

## 第7回

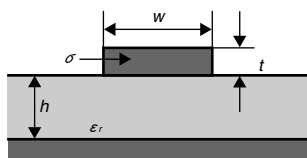
配線をモデル化するための  
パラメータ抽出法(後編)

浅井秀樹, 渡邊貴之

高速デジタル回路のプリント基板やLSIパッケージの配線をSPICE<sup>1)</sup>で解析するためには、配線の材質や形状からRLGCのモデル・パラメータを求めておく必要があります。前々回(本誌2003年4月号, pp.140-146), 前回(2003年7月号, pp.123-127)と、配線のインダクタンス成分(L)とキャパシタンス成分(C)の求めかたについて、クロストークを無視した場合と考慮した場合に分けて説明しました。今回は、抵抗成分(R)とコンダクタンス成分(G)の抽出方法について説明します。また、各パラメータの周波数依存効果や、配線を周波数依存の伝送線路としてモデル化した場合のシミュレーション結果についても紹介します。

(筆者)

ボード上の配線を通る信号は、距離とともに伝送損失(線路損失)によって減衰していきます。ここで、ひと口に伝送損失と言っていますが、具体的には三つの種類に分けることができます。それぞれ、導体における抵抗損失(抵抗損)、基板における誘電体損失(誘電損)、そして配線の不連続部分(短絡開放部、折れ曲がり部)からの放射による損失(放射損)です。このうち、配線の不連続部分については別途モデル化することになると、配線モデルの損失に関



【図1】マイクロストリップ線路の断面図

マイクロストリップ線路は、誘電体基板がストリップ導体と接地導体で挟まれた構造を持つ。また、全体としての配線抵抗は、ストリップ導体の抵抗値と接地導体の抵抗値の和となる。

係するパラメータは、抵抗成分 $R(\Omega/m)$ とコンダクタンス成分 $G(S/m)$ だけということになります。

さて、ここで配線が完全導体で、基板の誘電損を無視できるのであれば、 $R=0$ 、 $G=0$ の無損失(lossless)線路として配線をモデル化できます。実際、プリント基板上の配線の直流抵抗成分はチップ内配線と比べると小さく、低周波領域では誘電体損失も大きくありません。そのため、信号周波数がそれほど高くない場合や、配線幅が広く配線長が短い場合は、一般に無損失線路としてモデル化します。

しかし、最近のGHz帯の信号を扱う微細な配線の場合には、後述するさまざまな影響によって、伝送損失を考慮した有損失(lossy)線路として配線をモデル化し、シミュレーションする必要があります。

## ●配線の抵抗成分は表皮効果で決まる

最初に、配線の抵抗成分 $R$ の抽出方法について考えてみましょう。配線に直流(DC)電流が流れる場合、電流は導体断面を一樣に流れます。したがって、単位長さ当たりの直流抵抗を $R_{dc}$ とすると、導体の導電率と配線断面積からその値を簡単に計算することができます。ここで、ストリップ導体の抵抗値と接地導体の抵抗値の合計が、全体としての抵抗値となります。ただし、図1のように接地導体がストリップ導体に比較して十分広いとすると、接地導体の抵抗成分は無視することができ、結果的に以下ようになります。

$$R_{dc} = \frac{1}{\sigma w t} \quad (\Omega/m) \quad (1)$$

ここで、 $\sigma$ は導体の導電率です。

次に、配線に交流 (AC) 電流が流れる場合を考えてみましょう。この場合、よく知られているように、「表皮効果」と呼ばれる現象が問題となります。表皮効果によって、導体中の電流密度  $J_z$  は導体表面からの距離  $x$  とともに指数関数的に減少します。

$$J_z = J_0 e^{-\frac{(1+j)x}{\delta}} \quad (2)$$

ここで、電流密度の振幅が  $1/e$  となる距離を表皮深さ  $\delta$  と呼びます。

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} = \sqrt{\frac{1}{\pi f\mu\sigma}} \quad (\text{m}) \quad (3)$$

ただし、 $f$  は周波数 (Hz)、 $\omega$  は角周波数 (rad/s)、 $\mu$  は導体の透磁率です。もちろん、電流は  $\delta$  よりも深くまで流れますが、導体表面から深さ方向に電流密度を積分すると、結果的に  $\delta$  までの厚さを一様な電流が流れていることと等価になります。

$$J_{total} = \int_0^{\infty} J_z dx = \frac{J_0}{(1+j)} \cdot \delta \quad (4)$$

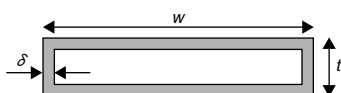
ここで、電流が表面から  $\delta$  までの深さを一様に流れるとして、このときの単位面積 (単位幅×単位長さ) 当たりのインピーダンスを導体の表面インピーダンス  $Z_s$  と呼び、以下のように定義します。

$$Z_s = \frac{E_0}{J_{total}} \quad (5)$$

$E_0$  は、導体表面における電流の進行方向の電界です。式 (5) は、式 (4) および

$$J_0 = \sigma E_0 \quad (6)$$

より、



〔図2〕ストリップ導体のRF抵抗を簡易的に計算するための断面図  
接地導体とストリップ導体の距離が十分に離れているとして近接効果を無視し、表皮効果のみを考慮した場合の模式図。表皮深さ  $\delta$  の定義により、導体表面から  $\delta$  までの厚さに一様な電流が流れていると仮定している。

$$Z_s = \frac{1}{\sigma\delta} + j\frac{1}{\sigma\delta} = R_s + j\omega L_i \quad (7)$$

となります。この式から、表面インピーダンスは、表面抵抗  $R_s$  と導体の内部インダクタンス  $L_i$  に分離できることがわかります。ここで、表面抵抗にのみ着目すると、以下のようになります。

$$R_s = \frac{1}{\sigma\delta} = \sqrt{\frac{\pi f\mu}{\sigma}} \quad (\Omega/\square) \quad (8)$$

この式から、表面抵抗は周波数  $f$  の平方根に比例することがわかります。

さて、次に、実際にストリップ導体の単位長さ当たりの抵抗が周波数によってどのように変化するのかを計算してみましょう<sup>2)</sup>。ただし、簡単化のために、近接効果やエッジ効果といった表皮効果以外の影響は無視します。

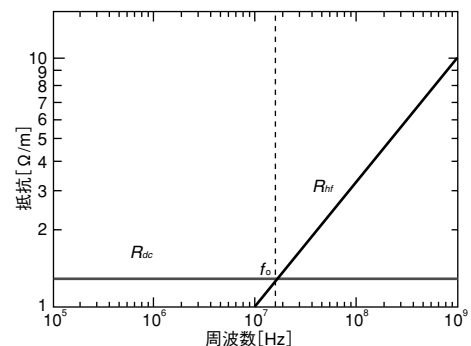
まず、図1において、 $w = 381.0\mu\text{m}$ 、 $t = 35.6\mu\text{m}$  とし、銅配線を仮定します。高周波 (RF) における抵抗  $R_{hf}$  は、図2および式 (8) より、以下のように計算しました。

$$R_{hf} = \frac{1}{\sigma(2\delta t + 2\delta w)} \quad (\Omega/\text{m}) \quad (9)$$

$R_{dc}$  と  $R_{hf}$  をプロットしたものを図3に示します。ここで、 $R_{dc}$  と  $R_{hf}$  が交わる条件は、式 (1) と式 (9) より、以下のようになります。

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{wt}{(w+t)} \quad (10)$$

導体の高さと比べて幅が十分に広い場合、 $w \gg t$  として



〔図3〕ストリップ導体の抵抗値の周波数依存特性1

ストリップ導体の直流抵抗  $R_{dc}$  とRF抵抗  $R_{hf}$  を単純にプロットしたグラフ。両者の線が交差する  $f_0$  より高い周波数では、表皮効果の影響が顕著になる。