30~40 A、電流密度 5~7 A/mm^2 程度である。すなわち、本研究で検討する磁界発生コイル用電源装置は市販装置に比べて電流値・電流密度が大きいため、局所用の設計法について検討する必要がある。

B3.4 冷却方式

図 B3.2 より、本研究で検討するコイルでは、リッツ線を使用した場合での電流密度 J

表 B3.1 インバータの回路定数

Input voltage V_{DC} [V]	DC280
Output frequency [kHz]	18~22
Output current [A]	25
Dead time [μ sec]	3.5
Output waveform	Square

が 8 A/mm^2 以上とする必要があるが、強制空冷を用いてもコイルの温度上昇を抑えることができない。そこで、水冷コイルを用いて磁界発生コイルを製作する。水冷の方法は、中心が空洞になっている銅パイプを用いて、パイプの内側に精製水を流すことにより行う。

B3.5 電源装置設計

図 B3.3 に本論文で検討する磁界発生コイル用電源装置の回路構成を示す。電源部にはフルブリッジインバータを用い、変圧器と LC 共振回路から構成されている。ここで、 L_{coil} は磁界発生コイル、 C は共振用コンデンサである。前節で提案した平面で渦巻き状に巻いた磁界発生コイル L_{coil} に 20 kHz の正弦波交流電源を流し、コイル上部に局所的に高磁界を発生させる。図 B3.1 のコイル構成において、局所ばく露コイルの巻数 N は 5 ~ 10 ターン程度と巻数が少ないため、高磁界発生するには図 B3.2 より電線径 $\phi = 4$ mm, 巻数 $N = 10$ においては 80 A の大電流が必要になる。インバータスイッチング周波数を 20 kHz とし、矩形波電圧 V_{INV} と LC 直列共振により、正弦波電流を生成している。表 B3.1 はインバータの仕様であり、直流定格電圧 280 V, 交流出力電流 25 A である。これより、インバータの出力定格電流と図 2 で示された必要な電流から、インバータとコイルの間に降圧変圧器を接続して、図 B3.1 の局所ばく露用コイルを駆動する。

図 B3.4 に示す変圧器等価回路において V_{trans} は 1 次側両端電圧、 V_c は磁界発生コイルの電圧、 i_1 は 1 次側電流、 i_2 はコイル電流 (2 次側電流)、 L_{coil} は磁界発生コイル、 L_ℓ は漏れインダクタンス、 R_w は巻線抵抗、 L_g は励磁インダクタンス、 R_g はコアの鉄損成分、 N_1 は 1 次側の巻線数、 N_2 は 2 次側の巻線

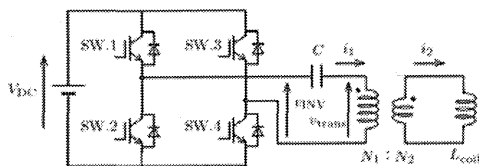


図 B3.3 回路構成

数を示している。コアの磁束密度 B_m は、コアの飽和磁束密度 B_s より小さい値で設計する必要がある。正弦波電圧の印加時におけるコアの磁束密度 B_m は、次式で与えられる。

$$B_m = \frac{V_{trans}}{4.44fN_1A_e} \quad [\text{T}] \quad (\text{B3.7})$$

ここで、 A_e はコアの有効断面積、 f はインバータのスイッチング周波数である。図 B3.4 から V_{trans} は次式で与えられる。

$$V_{trans} = \frac{N_1}{N_2} (V_w + j(V_\ell + V_c)) \quad (\text{B3.8})$$

$$= \frac{N_1}{N_2} (R_w + j\omega(L_\ell + L_{coil})) I_2 \quad (\text{B3.9})$$

式(B3.9) を用いて、巻線抵抗 R_w は L_{coil} より十分に小さいので無視すると、コアの磁束密度 B_m は次式となる。

$$B_m = \frac{2\pi f(N_1/N_2)(L_\ell + L_{coil})I_2}{4.44fN_1A_e} \quad (\text{B3.10})$$

$$= \frac{\sqrt{2}(L_\ell + L_{coil})I_2}{A_eN_2} \quad [\text{T}] \quad (\text{B3.11})$$

巻数 N_2 とコアの有効断面積 A_e をコアの最大磁束密度 B_m の条件に合わせて設計する。

本研究では、LC 共振回路を用いているため回路全体のインダクタンスに合わせた共振用コンデンサを設計する必要がある。図 B3.4 における変圧器の 1 次側から見た回路全体のインダクタンス L_{total} は、次式で求められる。ここで、励磁インダクタンス L_g は、1 次側から見た値である。

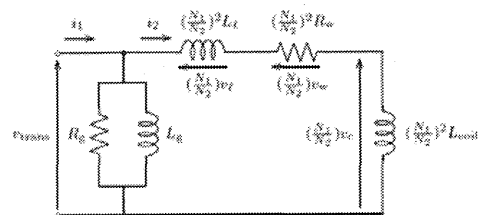


図 B3.4 1 次側からの変圧器等価回路

$$L_{\text{total}} = \frac{L_g(N_1/N_2)^2(L_\ell + L_{\text{coil}})}{L_g + (N_1/N_2)^2(L_\ell + L_{\text{coil}})} \quad (\text{B3.12})$$

LC 共振回路より C を次式から求めることができる。ここで、 f_r は共振周波数である。

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{\text{total}}C}} \quad (\text{B3.13})$$

インバータは半導体素子のばらつきやデッドタイムの影響により、わずかに直流電圧を出力する。そのため、インバータ交流側に変圧器を直接接続すると直流偏磁現象が生じ、鉄心が飽和する恐れがある。そこで、共振用コンデンサ C を変圧器1次側に接続し、変圧器に直流電流が流入するのを防止する。また、共振用コンデンサを1次側と2次側で接続した場合のコンデンサにおける定格電圧・電流を比較すると、定格電圧は1次側に接続した場合の方が高くなり、定格電流は2次側に接続した場合の方が大きくなる。市販されているメタライズドポリプロピレンフィルムコンデンサ(日本ケミコン)の定格電圧・電流を考慮すると、1次側にコンデンサを接続した方が並列数を少なくできる。

B3.6 試作装置の製作

以上の設計方法を用いて試作装置の製作を行った。図B3.5の写真は試作した磁界発生コイル、変圧器、共振用コンデンサである。図B3.6に実際に設計した磁界発生コイルの概略図を示す。左側の渦巻きがコイル、右側が変圧器である。コイルから発生する磁束と変圧器から発生する漏れ磁束が双方に影響しないように、コイルと変圧器との距離を500 mmとした。また、コイルの温度差を小さくするため図B3.6のようにコイル側から精製水を流して冷却を行う。磁界発生コイルは電源部の仕様と冷却の観点から電線径 ϕ が4.25 mm

の銅パイプを用いて設計した。外径 $a=105.25$ mm, 内径 $b=20.25$ mm, 10巻の平面渦巻きコイルを製作した。この条件の場合、コイル電流80 A では磁界発生コイル中心の磁束密度 $B_{z=0}=19.3$ mT となる。設計したコイルのインダクタンスは、計算値5.02 μH , 測定値5.17 μH , 誤差は2.99% であり、変圧器と共振用コンデンサの設計するにあたり十分な計算精度であるといえる。表B3.2に、変圧器のコア仕様を示す。コア材は、フェライトPC40を用いる。コアの飽和磁束密度 B_s は100 °C の場合は380mT となるため、コアの最大磁束密度 B_m を200 mT として設計する。表B3.3に、変圧器の仕様を示す。90 mm \times 90 mm \times 30mm のフェライトコアを2つ使い、変圧器の体積は $486 \times 103\text{mm}^3$ である。変圧器設計条件として、周波数は20 kHz, 1次側定格電流は20 A, 2次

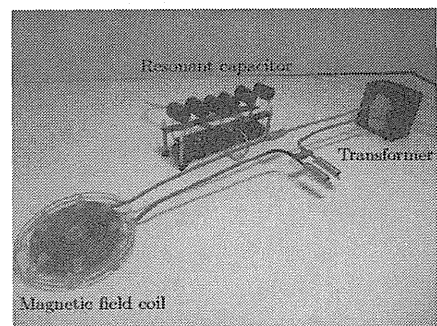


図 B3.5 試作装置

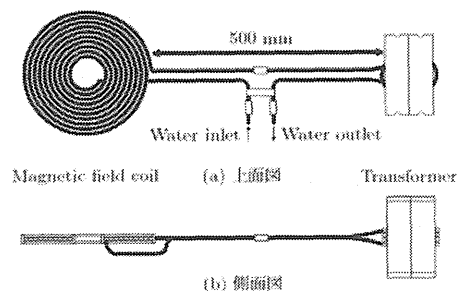


図 B3.6 銅パイプ配線図

側定格電流を80 A とする。これより、巻数比は4 : 1以上にすることが必要であるため、1 次側巻数 $N_1=18$ 、2次側巻数 $N_2=4$ とする。変圧器の1次側には、電線径 $\phi=4$ mm のリッツ線を用い、20Aの電流とするため定格時は電流密度 $J=4$ A/mm²となる。変圧器コアの内側に1層、18巻、1次側の巻き線の上に水冷コイルの銅パイプが2 次側の巻き線として巻かれる。インピーダンスアナライザ(HP 4194A)を用いて測定した結果、励磁インダクタンス L_g は2.71 mH、1次側から見た漏れインダクタンスは24.2 μ Hである。式(B3.11)を用いてコアの磁束密度 B_m を計算すると、 $B_m=140.5$ mTとなる。ただし、漏れインダクタンス L_l は変圧器の構造で決まる値であるため、測定値を用いた。共振用コンデンサは、変圧器の直流偏磁現象と直並列するコンデンサ数を考慮して変圧器の1次側に接続する。共振用コンデンサは式(B3.13)より、570 nFとなり、定格電流4.31 A、定格電圧3.15kV、静電容量47 nFのメタライズドポリプロピレンフィルムコンデンサ(日本ケミコン)を12 並列接続させて製作した。なお、本装置は2 ~3 時間の連続動作であるため、コンデンサの定格電流・電圧を動作時の2倍とした。また、表B3. 4に共振用コンデンサを1次側に接続した場合と2次側に接続した場合におけるコンデンサの比較を示す。これよ

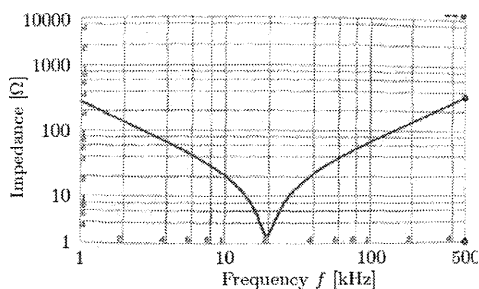


図 B3.7 試作実験装置の周波数特性

り、1次側に接続する方がコンデンサの数を少ないことが確認できる。図B3. 7に、インピーダンスアナライザ(HP 4194A)を用いて実験装置の周波数特性図を示す。これより、実験装置が共振周波数 $f_r=19.61$ kHz であることが確認でき、計算値19.76 kHz より誤差は0.8%となる。

表 B3.2 コアの仕様

Input voltage V_{DC} [V]	DC280
Output frequency [kHz]	18~22
Output current [A]	25
Dead time [μ sec]	3.5
Output waveform	Square

表 B3.3 変圧器の仕様

Number of core	2 cores
Turn ration	$N_1 : N_2 = 18 : 4$
Primary current I_1 [A]	20
Secondary current I_2 [A]	80
Switching frequency of inverter f [kHz]	20.8
Excite inductance L_g [μ H]	2.71
Leakage inductance [μ H]	24.2

表 B3.4 接続位置による共振用コンデンサの比較

Position	Connection	Total		
		C	V_{p-p}	I
Primary side	10 parallel	0.57 μ F	770 V	20 A

B.4 振幅変調回路の設計

実際の IH クッキングヒータでは、電源周波数 (50/60 Hz) の2倍周波数成分での脈動し、振幅変調された電流が流れている場合が一般的である。本研究では、磁界ばく露装置においてもこのような振幅変調された電流を模擬する回路設計製作に検証を行った。

B4.1 回路構成

回路構成は、これまでの磁界発生装置と同一の回路でしかもスイッチのみで単一周波数成分と振幅変調電流を切り替えられるようにすることを目的としているために、昨年度までの開発と同様に単相インバータにLC直列共振回路が接続されている。この時のシミュレーションに用いた回路図を図B4.1に示す。

局所磁界発生装置と同様の回路構成と回路定数としており、また巻数が4:1の変圧器を磁界発生コイルとインバータ間に接続している。さらに、抵抗成分については、コイルとインバータの損失を模擬するために接続している。

B4.2 制御方式

従来インバータは、デューティ比 50%でスイッチングを行う方式を採用していたが、そのままでは振幅変調電流を出力できない。そこで、単相インバータのスイッチング周波数は50%のままで、インバータの左右のレグの位相をずらすことによって、電流振幅を可変する方式を採用した。なお、図 B4.1 中のパルス発生回路のソースコードは図 B4.2 の通りとし、4つの半導体スイッチの信号生成を行った。

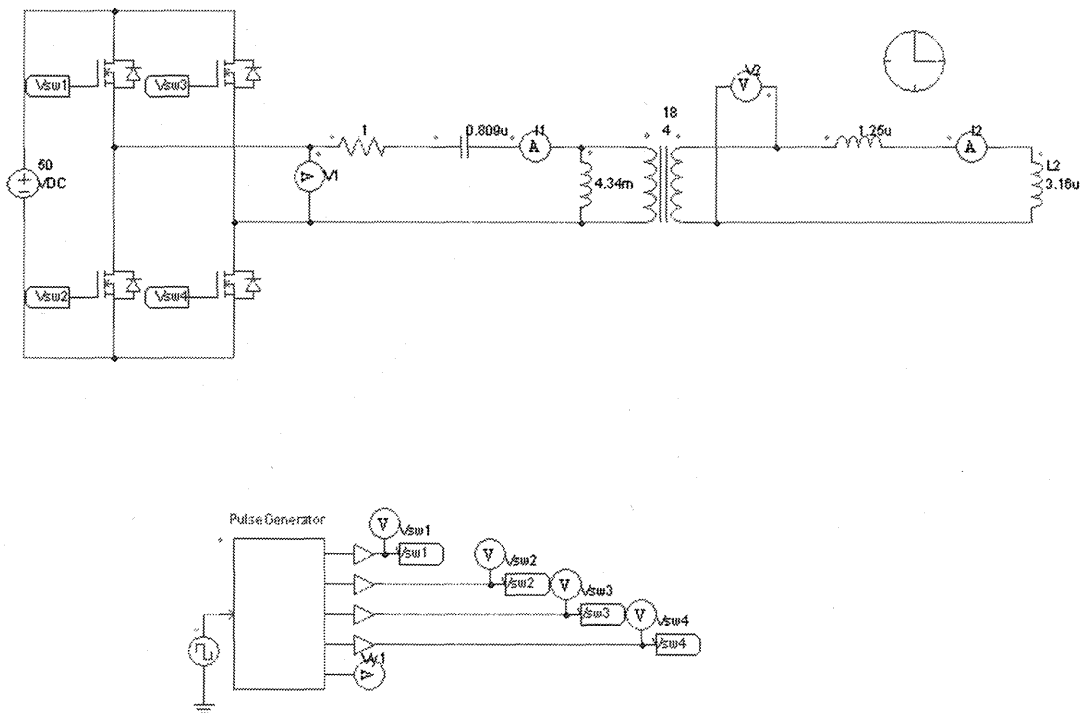


図 B4.1 単相インバータ回路図のシミュレーション回路図

```

/* 2011/07/19
Phase Shift Control for MFG
K. Wada TMU */
g_nStepCount++;
// In case of error, uncomment next two lines. See
/*pnError to 1 and copy Error message to szErrorMsg
/*pnError=1;
//strcpy(szErrorMsg, "Place Error description here.");
{
static double vp1, vp2, vp3, vp4;
static double Tsw, fsw, z, zd;
static double y1;
static int i;
fsw = 20000;
Tsw = 1/fsw;
z= t;
zd = 0;
vp1 = in[0];
vp2 = -vp1;

while(y1>=50){
    y1 = y1-50;
}
while (z > Tsw){
    z =z -Tsw;
}
zd = 1000000 * z;
if (zd > 49.99){
    y1 = y1 +0.25;
}

if(y1 <= 25){
    if(0 + y1 <= zd && zd<= 25 + y1){
        vp3= 1.0;
        vp4= -1.0;
    }
    else {
        vp3 = -1.0;
        vp4 = 1.0;
    }
}
else{
    if(y1 -25 <= zd && zd<= y1){
        vp3=- 1.0;
        vp4= 1.0;
    }
    else {
        vp3 = 1.0;
        vp4 = -1.0;
    }
}
out[0] = vp1;
out[1] = vp2;
out[2] = vp3;
out[3] = vp4;
out[4] = y1;
}

```

図 8 制御用ソースコード

図 B4.2 制御用ソースコード

B.5 シミュレーションによるばく露評価 (ドシメトリ)

B5.1 磁界分布計算

生体内部の誘導量の数値計算を行うために生体に入射する磁界分布を計算する必要がある。ビオ・サバールの法則より、微小な長さの電流要素 IdL によって r 離れた距離に作り出す微小磁界 dH は式(B5.1)で表される。

$$dH = \frac{IdL \times \hat{r}}{4\pi r^2} \quad (B5.1)$$

$$dH_x = \frac{IdL_y r_z - IdL_z r_y}{4\pi r^3} \quad (B5.2)$$

$$dH_y = \frac{IdL_z r_x - IdL_x r_z}{4\pi r^3} \quad (B5.3)$$

$$dH_z = \frac{IdL_x r_y - IdL_y r_x}{4\pi r^3} \quad (B5.4)$$

本研究ではこの式とボクセルモデルで作成したコイルを用いて、計算領域内の磁界分布を計算している。

図 B5.1 に円状のコイルと流れる電流の各方向を示す。図 1 に示すように中心点とコイル上の点の角度 θ 、 ϕ から x 、 y 、 z 方向における微小な長さの電流要素 IdL_x 、 IdL_y 、 IdL_z が求まる。これらの値により離れた距離 $r = ((r_x, r_y, r_z))$ に作り出す各方向の微小磁界 dH_x 、 dH_y 、 dH_z を式(B5.2)、式(B5.3)、式(B5.4)から計算している。ある空間点での磁界は、コイル上のすべてのセルにおいて微小磁界 dH を計算し、足し合わせて求めている。ボクセルモデルを用いた場合での磁界分布の精度については円形コイルのモデルを用いて、理論解と比較を行っており、1.7%程度の誤差であり、ボクセルモデルを用いた影響が十分

に小さいことを確認している。この計算手法ではボクセルがコイル配線の中心点のみとなっているため、配線の太さが考慮されていない。しかし、ボクセルモデルが作成できる形状であれば容易に計算できることからこの手法を採用した。

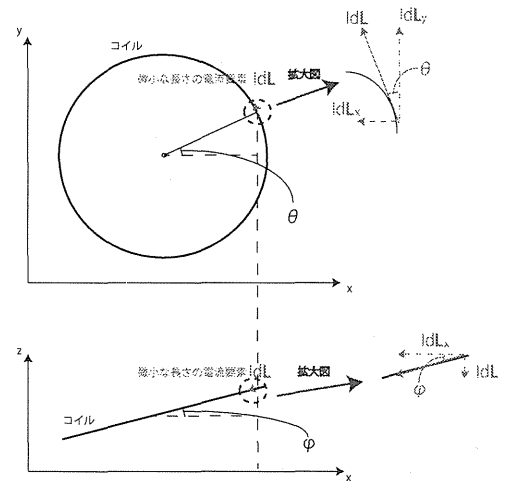


図 B5.1 磁界分布の計算モデル

B5.2 インピーダンス法

本研究では、変動磁界により生体内に誘導される誘導電流をインピーダンス法[17-19]で求め、その結果を用いて誘導電界を求めている。

インピーダンス法は生体を分割された各セルで近似し、各セルの辺をインピーダンス Z で仮定して磁界が入射したときの各辺の電流を求める方法である。生体に低周波の変動磁界が入射する場合、入射磁界の波長が生体に比べ非常に大きいことから、準静的な近似が行える。インピーダンス法は準静的な近似を行うことができる場合に最も有効な手法のひとつである。図B5.2にインピーダンス法における x - y 平面内の単純化された計算モデルを示す。

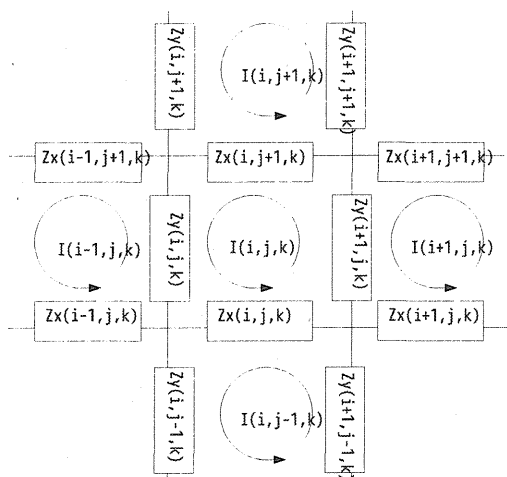


図 B5.2 インピーダンス法の x-y 平面内の簡単化された計算モデル

B5.3 誘導電流密度・誘導電界の算出方法
インピーダンス法においてループ電流から枝電流を求めるとき式 (B5.5) を用いる

$$I_z(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) = I_y(i + 1, j, k) - I_y(i, j, k) - I_x(i, j + 1, k) + I_x(i, j, k) \quad (B5.5)$$

その後、図B5.2に示すように平行なボクセル4辺の枝電流から式(B5.6)を用いてそのボクセルでの枝電流の値を求めている。

$$I_z(i, j, k) = \frac{I_z(i - \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k) + I_z(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) + I_z(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k) + I_z(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k)}{4} \quad (B5.6)$$

誘導電流密度は (B5.6) 式で求めた枝電流の値をボクセルの断面積で割ったものとする。

$$J_z(i, j, k) = \frac{I_z(i, j, k)}{l^2} \quad (B5.7)$$

誘導電界の値は式 (B5.7) より算出した誘導電流密度の値を用いて、式 (B5.8) から求める。

$$E(i, j, k) = \frac{J(i, j, k)}{\sigma(i, j, k)} \quad (B5.8)$$

このように誘導電流密度 J を導電率 σ で割ることで誘導電界 E が求まる。ボクセルごとの電界を求めるために、誘導電流密度、導電率は同じ位置 (i, j, k) の値を用いている。

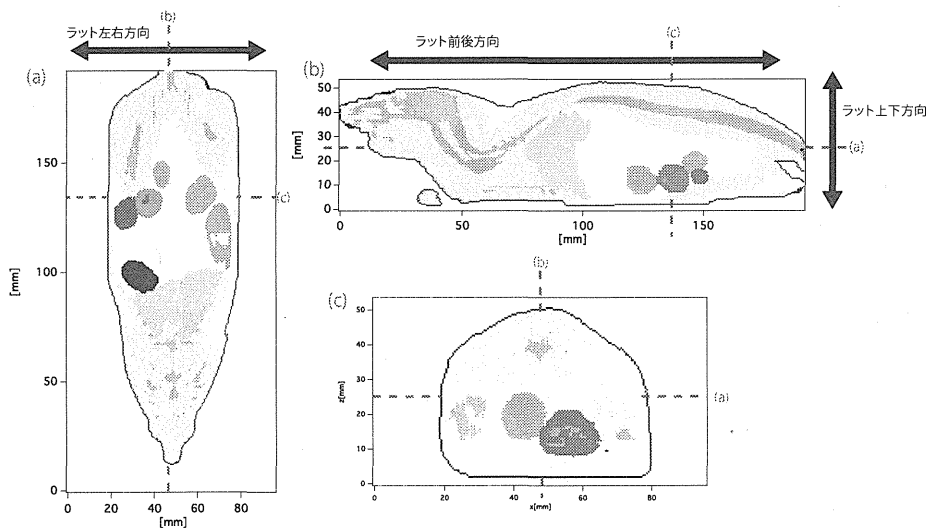


図 B5.3 妊娠ラットモデルの断面図

表 B5.1 妊娠 ラットの各生体組織の導電率 [S/m]

組織なし	0.0	盲腸	0.568
脂肪	0.0240	その他内臓	0.345
筋肉	0.345	胃	0.531
肝臓	0.0607	胎児(羊水)	1.27
肺	0.0971	胎児(実質)	0.2
眼球	0.512	胎児(脳)	0.095
脳	0.0727	皮膚	0.000214
骨	0.00290		

B5.4 妊娠ラットモデル

局所磁界ばく露装置のばく露評価に用いるラットモデルは情報通信研究機構でMRI画像から作成されたものを使用している[20]。組織数は15となっていて、11匹分の胎児がモデル内に作成されている。胎児の組織は脳組織と脳以外の組織の2組織となっている。図B5.3にラットモデルの各軸方向での断面図を示す。本研究では、この図に示すとおり、ラットの左右方向、前後方向、上下方向を定義しておく。(a)、(b)、(c)は破線における各断面図となっている。

妊娠ラットモデル内での生体組織の導電率を表B5.1に示す。導電率の値は4-cole-coleモデルから求めている[21]。なお、胎児の導電率の値はラット母体での組織

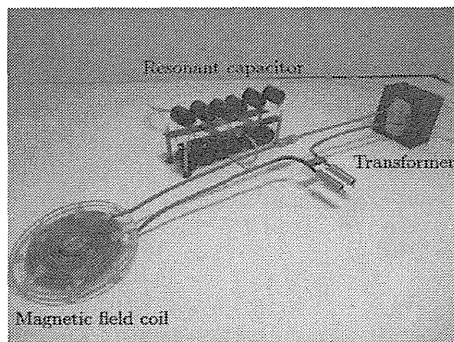


図 B5.4 試作型動物用局所ばく露装置

の比率から重み付けを行い、脳組織とそれ以外の各導電率の値を求めている。羊水は文献[22]を参照した。

B5.5 数値解からの特異値除去

本研究では数値計算において離散化された格子に電気定数を割り振り計算を行っている。数値計算ではこのような近似を行うため、電気定数が極端に変化する境界において、実際の物理現象では起こりえない解の振る舞いが観測される。本研究では人為的に生じる異常な解の振る舞いによる数値を特異値と呼ぶ。ばく露評価において、最大値、平均値等を調査することから、これら特異値を評価から除外することが望ましい。ICNIRPのガイドラインでは99パーセンタイル値を採用した数値が推奨されている。誘導量に空間平均化を施した後、更に99パーセンタイル値を計算し、理論解と比較したところ、一層良い一致が得られることも報告されている[23]。また、詳細人体モデルの中でも脳組織に着目したパーセンタイル値の検討が行われている[24]。本研究では特異値除去のために得られた数値解析結果の99パーセンタイル値を採用する。

B5.5 局所ばく露装置のモデル化

図B5.4に局所磁界ばく露装置の外観を示す。外部回路の構成として、高電流をコイルに流すため、インバータと降圧変圧器を用いた磁界発生コイル用電源装置を用いている。高電流によるコイルの温度上昇を防ぐため、ばく露装置の配線として水冷式の銅パイプを使用している。また、図B5.5に装置に用いられるコイルの形状を、図B5.6にラットとコイルの位置関係を示す。コイルは渦型コイルを5巻きしたものを2段に重ねたものを装置に用いている。ラットへの熱ストレスを防ぐため、コイルとラット間の距離を12mmとした。

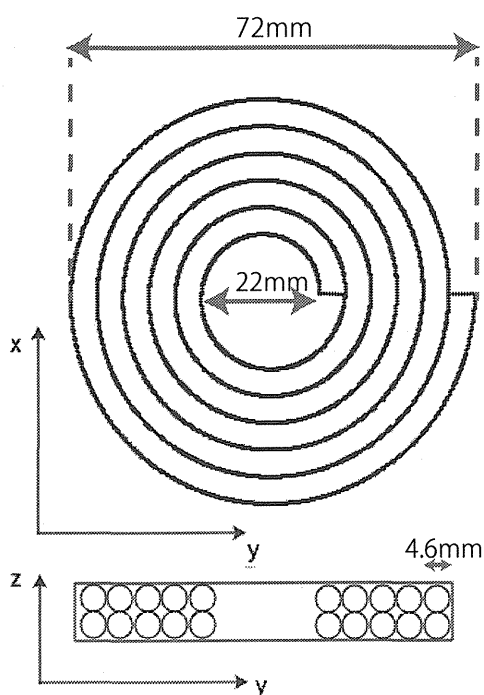


図 B5.5 ばく露装置のコイル形状

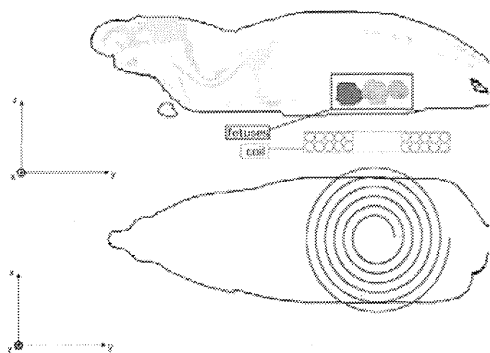


図 B5.6 ラットとコイルの位置関係

C. 結果

C1. 細胞用ばく露装置の実験による検証

本研究では、出力磁界確認実験と長時間連続駆動させた場合のコイル発熱検討実験を行った。本章では、共振用コンデンサ設計、試作コイルの磁界発生のための駆動実験結果を示す。

C1.1 共振用コンデンサ

コイルインダクタンスが明らかになることで共振用コンデンサ設計が可能となる。共振周波数 f_r [Hz] の共振キャパシタンスは下式より求めることができる。

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (C1.1)$$

本装置はLC 直列共振回路を用いており、かつ共振周波数でスイッチングさせているため、共振用コンデンサにも同等の電圧が印加されることになる。さらにコイル電流は、十数～数十Aにも達するため、本装置の開発においてコンデンサの選択は重要な検討項目の一つであると考えられる。選択条件として、20 kHz 帯における周波数特性の優れたものであることに加え、誘電正接 ($\tan \theta$) が小さく、温度特性も優れていることが求められる。長時間にわたる実験が想定されるため、コンデンサ発熱による容量変動に注意しなければならない。本磁界発生装置は直列共振回路から構成されているため、コンデンサ容量が変動してしまうと、共振周波数が変動し、安定した磁界出力を得ることができない。また、安全面においても容量変動は確実に阻止する必要がある。コンデンサ発熱による容量変動を抑制するために、電圧・電流定格を2 倍程度余裕をもたせて設計する。

以下に各試作磁界発生用コイルにおける共振用コンデンサを示す。共振コンデンサは、入手しやすい市販されているコンデンサより構成される。

図C1.1にMerritt4コイルの共振用コンデンサを示す。表C1.1に仕様詳細を示す。長時間駆動を考慮し、コイル定格電流 (21.1 A) の2 倍をコンデンサ定格電流としている。同様に定格電圧に関しても2倍以上の余裕をもたせ

ている。それにより、長時間連続駆動実験の際も安定した磁界出力を実現させている。

表 C1.1 Merritt4 コイルの為に設計した共振用コンデンサの電氣的仕様

Capacitance	68.0 nF
Rated voltage	16.0 kV _{p-p}
Rated current	42.8 A _{rms}
tan δ (1 kHz)	0.05 % or less
Series number	4
Parallel number	10
Type	Metalized polypropylene film

C1.2 出力される磁界の確認実験

図C1.2にコイル中心軸（z 軸）上の磁界分布を示す。実線は計算結果，黒丸は実験結果を示している。コイル電流は5 Aである。磁界計算値に対して誤差2%以内であり，磁界設計通りに出力していることが確認できる。

図C1.3にコイル電流 i_L とコイル中心の出力磁界強度の関係を示す。実線は計算結果，黒丸は実験結果を示している。磁界設計通りに出力できていることが確認できる。このこと

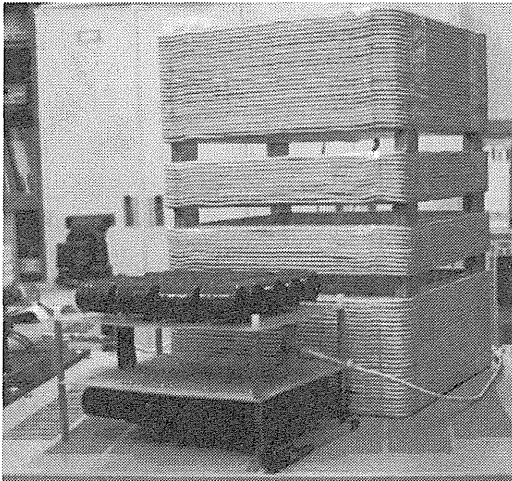


図 C1.1 Merritt4 コイルと製作した共振用コンデンサ

より，2 mT以上出力させた場合でもコイル電流 i_L の値を測定すれば，出力磁界強度を推定できる。

図C1.4は，コイル電流19 A，コイル中心磁界強度3.4 mT を発生させたときの実験波形である。インバータの出力電圧 v_{INV} ，コイルに流れる電流 i_L ，コイル両端電圧 v_L ，z 軸方向の発生磁束密度 B_z を示している。なお，磁界測定器の許容範囲を考慮し，コイルから20 cm離れた地点での磁界波形である。ひずみのない正弦波の交流磁界が発生できていることがわかる。また，このときの磁界発生装置全体の消費電力は284.1 W，出力皮相電力は2.3 kVA，LC損失が168 Wである。一方，汎用交流電源を用いた場合は，消費電力2 kWに対し

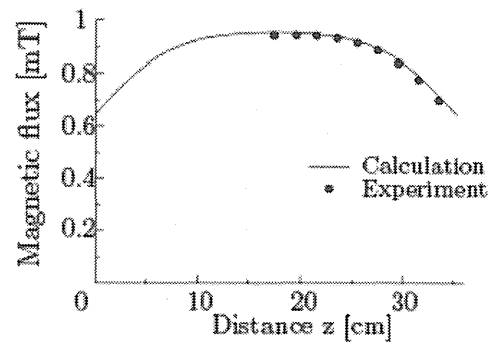


図 C1.2 コイル中心軸上の磁界分布の実測値

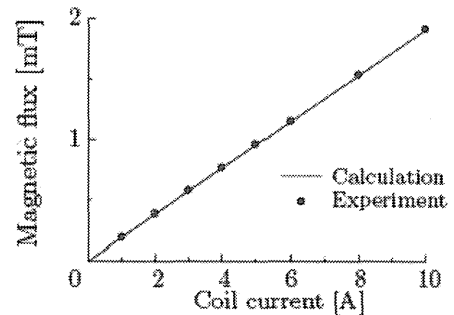


図 C1.3 コイルに流れる電流 i_L と出力磁束密度の関係。測定位置はコイルの中心

出力定格が1 kVAである。同一出力(1 kVA)で比較すると、インバータの消費電力は約16分の1となる。

C1.3 コイル発熱検討実験

ばく露実験を行うに当たり、温度環境は体温程度(40°C弱)とされている。しかし、先述したようにコイルには十数~数十Aの大電流が流れるため、冷却器なしでコイルの温度を40°C程度に維持することは非常に難しい。一般的に細胞ばく露実験のためにはコイル内にインキュベータを設置され、コイルの温度上昇の影響は受けにくくなるものの、均一磁界領域を広く確保するためにもインキュベータはできる限り簡易的なものが望まれる。従って、熱環境に関しては十分に検討しておく必要がある。ここでは、自然空冷においてコイルの最大電流密度を4 A/mm²として実験を行った。

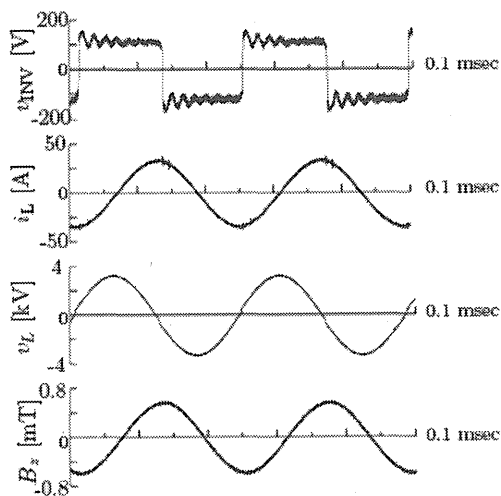


図 C1.4 3.4mT でコイルを駆動している時の実験波形。上からインバータの出力電圧 v_{INV} 、コイルに流れる電流 i_L 、コイル両端電圧 v_L 、z 軸方向の発生磁束密度 B_z を示している。

Merritt 4コイルを連続駆動させた場合のコイルにおける温度上昇の測定結果を図26に示す。図1.5におけるcoil 1の中央部と角の温度変化を熱電対センサを用いて測定した。コイル電流19 Aで連続運転させたときのコイル1の中央(▲)及び角(●)の温度を熱電対センサによって測定した。両測定温度共に60 °C以内の値に漸近していることが確認できる。連続運転開始50分以降は温度がほぼ一定になる。また、角と中央ではその温度差が5°C程度あることも確認できる。

次に図C1.6にコイル表面温度及び共振用コンデンサ温度をサーモレーサ(NEC三栄 TH6200)で測定した結果を示す。これは、連続運転開始85分後における発熱の様子であり、

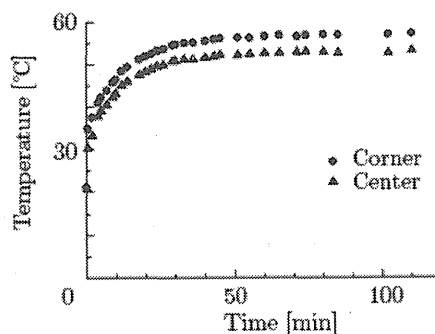


図 C1.5 Merritt 4 コイルの温度上昇測定結果

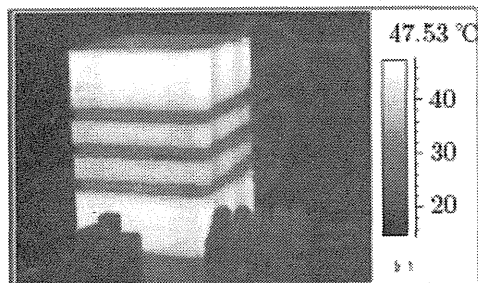


図 C1.6 サーモグラフィ法により測定した Merritt 4 コイル駆動時の温度分布。図は駆動開始から 85 分後の結果である

温度が一定になった際の測定結果である。まず、coil 2, 3よりも巻数の多いcoil 1, 4の方が発熱していることが分かる。最高温度で48°C弱であり、内面より10°C程度低いことが確認できる。また、共振用コンデンサは、駆動前の温度とほぼ変化せず、長時間駆動にも耐えるコンデンサ設計が行えたことが分かる。

これらの結果より、磁界発生用コイル内外面ともに60°C以内の発熱に抑えることができたことが確認できた。また、この結果は自然空冷とした場合の実験結果であるため、ファンや水冷装置などを使用した場合は大きな冷却効果が期待できる。

C2. 動物用局所磁界ばく露装置の実験による検証

C2.1 ばく露用コイル出力磁界の確認

図 C2.1 にコイル中心に19.3 mT発生時における各部の電圧・電流波形を示す。コイルには実効値80 A、20 kHzの正弦波電流が流れており、変圧器と共振用コンデンサの設計手法の有用性

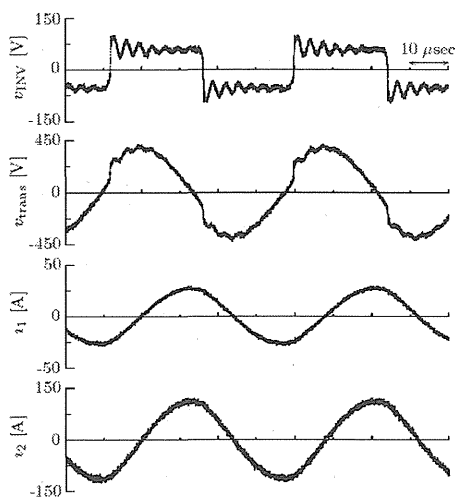


図 C2.1 19.3mT発生時の実験波形

が確認できる。ここで、 v_{INV} はインバータ出力電圧、 v_{trans} は変圧器の1次側両端電圧、 i_1 は変圧器の一次側電流、 i_2 はコイルに流れる電流を示している。このときの実験条件は、インバータ出力電圧 59.9 V、インバータ出力電流 18.9 A、変圧器の1次側両端電圧 278 V、コイル電流 80 A、磁界発生装置全体の消費電力 525.0 W、出力皮相電力 1.1 kVA、LC 損失 422.0 W である。図 C2.2 に、コイルに流れる電流 i_2 を DFT した結果を示す。コイルに流れる電流 i_2 はひずみ率が 2.8% となっており、ひずみの少ない正弦波電流であることが確認できる。これより、磁界発生コイル上にひずみの少ない正弦波の交流磁界が発生できる。なお、ひずみ率はインバータのスイッチング周波数 20 kHz から 20 倍までの周波数成分を対象に DFT を計算した結果である。測定波形の変圧器両端電圧 v_{trans} を用いて、コアの最大磁束密度 B_m を求めると 133.6 mT となる。計算値から求めた値と比較すると、誤差 4.9% である。図 C2.3 にコイル中心軸(z 軸)上における磁界分布を示す。実線は式(4)より求めた計算結果、 \bullet は実験結果を示している。磁界測定器 (HIOKI3470) では、周波数 20 kHz において磁束密度 2 mT までしか測定できないため、測定可能領域でコイルの磁界強度下で測定を行う。2 mT 以下の領域で計算と測定の値は傾向が一致しており、設計通りの磁界出力ができてい

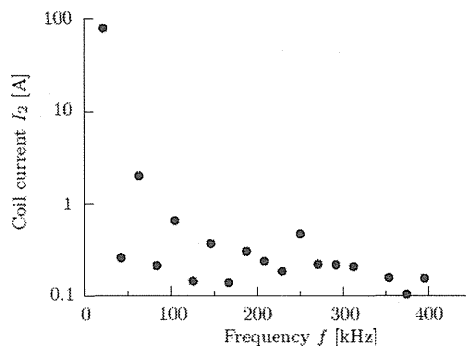


図 C2.2 コイル電流 I_2 の DFT 結果

とを確認できる。図 C2.4 にコイル電流 i_2 とコイル中心における磁界強度の関係を示す。実線は計算結果、 \bullet は実験結果を示している。磁界測定器の測定可能領域を考慮して測定を行う。2 mT 以下の領域で計算と測定の値は傾向が一致しており、設計通りの磁界出力ができていることを確認できる。

C2.2 コイル発熱の測定

図 C2.5 にコイル電流 50 A、180 分連続運転させたときのサーモトレーサ(NEC 三栄 TH6200) で測定した温度分布を示す。コイル出入口での温度差は 0.9 °C となる。実験では精製水を冷却せずに循環させたために 180 分で 12°C 上昇した。実際には、冷却器を用いて精製水を冷却することによりコイル表面部の温度調整が行える。

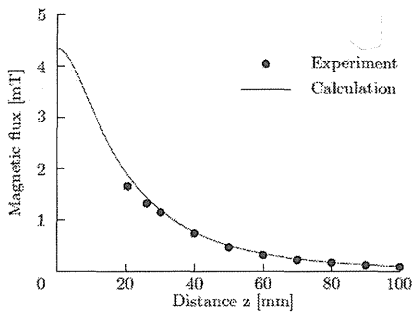


図 C2.3 z 軸方向の磁束密度依存性

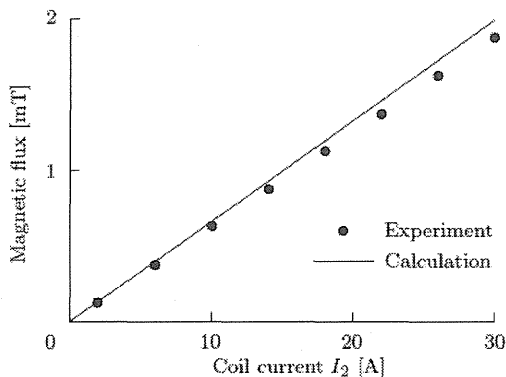


図 C2.4 コイル電流と磁界強度

C2.3 ばく露装置用コイルの駆動実験

ここでは、実際に作成した局所ばく露装置用コイルの駆動実験について述べる。図 C2.6 にコイル中心に 28.7 mT を発生させた時の実験波形を示す。ここで、 v_{INV} はインバータ出力電圧、 i_2 はコイルに流れる電流を示している。図 15 より、コイルには 20 kHz、実効値 100 A の正弦波電流が流れており、提案した電源装置の有用性を確認できる。図 16 の(a) にコイル電流 17 A 時のコイル中心軸(z 軸) 上における磁界分布を示し、(b) にコイル電流 i_2 とコイル中心(z=21 mm)における磁界強度関係を示す。ここで、実線は計算結果、 \bullet は実験結果である。磁界測定器(HIOKI3470)では、周波数 20 kHz において磁束密度 2 mT までしか測定できないため、測定可能領域でコイル磁界強度の測定を行う。2 mT

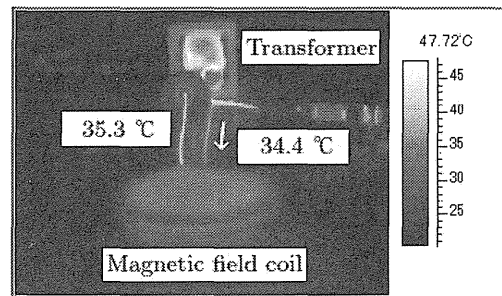


図 C2.5 サーモトレーサによる温度分布 (180 分)

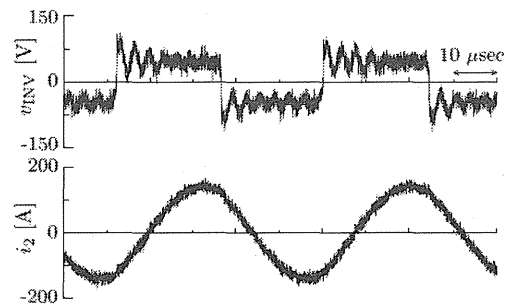


図 C2.6 ばく露装置用コイルに 28.7mT 発生させた時の電圧・電流波形

以下の領域で計算と測定の値は傾向が一致しており、設計通りの磁界出力ができていることを確認できる。以上より、提案した装置を用いることで20 kHzの正弦波電流100 Aを流し、コイル中心で28.7 mT発生できることを実験により明らかにした。

C3. 振幅変調回路に関する検証

C3.1 シミュレーション結果

図 C3.1 に磁界発生装置に流れる電流、ゲート信号、位相基準波形をそれぞれ示す。2段目の磁界発生装置の電流波形より、高周波

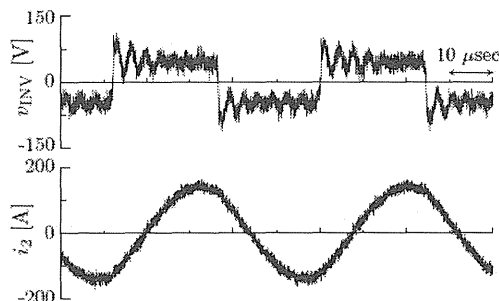


図 C2.7 ばく露装置用コイルに28.7mT発生させた時の電圧・電流波形

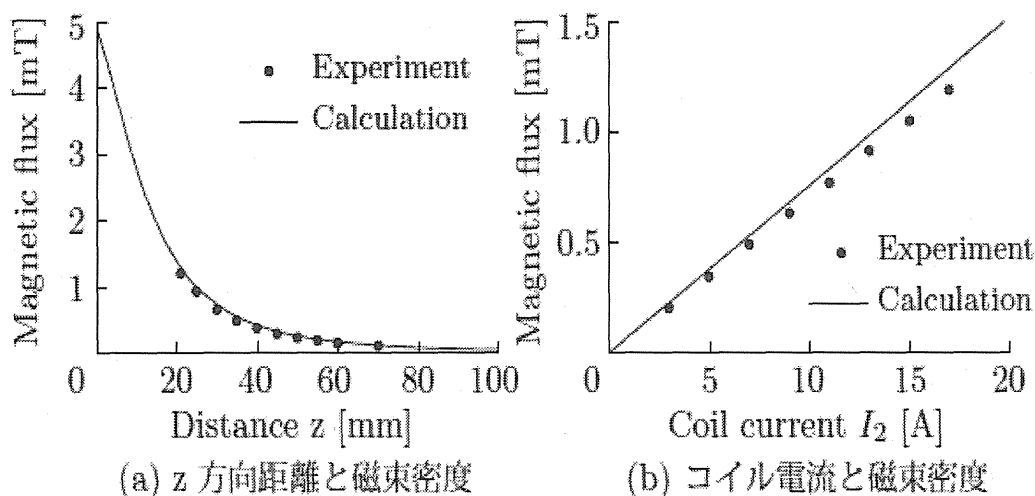


図 C2.8 ばく露装置用コイルの磁束密度の計算値と測定値の比較

(20kHz)成分の電流波形が振幅変調されていることが確認できる。図 C3.2 にこのときの電流が最大付近の拡大図、図 C3.3 は電流が0付近の拡大図を示す。これより、インバータ出力電圧はそれぞれ20kHz固定であるが、出力電圧パルス幅が変化することにより電流振幅が異なることが確認できる。以上のことより、回路構成を一切変更することなしにゲート信号生成手法の変更のみで振幅変調電流が生成できることをシミュレーションにより明らかにした。

なお、回路構成と回路定数変更により振幅変調電流を磁界発生コイルに流す手法についてはシミュレーションにより検討を行い、その妥当性を示した。しかしながら、本研究課題においては、20kHzの定電流出力と振幅電流波形による磁界発生両方の機能を有することが適切と判断し、回路変更による手法についてはシミュレーションのみとした。

C3.1 実験結果

図 C3.4 に実験結果を示す。実験の回路はこれまでに開発した動物用曝露装置の電源装置のインバータの回路・パラメータを変更せずに、