移動通信用アンテナの基礎
－線状/小型アンテナの基礎（動作原理、指標）と端末適用例－
Basic Learning of Antenna for Mobile Communication System
－Fundamentals of Linear / Small antenna
(principle of operation, evaluation parameter) and Terminal Applications－

常川光一

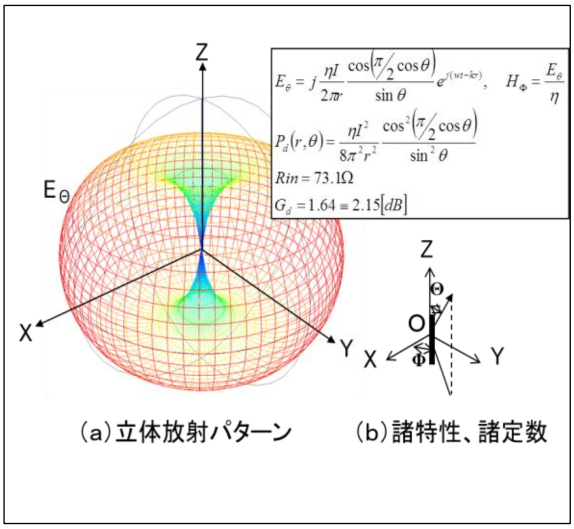
Koichi TSUNEKAWA

中部大学工学部 電気電子システム工学科

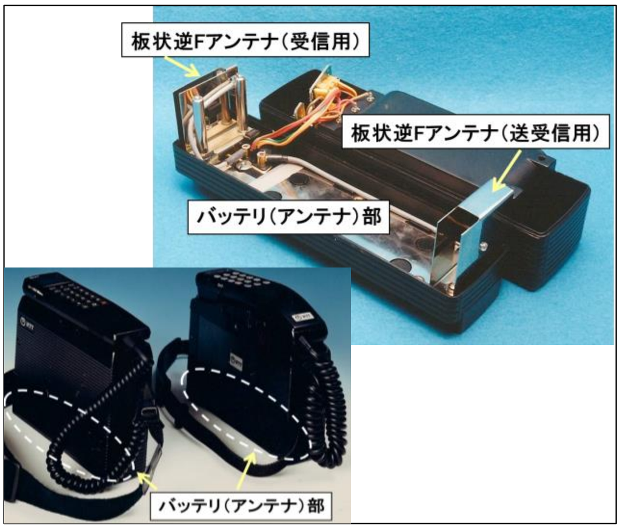
College of Engineering, Chubu University

概要

移動通信システムにとってアンテナ・伝搬は必要不可欠な基盤技術であり、その性能は伝送品質を決定づける。しかし、利用者はアンテナの実在感や伝搬の不安定性を意識することなく端末を使用できることが望ましい。今後、さらにシステムの通信品質と速度の向上を達成するには統合技術の中でアンテナと伝搬の役割を検討し、設計条件を明確化することが重要である。その課程においてアンテナの原理と伝搬の性質を理解して検討設計すべきである。本講演においては、主に線状アンテナで電波が出る仕組みを説明し、原理的にアンテナを理解できる。さらに移動通信特有の制約や条件を示し、その適用改善法を概説する。技術者はこれらの技術を学んだ上でシステム設計に反映してアンテナの仕様目標を設定し、最高の性能を実現してほしい。さらに今後第五世代移動通信システムでの周波数の上昇と複数帯域に対応したアンテナの最適設計も必須である。本講演では難解と思われているアンテナの原理解説と過去技術のレビュー [1] が大半であるが、今後の方向性についても述べる。



図Ａ 0.5波長ダイポールアンテナの諸特性



図Ｂ 逆Ｆアンテナの実装例(ショルダーホン)

Abstract

Antennas and propagation are indispensable basic technologies for mobile communication systems, and their performance determines transmission quality. Therefore, the principle of the antenna and the properties of propagation should be understood and designed. In this presentation, we will mainly explain the mechanism of radio waves emitted by linear antennas and understand the antenna in principle. In addition, we show constraints and conditions peculiar to mobile communication, and outline the improvement method of its application

1.線状アンテナから電波が出る仕組み

1.1　電流素片からの放射

１）「場」を繋げる概念

まずは電流素片、すなわち短い電流線（電流が流れている導線の一部）からの電波を算出する。ここで重要な概念は「観測する場所の状況のみでそこの電磁波が決まる」という「場」の概念である。

２）時間項を含むベクトルポテンシャル

全ての電磁波現象の源はベクトルポテンシャルである。ベクトルポテンシャル A は位置と時間の関数 A（r,t）とであり、図 1.1 に示すように波源より距離 r の点のベクトルポテンシャル A(r,t)は以下の式となる。

$$A(r,t) = A_0 e^{j\omega(t-r/C_0)} = A_0 e^{j(\omega t-kr)} = \frac{\mu I\lambda}{4\pi r} e^{j(\omega t-kr)}$$

ただし一般に k は、λを波長としてλ/２πとして表す場合が多い。

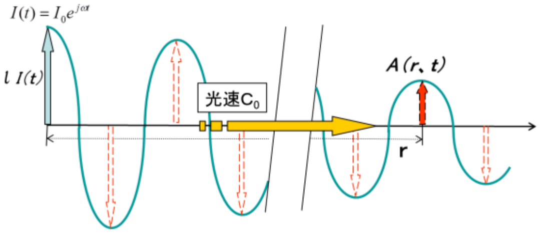


図 1.1　正弦波電流が作るベクトルポテンシャル

３）磁場 B と電場 E の導出

ベクトルポテンシャルは磁場B(r,t)はベクトルポテンシャル A(r,t)を距離 r で微分したものである。従って以下となる。

$$|B(r,t)| = -\frac{d}{dr} A(r,t) = -\frac{\mu|I\lambda|}{4\pi} e^{jwt}\left(-jk\frac{e^{-jkr}}{r} - \frac{e^{-jkr}}{r^2}\right)$$

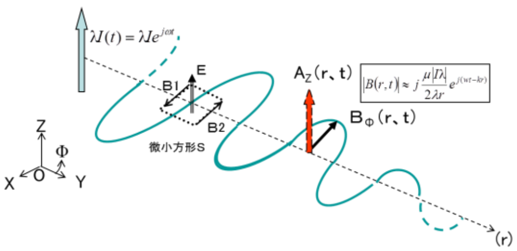


図 1.2　ベクトルポテンシャルから磁場Ｂの導出

図 1.2 に示すように磁場 B(r,t)ベクトルの方向は-X 方向である。磁場 B(r,t)には r と r ^{2} に反比例する項があるが、遠方において 1/ r ^{2} の項は急速に減衰してしまうので 1/ r の項のみとし、方向も考慮すると以下となる。

$$B_\phi(r,t) \approx \frac{\mu I\lambda}{4\pi} e^{jwt}\left(jk\frac{e^{-jkr}}{r}\right) = j\frac{\mu|I\lambda|}{2\lambda r} e^{j(wt-kr)} \quad (1.3)$$

磁場 B は光速の有限速度で伝搬するため、場所的に磁場 B の大きさや方向が違うことになる。従って図 1.2 に示すように XY 面内に微小な方形図形Ｓを仮定すると、 r 方向に垂直な２辺に沿った各磁場 B1、B2 は大きさと方向が異なる。このため、この方形 S の辺に沿った磁場 B の（周回）積分値は０にならないことになり、Z 方向に電場 E が発生するはずである。そこでこの電場 E を図 1.3 のようにマックスウェルアンペールの法則通りにそのまま計算してみる。

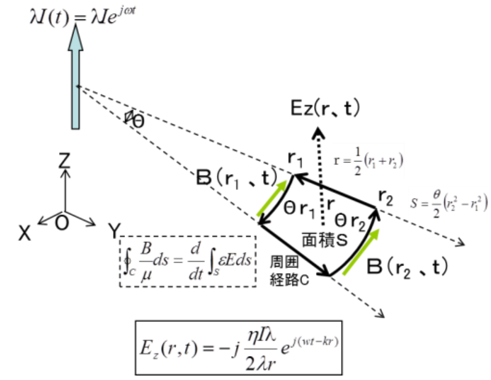


図 1.3　磁場Ｂから電場Ｅの導出

磁場 B はｘｙ平面において同心円状に広がるので、図 1.3 に示すように原点から距離 r1 から r2 までの線分と、それを微小角度Θずらした扇形の周囲辺で囲まれた微小図形を考える。この図形の周方向に左回り（右ネジの法則）に B/μを積分した値を計算し、これが Z 方向に貫くεE と、この図形の面積 S をかけた値（電束Φ）の時間変化に等しいとして電場 E を計算する（Appendix.1）。この図形は非常に小さいので電場 E はこの面内で変化しないと考える。また電場、磁場とも同じ周波数で変動し、時刻も同じなので両者とも時間項は $e^{j\omega t}$ としている。また、式の変形により磁場の周回積分を距離で割ったものは距離 r に関する微分に変わる。この結果、電場 E は以下となる。

$$E_z(r,t) = -j\frac{\eta I\lambda}{2\lambda r} e^{j(wt-kr)}$$

ここでη＝√μ/εである。

４）電場 E、磁場 B の連鎖

これで一様、磁場 B、電場 E が導出された。しかし磁場 B は波源 I から計算したものであり、空間の電場 E が作る磁場 B ではない。すなわち電場 E によって磁場 B が生成されなければならない。これによ

って初めて磁場Bと電場Eの連鎖が起こるのである。

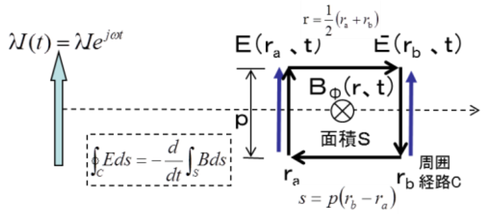


図 1.4　電場Eから磁場B（電界 H)の導出(確認)

そこでファラデーの法則用いて、電場 E から磁場 B を導出してみる。図 1.4 に示すように電場 E は z 軸方向に平行なので、ｙｚ平面において原点からの距離 ra から rb の線分とそれを z 軸方向へ距離 p 移動した線で囲まれる微小な四角形を考える。この場合も電場 B を四角形に沿って周回積分し、その値が磁束（磁場 B と図形面積 S の積）の時間変化に等しいと置いて計算を行う（Appendix.2）。この場合も磁場 B に 1/ｒと 1/ｒ^{2}の項が現れる。しかしこの場合も十分遠方では 1/ｒの項のみが残るのでこの項のみを残す。この結果と磁場 B と磁界 H を用いた式を以下に示す。磁場 B は全く同じになる。

$$B_\phi(r,t) = j\frac{\mu I\lambda}{2\lambda r}e^{j(wt-kr)}$$

$$H_\phi(r,t) = \mu B_\phi(r,t) = j\frac{I\lambda}{2\lambda r}e^{j(wt-kr)}$$

すなわち電磁波（電波）とは、マックスウエルの方程式が連鎖的に電場 E、磁場 B を作り出す仕組みになっているのである。この連鎖過程の中で、距離ｒに反比例する項のみが最も大きいことから残っていくことになる。ここで重要なことは、この電磁波のシステムが動作するには波源（電源）は動的でなくてはならないことである。Appendix.1、2 の微分演算の過程で、時間変動項（$e^{j\omega t}$）が無いと 1/ｒの項が残らないことからも理解できる。

５）空間の任意の点における電波

以上の検討から、Z 軸上にある長さ l の電流素片が XY 面内に作る電磁波（電場 E/磁場 B）は距離ｒの関数として表した。XY 面の電磁波は求められたので、空間の任意の点における電流素片が作る電磁波を求めることとする。電場 E、磁場 B ともに Z 軸に関して回転対称なので任意の断面で考えることが出来る。そこで図 1.5 に示すように ZY 面を考え、Z 軸より角度Θ、距離ｒの点 P における電場 E_Θと電場 B$_\Phi$を求める。常にベクトルポテンシャルAz は波源電流 I と同じ方向である Z 軸方向になる。しかし P 点での電場 E_Θと電場 B_Φを求めるためには、まずアンテナ近傍においてｒ$_\Theta$方向ベクトルと直交するベクトルポテンシャルAz ‘を求める必要がある。Az ‘は以下となる。

$$A_z' = A_z \sin\theta$$

すなわち、今までの計算過程においてAz をAz sin Θとし、XY 面において Ez はE$_\Theta$と逆向きになるので、Ez を-E$_\Theta$とすれば良いことがわかる。

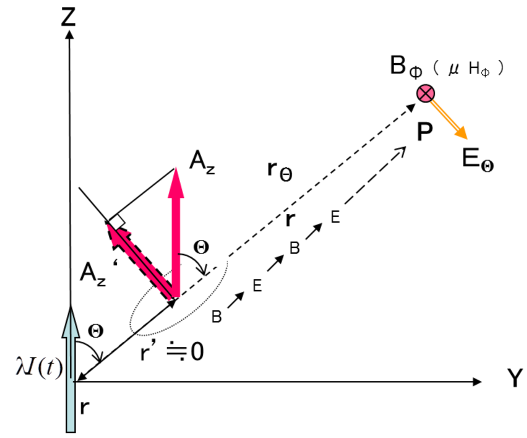


図 1.5　任意方向での放射電磁波（電場/磁場）

従って任意空間における電場Ｅ$_\Theta$（r,Θ,ｔ）、磁場Ｂ$_\phi$（r,Θ,ｔ）は以下となる。

$$E_\theta(r,\theta,t) = j\frac{\eta I\lambda}{2\lambda r}\sin\theta e^{j(wt-kr)}$$

$$B_\phi(r,\theta,t) = j\frac{\mu I\lambda}{2\lambda r}\sin\theta e^{j(wt-kr)}$$

さらに磁界 H を用いて表すと以下となる。

$$E_\theta(r,\theta,t) = j\frac{\eta I\lambda}{2\lambda r}\sin\theta e^{j(wt-kr)}$$

$$H_\phi(r,\theta,t) = \mu B_\phi(r,\theta,t) = j\frac{I\lambda}{2\lambda r}\sin\theta e^{j(wt-kr)} = \frac{E_\theta(r,\theta,t)}{\eta}$$

$\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$（120πΩ）であり、空間インピーダンスと呼ぶ。これは、空間を伝送路と考えた時の特性インピーダンスと考えられる。

ここで示した 1/ｒに比例する項を放射界と呼ぶ。式の導出過程で距離で急速に減衰するため割愛してしまったが、放射される成分は 1/ｒの項のみではなく、1/ｒ^2(誘導界)、1/ｒ^3(静電界)の項もある。当然、クーロンの法則もファラデーの法則も独立にも成り立っているのであり、正確にベクトル解析を使って計算すると全ての項が出てくる。

1.2　有限長の線状素子(線状アンテナ)からの放射

電流素片からの放射は、電流が流れている導線の一部の現象を切り出して表したものなので実測は出来ない。そこで、任意の長さの導線に電流が流れている時の放射界を計算で求める。これは実際の線状アンテナと同じモデルとなるので、測定で本理論を確かめることが出来る。計算の手法は実に簡単で、導線の各微小部分（電流素片）からの放射界を全てベクトル的に足し合わせることで任意の点の放射界が求まる。電磁波は上記のような「重ね合わせ」の原理が成り立つのである。

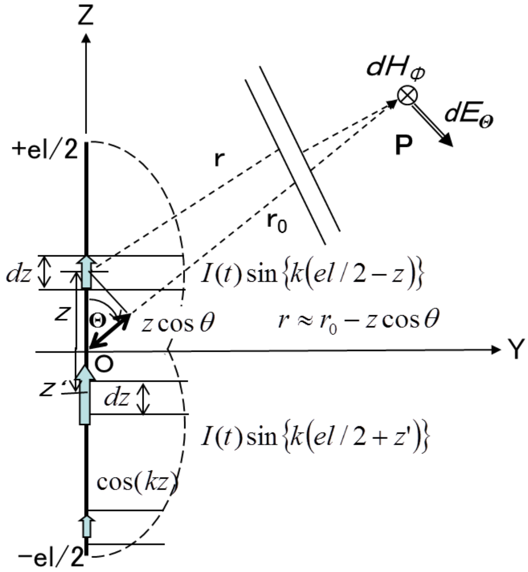


図 1.6　線状アンテナからの放射

そこで図 1.6 に示すように Z 軸方向ある長さ el の導線からの放射界を求める。図中 dz の微小区間、すなわち長さ dz の電流素片からの放射界（電場 E）を任意の点 P で計算し、それを長さ el の導線に渡って積分すれば良いのである。電流振幅の分布は導線の端（± el/2）の点で 0 となるような三角関数（sin(k(el/2-| z |))、（ｋ＝2π/λ））とした。この三角関数の 1 周期の長さが波源となる電流（電場/磁場）の波長λに等しい。すなわち、導線上を光速で電場/磁場が移動するので、その波長λは光速 C_0 を周波数 ｆ で割ったものとなる。つまりλ＝C_0/ｆ の関係がある。一般的には振幅項（分母のｒ）をｒ＝ｒ$_0$、位相項（e の肩に付くｒ）をｒ＝r_0－cosΘ と近似する。導線の+ z 部分と- z 部分に分けて積分を行ったあとで足すことで以下に示す放射界（電場 E_Θ）が求められる（Appendix.3)。H_ϕは E_Θをηで割ることで求められる。

$$E_\theta = j\frac{\eta I}{2\pi r_0 \sin\theta}\left\{\cos\left(k\frac{el}{2}\cos\theta\right)-\cos\left(k\frac{el}{2}\right)\right\}e^{j(wt-kr_0)},\quad H_\phi=\frac{E_\theta}{\eta}$$

1.3　線状アンテナの入力（放射）インピーダンス

１）入力インピーダンスの求め方

図 1.6 に示す線状電流（アンテナ）素子の入力インピーダンスを求める。入力インピーダンスとはアンテナの給電点、すなわち伝送線路とアンテナの接続点において伝送線路からアンテナを見た時のインピーダンスのことである。一般的には給電点はアンテナの中央に設けるので図 1.7 に示すように原点に給電点がくる。このようなアンテナをダイポールアンテナと言う。

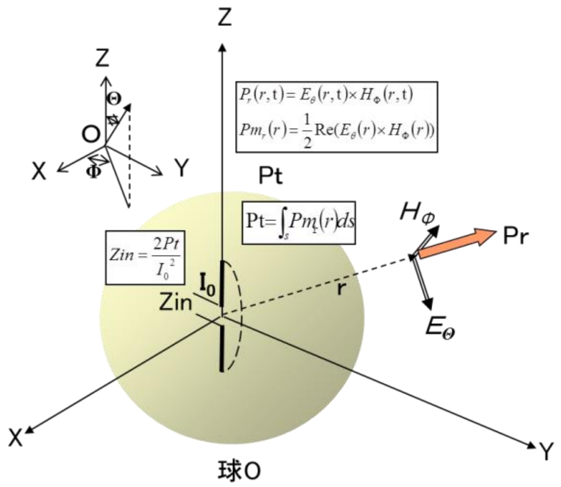


図 1.7　放射電力（ポインティングベクトル）と入力インピーダンス

ここでは給電点の電力を計算することで入力インピーダンスを求める。アンテナの導体損失が非常に小さいという条件では、給電点から供給される電力はアンテナが空間に放射する電力に等しい。そこで図 1.6 のアンテナから放射される全電力を計算する。伝送線路の電力 P は電圧 V と電流 I の積であるが、電圧 V は電場 E、電流 I は磁場 B に比例するため、電場 E と磁場 B の積でも電力を表すことが出来る。伝送線路において実質の電力は電荷の動きではなく、周辺の電場と磁場が運ぶことからも明らかである。すなわちアンテナの電力 P r も電場 E と磁場 B の積で表せることになる。ただし、アンテナでは図 2.8 に示すように電場 E、磁界 H（磁場 B）とも空間のベクトルである。従って電場 E、磁界 H についてベクトルの掛け算である外積をとる必要がある。

２）ポインチィングベクトルと入力インピーダンスの式

電磁波における電力 Pr は E_Θと H_ϕの外積になる。Pr もベクトルとなり、これをポインティングベクト

ルと呼ぶと共に、電力が伝送される方向である r 方向を向く。ここで E_Θ、H_ϕ を時間平均して実効値で表し、有効電力である実部のみを考え Pmr(r)とする（Appendix.4）。纏めると以下の式となる。

$$P_r(r,\mathrm{t}) = E_\theta(r,\mathrm{t}) \times H_\Phi(r,\mathrm{t})$$

$$Pm_r(r) = \frac{1}{2}\mathrm{Re}(E_\theta(r) \times H_\Phi(r)^*)$$

$$\left|Pm_r(r)\right| = \frac{\eta I^2}{8\pi^2 r^2 \sin^2\theta}\left\{\cos(k\frac{el}{2}\cos\theta) - \cos(k\frac{el}{2})\right\}^2$$

アンテナからの全放射電力 Pt はこの Pmr(r)についてアンテナを覆う球面 O で面積分（全立体角で積分）した値である。さらにアンテナの給電点（原点）を考えると、アンテナの全放射電力 Pt はこの給電点から供給されたものであり、給電点の電流の実効値を Im0、アンテナの入力（放射）インピーダンスを Zin すると、$Pt = I_{m0}^2 Zin$ となる。Pt を解析的に求めるには特殊関数が必要となるが、Pr が φ 方向の変化が無いことを利用して、式を変形して 1 重積分とし数値積分をすれば Pt と Zin が求まる。結果は以下となる。

$$Zin = \frac{\eta}{2\pi\sin^2(k\frac{el}{2})}\int_0^\pi \frac{1}{\sin\theta}\left\{\cos(k\frac{el}{2}\cos\theta) - \cos(k\frac{el}{2})\right\}^2 d\theta$$

0.5 波長ダイポールアンテナの諸特性を図Aにまとめた。

1.4　伝送線路を含めた最適化

１）アンテナ長の決定方法

アンテナのなすべき事は最も効率よく電磁波を所望の方向へ送出することである。電波の送信方向制御に関する議論は別に譲るとして、ここではアンテナの効率の検討をする。効率とは電源で供給された電力を空間にどれだけ放射できるかを示す量である。前節の議論では給電点に入力された電力は全て空間に放射するとした。実際にある程度の大きさのアンテナではこの仮定は正しい。そうであればアンテナの長さ el は適当に決めてしまえば良いことになるし、効率を議論する意味も無い。しかし実際はアンテナの長さは効率の点から考えて適切な値がある。それがよく言われる 1/2 波長ダイポールアンテナである。つまりアンテナの長さは 1/2 波長程度が良いと言われている。「共振波長だから」という理由をよく聞くが、なぜ共振しなければいけないのだろうか。ここでは共振という言葉で天下り的にアンテナの長さを決めずに考えていくことにする。

ではある程度の大きさで損失の非常に少ないアンテナはどこで効率が落ちるのであろうか。それは伝送線路とアンテナの接続点で電力が反射してしまうことが原因である。アンテナに加わる電力は一般的には伝送線路を通って供給される。アンテナがどんなに効率が良くても、伝送線路から上手くアンテナへ電力が供給されなければ意味がない。そこでアンテナの最適長は共振条件で一義的に決まるのではなく、伝送線路を含めた最大効率を得られる長さにするべきであると考えられる。そこで、再び伝送線路の議論をする。

２）伝送線路に繋がれたアンテナ

図 1.8 に示すように伝送線路の先に長さ el のダイポールアンテナを接続する。また、伝送線路の特性インピーダンスは式（1.28）に示すように線路の単位長さ当たりのインダクタンス L とキャパシタンス C で表され、平衡 2 線の特性インピーダンスは線径 a とそれらの間隔 D で計算できる。すなわち、平衡２線の構造（a、D）をパラメータとして、それぞれに最大効率を得られるアンテナの長さ（el）が決まるはずである。

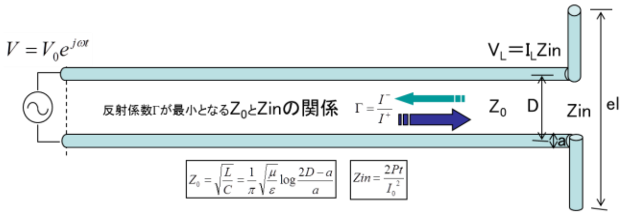


図 1.8　 アンテナ（負荷）が接続された伝送線路

３）最適なアンテナ長

図 1.9(a)に示すようにアンテナの長さと入力（放射）インピーダンスの関係を計算した。本図は式(2.12)による理論的な放射抵抗(Rr)とモーメント法による入力インピーダンス（Rm+ j Xm）の計算値を示してある。この図からわかるように、アンテナの長さ el で入力インピーダンスは大きく変化する。原理的には放射抵抗（Rr）が入力インピーダンスの実部（Rm）に相当し、この値はアンテナ長が 1 波長程度で非常に高い値になる。しかしモーメント法の結果から、実際は図のようにある程度の大きさで最大値を取ることになる。次に図 1.9(b)に平衡２線の線間と特性インピーダンスの関係を図示した。特性インピーダンス Z0 は線間を指数関数的に大きくしないと特性インピーダンス Z0 を上げることが出来ない。Z0 を 1～1000Ω変化させるには線径と間隔の比も 1～1000 程度まで広げる必要がある。

そこで、図 1.10 に示すように、1～1000Ωまで線路の特性インピーダンス Z0 を変化させたときの線路上の反射係数Γをアンテナの長さ el をパラメータ

として計算した。反射係数Γはｄ B 表示とし、アンテナ長 el は波長で規格化してある。この図を見てわかるように、el＝0.5 波長付近以外では反射係数Γが十分には下がらないことがわかる。また 0.5 波長アンテナ入力抵抗が約 75Ω程度であることから、この時の伝送線路の特性インピーダンス Z0 は 50～100Ω程度である必要がある。これらから伝送線路とアンテナの組み合わせは一意に条件が決まり、それは伝送線路の特性インピーダンス Z0 が 50～100Ω程度、アンテナ長が 0.5 波長程度という解しか存在しないということになる。整合回路などの特別な工夫をしなければ、この組み合わせしか現実的な答えはないと言えるのである。すなわち、アンテナ長を 0.5 波長程度にしないと、現実的な範囲でどんな伝送線路を用いても効率は上がらず、この場合伝送線路の特性インピーダンス Z0 は 50～100Ω程度にしなければいけないことがわかる。

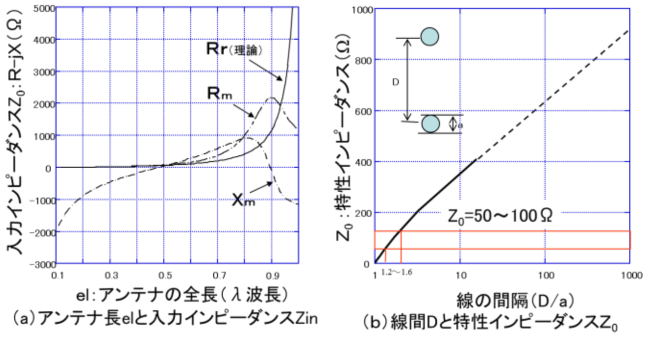


図 1.9　アンテナ入力と線路特性インピーダンス

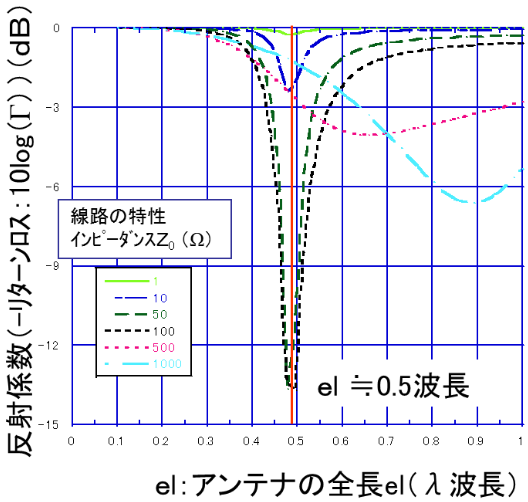


図 1.10　アンテナ長と反射係数Γの関係

従って共振長という理由だけではなく、伝送線路との相性を考えてもアンテナの最適長は 0.5 波長（正確には 0.49 波長）程度であることがわかる。またこのことから、高周波伝送線路の特性インピーダンス Z0 が一般に 50Ωや 75Ωである理由も納得できる。テレビのフィーダ（平衡 2 線）は Z0 が 300Ωであるが、これはアンテナ側にインピーダンス変換機能を持たせて入力インピーダンス Zin を同じ 300Ω程度にしているのである（放射抵抗は変わらない）。ただし、アンテナ長を 1 波長以上にした場合は el＝1.5 波長、2.5 波長、…など周期的に放射効率のよい長さが存在するが、後述する放射パターン形状はそれぞれ違ったものになる。

2.アンテナ放射特性評価の指標と測定法

・放射パターン（放射特性図）と偏波

図 2.1 に例を示すように、空間への電磁波の放射強度（電力、電界など）の様子を表した図であり、主に放射電界強度か放射電力強度のΘ、φの関数（例 E（Θ、φ））となる。直線状アンテナの場合は式(2.10)が放射パターンにあたる。パラメータが角度（Θ、φ）なので円形グラフで表すことが多い。

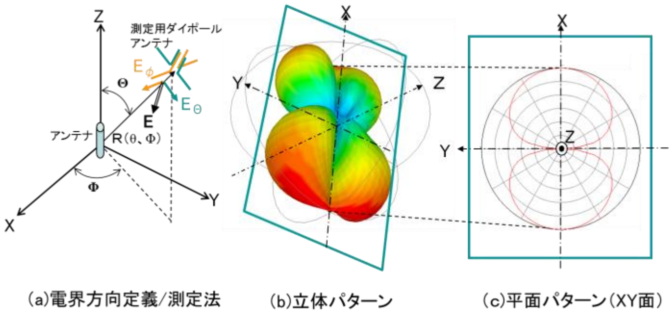


図 2.1　放射パターン

電界 E は方向をもつベクトルなので、r（Θ、φ）方向の電界 E は E_{Θ}、E_{ϕ}成分を持つ。そこで実際の電界測定では図 2.1(a)のように、測定用線状アンテナを原点（被測定アンテナ）に対してΘ（縦）/φ（横）方向に向けて２つの成分を測定する必要がある。

図 2.1(a)のような測定を全方向で行えば(ｂ)のように立体的な形状を持つ放射パターンになる。つまり放射パターンとは、アンテナのどの方向にどの程度の強度で電磁波を放射しているかを示す指標である。ただし立体パターンは非常に測定が難しい上に見にくいので、(ｃ)に示すように必要とする面で切った断面図として表す場合が殆どである。ただし、携帯電話などの場合は、送信と受信（基地局と携帯端末）アンテナの相対的な向きは固定していない。このため主に携帯電話では立体パターンが重要になる

面的な放射パターンについて主な用語と説明を図 2.2 に示した。放射パターンの最大の放射方向となる部分（葉（ローブ）のように見える）をメインローブ、それ以外の放射強度の高い部分をサイドローブ

と呼び、さらにメインローブの反対方向の部分をバックローブとよぶ。このメインローブが狭いほどある特定の方向に絞って電波を放射できるので、メインローブの狭さが重要になる。そこで、最大放射レベルから電力が半分となる３ｄB（電界では 6dB）下がった 2 方向の角度幅を半値角と呼び、度（°）で表す。この半値角（度）のことを単にビーム幅とよぶことが多い。各ローブの間では急激にレベルが低下する点があり、これをるヌル（Null）点という。メインローブの両側にあるヌル点間の角度（図中 D）を一般にはビーム幅とは言わない。ビーム幅とは半値角のことであり、メインローブの角度幅のことではないので注意すべきである。また、メインローブの最大電力とその反対側の電力の比を FB 比という。通常、反対側の電力とは正確に反対方向のレベルではなく、メインローブの反対側における、ある角度範囲（図中の Backward）の合計か平均の電力を用いる。

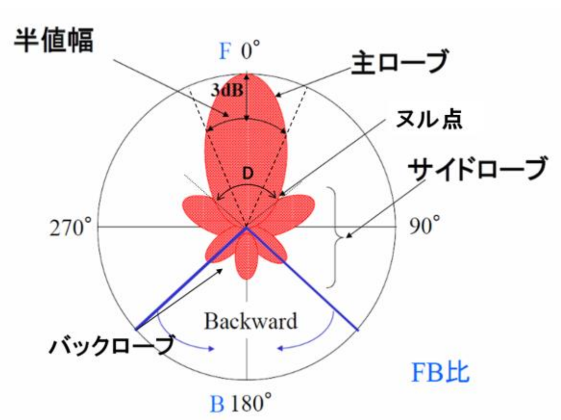


図 2.2　放射パターンとそのパラメータ

・利得 G（Gi、Gd）

アンテナの最大放射方向の強さを表す指標として利得 G を用いる。図 3.4 に利得の説明を示す。送信アンテナではこの最大放射方向を受信アンテナに向けることで効率よく通信が出来る。利得とは基準とするアンテナの放射強度と被測定アンテナの最大放射強度の比であり、通常 dB で表示し、大きいほど強い放射であることになる。基準とするアンテナとして最も一般的な線状アンテナである 0.5 波長ダイポールアンテナを用いる場合と、仮想的に全方向（全立体角）に均一に電磁波を放射するアイソトロピック（無指向性）アンテナを用いる場合がある。前者を相対利得と言い、この場合の単位は dBd（dB ダイポール）となる。これは 0.5 波長ダイポールアンテナは非常に良く使うので“0.5 波長”を省略し、単にダイポールアンテナと呼ぶので dBd（dB ダイポール）なのである。、一方後者を絶対利得と言い、この基準は全立体角に均一に放射するアイソトロピック（isotropic/無指向性）アンテナなので、単位は dBi（dB アイソトロピック）または単に dB となる。(0.5 波長)ダイポールアンテナの利得 G は 0dBd であり、かつ 2.14dBi でもある。

普通、単に利得 G と言った場合、伝送線路との不整合による損失、すなわち不整合損失は含まないことが多い。つまり、Z0 と Zin が整合しておらず RL や VSWR の劣化で反射が起きることで生じる損失は含まない。すなわち、完全にアンテナと伝送線路で整合が取れている状態で考える。この利得を “指向性利得”と呼ぶ。しかし、実測ではどうしても不整合損失が発生するので、それを含めて利得 G を測定することは良くある。この利得 G はあるアンテナをある測定周波数で使った時の実用的な値である。そこでこの利得を“実効利得“などとよぶ。単に「利得」という言葉はよく使うが、どちらの意味で利得を論じているのかを気をつける必要がある。前者は放射パターン形状のみから決めることができるが、後者は基準アンテナ（0.5 波長ダイポールアンテナなど）との比較をする必要がある。

3.移動通信用端末アンテナの指標パラメータ

・移動通信の環境

以上は一般的なアンテナに関する指標パラメータと測定法であるが、図 3.1 に示すように、携帯電話のような特殊な環境で使われるアンテナはそれに適した指標を考える必要がある [2]。

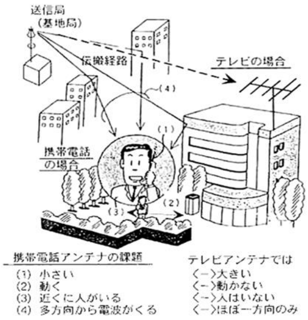


図 3.1　携帯電話用アンテナの使用環境

各条件を整理すると以下となる。

（1）携帯電話はアンテナが内蔵されている。

（2）アンテナが携帯電話本体（小形筐体）に設置されている、

（3）携帯電話は人が操作するものであるため、アンテナの近くに人間がいる。

（4）携帯電話はどのような場所でも使われるため、壁や地面、ビルなどで反射した電波が混在する環境で使用される。

このような環境に置かれた携帯電話のアンテナの性能を評価する指標や測定法を整理すると下記項目となる。

1）パターン平均化利得
2）アンテナ放射効率
3）実使用状態の測定
4）多重波環境の測定

4.携帯電話用アンテナの設計例

4.1　一般的な特性劣化要因

これついて記項目について説明する。

1）アンテナと電波の関係
2）端末アンテナの特性劣化要因

図 4.1 に端末アンテナの利得劣化要因を示す [3]。

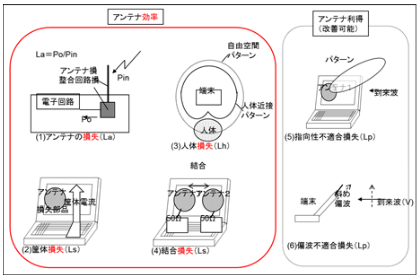


図 4.1　移動端末アンテナの利得劣化要因

図 4.2 にアンテナの大きさと帯域幅/効率についての概略の関係[4]を示す。

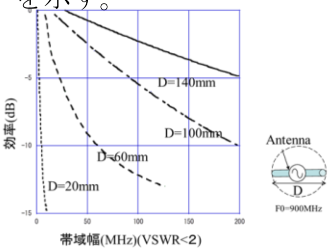


図 4.2　アンテナの大きさと帯域幅/効率の様子

4.2　ホイップアンテナの設計例

1）筐体を含めた設計

4.3　内蔵アンテナの設計例 [5-6]

1）板状逆 F アンテナ [7] の適用[7]

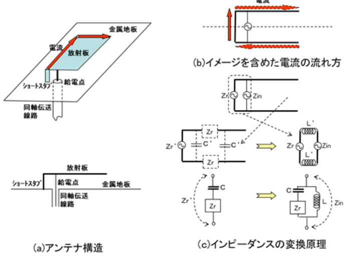


図 4.3　板状逆 F 形アンテナの概要

図 4.3 に板状逆 F 形アンテナの形状と動作原理を示す。また図 4.4 に携帯電話筐体の大きさを変えたときの帯域幅の変化を示す [8]。

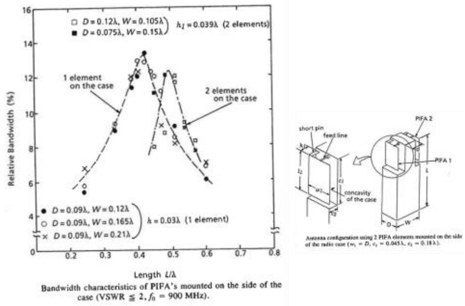


図 4.4　逆Ｆアンテナ設置筐体長と帯域

内蔵アンテナの実装写真を図 4.5、図Ｂに示す。

図 4.5　内蔵アンテナの実装写真

5.将来の携帯端末用アンテナの方向性

将来の移動通信において主に携帯端末用アンテナの方向性を検討する。

図 5.1 に大雑把に電波/方式とアンテナの関係を模擬した。また現用システムの課題を表 5.1 に示した。

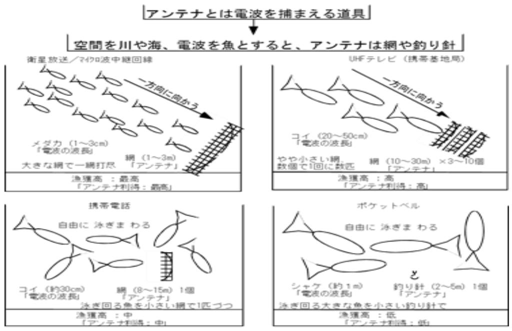


図 5.1　アンテナと電波

表 5. 1　代表的システムと端末アンテナの課題

	アンテナ損失	人体損失	筐体損失	結合損失	指向性/偏波不適合損失
センサ(タグ)端末（100～450MHz程度）	◎ 整合回路の設計が重要	△ 人体･物への近接があるが特定できない	◎ 回路も全てかつ設置物もアンテナとなる	×（Div:○） ダイバーシチの場合重要	× 設置法によりアンテナ方向変化
携帯電話(PDC、FOMA)（800MHz～2GHz程度）	○ 広帯域/マルチバンドでは重要	◎ 人体影響の低減が重要	◎ 筐体を含めた設計が重要	○ ダイバーシチ、MIMIOでは重要	○ 周方向にはアンテナ方向変化
無線LAN/次世代携帯（2.4GHz～5.5GHz程度）	△ 比較的整合は容易だが広帯域/ /マルチバンドは重要	○ ハンドヘルド端末は人体影響あり	○ 筐体による特性変化抑圧が必要	◎ MIMIOでは適切な設計が重要	◎ セクタ/偏波の利用が重要
衛星移動（12～26GHz）	× 正確に整合可能	× ほぼ人体方向への放射なし	△ ハンドヘルド形では考慮必要	× アレイアンテナとして総合設計	◎ 正確なポインティングン/追尾が重要

（◎ ○ △ ×：十分考慮した設計が必要<-->容易に設計または考慮せず設計）

さらに大きな傾向として周波数と使用または適切と思われるアンテナの種類、利得を図 5.2 に示した。さらに、今後高い周波数がシステムで利用される場合の伝送状態を図 5.3 その時の適切と思われるアンテナ素子を図 5.4 に示した。

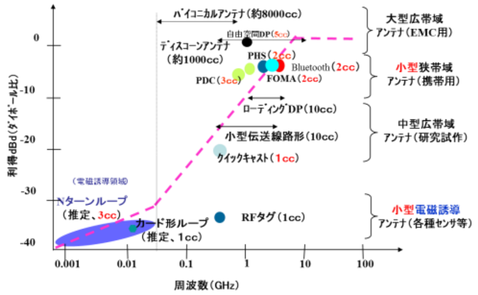


図 5.2　各種小形アンテナの概略推定性能

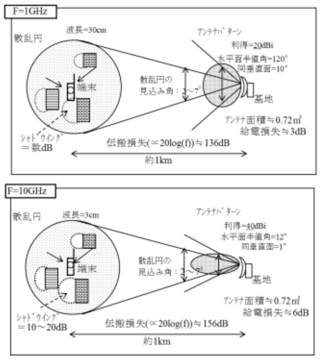


図 5.3　周波数による基地－端末間の伝送状態

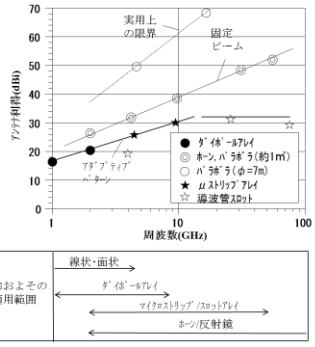


図 5.4　高利得アンテナで適切と思われる素子

6.最後に

本資料はアンテナの基本と移動通信の現状、将来の方向性の説明用である。前者は確認用に式を中心に記載したが、後者は主に図面のみである。講演では、逆に式の説明を出来るだけ効率的にして後者の適用法/実用法を説明したい

文　献

[1] 常川，“やさしい数式で理解するアンテナの常識，”ＲＦワールド，Ｎｏ.11，号，pp..8－76，　2010 年. 8 月

[2] 藤本、山田、常川“移動通信用アンテナシステム”、電子総合出版社、1996.

[3] 常川、“携帯電話機用アンテナの特性に関する一検討”、信学技報、AP95-109、pp.13-18、1996

[4] R,C.hansen ”Fundamental Limitations in Antennas” ,Proc.of IEEE, Vol.69, No.2, pp.171-173, 1982.

[5] K.tsunekawa, “High Performance Portable Telephone Antenna Employing a Flat-Type Open Sleeve”, IEICE Tr. on Electronics Vol.E79-C No.5 pp.693-698,1996

[6] K.tsunekawa,“Diversity Antennas for portable Telephone”, in Proc. EEE Veh. Tech. Conf.,1989 pp.50-56,1989

[7] 春木、小林“携帯電話機用逆Ｆアンテナ”,昭和 57 年度信学総合全大, No.613,P.3-66,1982

[8] T.Taga and K.tsunekawa、“Performance Analysis of a Built-In Planar Inverted Antenna for 800 MHz Band Portable Radio Units”,IEEE Tr.on VT-26, No.4, pp.349-357,1977.

（Appendix.1　磁場Ｂから電場Ｅの導出）

図 1.3 を参照して説明する。

電場 E、磁場 B を位置と時間の関数とし、電流 I が存在しないので以下となる。

$$\oint_C \frac{B(r,t)}{\mu}ds = \frac{d}{dt}\int_S \varepsilon E(r,t)ds \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \text{（A3.1）}$$

式(A3.1)の左辺に式（2.3）を代入して計算する。磁場ベクトル B の周回積分なので、B ベクトルと積分経路に沿った単位ベクトルとの内積をとって計算する。具体的には B ベクトルに直交する辺は無視し、平行な辺は長さを掛け、B ベクトルの向きで符号が決まる。

$$\oint_C \frac{B(r,t)}{\mu}\cdot ds = \oint_C \frac{1}{\mu} j\frac{\mu I\lambda}{2\lambda r}e^{j(wt-kr)}ds = j\frac{I\lambda}{2\lambda}e^{jwt}\theta\left(e^{-jkr_2}-e^{-jkr_1}\right)\cdots\text{（A3.2）}$$

一方、電場 E（r,t）も角周波数ωの三角関数として変化するので以下となる。

$$E(r,t) = E(r)e^{j\omega t} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \text{（A3.3）}$$

また図形の面積 S は以下となる。

$$S = \frac{\theta}{2}\left(r_2^2 - r_1^2\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \text{（A3.4）}$$

従って、式(A3.1)の右辺について計算すると以下となる。

$$\frac{d}{dt}\int_S \varepsilon E(r,t)ds = \varepsilon E(r)\frac{d}{dt}e^{j\omega t}\int_S ds = j\omega\varepsilon E(r)e^{j\omega t}S = j\omega\varepsilon E(r)e^{j\omega t}\frac{\theta}{2}\left(r_2^2-r_1^2\right)$$

式（A3.2）と式（A3.5）を等しいと置く。

$$j\frac{I\lambda}{2\lambda}e^{jwt}\theta\left(e^{-jkr_2}-e^{-jkr_1}\right) = j\omega\varepsilon E(r)e^{j\omega t}\frac{\theta}{2}\left(r_2^2-r_1^2\right)$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \text{（A3.6）}$$

電場 E を計算すると以下となる。計算の過程において r に関する項を移行することで、微分形となる。

$$j\frac{I\lambda}{2\lambda}e^{jwt}\theta\left(e^{-jkr_2}-e^{-jkr_1}\right) = j\omega\varepsilon E(r)e^{j\omega t}\frac{\theta}{2}\left(r_2^2-r_1^2\right)$$

$$E(r) = \frac{I\lambda}{\lambda\omega\varepsilon}\frac{e^{-jkr_2}-e^{-jkr_1}}{r_2^2-r_1^2} = \frac{I\lambda}{\lambda\omega\varepsilon}\frac{e^{-jkr_2}-e^{-jkr_1}}{(r_2+r_1)(r_2-r_1)} \quad \text{（A3.7）}$$

$$= \frac{I\lambda}{2r\lambda\omega\varepsilon}\frac{e^{-jkr_2}-e^{-jkr_1}}{r_2-r_1} = \frac{I\lambda}{2r\lambda\omega\varepsilon}\frac{d}{dr}e^{-jkr} = -j\frac{\eta I\lambda}{2\lambda r}e^{-jkr}$$

（Appendix.2　電場Ｅから磁場Ｂの導出）

図 1.4 を参照して説明する。

電場 E、磁場 B を位置と時間の関数とすると以下となる。

$$\oint_c E(r,t)\cdot dc = -\frac{d}{dt}\int_s B(r,t)ds \quad \text{……………} \quad (A4.1)$$

式（A4.1）左辺に電場 E の式（2.4）を代入して計算します。磁場の計算と同様に、E ベクトルと積分経路の単位ベクトルとの内積をとって計算する。具体的には E ベクトルに直交する辺は無視し、平行な辺は長さを掛け、E ベクトルの向きで符号が決まる。

$$\oint_C E(r,t)ds = \oint_C -j\frac{\eta I\lambda}{2\lambda r}e^{j(wt-kr)}ds = -j\frac{\eta I\lambda}{2\lambda}e^{jwt}p\left(\frac{e^{-jkr_a}}{r_a}-\frac{e^{-jkr_b}}{r_b}\right) \quad \text{………………} \quad (A4.2)$$

一方、磁場 B（r,t）も角周波数 ω の三角関数として変化するので以下となる。

$$B(r,t) = B(r)e^{j\omega t} \quad \text{……………} \quad (A4.3)$$

さらにまた図形の面積 S は以下となる。

$$s = p(r_b - r_a) \quad \text{………………} \quad (A4.4)$$

式(A4.1)の右辺について計算すると以下となる。

$$-\int_S \frac{d}{dt}B(r,t)ds = -\frac{d}{dt}B(r)e^{j\omega t}\int_S ds = -j\omega B(r)e^{j\omega t}S = -j\omega B(r)e^{j\omega t}p(r_b - r_a)$$

式（A4.2）と式（A4.5）を等しいと置いて、磁場 B を計算すると以下となる。この場合も r に関する項を移行することで、微分形となる。

$$-j\frac{\eta I\lambda}{2\lambda}e^{jwt}p\left(\frac{e^{-jkr_a}}{r_a}-\frac{e^{-jkr_b}}{r_b}\right) = -j\omega B(r)e^{j\omega t}p(r_b - r_a)$$

$$B(r) = \frac{\eta I\lambda}{2\lambda\omega}\frac{-\left(\frac{e^{-jkr_b}}{r_b}-\frac{e^{-jkr_a}}{r_a}\right)}{(r_b - r_a)} = -\frac{\eta I\lambda}{2\lambda\omega}\frac{d}{dr}\left(\frac{e^{-jkr}}{r}\right) \quad \cdots$$

$$= -\frac{\eta I\lambda}{2\lambda\omega}\left(-jk\frac{e^{-jkr}}{r}-\frac{e^{-jkr}}{r^2}\right) \approx jk\frac{\eta I\lambda}{2\lambda\omega}\frac{e^{-jkr}}{r} = j\frac{\mu I\lambda}{2\lambda r}e^{-jkr}$$

（Appendix.3 直線状アンテナからの放射界）

図 2.7 を参照して説明する。

式（2.8）の電場 E_Θ を以下に示す。

$$E_\theta(r,\theta,t) = j\frac{\eta I\lambda}{2\lambda r}\sin\theta e^{j(wt-kr)} \quad \text{…………} \quad (A5.1)$$

式（A5.1）において電流振幅 I を Z 方向の関数 Isin(k(el/2－| z |))とし、式を整理する。

$$E_\theta = \int_{-el/2}^{+el/2} j\frac{\eta I\sin(k(el/2-|z|))}{2\lambda r}\sin\theta e^{j(wt-kr)}dz = j\frac{\eta I}{2\lambda r_0}\sin\theta e^{j(wt-kr_0)}\int_{-el/2}^{+el/2}\sin(k(el/2-|z|))e^{jkz\cos\theta}dz$$

$$\text{……………} \quad (A5.2)$$

｜Z｜＝±Z として式（A5.2）の積分項を不定積分として計算する。

$$\int\sin(k(el/2\pm z))e^{jkz\cos\theta}dz = \mu\frac{\cos\theta}{k\sin^2\theta}\left(\frac{\cos(k(el/2\pm z))}{\cos\theta}\pm j\sin(k(el/2\pm z))\right)e^{jkz\cos\theta}$$

$$\text{……………} \quad (A5.3)$$

+Z と－Z 部分に分けた定積分を足すことで、電場 E_Θ を求めると以下となる。

$$E_\theta = j\frac{\eta I\cos\theta}{2\pi r_0\sin\theta}e^{j(wt-kr_0)}\left\{\left(\frac{e^{jk\frac{el}{2}\cos\theta}}{\cos\theta}-\frac{\cos(k\frac{el}{2})}{\cos\theta}+j\sin(k\frac{el}{2})\right)+\left(\frac{-e^{-jk\frac{el}{2}\cos\theta}}{\cos\theta}-\frac{\cos(k\frac{el}{2})}{\cos\theta}-j\sin(k\frac{el}{2})\right)\right\}$$

$$= j\frac{\eta I}{2\pi r_0\sin\theta}\left\{\cos(k\frac{el}{2}\cos\theta)-\cos(k\frac{el}{2})\right\}e^{j(wt-kr_0)}$$

（Appendix.4　アンテナからの全放射電力と入力インピーダンスの計算）

空間の任意の点における時間変化を含めた瞬時電力（ポインチィング）ベクトル Pr は以下となる。

$$P_r(r,t) = E_\theta(r,t)\times H_\Phi(r,t) \quad \text{……………} \quad (A6.1)$$

交流における実効値の計算と同じく、瞬時値電力 E_Θ^2、H_Φ^2 を時間方向で実効値に換算した電力（ポインチィング）ベクトル Pmr を求めると以下となる。

$$Pm_r(r) = \mathrm{Re}\left(\sqrt{1/T\int_0^T E_\theta^2(r,t)dt}\times\sqrt{1/T\int_0^T H_\Phi^2(r,t)^* dt}\right)$$

$$= \mathrm{Re}\left(\frac{E_\theta(r)}{\sqrt{2}}\times\frac{H_\Phi(r)^*}{\sqrt{2}}\right) = \frac{1}{2}\mathrm{Re}(E_\theta(r)\times H_\Phi(r)^*) \quad \text{……………} \quad (A6.2)$$

T は E_Θ、H_Φ の時間周期であり T＝1/ｆ（ｆは周波数）である。

アンテナから十分離れた点では直交する E_Θ、H_Φ のみなので、以下のようにベクトルの外積は単純な掛け算として実効電力が計算できる。

$$|Pm_r(r)| = \frac{1}{2}\frac{|E_\theta(r)|^2}{\eta} = \frac{\eta I^2}{8\pi^2 r^2\sin^2\theta}\left\{\cos(k\frac{el}{2}\cos\theta)-\cos(k\frac{el}{2})\right\}^2$$

$$\text{……………} \quad (A6.3)$$

この実効電力 Pmr を以下のように全立体角に渡って積分をすることで、アンテナから放射される全電力ＰｔｔDが求まる。

$$\mathrm{Pt} = \int_s P\mathrm{m_r}(r)ds = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} P\mathrm{m_r}(r)r^2\sin\theta d\theta d\phi \quad \text{……………} \quad (A6.4)$$

一方、Pt が全て給電点から供給されたとして、実効給電点電流 Im0、入力インピーダンス Zin との関係は以下となる。

$$Pt＝\mathrm{Im_0}^2\cdot Zin＝\frac{1}{2}I_0^2 Zin = \frac{1}{2}I^2\sin^2(k\frac{el}{2})Zin \quad \text{……………} \quad (A6.5)$$

ここで、電流 I は図 2.7 に示す関数で表されるとしている。

式（A6.4）と式（A6.5）が等しいとして、積分項を 1 重積分にすると以下となる。

$$Zin = \frac{2Pt}{I^2\sin^2(k\frac{el}{2})} = \frac{\eta}{2\pi\sin^2(k\frac{el}{2})}\int_0^{\pi}\frac{1}{\sin\theta}\left\{\cos(k\frac{el}{2}\cos\theta)-\cos(k\frac{el}{2})\right\}^2 d\theta$$