

高周波空心トランスを用いたDC/DCコンバータの負荷特性

小川達成，早野誠治，齋藤兆古

(法 政 大 学)

1992年7月17日

社団法人 電 気 学 会

東京都千代田区有楽町1-12-1

高周波空心トランスを用いた DC / DC コンバータの負荷特性

The Load Characteristics of a DC/DC Converter
with a Coreless High Frequency Transformer

小川 達成 早野 誠治 斎藤 兆古
T. Ogawa S. Hayano Y. Saito

法政大学 工学部

College of Engineering, Hosei University

1. まえがき

各種電源機器の中で、モータ駆動用などの中容量(数kW)以上のものはそれ自体を独立に単体品として製造する機会が多いが、数百あるいは数十W以下のものは、例えばパーソナルコンピュータなどの様に、その製品システムの中に組み込まれるケースが多い。特に計算機用電源においては、信号用半導体、すなわちメモリデバイスの小型・高密度化が飛躍的に進んでおり、電源部のプリント基板上に占める割合が近年大きく目だっている。このような背景から、小容量電源の一層の小型・軽量化が要求されている。

一方、最近の電力用半導体素子の高周波化に伴い、トランス、インダクタおよびコンデンサの小型化が実現されている。しかし、これら回路部品の高周波における低損失化が重要な課題であり、インダクタおよびトランスは、フェライトまたはアモルファス磁性材料を磁心に用いることで高周波時の低損失化に対応している[1-3]。しかしながら、これらの磁性材料においてもいわゆる鉄損が励磁周波数と共に増加するため、電源機器の効率を下げる要因となっている。また、磁性材料は本質的に磁束の飽和現象を持っており、インダクタおよびトランスとして使用できる磁束値、すなわち、電圧・時間積に制限があり、機器設計の制約条件の一つとなっている。

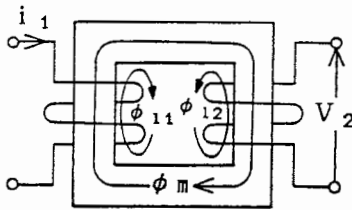
このような問題を解決するためには、究極のトランスである空心トランスを開発することが必要である。このため本稿では、異なる巻線構造を持つ3種の高周波空心トランスを提案する。これらのトランスは、磁性材料を全く用いずに一次・二次巻線間の良好な磁気結合が得られるもので、巻線導体の表皮効果を利用したものである。磁性体コアを用いていないため、従来の磁心付きトランスよりも極めて軽量となり、人工衛星搭載用などの用途にも期待できるものである。

本稿では、開発したトランスの単体特性およびこれらをDC/DCコンバータに実装した場合の負荷特性、最大出力について述べる。

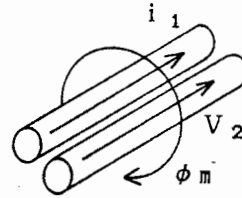
2. 高周波空心トランス

2.1. 基本原理

図1(a)に磁性材料を磁心に用いた従来型のトランスの原理図を示す。主磁束 ϕ_m は、一次および二次巻線に共通に鎖交し、一方、漏れ磁束 ϕ_{11} および ϕ_{12} は、各巻線の近傍でその磁束を生じさせる電流の流れている巻線と同じ巻線のみ鎖交している。これら漏れ磁束は、一次・二次巻線間の幾何学的な距離が離れているために生ずるものであり、図1(b)に示す様に両巻線間の距離を接近させることで低減できる。



(a) 従来型トランス



(b) 漏れ磁束の低減

図1. トランスの動作原理

さらに、励磁周波数を増加させると、表皮効果により導体内部の電流が導体表面に集中して分布する様になり、これにより各導体の漏れ磁束となる各導体内部磁束が減少し、一次・二次巻線間の結合係数が向上する。これが本高周波空心トランスの基本動作原理であり、導体断面の直径が数100 μm の時、励磁周波数が数10kHz以上となると、磁心が無い状態、すなわち、空气中(透磁率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} [\text{H/m}]$)においても結合係数が70%以上となることが確認されている[4-6]。

2.2. 円形断面導体の表皮効果

図2に示す様な半径 a 、長さ l の導体に電流 i が流れている時、導体断面上の電流密度 J に関する支配方程式は、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial J}{\partial r} \right) = \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial J}{\partial t} \quad (1)$$

となる。ただし、 r, t および ρ はそれぞれ半径方向の座標、時間および導体の抵抗率を表している。円形境界の場合のこの種の支配方程式の解は、ベッセル関数によって表され、

$$J(r) = \frac{\kappa l}{2\pi a} \frac{I_0(\kappa r)}{I_0'(\kappa a)} e^{j\omega t} \quad (2)$$

として与えられる [7]。ただし、 $I_0(\kappa_1 r)$ は 0 階第 1 種の変形ベッセル関数であり、 ω を電流の角周波数として、

$$\kappa_1 = a\sqrt{\omega \mu_0 \pi / 2 \rho} \quad (3)$$

とした。また、 I_0' は I_0 の半径方向に対する微分関数を表し、(1) 式右辺の時間微分 $\partial/\partial t$ は $j\omega$ ($j = \sqrt{-1}$) として解を求めた。

まず最初に図 2 の導体の内部磁束のみを考慮すると、導体表面の両端電位差 V は、導体表面電流が内部磁束と鎖交しないことから、

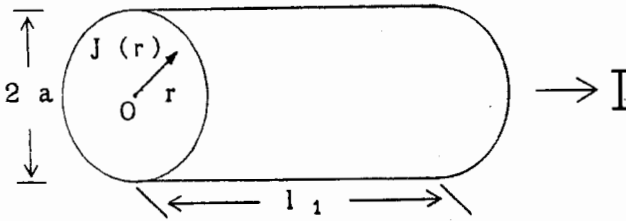


図 2. 円形断面導体

$$\begin{aligned} V &= \rho_{l1} J(a) \\ &= \rho_{l1} \frac{\kappa_1 l}{2\pi a} \frac{I_0(\kappa_1 a)}{I_0'(\kappa_1 a)} \end{aligned} \quad (4)$$

として与えられる。一方、図 2 の導体を集中定数としてみた交流抵抗および内部インダクタンスを R_{a1} および L_{i1} とすると、

$$V = (R_{a1} + j\omega L_{i1}) I \quad (5)$$

となる。ここで、

$$I = \int_0^a J \cdot 2\pi r \cdot dr \quad (6)$$

である。(2) 式および (5) 式より、

$$\begin{aligned} &(1/R_{a1})(R_{a1} + j\omega L_{i1}) \\ &= (\kappa_1 a / 2) \{I_0(\kappa_1 a) / I_0'(\kappa_1 a)\} \end{aligned} \quad (7)$$

を得る。ここで、 R_{a1} は導体の直流抵抗で、

$$R_{a1} = \rho_{l1} / (\pi a^2) \quad (8)$$

である。

(7)式の 実部および虚部がそれぞれ等しいことから、 $\kappa_1 < 1$ のとき、

$$R_{a1} \doteq R_{D1} \{1 + (1/3) \kappa_1^4\} \quad (9)$$

$$L_{i1} \doteq (\mu_0 l_1 / 2) \{1 - (1/6) \kappa_1^4\} \quad (10)$$

また、 $\kappa_1 \geq 1$ のとき、

$$R_{a1} \doteq R_{D1} \{(1/4) + \kappa_1 + (1/64) (1/\kappa_1^3)\} \quad (11)$$

$$L_{i1} \doteq (\mu_0 l_1 / 2) \{(1/\kappa_1) - (1/64) (1/\kappa_1^3)\} \quad (12)$$

として交流抵抗 R_{a1} および内部自己インダクタンス L_{i1} が与えられる。これらをトランスの一次巻線の値とすると、同様にして半径 b 、長さ l_2 の二次巻線の交流抵抗 R_{a2} および内部自己インダクタンス L_{i2} も求めることができる。

したがって、一次および二次巻線の自己インダクタンス L_1 および L_2 は、求めた内部自己インダクタンス L_{i1} および L_{i2} に、各導体の外部に生ずる磁束とその電流との鎖交によるインダクタンスをそれぞれ加えることで得られ、

$$L_1 = L_{i1} + \{\mu_0 / (2\pi)\} l_1 \{\ln(2l_1/a) - 1\} \quad (13)$$

$$L_2 = L_{i2} + \{\mu_0 / (2\pi)\} l_2 \{\ln(2l_2/b) - 1\} \quad (14)$$

となる。

2.3. 表皮効果による結合係数の向上

一次および二次巻線の有効長を l_{1e} および l_{2e} とすると、相互インダクタンス M は、 $l_{1e} \leq l_{2e}$ のとき、

$$M = \{\mu_0 / (2\pi)\} l_{2e} [\ln\{2l_{1e}/(a+b)\} - 1] \quad (15)$$

また、 $l_{1e} > l_{2e}$ のとき、

$$M = \{\mu_0 / (2\pi)\} l_{1e} [\ln\{2l_{2e}/(a+b)\} - 1] \quad (16)$$

となる。(15)式および(16)式の相互インダクタンス M は、(13)式および(14)式の右辺第2項と同様、導体断面の電流分布が原点对称であればその分布、すなわち表皮効果の影響を受けない。

一般に、トランスの結合係数 k は、次式によって表される。

$$k = M / \sqrt{L_1 L_2} \quad (17)$$

高効率のトランスを実現するためには、高い結合係数が望まれる。図1(b)の如く近接した、長さ3m、断面円の半径が0.2mmの2つの銅導体の交流抵抗 $R_a (= R_{a1} = R_{a2})$ 、自己インダクタンス $L (= L_1 = L_2)$ および結合係数 k の周波数特性の理論値を図3に示す。励磁周波数が増加すると表皮効果によって交流抵抗は増加するが、内部自己インダクタンスが減少するため、高周波領域において高い結合係数が得られることがわかる。

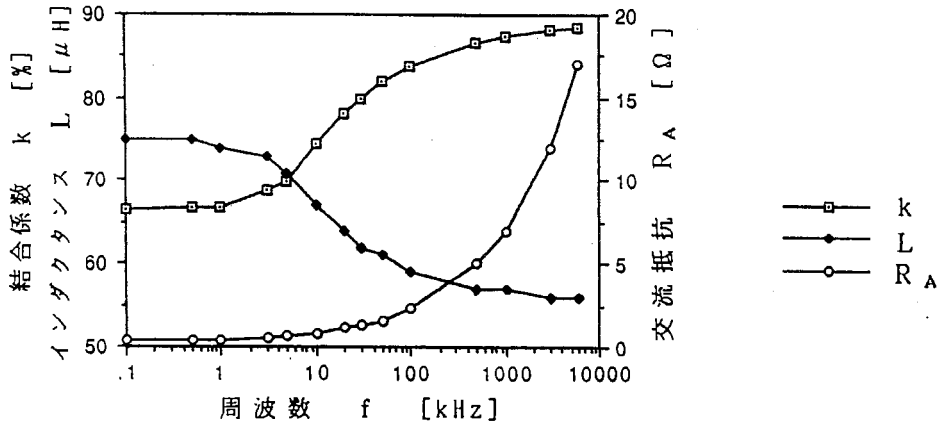


図3. 交流抵抗、自己インダクタンスおよび結合係数の周波数特性

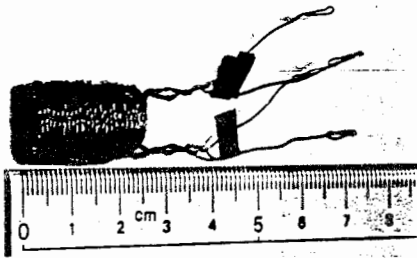
2.4. 高周波空心トランスの結合係数

形状の異なる3種類の高周波空心トランスについて実験を行った。図4にこれらトランスの外観を示す。各トランスは、同じ長さ(3 m)、同じ断面直径(0.4 mm)の一次および二次巻線を図4(d)に示す如くツイスト状に巻きさらにこれらを各形状に巻いたもので、どれも質量は7 gである。図4(a)はこのツイスト状巻線を断面内径8.5 mm、外径15 mmの円筒状に巻いたものであり、図4(b)は直径53 mm、高さ14 mmの円筒形に巻き上げたものである。さらに、図4(c)は高さを縮めるため、直径35 mmの円形ツイストコイルを幅50 mmに渡ってスライス状に巻いたものであり、高さは5 mmである。また、これらのトランスの常温での直流抵抗値は、 $R_{D1} = 0.4 [\Omega]$ である。

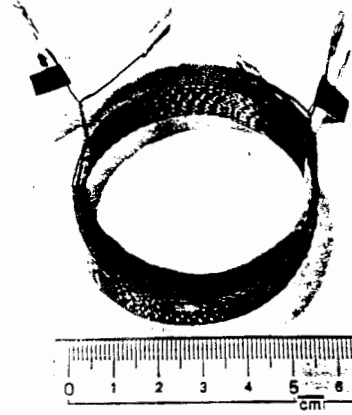
トランスの二次側回路が開放のときには、変圧比 r は、

$$r = \omega M / \sqrt{R_{A1}^2 + (\omega L_1)^2} \quad (18)$$

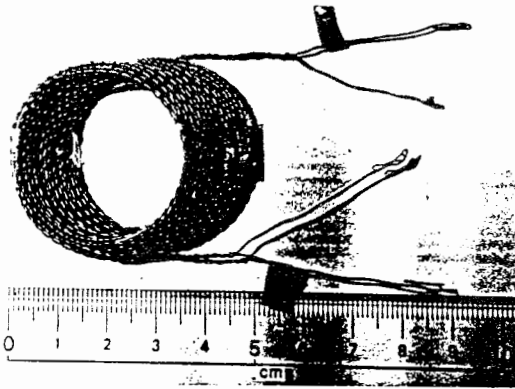
となり、高周波領域 ($\omega \rightarrow \infty$) では、図5(a) (理論値) に示す如く結合係数 k に等しくなる。ここで、図5(a) は図3の場合と同様、 $l_1 = l_2 = 3$ [m]、 $a = b = 0.2$ [mm] の一次および二次巻線から成るトランスの二次解放時の変圧比および結合係数を示すものである。また、図5(b) は、図4に示した各トランスについて、これらの実測値された変圧比の周波数特性を示すものである。どれも励磁周波数 f が数 kHz 以上となると巻線電流の表皮効果が顕著となり、変圧比、すなわち結合係数の値が急激に増大することがわかる。特に、トランス A、B および C は、単純なツイスト構造のものに比較し、より周波数の低い領域から高い変圧比が得られ、数十 kHz で 95% 以上の値となった。これは、図5(a) からわかる様に、トランス A、B および C の結合係数が、数十 kHz 以上で 95% 以上の値となることを意味する。



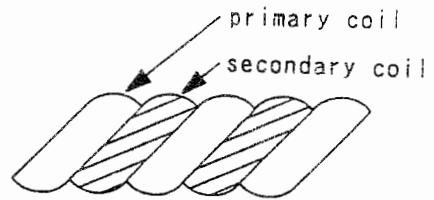
(a) トランス A



(b) トランス B

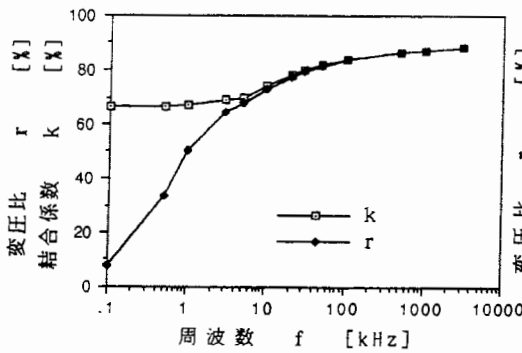


(c) トランス C

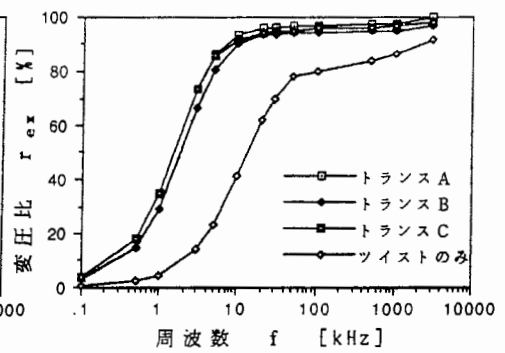


(d) ツイスト構造

図 4. トランスの外観



(a) 結合係数の理論値



(b) 変圧比の実測値

図 5. 変圧比と結合係数の周波数特性

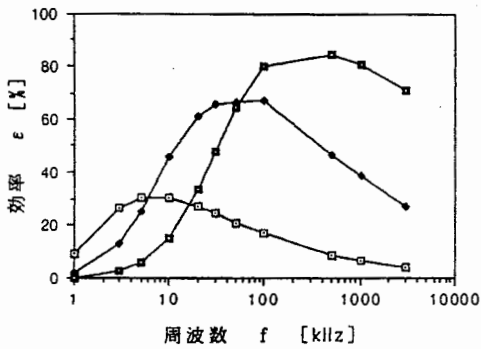


図6. トランス単体効率の
周波数特性 (理論値)

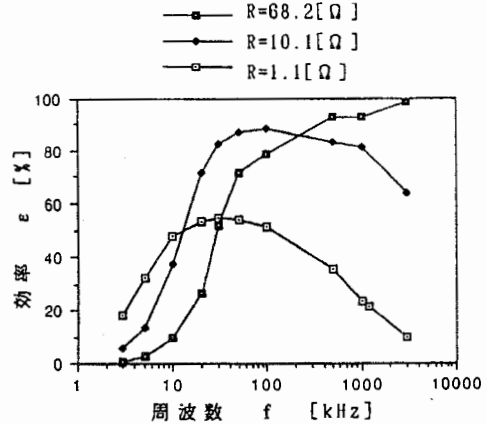
2.5. 効率特性

図6は図3の場合と同様の巻線を持つトランスについて、その単体効率 ϵ の周波数特性の理論値を示すもので、

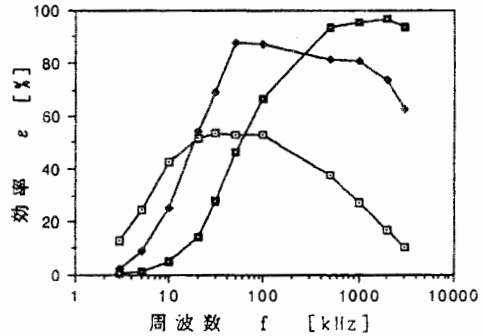
$$\epsilon = \frac{[\text{二次出力 [W]}]}{[\text{一次入力 [W]}]} \quad (19)$$

として求めたものである。図6より、表皮効果を考慮して解析した結果は、比較的高い負荷抵抗領域において高い効率が得られることを示している。また、トランスの効率は周波数に対する結合係数の増大と共に向上するが、負荷抵抗値によって、異なる最大効率を得る周波数が存在する。これは、トランスの出力インピーダンスを左右する交流抵抗および漏れインダクタンスが、先に述べた様に、周波数の関数となっているため、負荷とのインピーダンス整合を起こすためと考えられる。

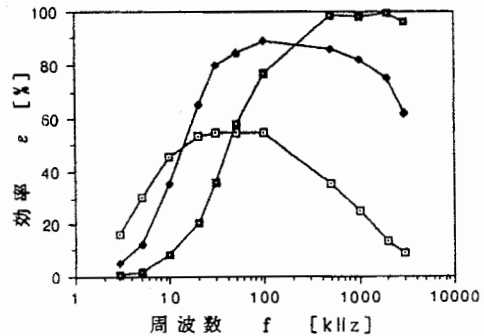
図7は、図4に示した各トランスについて、単体効率を実測したものである。どれも基本的には理論値と同様の傾向を示しており、これらトランスの動作の表皮効果による扱いが妥当であることがわかる。



(a) トランス A



(b) トランス B



(c) トランス C

図7. トランス単体効率の
周波数特性 (実測値)

3. DC/DCコンバータへの適用

3.1. フライバック式DC/DCコンバータ

図8および図9にフライバック式DC/DCコンバータの回路図、およびトランスの漏れインダクタンスを無視したその等価回路を示す。フライバック式DC/DCコンバータは、構成部品点数が少なく、よい反面、半導体素子の電圧責務が大きいという特徴を持っている。このDC/DCコンバータは、トランス T_r の一次および二次巻線を図8の「・」で示した極性に各回路に接続し、パワーMOS-FET Q のオン期間に流れる一次回路電流 i_1 によってトランス T_r の相互インダクタンス M (図9の等価回路参照。)に貯えられる磁気エネルギーを、 Q のオフ期間に流れる二次回路電流 i_2 によって放出することで、一次・二次間の直流電力の伝達を行うものである。フライバック式DC/DCコンバータに用いられるトランスは、コイルの許容実効

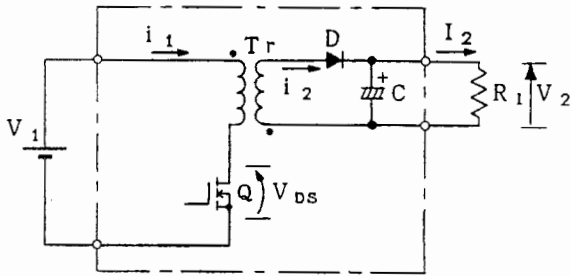


図8. フライバック式DC/DCコンバータ

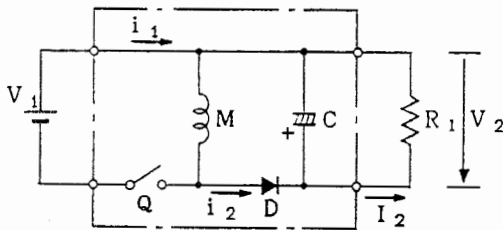


図9. フライバック式DC/DCコンバータ
の等価回路

電流範囲内ではできるだけ励磁電流の大きいもの、すなわち、相互インダクタンス M の小さいものが望ましく、磁性体コアを用いない空心トランスはこれに適している。二次回路電圧 V_2 はパワーMOS-FET Q のオンdutyの制御により可変とすることができ、また同様にして負荷変動に対する定電圧制御を行うことができる。なお、パワーMOS-FETは(1RF-532日本インター製)を使用した。

3.2. 基礎特性

高周波空心トランスを用いたDC/DCコンバータの電氣的評価項目として最も重要なのが効率である。トランスの巻線抵抗損失のみならず、漏れインダクタンスに貯えられたエネルギーが損失となるため、一次・二次間の結合係数が効率を左右する重要な要因となる。

ところで、トランスA、BおよびCを装着したDC/DCコンバータは、スイッチング周波数帯域が200kHz~650kHzの範囲では、それぞれ350kHz、200kHzおよび200kHzの時に最大電源効率を持つことがわかっている[6]。そのため、スイッチング周波数をトランスA、BおよびCのそれぞれに対して350kHz、200kHzおよび200kHzとし、入力電圧を

$V_1 = 12.9$ [V] (一定) として以下の実測を行った。

図10(a) および(b) に試作したDC/DCコンバータのパワーMOS-FET Qをスナパレスで駆動した場合およびドレイン・ソース間にコンデンサ・スナバ ($0.003 \mu\text{F}$) を装着した場合における負荷特性、さらに効率の出力電流依存性を示す。ただし、DC/DCコンバータの効率 η は、

$$\eta = [\text{出力電力 [W]}] / [\text{入力電力 [W]}] \quad (20)$$

とし、制御回路の消費電力は無視した。これより出力電流 I_2 が小さい時、出力電圧に大きな差を生じ、電源効率にも大きな差を生じたがどちらの値もコンデンサ・スナバ 有りの場合が無しの場合を下回る結果となった。これは、コンデンサに貯えられたエネルギーが損失となったためと考えられる。すなわち、パワーMOS-FET Qスナパレスで使用した場合には高い効率を得ることができるが、その反面ソース・ドレイン間の跳ね上がり電圧が過大となり、高出力を得ることができない欠点があった。そのため、ソース・ドレイン間にコンデンサ・スナバ ($0.003 \mu\text{F}$) を装着した。図11(a) および

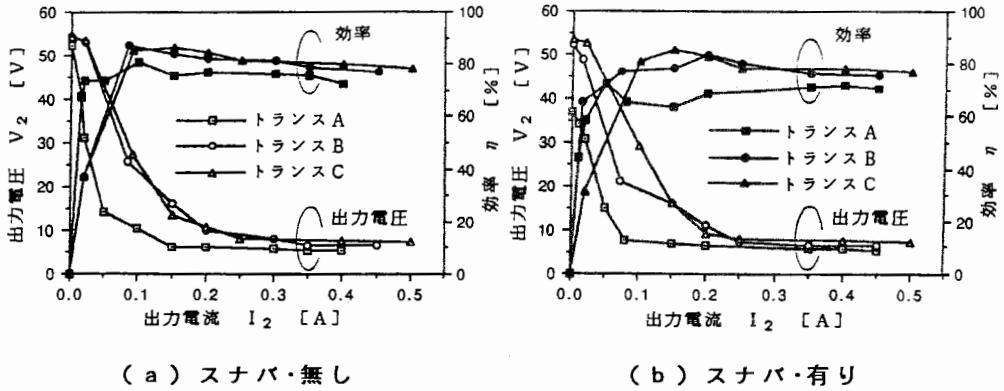


図10. 負荷特性

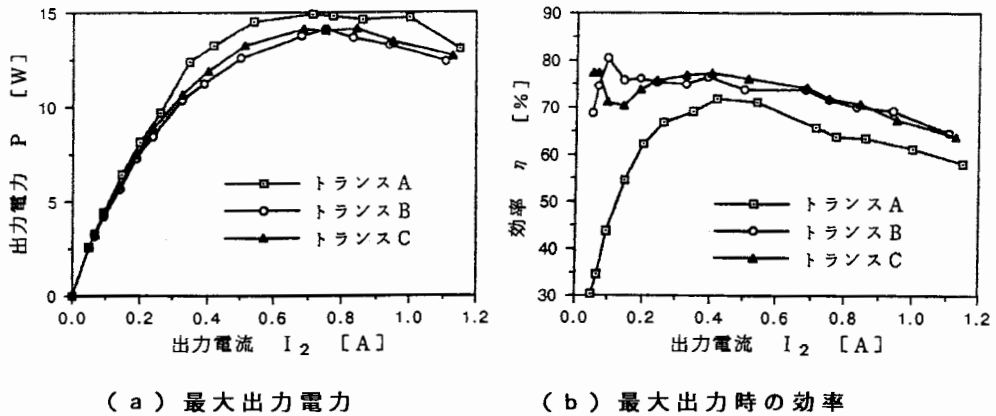


図11. 最大出力、効率の出力電流依存性

(b) にこの場合の最大出力電力、および効率の出力電流に対する依存性の比較を示す。これらの図から効率は出力電流の小さい周辺で最大となるが、出力電力が最大となるのは出力電流が大きい周辺であることが確認できる。

4. まとめ

磁性材料を全く用いない高周波空心トランスを開発し、その動作原理はコイルに流れる電流の表皮効果にあることを明かにした。また、同じ導線から成る、異なった3種の巻き方をした空心ツイストトランスをそれぞれフライバック式DC/DCコンバータへ適用し、その出力静特性について実験的に吟味し、比較的高い効率で動作することを確認した。また、スナパレスの電源回路に空心トランスを装着した場合には、パワーMOS-FETのドレイン・ソース跳ね上がり電圧が過大となって5W以上の出力を得ることは不可能であったが、きわめて簡単なコンデンサ・スナパを用いることによって、15W程度の出力を得ることができ、高出力化に成功した。これにより、従来の高周波トランスとは全く異なった原理に基づく、空心ツイストトランスの電源装置への実用可能性が見えてきた。

最後に、本研究のDC/DCコンバータ製作に御協力頂いた、(株)富士電機総合研究所ならびに(株)日立製作所・日立研究所の関係各位に厚く感謝致します。

参考文献

- [1] K. Arai, H. Tsutsumitake and K. Ohmori, "Gain growth of rapid quenching high silicon-iron alloys," IEEE Trans. Magn., Vol. MAG-20, No. 5, pp. 1463-1465, Sep. 1984.
- [2] R. V. Major, T. M. Jasko and K. J. Cruickshank, "Development of amorphous Fe-B based alloys for choke and inductor applications," IEEE Trans. Magn., Vol. MAG-20, No. 5, pp. 1415-1416, Sep. 1984.
- [3] T. Sano, A. Morita and A. Matsukawa, "A new power ferrite for high frequency switching power supplies," Proceeding of the Third Annual High Frequency Power Conversion Conference, San Diego, CA., May 1-5 1988.
- [4] S. Hayano, Y. Nakajima, H. Saotome and Y. Saito, "A new type high frequency transformer," IEEE Trans. Magn. Vol. 27, No. 6, pp. 5205-5207, Nov. 1991.
- [5] 早乙女英夫、小川達成、早野誠治、斉藤兆古、「高周波軽量トランスのDC/DCコンバータへの適用」、電子情報通信学会、電子通信用電源技術研究会資料、PE91-54, 平成4年1月。
- [6] 早乙女英夫、小川達成、早野誠治、斉藤兆古、「高周波空心トランスの小型電源装置への適用」、電子情報通信学会、電子通信用電源技術研究会資料、PE91-63, 平成4年2月。
- [7] F. Bowman, "Introduction to Bessel functions," Longmans, Green and Co. Ltd. 1938.

原稿受付日	平成4年6月19日
-------	-----------