

このPDFは、CQ出版社発売の「実用マイクロ波技術講座 -理論と実際- 第5巻」の一部分の見本です。内容・購入方法などにつきましては是非以下のホームページをご覧ください。
<http://www.cqpub.co.jp/hanbai/books/79/79751.htm>

第19章 実践マイクロ波回路の総合復習

本章では第1章から第18章までの総まとめを行う。まとめ方としては次の項目に主眼をおく。

- (1) 理解するのに最も大切な大事な論理の流れをかき、その流れのなかでより詳細なことごとに参照する場所を示す。
- (2) 第1章～第18章において、記述されていない部分を附加する。
- (3) 実践的なノウハウに関する知識を記述する。

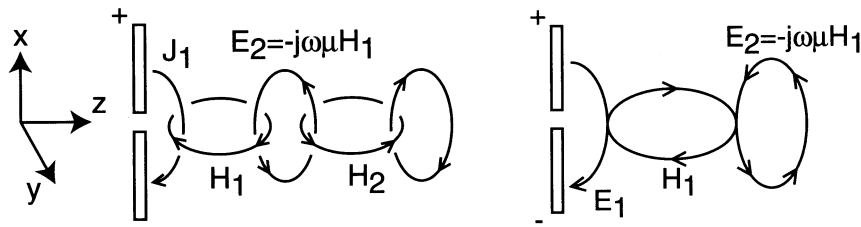
以下第1章から順を追って述べる。

19.1 電波の発生、均一平面波及び進行波・反射波の式による表現

19.1.1 電波の発生

アンペアの法則とファラディの法則から導かれるマクスウェルの電磁方程式 [註1] でマクスウェルが電磁波を予言し、約15年後の1884年にヘルツが実験を行ってその予言の正しいことを証明した。

そこで以下にその物理的意味を考えて見よう。



(a) 時間微分を考えない時の E と H の分布 (b) (a) の E_x と H_y の成分の分布

図 19.1 アンペアとファラディの法則で説明した電磁波の発生モデル

見本

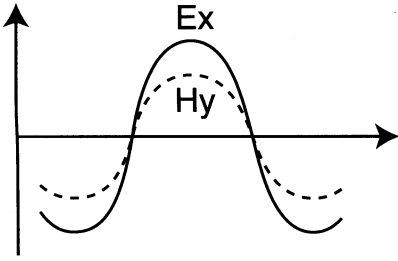
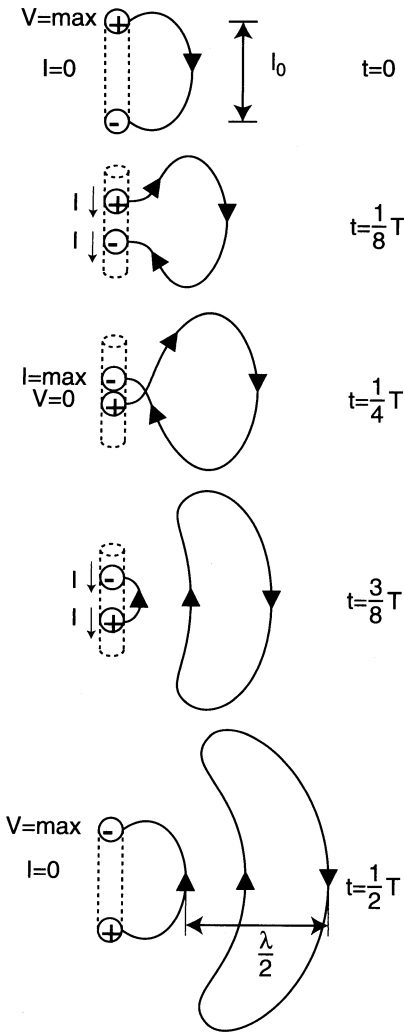


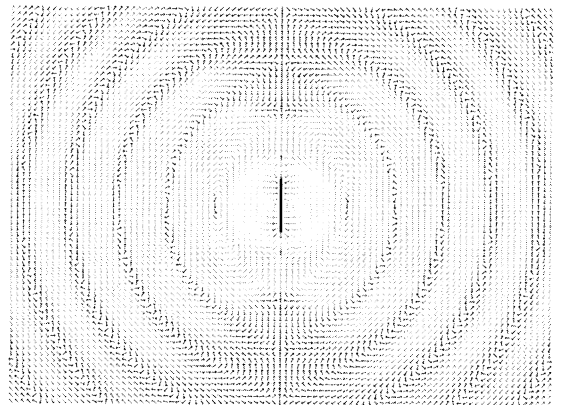
図 19.2 図 19.1(b) の E_x 、 H_y の Z 方向の分布

図 19.1(a) のアンテナ近傍で発生する電界 E_1 に伴う $J_1 = j\omega E_1$ の変位電流に取り囲むように磁界 H_1 がアンペアの法則で発生し、 Z の H_1 が時間的に変化すると H_1 を取り囲む電界 $E_2 = -j\omega\mu H_1$ を生じる。電磁界がアンテナから遠ざかる方向に光速で伝播することを考えると E_1 は J_1 よりも 90° 遅れ、 E_2 は H_1 より 90° 進む (ベクトルの向きを逆にすることを考え) ので図 19.1(b) のように表せる。



(a)

図 19.1 における E_x と H_y 成分の Z 方向分布を示すと 19.2 となり E_x の最大点は H_y の最大点となる。実際に半波長ダイポールアンテナから放射される電磁波に電気力線は図 19.3(b) のようになる。図 19.3(a) は時間と共にアンテナから放射されるアンテナ附近の電気力線で図 19.3(b) は図 19.3(a) の $t = 0$ におけるその空間分布である。図 19.3(b) でわかるようにアンテナからの距離が波長に比べて十分に遠い点で P 点を考えるとアンテナの位置を A とするとき、ベクトル \vec{AP} に垂直な面では電界が一定であるところの均一平面波となる。次に均一平面波の性質を列記すると以下の如くなる。



(b)

図 19.3 ダイポールアンテナから放射する電磁波 [TLM 法により求めた]

19.1.2 平面波の性質

- (1) 均一平面波は TEM 波である。[註 2]
- (2) TEM 波の位相定数 β 、位相速度 v_p 及び波動インピーダンス $Z_w = |\mathbf{E}|/|\mathbf{H}|$ は (1)、(2) 及び (3) 式で表される。[第 1 巻附録 1]

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon} (= \frac{\omega}{v_p}) \quad (1)$$

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (2)$$

$$Z_w = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \simeq 120\pi \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad (3)$$

- (3) TE 波、TM 波及び TEM 波の波の進行方向に垂直な断面の電界 \mathbf{E}_t と磁界 \mathbf{H}_t とは垂直である。即ち

$$\mathbf{E}_t \perp \mathbf{H}_t \quad (4)$$

である [註 3]。[TE、TM 波は後述の導波管内に生じる]

[註 1]

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -j\omega\mu\mathbf{H} \text{ (正弦波のとき)} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_c + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}_c + j\omega\epsilon\mathbf{E} \text{ (正弦波のとき)} \quad (2)$$

(1) $\times \nabla \times \mathbf{E}$ に (2) 式を代入して

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu(-\mathbf{J}_c + j\omega\epsilon\mathbf{E}) = \omega^2\mu\epsilon\mathbf{E} \quad (3)$$

(空間に導電電流がないため $\mathbf{J}_c = 0$)

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon(-j\omega\mu\mathbf{H}) = \omega^2\mu\epsilon\mathbf{H} \quad (4)$$

一方

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (5)$$

であり、空間に電荷のない場合 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ 、また単独磁界はないから $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ なる故

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2\mu\epsilon\mathbf{E} = 0 \quad (6)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \omega^2\mu\epsilon\mathbf{H} = 0 \quad (7)$$

[註 2] 図 1(a) のように電界 E について $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow A$ の経路で周回積分を行うと、均一平面波の条件から $E_1 = E_2$ であるので

$$\oint_{A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow A} E \cdot dl = 0$$

となる。

ゆえにファラディの法則から ABCD で囲まれる領域内で紙面に垂直な磁界は発生しない。

見本

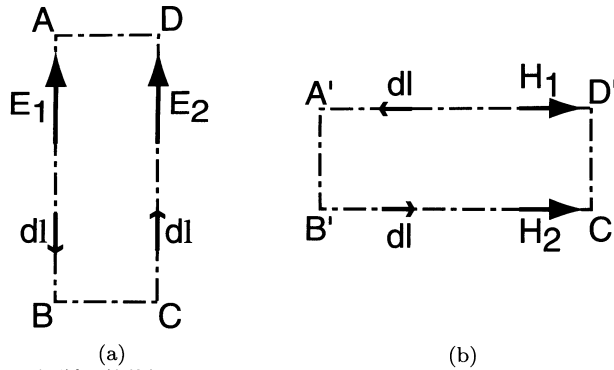


図 1 均一平面波の等位相面で電界および磁界についての周回積分を行う経路

全く同様に、図 1(b) のように、磁界 H について、 $A' \rightarrow B' \rightarrow C' \rightarrow D' \rightarrow A'$ の経路で周回積分を行うと、均一平面波の条件から、 $H_1 = H_2$ となり、したがって、

$$\oint_{A' \rightarrow B' \rightarrow C' \rightarrow D' \rightarrow A'} H \cdot dl = 0$$

となる。したがって、アンペアの法則から、 $A'B'C'D'$ で囲まれる領域内で紙面に垂直な変位電流はない。ゆえに、紙面に垂直な電界はない。以上の理由で均一平面波は TEM 波である。

[註 3] TE 波及び TEM 波の場合図 1(a) のように、 z 方向に γ の伝搬定数で進む波で、もし磁界 H が電界 E と直交しないならば、同図 1(c) のように、 E と平行な磁界成分 H_{\parallel} を有し、これはファラディの法則により同図破線で示した閉曲線 C に電界の飽和

$$\oint E \cdot dl = E_y - E_y e^{-\gamma \Delta z} = E_y \gamma \Delta z$$

を発生する。

$\gamma \neq 0$ であるため、結局 $E_{\gamma} \neq 0$ となり、これは同図 (a) と矛盾することになる。ゆえに、 E と H は直交して同図 (b) のようになる。

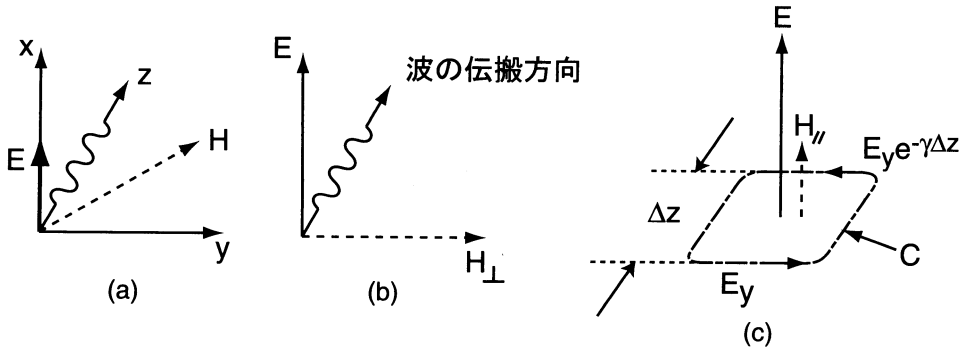


図 1 電界と磁界が直交する理由の説明図

TM 波の場合には図において E と H を変換して考えればよい。