損失性フランジをもつスロットアンテナ

吉富, 邦明
九州大学大学院総合理工学研究科情報システム学専攻

賈, 洪延
九州大学大学院総合理工学研究科情報システム学専攻

https://doi.org/10.15017/17367

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 17 (1), pp.41-48, 1995-06-01. 九州大学大学院総合理工学研究科

九州大学大学院総合理工学研究科報告
第17巻 第1号41-48頁 平成7年6月

Engineering Sciences Reports, Kyushu University
(KYUSHU DAIGAKU SOGORIKOGAKU KENKYUKA HOKOKU)
Vol. 17, No. 1 pp. 41 - 48 June. 1995

損失性フランジをもつスロットアンテナ

吉 富 邦 明*・賈 洪 延**

(平成7年2月28日 受理)

Slot Antenna with Lossy Flange

Kuniaki YOSHITOMI and Hongting JIA

Abstract: A basic theory of a longitudinal slot in a rectangular waveguide with a lossy flange is presented. The surface impedance concept and equivalence principle are used to formulate the problem. The effects of a lossy ground surface on the characteristics of an aperture antenna are discussed. The numerical results agree very well with measured results of an X-band slot antenna, which has a conducting flange covered with an absorbing material. The results show the validity of the application of the surface impedance concept to the problem of aperture antennas with lossy ground surfaces.

Keywords: Slot antenna, Impedance surface, Absorbing material, Lossy flange, Equivalence principle.

1. 緒 言

開口アンテナの解析において，通常，アンテナの基板は完全導体であると仮定される．しかし実際の応用を考えると，アンテナの基板が不完全導体である一般的な場合の解析が望まれる．例えば，ロケットに搭載するアンテナでは，機体を覆う耐熱材の不完全導電性がアンテナの放射特性に及ぼす影響が問題となる[1]．Stalzer らは損失性基板をもつ開口アンテナアレイに対して，基板をインピーダンス表面で近似し，伝送線回路網の手法で解析を行った[2]．Yoshitomi らは，より基本的な問題である損失性フランジをもつ方形導波管開口からの放射を，インピーダンス表面を仮定して解析し，解析結果が実験結果によく一致することを報告した[3]．これらの結果から損失性フランジをもつ開口アンテナの解析にインピーダンス表面の仮定が有効であると考えられる．一方，インピーダンス表面上の境界条件であるインピーダンス境界条件は近似境界条件であり，エッジのような端点近傍では近似の精度が悪いことが知られている．従って，狭い開口部をもつ開口アンテナの基板が不完全導体であるとき，インピーダンス表面を仮定した近似モデルによる解析が妥当か否かが問題となる．本論文では損失性基板をもつスロットアンテナの解析を行うと共に実験との比較を行い，インピーダンス表面の仮定がスロットアンテナの場合にも有効であることを示す．

*情報システム学教室
**情報システム学専攻修士課程

2. 理 論

スロットアンテナの構成を図1に示す．給電導波管内（$|x| \leq a$, $-b<z<0$）の入射 TE_{10} モード（$\boldsymbol{E}^i$, $\boldsymbol{H}^i$）は磁気型ヘルツベクトル $\boldsymbol{\Pi}^{ih}$ で与えられる．

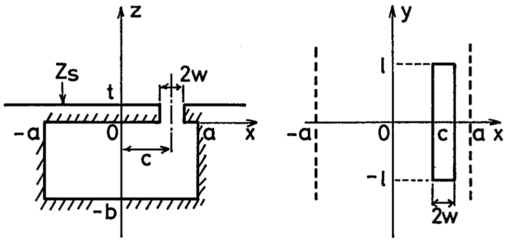

Fig. 1 Geometry of slot antenna.

$$\boldsymbol{\Pi}^{ih}(x,y,z) = \boldsymbol{i}_y \frac{A^i}{\kappa_0 \omega \mu_0} \cos a_1 (x+a) e^{-j\eta_{10} y} \qquad (1)$$

ただし，$a_1 = \pi/(2a)$, $\eta_{10} = \sqrt{\kappa_0^2 - a_1^2}$ ($Im\,\eta_{10} \leq 0$) である．スロットによって導波管内に生じた散乱波（$\boldsymbol{E}^w$, $\boldsymbol{H}^w$）は一般に TM 波と TE 波の重ね合わせで

表されるが，これらはそれぞれ次の電気型，磁気型ヘルツベクトル ($\boldsymbol{\Pi}^{we}, \boldsymbol{\Pi}^{wh}$) で表現することができる．

$$\boldsymbol{\Pi}^{we}(x,y,z) = \boldsymbol{i}_y \frac{1}{\kappa_0^2} \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \int_C A_\nu^e(\eta)$$

$$\sin a_\nu (x+a) \sin \zeta_\nu (z+b) e^{-j\eta y} d\eta \qquad (2)$$

$$\boldsymbol{\Pi}^{wh}(x,y,z) = \boldsymbol{i}_y \frac{1}{\kappa_0 \omega \mu_0} \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \int_C A_\nu^h(\eta)$$

$$\cos a_\nu (x+a) \cos \zeta_\nu (z+b) e^{-j\eta y} d\eta \qquad (3)$$

ただし $a_\nu = \nu\pi/(2a)$, $\zeta_\nu = \sqrt{\kappa_0^2 - a_\nu^2 - \eta^2}$ ($Im\zeta_\nu \leq 0$) である．解析の都合上，自由空間の波数 $\kappa_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ にわずかな損失 ($\mathrm{Im}\,\kappa_0 \leq 0$) を仮定する．積分路 C は $\mathrm{Im}\,\kappa_0 \leq \mathrm{Im}\,\eta \leq -\mathrm{Im}\,\kappa_0$ となる帯状領域を通る積分路である．スロットは内壁が完全導体であり断面が $2l \times 2w$，長さが t の方形導波管とみなす．スロット内の電磁界 ($\boldsymbol{E}^s, \boldsymbol{H}^s$) はスロットの幅が狭いことを考慮して x 方向に一様な TE 波で近似し，磁気型ヘルツベクトル$\boldsymbol{\Pi}^{sh}$ で表現する．

$$\boldsymbol{\Pi}^{sh}(x,y,z) = \boldsymbol{i}_z \frac{1}{\kappa_0 \omega \mu_0}$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} \left\{ A_m e^{-jk_m z} + B_m e^{jk_m (z-t)} \right\} \cos l_m (y+l) \quad (4)$$

ただし $\{A_m\}$, $\{B_m\}$ は未知展開係数，$l_m = m\pi/(2l)$, $k_m = \sqrt{\kappa_0^2 - l_m^2}$ ($\mathrm{Im}k_m \leq 0$) である．

スロットと給電導波管の境界面 ($z=0$) における境界条件として，電界の境界条件を考える．入射波の電界 $E_{x,y}^i$ は $z=0$ において導体条件を満足するため零であるから，電界の境界条件は次のようになる．

$$E_{x,y}^w(x,y,0) = \begin{cases} E_{x,y}^s(x,y,0), & |x-c| \leq w, \ |y| \leq l \\ 0, & otherwise \end{cases} \qquad (5)$$

式(2)，(3)のヘルツベクトルから $E_{x,y}^w$ はそれぞれ次のようになる．

$$E_x^w(x,y,0) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{-j}{2\pi} \int_C \left\{ \frac{a_\nu \eta}{\kappa_0^2} A_\nu^e(\eta) + \frac{\zeta_\nu}{\kappa_0} \right.$$

$$\left. A_\nu^h(\eta) \right\} \cos a_\nu (x+a) \sin \zeta_\nu b e^{-j\eta y} d\eta \qquad (6)$$

$$E_y^w(x,y,0) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \int_C \frac{\kappa_0^2 - \eta^2}{\kappa_0^2} A_\nu^e(\eta)$$

$$\sin a_\nu (x+a) \sin \zeta_\nu b e^{-j\eta y} d\eta \qquad (7)$$

式(6)を式(5)に代入し両辺に $\cos a_\mu (x+a)$ をかけ x に関して区間 $|x| \leq a$ で積分し，y に関してフーリエ変換すると次式を得る．

$$-j(1+\delta_{\mu 0}) a \left\{ \frac{a_\mu \eta}{\kappa_0^2} A_\mu^e(\eta) + \frac{\zeta_\mu}{\kappa_0} A_\mu^h(\eta) \right\}$$

$$\sin \zeta_\mu b = \int_{c-w}^{c+w} \int_{-l}^{l} E_y^s(x,y,0) \cos a_\mu (x+a) e^{j\eta y} dx dy$$

$$= \hat{E}_{x\mu}^s(\eta) \qquad (8)$$

ただし$\mu = 0,1,2\cdots$である．式(7)を式(5)に代入し両辺に $\sin a_\mu (x+a)$ をかけ x に関して区間 $|x| \leq a$ で積分し，y に関してフーリエ変換すると次式を得る．

$$\frac{\kappa_0^2 - \eta^2}{\kappa_0^2} a A_\mu^e(\eta) \sin \zeta_\mu b$$

$$= \int_{c-w}^{c+w} \int_{-l}^{l} E_y^s(x,y,0) \sin a_\mu (x+a) e^{j\eta y} dx dy$$

$$= \hat{E}_{y\mu}^s(\eta) \qquad (9)$$

ただし$\mu = 1,2,3,\cdots$である．式(4)から式(8)と(9)の右辺は

$$\hat{E}_{x\nu}^s(\eta) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{jl_m}{\kappa_0} (A_m + B_m e^{-jk_m t}) 2w \cos a_\nu (c+a)$$

$$\frac{\sin a_\nu w}{a_\nu w} S_m(\eta) \qquad (10)$$

$$\hat{E}_{y\nu}^s(\eta) = 0 \qquad (11)$$

と表される．ただし，

$$S_m(\eta) = \frac{l_m}{\eta^2 - l_m^2} \left\{ (-1)^n e^{j\eta l} - e^{-j\eta l} \right\} \qquad (12)$$

である．従って，式(8)，(9)からスペクトル関数は

$$A_\nu^e(\eta) = 0 \qquad (13)$$

$$A^{h}_{\nu}(\eta)=\frac{j\kappa_0}{(1+\delta_{\nu0})\,\zeta_\nu a\sin\zeta_\nu b}\hat{E}^{s}_{x\nu}(\eta) \quad (14)$$

となる．ただし，$\delta_{\nu0}$はクロネッカーのデルタである．これらの結果から，給電導波管内の電磁界は TE 波で表現されることがわかるが，単に方形導波管の TE モードの重ね合わせではない．

次に，スロットと給電導波管の境界面（$z=0$）における磁界の連続条件を考える．スロット内の電磁界は x 方向に一様と近似した仮定により，スロット内の磁界は x 成分をもたない．従って，磁界の y 成分の連続条件のみを考える．すなわち，

$$\begin{aligned}&H^{i}_{y}(x,y,0)+H^{w}_{y}(x,y,0)\\&=H^{s}_{y}(x,y,0)\ \ |x-c|\le w,\ |y|\le l\end{aligned} \quad (15)$$

である．式(15)の各項は次の通りである．

$$H^{i}_{y}(x,y,0)=\frac{\kappa_0^2-\eta_{10}^2}{\kappa_0\omega\mu_0}A^{i}\cos a_1(x+a)\,e^{-j\eta_{10}y} \quad (16)$$

$$\begin{aligned}H^{w}_{y}(x,y,0)&=\frac{1}{\kappa_0\omega\mu_0}\sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{1}{2\pi}\int_C(\kappa_0^2-\eta^2)\\&\quad A^{h}_{\nu}(\eta)\cos a_\nu(x+a)\cos\zeta_\nu b\,e^{-j\eta y}d\eta\end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned}H^{s}_{y}(x,y,0)&=\frac{j}{\kappa_0\omega\mu_0}\sum_{m=1}^{\infty}k_m l_m(A_m-B_m e^{-jk_m l})\\&\quad \sin l_m(y+l)\end{aligned} \quad (18)$$

式(16)(17)(18)を式(15)に代入し，両辺に $\sin l_n(y+l)$ をかけて $|x-c|\le w,\ |y|\le l$ で積分すると次式を得る．

$$\begin{aligned}&(\kappa_0^2-\eta_{10}^2)A^{i}2w\cos a_1(c+a)\frac{\sin a_1 w}{a_1 w}S_n(-\eta_{10})\\&+\sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{1}{2\pi}\int_C(\kappa_0^2-\eta^2)A^{h}_{\nu}(\eta)\,2w\cos a_\nu(c+a)\\&\quad\frac{\sin a_\nu w}{a_\nu w}\cos\zeta_\nu b\,S_n(-\eta)\,d\eta\\&=j2wk_n l_n l\,(A_n-B_n e^{-jk_n l})\end{aligned} \quad (19)$$

式(10)(14)を式(19)に代入し，留数の原理を用いると次式を得る．

$$\begin{aligned}&(\kappa_0^2-\eta_{10}^2)A^{i}2w\cos a_1(c+a)\frac{\sin a_1 w}{a_1 w}S_n(-\eta_{10})\\&-\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{1}{1+\delta_{\nu0}}\left\{2w\cos a_\nu(c+a)\frac{\sin a_\nu w}{a_\nu w}\right\}^2\\&\quad l_m(A_m+B_m e^{-jk_m l})I_{mn}(\nu)=j2wk_n l_n l(A_n-B_n e^{-jk_n l})\\&\quad n=1,2,3,\cdots\end{aligned} \quad (20)$$

ただし

$$\begin{aligned}I_{mn}(\nu)&=\left[\frac{(\kappa_0^2-\eta^2)l}{\zeta_\nu a\tan\zeta_\nu b}\right]_{\eta=l_m}\delta_{mn}\\&+\sum_{p=0}^{\infty}\frac{j2(\kappa_0^2-\eta_{\nu p}^2)l_m l_n}{\eta_{\nu p}ab(1+\delta_{\nu0})(\eta_{\nu p}^2-l_m^2)(\eta_{\nu p}^2-l_n^2)}\\&\quad\left\{1-(-1)^m e^{-j2\eta_{\nu p}l}\right\}\end{aligned} \quad (21)$$

である．

次に，スロットから外部の空間に励起される電磁界（$\boldsymbol{E}^r, \boldsymbol{H}^r$）とスロット内の電磁界の連続条件を考える．外部空間の電磁界は，スロットの開口部に等価磁流を仮定することにより簡単な式で表現することができる[4]．まず，スロットの開口をインピーダンス表面で閉じて，次のような等価磁流を置く

$$\boldsymbol{J}_m(x,y,t)=\boldsymbol{i}_x J_{mx}(x,y,t)+\boldsymbol{i}_y J_{my}(x,y,t) \quad (22)$$

$$J_{mx}(x,y,t)=E^{s}_{y}(x,y,t,)-Z_s H^{s}_{x}(x,y,t) \quad (23)$$

$$J_{my}(x,y,t)=-E^{s}_{x}(x,y,t,)-Z_s H^{s}_{y}(x,y,t) \quad (24)$$

この磁流により励起される電磁界を表す磁気型ヘルツベクトルは

$$\boldsymbol{\Pi}^{rh}(x,y,z)=\boldsymbol{i}_x\Pi_x(x,y,z)+\boldsymbol{i}_y\Pi_y(x,y,t) \quad (25)$$

$$\begin{aligned}\Pi^{rh}_{x}(x,y,z)&=\frac{-1}{4\pi^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\\&\frac{[\kappa_0\zeta+(\kappa_0^2-\eta^2)z_r]\hat{J}_{mx}(\xi,\eta)+\xi\eta z_r\hat{J}_{my}(\xi,\eta)}{\omega\mu_0\zeta(\zeta+z_r\kappa_0)(\kappa_0+z_r\zeta)}\\&\quad e^{-j\{\xi x+\eta y+\zeta(z-l)\}}d\xi\,d\eta\end{aligned} \quad (26)$$

$$\Pi_y^{rh}(x,y,z)=\frac{-1}{4\pi^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{\xi\eta z_r\hat{J}_{mx}(\xi,\eta)+[\kappa_0\zeta+(\kappa_0^2-\xi^2)z_r]\hat{J}_{my}(\xi,\eta)}{\omega\mu_0\zeta(\zeta+z_r\kappa_0)(\kappa_0+z_r\zeta)} e^{-j\{\xi x+\eta y+\zeta(z-t)\}}d\xi d\eta \tag{27}$$

となる．ここでスロットの電磁界は

$$E_x^s(x,y,t)=\sum_{m=1}^{\infty}\frac{jl_m}{\kappa_0}(A_me^{-jk_mt}+B_m)\sin l_m(y+l) \tag{28}$$

$$H_y^s(x,y,t)=\sum_{m=1}^{\infty}\frac{jk_ml_m}{\kappa_0\omega\mu_0}(A_me^{-jk_mt}-B_m)\sin l_m(y+l) \tag{29}$$

$$E_y^s(x,y,t)=H_x^s(x,y,t)=0 \tag{30}$$

と与えられるから，磁流のフーリエ変換は

$$\hat{J}_{mx}(\xi,\eta)=0 \tag{31}$$

$$\hat{J}_{my}(\xi,\eta)=\sum_{m=1}^{\infty}\frac{-j2l_m\sin(\xi w)}{\kappa_0\xi}S_m(\eta)e^{j\xi c}\left\{(1+z_r\frac{k^m}{\kappa_0})A_me^{-jk_mt}+(1-z_r\frac{k_m}{\kappa_0})B_m\right\} \tag{32}$$

となる．スロットの開口面 $(z=t)$ における磁界の境界条件は

$$H_y^r(x,y,t)=H_y^s(x,y,t)\quad |x-c|\leq w,\ |y|\leq l \tag{33}$$

である．両辺に $\sin l_n(y+l)$ をかけてスロットの開口にわたり x,yに関して積分する．

$$\frac{1}{4\pi^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\hat{H}_y^r(\xi,\eta,t)\left\{2we^{-j\xi c}\frac{\sin(\xi w)}{\xi w}\right\}S_n(-\eta)d\xi d\eta=\frac{j2wlk_nl_n}{\kappa_0\omega\mu_0}(A_ne^{-jk_nt}-B_n)$$

$$n=1,2,3,\cdots \tag{34}$$

ここで

$$\hat{H}_y^r(\xi,\eta,t)=-\frac{\kappa_0(\kappa_0\zeta z_r+\kappa_0^2-\eta^2)\hat{J}_{my}(\xi,\eta)}{\omega\mu_0(\zeta+z_r\kappa_0)(\kappa_0+z_r\zeta)} \tag{35}$$

であるから，結局次式を得る．

$$\sum_{m=1}^{\infty}\frac{jl_m}{\kappa_0}J_{mn}\left\{(1+z_r\frac{k_m}{\kappa_0})A_me^{-jk_mt}+(1-z_r\frac{k_m}{\kappa_0})B_m\right\}=j2wlk_nl_n(A_ne^{-jk_nt}-B_n) \tag{36}$$

ただし

$$J_{mn}=\frac{1}{4\pi^2}\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{\kappa_0(\kappa_0\zeta z_r+\kappa_0^2-\eta^2)}{\omega\mu_0(\zeta+z_r\kappa_0)(\kappa_0+z_r\zeta)}\left\{2w\frac{\sin(\xi w)}{\xi w}\right\}^2S_m(\eta)S_n(-\eta)d\xi d\eta \tag{37}$$

式(20)(36)の連立方程式から未知展開係数 A_m, B_m が求められる．

未知展開係数が求められると，給電導波管内の反射波および透過波が次のように求められる．まず，スロットにより生じた導波管内の散乱波は次のようになる．

$$E_z^w(x,y,z)=\sum_{\nu=1}^{\infty}\frac{-a_\nu\sin a_\nu(x+a)}{2\pi}\int_C\hat{E}_{x\nu}^s(\eta)\frac{\cos\zeta_\nu(z+b)}{\zeta_\nu a\sin\zeta_\nu b}e^{-j\eta y}d\eta \tag{38}$$

被積分関数は $\eta=\pm\eta_{\nu p}$を一位の極として持ち，それぞれの極の留数は $TE_{\nu p}$ モードを表す．給電導波管を伝搬可能なモードが TE_{10} モードのみとすると，$y=-\infty$において

$$E_z^w(x,y,z)=R\frac{ja_1}{\kappa_0}A^i\sin a_1(x+a)e^{j\eta_{10}y} \tag{39}$$

$y=\infty$において

$$E_z^w(x,y,z)=(T-1)\frac{ja_1}{\kappa_0}A^i\sin a_1(x+a)e^{-j\eta_{10}y} \tag{40}$$

となる．ただし，入射 TE_{10} の電界は次の通りである．

$$E_z^i=\frac{ja_1}{\kappa_0}A^i\sin a_1(x+a)e^{-j\eta_{10}y} \tag{41}$$

R および T はそれぞれ反射係数，透過係数であり次式で与えられる．

$$R=-\frac{\kappa_0}{2ab\eta_{10}}\frac{\hat{E}_{x1}^s(-\eta_{10})}{A^i} \tag{42}$$

$$T=1-\frac{\kappa_0}{2ab\eta_{10}}\frac{\hat{E}_{x1}^s(\eta_{10})}{A^i} \tag{43}$$

$$\hat{E}^{s}_{x1}(\eta) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{jl_m}{\kappa_0} (A_m + B_m e^{-jk_m t}) \frac{2w\cos a_1 (c+a) \sin(a_1 w)}{a_1 w} S_m(\eta) \tag{44}$$

また，スロットの正規化アドミタンスは

$$\frac{Y}{Y_0} = \frac{-2R}{1+R} \tag{45}$$

で与えられる．ただし，$Y_0 = \eta_{10}/(\omega\mu_0)$ は導波管の特性アドミタンスである．一般に，$\hat{E}^{s}_{x1}(\eta_{10}) \neq \hat{E}^{s}_{x1}(-\eta_{10})$ であるから，$R \neq T-1$ である．もしも，スロット内の電磁界を TE_{10} モードのみ（正弦波分布）で近似すると $S_1(\eta_{10}) = S_1(-\eta_{10})$ であるから $R = T-1$ となるが，これは導波管スロットアンテナを特性アドミタンス Y_0 の伝送線とシャントアドミタンス Y で表現した伝送線路モデルの反射係数と透過係数の関係に一致する．

放射波の遠方界は，ヘルツベクトル$\boldsymbol{\Pi}^{rh}$ に停留位相法を適用することにより次のように表現することができる．

$$E^r_\theta(r,\theta,\phi) = -\frac{j\kappa_0}{2\pi r} e^{-j\kappa_0 r} \frac{\cos\theta\cos\phi}{\cos\theta + z_r} \hat{J}_{my}(\xi_0, \eta_0) \tag{46}$$

$$E^r_\phi(r,\theta,\phi) = \frac{j\kappa_0}{2\pi r} e^{-j\kappa_0 r} \frac{\cos\theta\sin\phi}{1+z_r\cos\theta} \hat{J}_{my}(\xi_0, \eta_0) \tag{47}$$

ただし $\xi_0 = \kappa_0 \sin\theta\cos\phi$ および $\eta_0 = \kappa_0\sin\theta\sin\phi$ である．また，Ludwig の定義3に従い次のように主偏波成分 E^r_{co} と交さ偏波成分 E^r_{cross} を定義する．

$$E^r_{co} = E^r_\theta \cos\phi - E^r_\phi \sin\theta \tag{48}$$

$$E^r_{cross} = E^r_\theta \sin\phi + E^r_\phi \cos\theta \tag{49}$$

3. 実　　験

実験に用いた導波管は X バンドの標準導波管である．フランジは 30(*cm*) ×30(*cm*) の正方形導体板であり，このフランジの上にゴムフェライト電波吸収体を張り付けて損失性フランジとする．損失性フランジの表面インピーダンス Z_s は次式で与えられる．

$$Z_s = jZ_0\sqrt{\mu_r/\varepsilon_r} \tan(\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}\kappa_0 t_a) \tag{50}$$

ここで，ε_r，μ_r，t_a はそれぞれ電波吸収体の比誘電率，比透磁率及び厚さ，$Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ は自由空間の波動インピーダンスである．電波吸収体の比誘電率および比透磁率を測定し（付録参照），式(49)によって求めた表面インピーダンスを**図2**に示す．スロット導波管の形状パラメタは $a = 11.4$(*mm*)，$b = 10.16$(*mm*)，$c = 3$(*mm*)，$l = 7.7$(*mm*)，$w = 0.795$(*mm*) であり，導体フランジの厚さは $t = 1.25$(*mm*) である．損失性フランジの厚さは実際には導体フランジの厚さと電波吸収体の厚さ $t_a = 1.6$(*mm*) の和であるが，解析ではスロットの内壁を導体で近似しているため，単に $t = 2.85$(*mm*) としたのでは解析結果と実験結果は一致しない．t の値を変えながら解析結果と実験結果を比較すると，$t = 0.6$(*mm*) のときに解析結果が実験結果にほぼ一致することがわかった．従って，損失性フランジの実効的な厚さは $t = 0.6$(*mm*) とする．また，解析ではスロットの電磁界の展開項数を10項とする．

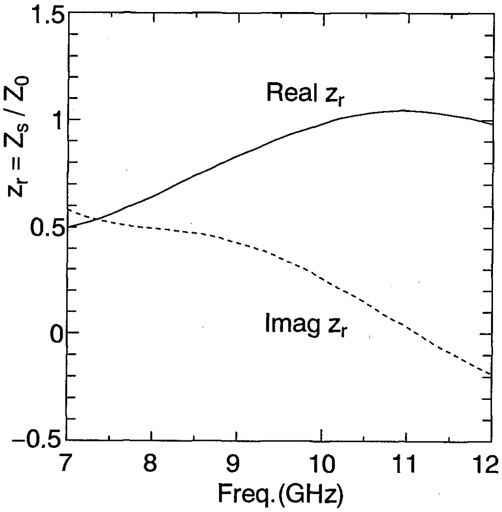

Fig. 2　Normalized surface impedance.

4. 考　　察

スロットからの放射波の周波数特性を**図3**に示す．スロットの共振周波数が導体フランジは 9.4(*GHz*)

であるが損失性フランジでは 7.8(*GHz*) に低下している．一般に，スロットの共振周波数は双対なダイポールの共振周波数と同じであるから，導体フランジを比誘電率および比透磁率の大きさが 1 よりも大きな媒質で覆うとダイポールの電気長が長くなり共振周波数が低下することが理解できる．また，損失性フランジでは導体フランジよりも最大放射電力密度は約 7 (*dB*) 減少するが，帯域幅は逆に広がっている．

図 4 及び**図 5** は，給電導波管内の反射係数と透過係数である．反射係数の測定値は周波数の変化に対して

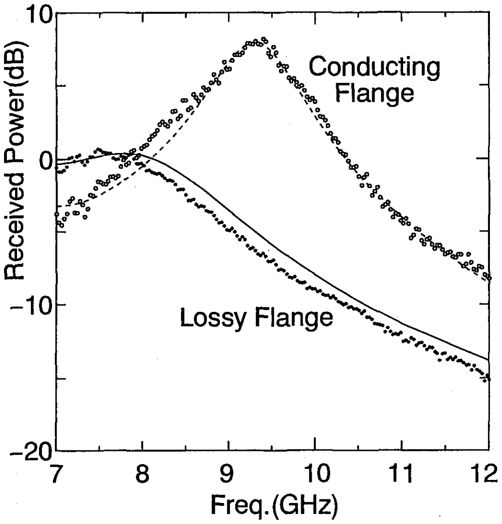

Fig. 3 Received power at $\theta = 0°$ with a standard horn antenna, which is in proportion to the radiation power flux density times the aperture area: $\{|E_\theta^r|^2(2Z_0)\} \cdot \{\lambda^2/(4\pi)\}$, where λ is the wavelength. Lines: theoretical, symbols: measured.

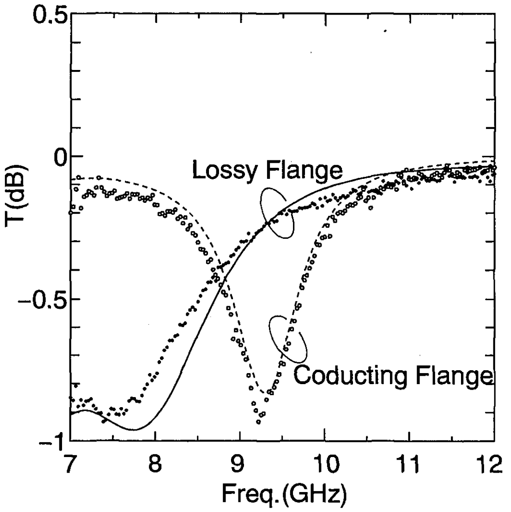

Fig. 5 Transmission coefficients. Lines: theoretical, symbols: measured.

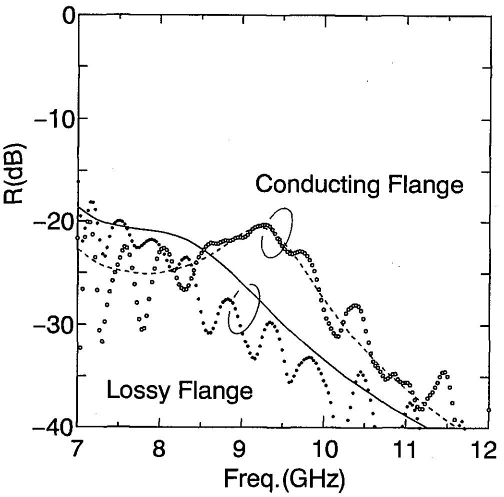

Fig. 4 Reflection coefficients. Lines: theoretical, symbols: measured.

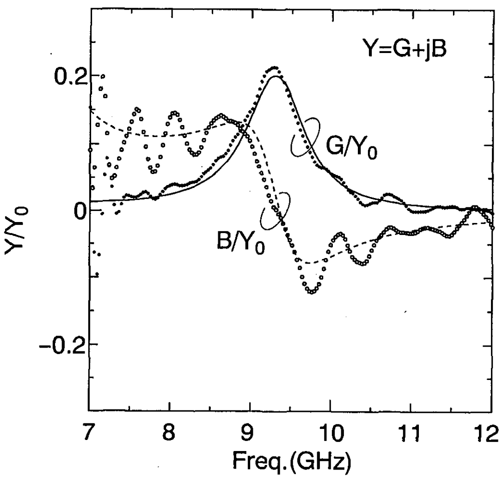

Fig. 6a Normalized admittance of slot with conducting flange. Lines: theoretical, symbols: measured.

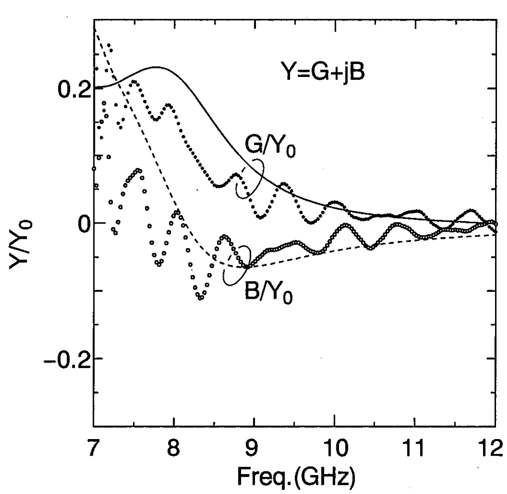

Fig. 6b Normalized admittance of slot with lossy flange. Lines: theoretical, symbols: measured.

振動しているが，これは測定系の誤差であり，透過係数にはこの振動はみられない．**図6**はスロットのアドミタンスの周波数特性である．導体フランジではアドミタンスの虚部が零になるときに実部が最大となるが，損失性フランジではそのような関係はみられない．

図7は放射パタンである．導体フランジは E 面では無指向性となり，H 面では指向性をもつが，損失性フランジでは E 面と H 面とで指向性はほぼ同じになる．指向性が観測面に依存しない性質は，円偏波アンテナのように直交した偏波面を必要とするアンテナへの応用において役立つ．また，指向性の半値角は導体フランジよりも損失性フランジのほうが広くなっている．

図8は交さ偏波の特性である．観測面は交さ偏波成分がほぼ最大となる $\phi=45°$ である．主偏波と交さ偏波の最大値の比が，導体フランジでは 7 (dB) であるが，損失性フランジでは 16 (dB) （計算値は 21 (dB)）に改善されている．理論的には，正規化表面インピーダンスを1にするとスロットからの放射波の交さ偏波成分は観測面によらず零になる．実験で用いた電波吸収体は 11 (GHz) において正規化表面インピーダンスがほぼ1になるから（図2），スロットの共振周波数を 11 (GHz) に設計すれば交さ偏波をさらに低減することができると考えられる．

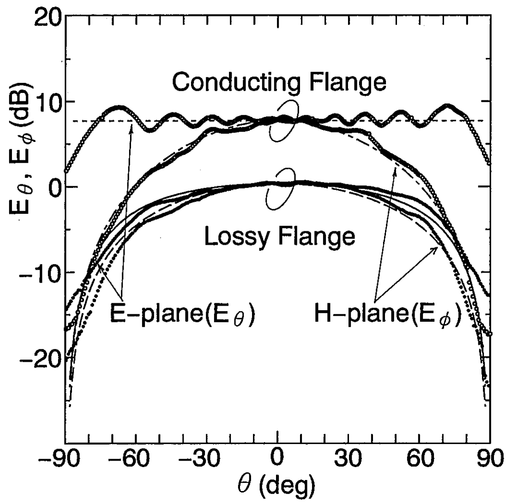

Fig. 7 Radiation patterns. Operating frequency is 7.8 (GHz) for lossy flange, 9.4 (GHz) for conducting flange, respectively. Observation planes are the planes of $x=0$ (E-plane), and $y=0$ (H-plane). Lines: theoretical, symbols: measured.

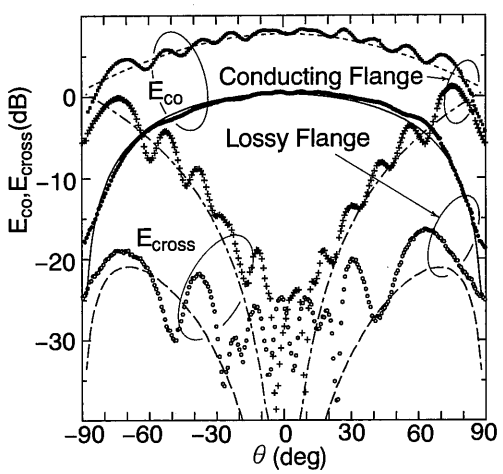

Fig. 8 Copolar and cross-polar field patterns. Operating frequency is 7.8 (GHz) for lossy flange, 9.4 (GHz) for conducting flange, respectively. Observation plane is the plane of $\phi=45°$. Lines: theoretical, symbols: measured.

5. 結　　論

損失性フランジをもつ開口アンテナをインピーダンス表面を仮定して解析した．解析結果は実験結果とよく一致しており，解析の妥当性を確認することができた．スロットアンテナの基板を導体基板から損失性基板にすることにより，共振周波数の低下，指向性の拡大，E 面および H 面の指向性パタンの同一化，交さ偏波成分の低減という特性の変化を確認した．これらの結果を考慮すればアンテナの設計自由度を広げることができる．

謝　辞

本研究の一部は，平成５年度総合理工学研究科奨励研究費の援助を受けました．ここに厚く御礼申し上げます．

付　録

電波吸収体の比誘電率および比透磁率の測定

標準方形導波管（幅 $2a$）を厚さ t_a および $2t_a$ の電波吸収体で被覆した導体板によって終端したときに生じる反射係数をそれぞれ R_1 および R_2 とすると，電波吸収体の比誘電率 ε_r と比透磁率 μ_r は次式によって求めることができる．

$$\mu_r = \frac{\beta_{10}(1+R_1)}{j\kappa_0(1-R_1)}\cot(\beta_{10}t_a) \tag{51}$$

$$\varepsilon_r = \frac{1}{\mu_r}\left\{ \left(\frac{\beta_{10}}{\kappa_0}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{2\kappa_0 a}\right)^2 \right\} \tag{52}$$

ただし，

$$\frac{\beta_{10}}{\kappa_0} = \frac{j}{2\kappa_0 t_a} ln\left(\frac{1-jX}{1+jX}\right) \tag{53}$$

$$X = \sqrt{1-\frac{2(1+R_1)(1-R_2)}{(1-R_1)(1+R_2)}} \tag{54}$$

である．

参　考　文　献

1) 長谷部望，高橋芳浩，谷岡憲隆，"誘電体装着有限導体アンテナの放射特性の解析"，電子情報通信学会論文誌，vol. J 73-B-II, no. 12, pp. 910-918, 1990.

2) H. J. Stalzer, Jr., A. Fathy, A. Hessel, and J. Shmoys, "Effect of lossy ground on performance of planar and cylindrical arrays", Radio Science, vol. 25, no, 2 pp. 133-147, 1990.

3) K. Yoshitomi, and H. R. Sharobim, "Radiation from a rectangular waveguide with a lossy flange", IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 42, no. 10, 1398-1403, 1994.

4) K. Yoshitomi, "Equivalent currents for an aperture in an impedance surface", IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 42, no. 11, 1554-1556, 1994.