EMCを理解するための電気回路入門

上 芳夫*

Introduction of Circuit Theory for Understanding EMC

Yoshio KAMI*

*電気通信大学情報通信工学科 (〒182-8585 東京都調布市調布ヶ丘1-5-1)

*Department of Information and Communication Engineering, The University of Electro-Communications (1-5-1 Chofugaoka, Chofu-shi, Tokyo 182-8585)

1. はじめに

EMC(Electromagnetic Compatibility)とは、日本語では2つの意味を持っている。第1は、環境電磁工学と訳されているもので、電気版環境問題を取り扱う学問体系（現在はまだ確立の途上にあるが）をいう。第2は、その言葉が示しているように電磁気的な両立性・整合性という狭義の意味である。回路技術者が使うときはこの狭義の意味である場合がほとんどである。第1回としてこの第2の意味でのEMC現象や対策技術を理解するために、取り扱いやすい電気回路学を電磁気学の立場から見たときの考え方について述べる。

2. 電気回路は万能か

電気系の電気回路（学）という授業では、主として受動（回路）素子で表現される回路が取り扱われている。受動素子とは、自ら電力を生み出さない素子であり、抵抗、キャパシタ（俗に容量）、インダクタ（俗にコイル）、変成器などがある。これらと電源を組み合わせた回路網を取り扱っている。トランジスタやFETなどは能動（回路）素子と呼ばれ、これを対象にしているものが、電子回路（学）という。さらにデジタル回路だけを取り扱う場合は、論理

回路学などと称する分野である。

電気系技術者にとって最も基本となる電気回路は、その手法や考え方はEMCにおいても万能であるのだろうか。電気回路は、オームの法則から始まり、キルヒホッフの電流則、電圧則が最も基本となる法則である。これらを発展させて回路網理論ができ上がり、それはほとんど完成の域に達している。

現象論的な電磁気現象を取り扱う学問体系は物理学の一部である電磁気学である。電磁気学ではクーロンの法則、アンペアの法則、ファラデーの法則、そしてそれを発展的にまとめたマックスウエルの方程式が基本となる。マックスウエルの方程式によって電磁波が伝搬することまでの電磁気現象を定性的、定量的に説明できるようになっている。

電気回路は電磁気学とはまったく別の道をたどり発展してきたが、電気回路で取り扱う電磁気現象は電磁気学の範ちゅうに入るものでもある。すなわち、電気回路は電磁気学の特殊な条件下の解である。電気回路では、電磁気学で取り扱うベクトル量の電界（電場）、磁界（磁場）などを電圧、電流といったスカラー量に変えて取り扱っている。電圧・電流としての考え方、取り扱い方は、非常に巧みであり、これまでの電気製品を作り上げてきた技術を支えているものである。EMCが論じられなかった約20年前まで

「EMC基礎講座」開講に寄せて

昨今、IT革命、IT産業、ITビジネス、…などのキーワードが新聞・雑誌等のマスメディアをにぎわしており、21世紀の経済や生活の形態が大きく変わると解説・評論されている。ITの2文字から、技術者には「大容量」、「超高速処理」、「超高速伝送」などが代表的なキーワードとして連鎖的に浮かんてくる。IT構想が成功し現実のものになるには、これを支えるハードウェアの実現が必須である。今日の半導体や実装技術の進歩にはめざましいものがあるが、情報の「超高速処理」、「超高速

伝送」の実現には超高周波技術やEMC技術もきわめて重要である。今回、本誌において新講座を連載する機会を与えられたので、「EMC基礎講座」を企画した。本講座は、EMCの専門家はもとより、基板、パッケージ、チップのプロセス技術者など、いわばEMCの非専門家も対象として、基礎的な内容に重点をおき、先端的なトピックスも交えた内容で連載の予定である。会員諸氏の一助となれば幸いである。

（東京理科大学・越地耕二）

は電気回路的な考え方で十分であった。しかし、昨今の状況下で「電圧・電流の考え方は無条件で使えるのか」、「スカラー量に変換したときの条件は何か」ということを十分に理解することがEMCでは必要になる。すなわち電気回路で考えているとしても電磁気学的基盤に立ち戻らなければならないということである。この意味からEMCの問題は電磁気学と電気回路学とにまたがる学際領域の課題であると言える。

まず、電気回路で取り扱う回路素子と電圧、電流との関係を見てみる。通常何気なく使っている素子は、集中定数素子を前提としており、これで回路が構成されている。この条件は、次のふたつが成立することである（図1参照）。

1. 回路素子に入り込む電流と、その素子から出てくる電流とは等しいこと。

2. その回路素子間の電圧（端子電圧）は、一義的に決定できること。

第1の条件では、入った電流がそのまま出てくる必要がある。電流が流れる（伝搬する）速さはどんなに早いといっても有限である。素子に長さがある限り時間がかかり、それだけ遅れた電流（後述するように位相遅れの電流）となる。このようなとき同じ電流とは言えない。したがって、この究極の条件は長さが零であるということである。

電圧は電界の線積分として定義される。第2の条件では、電圧が存在するためには素子の長さが有限である必要がある。また電圧を唯一決定するためには、その素子長の間で電界が変化するようにあってはならない。

第1の条件と第2の条件とでは、回路素子の大きさに関して前者は零、後者は有限ということを要請している。この折衷をとった言い方をすれば、回路素子は非常に小さいということが条件になる。非常に小さいという条件は、物理的に小さければいいという意味ではない。後述するように流れている電流の波長に比べて小さいという意味である。次にこれについて考える。

今、細い導線（例えば銅線）に電流が流れている例を考える（厳密に言えば、このような表現のモデルは回路としては不完全である）。この電流の大きさが時間的に変化する正弦波交流（時間 t が変化すると、その瞬時の値が t の正

弦関数で表されるもの）であるとする。この導線のある基準となる点、例えば、入力端（線路の始端）での交流電流波形 $i(t)$ は、

$$\begin{aligned} i(t) &= I_m \cos\left\{(2\pi/T)t + \theta\right\} \\ &= I_m \cos(2\pi f t + \theta) \\ &= I_m \cos(\omega t + \theta) \end{aligned} \quad (1)$$

と表現できる。ここで、 T は波形が1回繰り返すに要する時間、すなわち周期であり、 $f=1/T$ は1秒間に周期を繰り返す回数、すなわち周波数、 $\omega=2\pi f$ は1秒間に変化する位相角、すなわち角周波数である。また、右辺の括弧内を位相といい、 θ は $t=0$ での位相を意味し、初期位相である。 I_m は電気回路では、振幅という。（ここで、正弦波と言いつつ余弦関数で表現しているが、正弦関数と余弦関数との関係は 90° の位相差が存在するだけのことであり、位相差を考えることによってどちらの表現を用いてもいいことになる。上記の例では $\theta=-90^\circ$ にすればsin表記になる。）

次に、入力端から ℓ だけ離れた点、すなわち電流が入力端から流れて ℓ の距離まで進んだ所での電流波形はどのようなかを考える。この ℓ だけ離れた点までは、電流の流れる速度（伝搬速度）を v とすると、 ℓ/v だけの時間を要することになる。これは、式(1)では、位相遅れとして表現できる。すなわち、ある時刻 t での電流波形は入力端の波形に比べて遅れた波形として、次のように表現できる（図2参照）。

$$\begin{aligned} i(t) &= I_m \cos\left\{2\pi f(t - \ell/v) + \theta\right\} \\ &= I_m \cos\left\{\omega(t - \ell/v) + \theta\right\} \\ &= I_m \cos(\omega t - \beta \ell + \theta) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 $\beta=\omega/v$ を位相定数という。これは時間変化に対する位相変化が角速度 ω であるのに対し、距離変化に対する位相変化を表す係数であると理解できる。また、式(2)は次のようにも書くことができる。

$$i(t) = I_m \cos\left\{2\pi\left(t/T - \ell/\lambda\right) + \theta\right\} \quad (3)$$

図1. 集中定数素子の定義

- (1) $i_{in}(t) = i_{out}(t)$
(2) $V = - \int_a^b \mathbf{E} \cdot d\mathbf{\ell}$

図2. x 方向に伝搬している正弦波：時間方向は周期 T で繰り返す波形となり、距離方向では波長 λ で繰り返す波形となる。

このとき、 λ は、正弦波の繰り返し時間を意味する周期 T に対応しており、場所的な繰り返し距離を表すことになる。これを波長という。波が伝搬していくとき、周波数 f と伝搬速度 v と波長 λ との間には、上式から

$$v = f\lambda \quad (4)$$

のよく知られた関係にあることもわかる。

一般に回路素子は有限長であり、また伝搬速度も有限であるので、非常に小さな回路素子であっても、前述した集中回路素子の条件を完全には満足できないことがわかる。また、長さが無視できるかどうかは、式(3)から、波長に対する大きさであることが理解できる。これが、EMCにおいては重要なことである。後の講座で回路素子、特にデカップリングキャパシタを使用するときに、どの程度の周波数まで有効に働くかについての議論がなされる予定である。

3. 電気回路の $j\omega$ とは

上述した電流表現の式は、電圧の場合も同様であるが、実時間 t の関数として表現されていた。電気回路では、正弦波電圧・電流が基本であり、他の波形は多くの周波数成分の正弦波からなる波の和として表現される（この関係はフーリエ変換で表現される）。電気回路では、正弦波の波形を取り扱うとき、回路方程式を複素数で表現して解析する手法を用いる。これは周波数領域での考え方でもある。このときの実時間の時間領域と複素解析の解との関係について述べ、そこで使われる $j\omega$ とは何物かについて焦点を当てる。

正弦波の電流 $i_L(t)$ がインダクタに流れるとこの両端子間にはファラディの誘導則で説明される電圧 $v_L(t)$ が、

$$v_L(t) = L \frac{di_L(t)}{dt} \quad (5)$$

と発生する。また、キャパシタの両端子間に正弦波電圧 $v_C(t)$ が加わると、キャパシタには、マックスウエルが導入した“導体ではないところを流れる変位電流” $i_C(t)$ が

$$i_C(t) = C \frac{dv_C(t)}{dt} \quad (6)$$

と流れる。この式を逆に表現すると、初期条件を零とすれば、

$$v_C(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i_C(t') dt' \quad (7)$$

となる。電流は電荷の時間変化で定義されるので、この式はキャパシタの電荷蓄積作用を表す方程式と言える。ある回路網の動作を調べるために各回路素子に上述の関係式を当てはめると、微積分方程式が導出できる。例えば、図3に示した L - C - R の直列回路に角周波数 ω の正弦波電圧源

図3. 直列回路の例

$v_s(t) = V_m \cos \omega t$ が接続されているとする。この回路を流れる電流 $i(t)$ を求めることを考えよう。微積分方程式は、キルヒホッフの電圧則から

$$Ri(t) + L \frac{di(t)}{dt} + \frac{1}{C} \int_0^t i(t') dt' = v_s(t) = V_m \cos \omega t \quad (8)$$

と書ける。この程度の回路であってもこのような微積分方程式を解く必要がある。簡単な回路はいざ知らず、複雑になればなるほど解を求めることは不可能に近くなる。これを簡単な代数計算で解を求めるようにした考え方が複素平面で考える手法、複素解析法（フェーザ法）である。

電圧・電流が余弦（cos）関数で与えられるとすれば、この関数を微分したり、積分したりすると、

$$\frac{d \cos \omega t}{dt} = -\omega \sin \omega t = \omega \cos(\omega t + 90^\circ) \quad (9)$$

$$\int \cos \omega t dt = \frac{1}{\omega} \sin \omega t = \frac{1}{\omega} \cos(\omega t - 90^\circ) \quad (10)$$

となり、やはり同じ周波数の余弦関数で、微分したら 90° 位相が進み、積分したら 90° 位相が遅れる波形になる。したがって、正弦波電流が流れている電気回路に必要な情報は、振幅の変化と位相変化である。

フェーザ法では、実時間の正弦波を複素平面で表現するために、これを複素指数関数で対応させている。虚数単位を $j = \sqrt{-1}$ （電気回路においては i は電流を表示するのに用いるため、 j を用いる）とすると、

$$\cos \omega t = \text{Real}\{e^{j\omega t}\} = \text{Real}\{\cos \omega t + j \sin \omega t\} \quad (11)$$

の関係にあり、実時間で時間微分することは、複素平面では $j\omega$ を、積分することは $1/j\omega$ を掛けることに対応している。このようにして求める複素数表現した回路方程式を代数的に解き、その解の実部をとると実時間表現が求められることを示している。電気回路では振幅と位相がわかればよいので、 $\cos \omega t$ とか $\sin \omega t$ とかを省略して計算し、最後に実時間の解が必要ときに、これを考慮して処理すればよい。

(8)式をフェーザ法で表現すれば、 $i(t)$ の小文字表記を大文字 I 表記にして、複素表記であることを表し、電源と同じ正弦波の項を省略して

$$\left\{ R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \right\} I = V_s \quad (12)$$

と書ける。これは簡単に解けて

$$I = \frac{j\omega C}{1 - \omega^2 LC + j\omega CR} V_s$$

$$= \frac{\omega C}{\sqrt{(1 - \omega^2 LC)^2 + \omega^2 C^2 R^2}} V_s e^{j(90^\circ - \phi)} \quad (13)$$

ここで、 $\phi = \arctan[\omega CR / (1 - \omega^2 LC)]$ は右辺第1式の分母の偏角である。したがって実時間表記は、この解に $e^{j\omega t}$ を掛けて、実部を取れば求められるので、この振幅と位相を用いてすぐに

$$i(t) = \frac{\omega C}{\sqrt{(1 - \omega^2 LC)^2 + \omega^2 C^2 R^2}} V_m \cos(\omega t + 90^\circ - \phi) \quad (14)$$

と書き下せる。このようにフェーザ法は、微積分方程式を単なる代数式に変換して解くことであり、非常に簡便に行える。この複素解析法で求められる解は微積分方程式の特殊解であり、定常な状態での解であることを心得ておく必要がある。

さて、複素平面では虚(j)軸は、正の実軸を基準に考えれば、 90° 位相進みを表している。さらにこの j の持っている意味を電気回路では次のような考え方をして取り扱う。(12)式の左辺の括弧内を Z と表現すれば、考えた回路は L - C - R の直列回路であったので、各素子が持つ抵抗に相当する成分の和となると考えることができる。すなわち、

$$Z = R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}$$

$$= R + Z_L + Z_C \quad (15)$$

と書ける。ここで

$$Z_L = j\omega L, \quad Z_C = \frac{1}{j\omega C} = -j\frac{1}{\omega C}$$

であり、これをインダクタ、キャパシタのインピーダンスという。また、 Z はこの回路の全インピーダンスとなる。このインピーダンスを用いるとフェーザ法で表記した電圧電流の関係は、

$$I = V/Z \quad (16)$$

となり、これは直流回路でのオームの法則と同じ形式である。インピーダンスの意味は「妨げる」という意味のimpedeからきており、直流回路の抵抗と同じような働きをする正弦波交流での電流を妨げる役割を担っている。複素平面上でこのモデルのインピーダンス $Z = R + Z_L + Z_C$ を図示すれば、図4となる。ここで注意しなければならないことは、インピーダンスは複素数であるということである。また、正弦波電流が流れると位相変化を伴った電気回路現象が発生するとして取り扱うことが必要であることである。

4. 分布定数回路論では

電気回路学の上位科目に高周波回路学とか伝送回路学と

図4. 複素平面上でのインピーダンス

と呼ばれる科目がある。ここでは、上述したように集中定数回路素子では表現されない大きさのあるものが取り扱われている。集中定数回路に対応して分布定数回路と呼ばれるものである。長さを考慮したものであれば、EMCに対して万全であるのかを考える。

今、グラウンド面上に細い導体線が平行に架設されているとする。この細い導体線には抵抗がないと仮定する。この導体線路はグラウンド面との間に単位長さあたりキャパシタンス C (F/m)を作り、インダクタンス L (H/m)を持つとする。線路方向を x 方向として微小区間 Δx を考えると、このときの線路系ではキャパシタンス $C\Delta x$ とインダクタンス $L\Delta x$ が連続的に分布して存在することになる。この意味で、このような線路からなる回路を分布定数回路という。この分布定数回路の基本形はプリントパターンや同軸線路など伝送線路と呼ばれるものである。伝送線路の微小長あたりの等価回路は図5のようになる。

前述の記述で、長さ(位置)によって電圧や電流が変化すること、すなわち電圧や電流が位置の関数であることを述べた。これは、微小長の等価回路において、電圧と電流とが入力(始端)側では複素解析表示で V 、 I であったものが、微小長 Δx の離れた出力(終端)側においては $V + \Delta V$ 、 $I + \Delta I$ に変化していることを意味している。この関係はキルヒホッフの電圧則を適用すると、

$$V - j\omega L\Delta x I - (V + \Delta V) = 0 \quad (17)$$

キルヒホッフの電流側を適用すると、

$$I - j\omega C\Delta x V - (I + \Delta I) = 0 \quad (18)$$

である。 Δx を零に近づけた極限においては、これらの式は微分方程式となり、

$$-\frac{dV}{dx} = j\omega LI \quad (19)$$

図5. 分布定数線路の微小長モデル

$$-\frac{dI}{dx} = j\omega CV \quad (20)$$

この方程式の組は電信方程式と呼ばれるもので、分布定数線路の動作を表す最も基本となる式である。平行な線が多数本ある場合も同様な形式で表現することができ、EMCの分野で重要なクロストーク現象を表すことができる。

(19)式を x で微分し、(20)式を用いて整理すれば、

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \omega^2 LCV = 0 \quad (21)$$

となる。この式は波動方程式と同じ形式であり、電圧が波動として x 方向に進行しており、その伝搬速度 v は

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (22)$$

となることを示している。電流についてもまったく同様になる。伝送線路理論に関する詳しい解説、クロストーク現象などは、後の講座にゆずる。

5. TEMモードと伝送線路の関係は

EMCの世界は、電気回路と電磁気学との学際領域である。伝送線路ではTEM(Transverse Electromagnetic)モード(姿態)を持っていると言われる。この電磁気学(電磁波論)的な表現と回路(伝送線路)論的な関係について考えてみる。

図6(a)はTEMモードの例である。電波の進行方向を x 方向とし、これに垂直な $y-z$ 座標面だけに電界と磁界成分が存在し、進行方向には電磁界成分が存在しない電磁波の伝送姿態をTEMモードという。このTEMモードが成立する条件は電磁界を表現するマックスウエルの方程式が次の

(a) 一般的なTEMモードモデル

(b) 伝送線路でのモード例

図6. TEMモード

条件式を満足するときである。

$$\begin{cases} \nabla_t \times \vec{E}_t = 0 \\ \nabla_t \times \vec{H}_t = 0 \end{cases} \quad (23)$$

この第1の条件は、横断面での電磁界は回転が零であるということ、静電磁界(直流の電磁界)と同じであることを言っている。このことは電圧や電流が直列のときと同じように定義できることを保証しているものである。第2の条件式は、

$$\begin{cases} \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} \times \vec{E}_t = -\mu \frac{\partial \vec{H}_t}{\partial t} \\ \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} \times \vec{H}_t = \epsilon \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial t} \end{cases} \quad (24)$$

であり、これは進行(x)方向の電磁界の様相を規定するものである。すなわち電界と磁界とは組み合わせあって進行してゆくことを示している。

図6(b)は伝送線路の電磁界の例を示したものである。伝送線路に直流が流れているときの電磁界を示している。この電磁界が正弦波交流のときでも成立しているならば、すなわちそのときの伝送姿態はTEMモードである。TEMモードが成立する物理的な条件は線路高が波長に比べて非常に小さいことである。この非常に小さいという条件は経験的には $1/20$ 波長以下が妥当なところである。

図6(b)の線路直下を考える。すなわち E_y が y 方向の成分 E_y であるとする。このとき、TEMモードとなるための第2条件式から $\vec{H}_t = \vec{k} H_z$ 、すなわち z 方向の磁界成分しか持たないことになり、その向きは電界の向きから磁界の向きへ右ねじを回したとき、ねじの進む方向が電磁波の伝搬方向(ここでは x 方向)となる関係にある。第2の条件式を複素解析法で表現すれば、

$$\begin{cases} \frac{dE_y}{dx} = -j\omega\mu H_z \\ -\frac{dH_z}{dx} = j\omega\epsilon E_y \end{cases} \quad (25)$$

となる。この第1式を x で微分して第2式を用いて整理すれば、

$$\frac{d^2}{dx^2} E_y + \omega^2 \mu \epsilon E_y = 0 \quad (26)$$

となり、 E_y 成分が波動として $v = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$ の速度で伝搬していることを示している。磁界についてもまったく同様である。

TEMモードの第1条件式から $y-z$ 面においては、静電磁界と同じであるので、電圧が電界を積分することで定義できる。 y -軸上の y 方向の電界成分を線路高 $y = h$ まで積分すると、

$$V = -\int_0^h E_y dy \quad (27)$$

図7. 分布定数線路の線路キャパシタンス

となる。1 mの長さの線路に $Q[\text{C/m}]$ の電荷を与えたとき、線路電圧と電荷の関係から求められる（図7参照）。また線路に直流電流 I が流れたとき $x=1\text{ m}$ の区間で、線路直下の $x-y$ 面を鎖交する磁束 Φ は電流に比例し、その係数が線路インダクタンス L となる。

$$\Phi = \mu \int_0^h H_z = L(-I) \quad (28)$$

ここで、 H_z の向きと電流の向きが右ねじの関係にあることを考慮して電流は負となっている（図8参照）。

TEMモードの第2条件式(25)を $y=0 \sim h$ まで積分すると、第1の式は

$$\frac{d}{dx} \int_0^h E_y dy = -j\omega\mu \int_0^h H_z dy \quad (29)$$

となり、この関係式は、(27)式と(28)式を用いると回路表現として

$$-\frac{dV}{dx} = j\omega LI \quad (30)$$

となる。第2の式は、両辺に μ を掛けてやると、

$$-\mu \frac{d}{dx} \int_0^h H_z dy = j\omega\mu\epsilon \int_0^h E_y dy \quad (31)$$

この式は、(27)式と(28)式の関係の他に、電圧波として伝搬しているときの速度と電界波として伝搬しているときの速度が等しいので、 $v = 1/\sqrt{LC} = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$ の関係式を用いると、回路表現式は

$$-\frac{dI}{dx} = j\omega CV \quad (32)$$

となる。これら2つの回路表現式は、前述した電信方程式そのものである。このように分布定数回路の基本方程式である電信方程式は、電磁気学的見地からは、進行方向に電磁界を有しないという条件下、すなわち一様な線路は無限に長いときに成立するものである。線路が曲がったりしているときは、その部分のことに限っては伝送線路論では何ら述べていない。実際的には伝送特性に及ぼす影響は小さいが、このときの電磁界の振る舞いがEMC問題である。

図8. 分布定数線路の線路インダクタンス

一般に、TEM伝送線路の線路定数を決定するには、線路キャパシタンスと伝搬速度あるいは誘電率（PCBのようなときには実効的な誘電率）をまず求め、これらから伝送線路の他の定数を求めることが行われる。このときの線路キャパシタンスの決定には導体間に発生しているすべての静電界を考慮に入れて求められている。しかしながら、線路電圧や電流は線路の直下の電磁界だけで決定でき、電磁界の広がり具合については何ら規定していないように見える。伝送線路の一部を形成しているグラウンド面が有限な広さである場合、伝送係数にはほとんど変化がないのに、EMCの問題としては非常に重要な問題が生じる。

しかしながら、電信方程式では伝送線路を伝搬する電圧・電流波の伝送特性について記述できる基本式であり、これ自体が伝送線路の近傍に広がる電磁界については直接情報を与えてくれるものではない（伝送線路を流れる電流が与えられると、電磁気学的には電磁界は求めることは可能である）。本来伝送線路を駆動するものは信号であり、この信号をいかに伝送していくかは、電信方程式を基礎とする伝送回路論の問題である。しかしながら回路論的な取り扱いをしているときに電磁界の振る舞いを同時に考えなければならないのがEMCの問題であり、ここに難しさが存在する。

6. まとめ

第1回目のEMC基礎講座としてEMC問題を考える上での基本的なことがら、すなわち電気回路や伝送回路で使われる手法がどのような考え方に立って成立しているのか、EMCの問題に適応するには何を考えなければならないか、ということに焦点を絞り解説した。

(2000.10.16-受理)

上 芳夫（かみ よしお）
昭和18年生まれ。昭和41年、電気通信大学電波通信学科卒業。昭和45年、東京都立大学大学院修士課程修了。工学博士。現在、電気通信大学情報通信工学科教授。環境電磁工学、高周波伝送回路、電磁界解析などの研究に従事。