サーミスタにより発振周波数を補償した電流帰還型

磁気マルチバイブレータの解析

Analysis of Current-feedback Magnetic Multivibrator
with Thermistor Oscillation-frequency Compensation

甲木昭彦・松島雅寛・武田憲児

九州工業大学情報工学部, 福岡県飯塚市川津 680-4 (〒820-8502)

Akihiko Katsuki, Masahiro Matsushima, and Kengo Takeda

Faculty of Computer Science and Systems Engineering, Kyushu Inst. of Tech., 680-4 Kawazu, Iizuka-shi, Fukuoka 820-8502

An analysis is presented of our original current-feedback magnetic multivibrator. The realized circuit has a constant oscillation frequency provided by a thermistor. Though current-feedback magnetic multivibrators are highly efficient and reliable, the oscillation frequency normally varies according to the load current. In the proposed multivibrator, a new frequency compensation circuit cancels the dependence of junction voltages on the load current without any additional transformer. In this paper, the oscillation frequency is analyzed using our models of bipolar junction transistors. These models account for power dissipation, because the base-emitter voltage depends on the junction temperature and other factors.

Key words: magnetic multivibrator, saturable core, current feedback, oscillation frequency, frequency compensation, thermistor

1. まえがき

1 個の可飽和磁心と 2 個のバイポーラ・トランジスタとを用いるプッシュプル自励型の磁気マルチバイブレータ (以下, 磁気マルチ) は, 回路動作が磁心の磁束に支配されかつ半導体スイッチ素子が電流制御型であるためノイズによる誤動作を起こしにくく, しかも部品数が少ない。そこで, 磁気マルチは, 数 kW 程度以下の高信頼性電源回路として使われることが多い。

単磁心の Royer 型磁気マルチ¹⁾ は, DC-DC コンバータの発振回路として使われるほか, 発振周波数が直流電源電圧に比例することから計測用変換器としても用いられる。しかし, 転流の際にコレクタ電流波形にスパイクを

生じるため, 効率低下や電圧サージ発生などの問題がある。

これに対して出力用線形変成器を持つ Jensen 型磁気マルチ²⁾ は, ベース駆動用変成器磁心の飽和に伴うベース電流の減少によって転流するため, 上記のような欠点を除去できる。発振周波数は, pn 接合電圧を利用して決められる。そのため発振周波数は, Royer 型磁気マルチと比べると, 電源電圧の影響を受けにくい, ベース・エミッタ間電圧がコレクタ電流に依存するので負荷電流の影響を受けやすい³⁾。

Royer 型磁気マルチおよび Jensen 型磁気マルチでは, ベース駆動が電圧帰還によって行われるため, 軽負荷時にトランジスタが過駆動され少数キャリア蓄積時間が長くなり, 電源電圧が大幅に変動する場合は高電圧時にベース電流制限抵抗での電力損が増加する。

そこで, コレクタ電流とベース電流との比を一定に保つとともに電流制限抵抗を除去した Wilson-Moore 型磁気マルチ⁴⁾ (以下, 電流帰還型磁気マルチ) が考案された。この回路は, 負荷が変化しても少数キャリア蓄積時間の影響をほとんど受けなため, 高効率であり高周波動作も可能である。Jensen 型磁気マルチと同様の理由により, コレクタ電流スパイクを生じない。しかし, 負荷電流に比例してベース電流が変動しかつ発振周波数の決定に pn 接合電圧を利用するので, 負荷によっては発振周波数が数十%程度も変動することがある。

発振周波数は, 交流負荷時には負荷の動作に影響を及ぼすことを避けるため, 直流負荷時にはフィルター設計などのノイズ対策を容易にするため, 可能な限り一定であることが好ましい。そこで筆者らは, 線形変成器と抵抗とをそれぞれ 1 個ずつ用いた周波数補償回路を既に提案した⁵⁾。本論文では, サーミスタを使用することによって変成器を追加する必要をなくした新しい周波数補償回路⁶⁾ について解析を行い, 実験結果と良好な一致を示

Fig. 1 Current-feedback magnetic multivibrator (Wilson-Moore circuit).

Fig. 2 Frequency-compensated, current-feedback, magnetic multivibrator using thermistor.

すことを確認した。

2. 回路

電流帰還型磁気マルチの回路図を Fig.1 に、解析の対象とする新提案周波数補償回路付きの電流帰還型磁気マ

ルチの回路図を Fig.2 に示す。Fig.1 および Fig.2 において、 E_s は電源電圧、 T_{r1} および T_{r2} はスイッチング用トランジスタである。SR は可飽和磁心を有する電流帰還用変成器、T は出力用線形変成器である。 N_b 、 N_c 、 N_1 、および N_2 (Fig.2 では N_3 を含む) は各巻線の巻線数を表す。負荷は、T の二次側巻線に負荷抵抗 R_L を接続した交流負荷の

Fig. 3 Magnetization curve of SR.

場合と、同巻線と R_L との間にダイオード $D_1 \sim D_4$ からなるブリッジ整流回路とコンデンサ C_1 からなる平滑回路とを挿入して直流負荷とした場合との、二通りを考える。

Fig. 2 において、点線で囲まれた部分が周波数補償回路である。巻線 N_B 、ダイオード $D_5 \sim D_8$ からなるブリッジ整流回路、およびコンデンサ C_2 からなる平滑回路で、補償回路の電源電圧 E_S を作る。FET は接合型電界効果トランジスタであり、抵抗 R_G との組み合わせで、定電流源を構成している。 R_G を適切な値に選ぶと、FET のドレイン電流の温度係数をほぼ 0 にできることが知られている。ただし、ドレイン電流の大きさは、FET の特性によって決まる一定の値となる。トランジスタ $T_{r3} \sim T_{r5}$ は Wilson 電流シンク⁷⁾ を構成している。今回の実験に用いたサーミスタ R_{TH} の適正な動作電流は FET のドレイン電流よりも小さな値であるため、抵抗 R_E を T_{r4} のエミッタ側に挿入することにより⁸⁾、 T_{r5} のコレクタ電流の大きさを調整した。トリプル・ダーリントン接続されたトランジスタ $T_{r6} \sim T_{r8}$ は、 T_{r6} のベース電流がサーミスタの動作電流に与える影響を少なくし、サーミスタ電圧の変化を T_{r8} のコレクタ・エミッタ間電圧に伝達するために、挿入されている。

例えば負荷電流が増加した場合、 T_{r1} または T_{r2} のベース・エミッタ間電圧におけるコレクタ電流およびベース電流依存性、ならびに SR の巻線 N_B における巻線抵抗での電圧降下は、巻線 N_B にかかる電圧を増加させ、発振周波数を増加させようとする。この場合、抵抗 R_{TH} の温度係数が負 (NTC) であるサーミスタを、 T_{r1} 、 T_{r2} 、 T_{r8} など (直流負荷時は $D_1 \sim D_4$ も含む) 負荷電流の増加と共に温度上昇する素子のいずれか一つに熱結合すれば、周波数補償が可能となる。すなわち、 R_{TH} の値が減少するため端子間電圧が減少し、続いて T_{r8} のコレクタ・エミッタ間電圧が減少するため巻線 N_B にかかる電圧を減少させるように働き、発振周波数をほぼ一定に保つからである。

$T_{r6} \sim T_{r8}$ は、抵抗 R_S と共に始動回路としても働く。こ

れに対し、Fig. 1 においては、 R_S とダイオード $D_5 \sim D_7$ とが始動回路を構成している。

3. 解析のための仮定

定常状態では各半周期が同一動作の繰り返しとなるので、以下では T_{r1} が導通する正の半周期を考察する。なお、周波数補償回路は、電源部分を除いて、連続的な直流動作を継続する。解析を簡単にするため、SR は Fig. 3 に示す理想的角形磁化特性を持つと仮定する。ただし、 ϕ は磁束、 ϕ_s は飽和磁束を表す。 R_S は無限大とする。

4. 等価回路

Fig. 4 に、回路全体の等価回路を示す。サーミスタ電圧および電流を、それぞれ V_{TH} 、 I_{TH} とする。 T_{r5} のコレクタ電流を I_O 、FET のドレイン電流を KI_O (K は 1 よりも大きな定数) としている。 T_{r1} 、 T_{r6} 、 T_{r7} 、および T_{r8} について、B、C、および E はそれぞれベース、コレクタ、およびエミッタの各端子を表す。ベース・エミッタ間電圧をそれぞれ V_{BE1} 、 V_{BE6} 、 V_{BE7} 、および V_{BE8} 、ベース電流をそれぞれ i_{B1} 、 i_{B6} 、 i_{B7} 、および i_{B8} 、コレクタ電流をそれぞれ i_{C1} 、 $h_{FE6}i_{B6}$ 、 $h_{FE7}i_{B7}$ 、および $h_{FE8}i_{B8}$ としている。ここで、 h_{FE6} 、 h_{FE7} 、および h_{FE8} は、能動状態で動作する T_{r6} 、 T_{r7} 、および T_{r8} のエミッタ接地直流電流増幅率である。 V_{CE8} は T_{r8} のコレクタ・エミッタ間電圧、 r_B および e_B は巻線 N_B の抵抗および誘起電圧を表す。

回路中で大きな電流が流れかつ発振周波数に影響を及ぼす T_{r1} および T_{r8} については、ベース・エミッタ間電圧のコレクタ電流およびベース電流依存性、ならびに接合温度依存性を含めて表す必要がある。トランジスタの電力損による接合温度上昇を考慮するために、 T_{r1} については、筆者の一人が既に提案したスイッチング・トランジスタ用の等価回路⁹⁾ を用いた。これは、デューティ比 50% でオン・オフ動作する大振幅動作時の飽和 (オン) 状態に対する等価回路である。熱抵抗を考慮することにより、ベース・エミッタ間電圧を正確に求めようとしたものである。熱平衡状態を考えることとし、周囲温度 T_a および接合温度は一定とする。なお、能動状態で動作する T_{r8} については、出力側を飽和抵抗から電流源に変更し、ベース電流とコレクタ電流とが比例することからベース・エミッタ間電圧の電流依存性を一つの抵抗で表した等価回路を用いている。

T_{r1} では、電圧 V_{BE1} を接合温度 $T_{j(T1)}$ の関数とし、 $T_{j(T1)}$ の上昇に伴い k_{T1} の割合で V_{BE1} が減少すると考える。ただし、

日本応用磁気学会誌 Vol. 26, No. 4, 2002

$$T_{c(T8)} - a_1 = a_2 I_O R_l \exp \left\{ B \left(\frac{1}{T_{c(T8)}} - \frac{1}{T_l} \right) \right\} \quad (9)$$

を数値的に解いて求められる。ここで、

$$a_1 = T_a + a_2 (V_{BE8a} + V_{BE7} + V_{BE6} + r_{BE8} i_{B8}) \quad (10)$$

$$a_2 = \frac{\theta_{ca(T8)} i_{B1}}{1 + k_{T8} \theta_{ja(T8)} i_{B1}} \quad (11)$$

であり、 $\theta_{ca(T8)}$ は T_{r8} のケース・周囲間の熱抵抗を表す。

なお、(9) 式の導出に当たっては、 T_{r8} における電力損 P_{T8} を次式

$$P_{T8} = (V_{CE8} h_{FE8} + V_{BE8}) i_{B8} \quad (12)$$

から算出し、 $T_{c(T8)}$ の温度上昇を次式

$$T_{c(T8)} - T_a = \theta_{ca(T8)} P_{T8} \quad (13)$$

から求めた。さらに、次式

$$k_{T1} \theta_{ja(T1)} i_{B1} \ll 2, \quad k_{T8} \theta_{ja(T8)} i_{B8} \ll 1 \quad (14)$$

$$h_{FE8}, h_{FE7}, h_{FE6} \gg 1, \quad i_{B6} \ll I_O \quad (15)$$

に示す近似を用いた。ここで、

$$i_{B6} = \frac{i_{B1}}{h_{FE8} h_{FE7} h_{FE6}} \quad (16)$$

f を求めるためには、まず i_L を (6) 式に代入して i_{B1} を求め、 i_{B1} を (7), (10), および (11) 式に代入して a_1 および a_2 を求めた後に、(9) 式を $T_{c(T8)}$ について解く。次に、 $T_{c(T8)}$ を (8) 式に代入して R_{Th} を求め、(4) 式に代入する。(3) および (4) 式を (2) 式に代入し、さらに (1) 式に代入すると、 f が求められる。

6. 実験結果との比較

解析結果の妥当性を確認するため、SR にセンパーマックス磁心（ケースの外径 60 mm，内径 45 mm，高さ 10 mm，およびテープ厚さ 0.025 mm のトロイダル磁心）を用いて実験した。発振周波数の測定値と計算値とを Fig.5 に示す。参考のため、周波数補償を行っていない Fig.1 の回路についての測定結果も併載した。測定値は、直流負荷時のデータである。負荷電流 I_L が 0.5 A から 8 A まで（負荷抵抗 R_L が 56 Ω から 2.7 Ω まで）変化した場合の発振周波数の変動率は、補償しない場合は約 33% であったのに対し、補償した場合は約 4% に減少した。補償時の測定結果と $i_L = I_L$ において求めた計算結果とは良く一致することが分かる。

Fig. 5 Oscillation frequency, f , vs. characteristics of the load current, I_L .

Fig. 6 Efficiency, η , vs. characteristics of the load current, I_L .

実験機の場合、補償回路の電源電流は約 0.4 mA、電源電圧は約 9 V であり、電源電力は主回路で扱う電力に対して極めて小さく無視できる。補償回路を付加したことによる効率 η の低下分は、測定の結果、Fig. 6 に示すように、軽負荷時に大きくなるが（例えば、負荷電流が 1 A の時に約 2% 程度）、負荷が重くなるに従い検出できない程度に小さくなることが分かった。補償電圧をベース・バイアス回路に与える役目を担う T_{r8} のコレクタ・エミッタ間電圧が、軽負荷時よりも重負荷時に小さくなる。この事が、重負荷時の効率低下抑制に寄与していると考えられる。

実験および計算に用いた数値 ($T_a=300$ K における測定値) は次の通りである。 $N_1:N_2:N_3=100:100:35$, $N_B=100$, $N_C=10$, $\phi_s=4.4\times10^{-5}$ Wb, $\theta_{ja(T1)}=4$ K/W, $\theta_{ja(T8)}=20$ K/W, $\theta_{ca(T8)}=15$ K/W, $k_{T1}=k_{T8}=2$ mV/K, $h_{FE8}=200$, $V_{BE1a}=0.65$ V, $V_{BE6}=V_{BE7}=V_{BE8a}=0.70$ V, $r_{BE1}=0.10$ Ω , $r_M=38$ m Ω , $r_{CE1}=70$ m Ω , $r_{BE8}=0.10$ Ω , $r_B=0.13$ Ω , $B=1610$ K, $T_1=273$ K, $R_1=23.0$ k Ω , $I_0=96$ μ A, $E_S=30$ V, $C_1=4400$ μ F, $C_2=1$ μ F.

7. むすび

サーミスタを用いて発振周波数を補償した電流帰還型磁気マルチについて解析を行い実験結果と比較したところ、発振周波数の計算値と測定値とが良好に一致することを確認した。

2 章で述べたように、サーミスタを熱結合する素子としては T_{r8} 以外にもいくつか考えられ、それぞれ異なる補償効果が得られると予想される。サーミスタの温度上昇が負荷電流に対して、 $D_1\sim D_4$ のいずれかに熱結合した場合はほぼ一次関数的に増加し、 T_{r1} または T_{r2} に熱結合した場合はほぼ二次関数的に増加すると考えられる。 T_{r8} に熱結合すると、 T_{r8} のコレクタ電流は負荷電流に比例するが、コレクタ・エミッタ間電圧はサーミスタ抵抗の強い非線形特性に依存するため、動作は複雑になる。しかし、サ

ーミスタおよびその動作点を適切に選べば、逆に自由度が大きく、良好な補償特性が得られる場合がある。今回の実験でサーミスタを T_{r8} に熱結合したのは、このような理由による。

効率を測定した結果、補償回路を付けたことによる効率の低下は僅かであることを確認した。補償回路から仮にノイズ電圧が T_{r8} を介してベース・バイアス回路に伝達されたとしても、発振周波数は、可飽和磁心の磁束すなわちベース巻線電圧の積分値で決まるため、ノイズ電圧の平均値が小さければほとんど影響を受けることはないと考えられる。

文 献

- 1) G. H. Royer: *AIEE Trans. pt. 1 (Commun. Elect.)*, **74**, 322 (1955).
- 2) J. L. Jensen: *IRE Trans. Circuit Theory*, **CT-4**, 276 (1957).
- 3) A. Katsuki and M. Matsushima: *Trans. IEE Japan, (C)*, **104**, 181 (1984).
- 4) T. G. Wilson and E. T. Moore: *IEEE Trans. Commun. Elect.*, **83**, 424 (1964).
- 5) A. Katsuki and M. Matsushima: *J. MS Japan*, **19**, 577 (1995).
- 6) A. Katsuki, A. Yoshioka, and K. Takeda: *Digests 23rd Annual Conference Magnetics Japan*, Kitakyushu-shi, 1999, p. 350, (MS Japan, Tokyo, 1999).
- 7) G. R. Wilson: *IEEE J. Solid-State Circuits*, **SC-3**, 341 (1968).
- 8) R. J. Widlar: *IEEE Trans. Circuit Theory*, **CT-4**, 586 (1965).
- 9) K. Harada and A. Katsuki: *Trans. IEE Japan, (C)*, **102**, 163 (1982).

2001 年 10 月 9 日受理, 2002 年 2 月 7 日採録