第８章　変位電流

～「変位電流は磁界を作らない」って本当？～

変位電流はマクスウェルの電磁気学ジグソーパズルの最後のピースとなり、電流と磁界の関係を解き明かしたアンペア-マクスウェルの法則に組み入れられている。変位電流の説明そのものは２章の 2.6.4 項で行っているので、ここでは、変位電流の働きについて、もう少し深いところを探ってみよう。同じ電流に分類される伝導電流と変位電流、本当に、対等なものなのだろうか？この章の挑発的な副題は電磁気学の教科書として定評があり含蓄に富む太田先生の本[1]に触発されている。同書の変位電流を説明する中に「変位電流は磁場をつくらない」という節がある。導体を流れる電流（伝導電流）が磁界を作るのと同じように、それと対等な変位電流が磁界を作らないと言うのは感覚的に受け入れがたい。磁界の定量的な算定を矛盾なく行えるようにマクスウェルが苦労して発見したものであるのに、なぜそのようなことになってしまうのだろうかと思う。ここでは、この意味を読者と一緒に考えてみたい。

本章は初期公開版を 2024.05 に改訂したが、今般、参考文献を改めて読み直して、
2025 年 11 月に全面的な書き換えを行っている。

8.1　変位電流は磁界を作らないって本当？

電磁気学の教科書として定評がある太田浩一先生の本[1]、その本の電磁場の説明の中に、「変位電流は磁場をつくらない」という項（§11.5.1）がある。あれっと思わないだろうか。マクスウェルは、それまでに発見されてきた電磁気の法則（アンペアの法則やファラデーの電磁誘導の法則）を数理モデルに仕立て、解いてみても、満足する結果にならなかった。その思考の過程において変位電流（空間を流れる電流）に気づき、それを含めることによって電磁気学が完成した。導体を流れる電流（伝導電流）が磁界を作ることはよく知られており、この変位電流の働きも伝導電流と同じと主張している。ならば、変位電流も磁界を作って当然と思うだろう。それなのに・・・、である。このことが、電磁気学教育の現場に混乱をもたらしているようで、さまざまな解説記事が出ている[2]-[10]。

この問題に対する代表的な３つの立場を挙げておきたい。

① 電磁界の源（ソース）は電荷とその動き（電流）であり、そこには変位電流は含まれない。ゆえに、「変位電流は磁界を作らない」（[1, 4, 11]）

② 「作る」の意味には出発点となる源を指す場合もあるが、連鎖する因果の直前の原因を言う場合もある。後者の視点に立てば「変位電流も磁界を作っている」とも言える。例えば、電磁誘導の法則を「磁界の時間変化が電界を生む」と説明するのはこの立場である。（[2. 3. 5, 6]）

③「変位電流が磁場を作るか／作らないか」という設問自体に意味がない。なぜなら、磁界は変位電流を含めた全電流によって生まれていて、伝導電流由来と変位電流由来に分けることができないから。([8, 9])

立場②は①を認めたうえでのことなので、「作る」とは何かということの解釈における広義と狭義の違いになる。③には、マクスウェルの深い思索によって発見された変位電流の過小評価になり、電磁波に対する本質的な役割さえ見失わせるとする①の立場への憂慮がある。1922 年、①の立場に立つプランクによって提起されたこの問題は、洋の東西において議論が重ねられ、多分その主張も出尽くしていると思えるが、あり・なし（yes or no）を問う設定なので、その答え方によって浮き上がる様々なイメージが電磁気学の教育現場に混乱をもたらしているのだと思う。本章は、参考文献に挙げている解説論文を読み解いて、筆者なりに整理したものである。

8.2　磁界の由来は定まらない

これは、③の立場からの見方である[8], [9]。このことは、この後の 8.3 節で述べる「不思議」の原因にもなっている。

マクスウェルの方程式の一つであるアンペア・マクスウェルの法則の式（電流と磁界の関係を与える式）

$$\nabla\times\boldsymbol{H}=\boldsymbol{i}_c+\boldsymbol{i}_d\ ,\qquad \boldsymbol{i}_d\equiv\frac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t} \tag{8.1}$$

をみてみよう。$\boldsymbol{i}_c$ は導体に流れる伝導電流（conduction current）の密度、$\boldsymbol{i}_d$ は空間を流れる変位電流（displacement current）の密度である（以下、特に混乱がない場合は、変位電流密度を変位電流と呼ぶ）。伝導電流と電荷密度ρの間には、下記の電荷保存則がある。

$$\nabla\cdot\boldsymbol{i}_c=-\frac{\partial\rho}{\partial t} \tag{8.2}$$

もし、磁界 $\boldsymbol{H}$ が伝導電流寄与分 $\boldsymbol{H}_c$ と変位電流寄与分 $\boldsymbol{H}_d$ に分けられ、次式で与えられるとしよう。

$$\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_c+\boldsymbol{H}_d \tag{8.3a}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{H}_c=\boldsymbol{i}_c,\ \nabla\times\boldsymbol{H}_d=\boldsymbol{i}_d \tag{8.3b, c}$$

そうすると、上式は、$\nabla\cdot\boldsymbol{i}_c=0,\ \nabla\cdot\boldsymbol{i}_d=0$ となり、電荷保存則の式(8.2)を満たさない。故にこのような分解はできず、二つの電流の和に対して

$$\nabla\cdot\left(\boldsymbol{i}_c+\boldsymbol{i}_d\right)=0 \tag{8.4}$$

の形になる。磁界を、伝導電流寄与分・変位電流寄与分には分けられないのである。

分けられないことの意味を図 8.1 の平板コンデンサの例で説明する。(8.1)式はストークス

の定理を用いて、以下の積分型の式で表される。

$$\oint_c \boldsymbol{H}\cdot d\boldsymbol{l} = \int_S \left(\boldsymbol{i}_c + \boldsymbol{i}_d\right)\cdot \boldsymbol{n}\, dS \tag{8.5}$$

左辺はループ c に沿った経路方向の磁界成分を周回積分したものである。右辺の面積分の面 S はループ c を縁とする任意の面である。この面を電流が貫く S_1 面とコンデンサの極板間を通る S_2 面で考える。左辺の線積分値はループ経路によって決まるだけなので、面の選び方に依存しない。面 S_1 を使って求めた人は面を貫く電流は伝導電流なので、左辺が表す磁界 $\boldsymbol{H}$ は伝導電流が作ったと主張するであろう（注：コンデンサ極板上からの変位電流もわずかに存在するので、厳密には、伝導電流だけとは言えないが)。一方、面 S_2 を使った人は、その磁界は変位電流だけで作っていると主張するであろう。これでは、二つの電流がどのような比率で寄与したかが定まらないので、どちらの電流が作ったかというのは意味がなく、伝導電流と変位電流が力を合わせて作った、としか言えないのである。

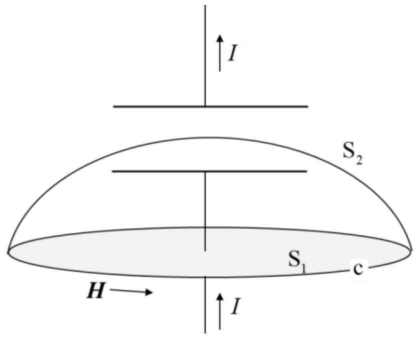

図 8. 1　電流 I で充電中のコンデンサの周囲の磁界

8. 3　半直線電流が作る磁界に見る不思議

変位電流は磁界を作らないと言うことを示すための入り口問題として、図 8.2 に示す半直線導線に流れる電流が作る磁界の例がよく使われる。z 軸上の-∞から 0 まで電流 I が流れていて、その上方にある P 点での磁界を求めるという問題である。求め方はいろいろあるが、正しい答えを知りたいために、先ずは、マクスウェルの方程式で求めてみよう。

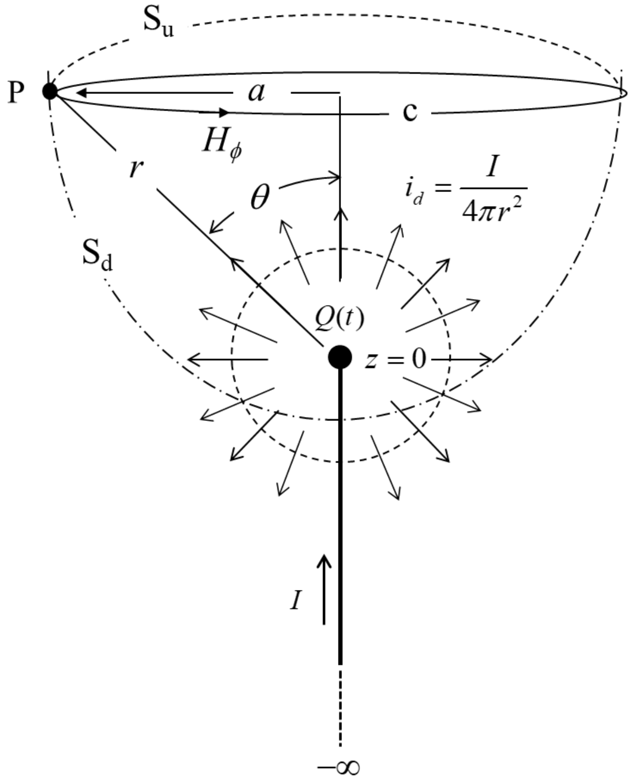

図 8.2　半直線導体に流れる電流が作る磁界

マクスウェルの方程式から

アンペア・マクスウェルの式の積分形を用いる。導線の先端（z=0）で電流が 0 としてその先に何もないと言うのは、(8.2)式で表される電荷保存則合を満たさない。故に、この先端には送り込まれた電荷がたまり続け、その電荷量 Q は It となる。この電荷によって、電束が放射状に生まれるが、距離 r における電束密度 $\boldsymbol{D}$ の大きさは $It/(4\pi r)$である。すなわち、先端から放射状に変位電流が密度 $I/(4\pi r)$で流れ出していると言うことになる。

図で P 点を通る同軸の円周上（経路 c）に生起する磁界の周方向成分 H_ϕを求めてみよう。この時、経路 c を縁とする面を、端点を下向きに見る S_u とする。端点から S_u を見る立体角は $2\pi(1\text{-}\cos\theta)$である。この面には変位電流のみが鎖交するので、アンペア・マクスウェル方程式の積分型は次式になる。

$$\oint_c H_\phi dl = \int_S \boldsymbol{i}_d \cdot \boldsymbol{n}\, dS_u = \frac{1}{2}\left(1-\cos\theta\right) I \quad \rightarrow \quad H_\phi = \frac{1}{4\pi a}\left(1-\cos\theta\right) I \qquad \text{(8.6a, b)}$$

電流は z 軸に対して対称構造であるので、右側式のように H_ϕが定められる。詳しい説明は省くが、対称構造ゆえ、他の方向成分は存在せず、(8.6b)式の H_ϕが求める答えになる。因みに、面を端点を上に見る S_d で同じように求めれば、端点から見る面の立体角は $2\pi(1+\cos\theta)$であり、かつ、この場合は電流 I とも鎖交するので、

$$\oint_c H_\phi dl = I + \int_S \boldsymbol{i}_d \cdot \boldsymbol{n} dS_d = I - \frac{1}{2}\left(1+\cos\theta\right)I = \frac{1}{2}\left(1-\cos\theta\right)I \qquad (8.7)$$

となり、当然ながら、(8.6b)式と同じになる。この解を以下の別の方法の答えとの比較の基準にしよう。

ビオ・サバールの式で求める

伝導電流の部分に対して、ビオ・サバールの式を適用すると以下となる。

$$H_\phi = \frac{aI}{4\pi}\int_{-\infty}^{0} \frac{dz}{\left\{a^2 + \left(a\cot\theta - z\right)^2\right\}^{3/2}} = \frac{1}{4\pi a}\left(1-\cos\theta\right)I \qquad (8.8)$$

マクスウェル方程式と同じ解であり、正しい答えが導けたと言うことになる。不連続電流でも、伝導電流だけに着目すれば良いと言うことなのだろうか。このことの意味については次節で詳しく述べる。

変位電流の磁界への寄与を見る

変位電流だけに着目して、磁界を調べてみよう。上述のアンペア・マクスウェルの方程式で、この解は既に求めている。面積分する面を S_u に採れば、

$$H_\phi = \frac{1}{4\pi a}\left(1-\cos\theta\right)I \qquad \text{（積分面：}S_u\text{）} \qquad (8.9a)$$

となる。S_d にとれば、

$$H_\phi = -\frac{1}{4\pi a}\left(1+\cos\theta\right)I \qquad \text{（積分面：}S_d\text{）} \qquad (8.9b)$$

となる。面の縁である経路 c が同じなら面の形状に依存しないはずなのに、異なる値になっている。ゆえに、このように、アンペア・マクスウェルの式で磁界（の周回積分値）を求める場合には、変位電流だけを使っても意味がないのである。伝導電流と一緒に考えれば、先に述べたように、いかなる面での積分値も同じになる。伝導電流と変位電流は一体であって、切り離せないと言うことになる。ちなみに、図では、伝導電流を z の負方向から入れているが、正の方から入れても端点が z=0 である限り、変位電流に着目した計算値は上式と同じである。この場合も伝導電流と併せて考えれば、得られる結果に矛盾はない（当然磁界の値は異なるけれども）。

一方、変位電流も伝導電流と同じように、ビオ・サバールの式で計算できるとして求めてみよう。しかし、球対称に広がりをもつ電流が作る磁界は、z=0 を中心とする球面上において、球内の対称点からの磁界が逆向きになって打ち消されてしまうため、計算するまでもなく、磁界は存在できないことがわかる。一点から球対称に広がる電流は磁界を作らないと言える。

一般化

上記のように、変位電流の働きにはいろいろの見方がある。米国のバークレー物理学コースの大学生向け教科書「電磁気学」[11]では、1960 年代、この変位電流の意味づけに多くの議論がなされた結果を受け、変位電流の節はそれを踏まえてまとめられたと言われている[4]。そこでは、ビオ・サバールの式で磁場が計算できることを述べた後、以下のように補足している。「変位電流を計算に入れても差し支えない。しかしながら、気をつけて変位電流の分布全部を取り入れると、比較的ゆっくり変化している場に対しては、正味の効果が 0 になる」。比較的ゆっくり変化している場とは、磁界 $\boldsymbol{H}$ の時間に対する２階微分（$\partial^2\boldsymbol{H}/\partial t^2$）が無視できる環境（準静的環境）であり、この節で議論している内容はこの範疇にある（根拠は[1], [11]に）。

例えば、図 8.3 のような平板コンデンサに一定電流を連続的に送り込んで充電するようなケース。この場合には、伝導電流が電極の給電点から縁に向けて強度を弱めながら流れ続ける（一方の電極上の電流は逆向きに）。この過程において、極板上の電荷密度は一様に時間と共に増えてゆくのでここから変位電流が生まれる。このケースについても、変位電流は、

i) 極板上のいたるところ（＝点で代表できる微小エリア）の電荷密度の差分から変位電流が生まれている
ii) その変位電流は、その点から球対称に放射状に流れ出す（あるいは、点に向かって流れ込む）
iii) 各点から生まれる変位電流は点を中心とする球対称であるため磁界を作らない
iv) 極板上のすべての領域から生まれる変位電流は iii)の重ね合わせであるから、全体としても磁界を作らない

図 8.3 はこの仕組みをまとめている。次の 8.4 節ではこれらのことを論理的に示す。

また、斎藤論文[7]では、半直線導体モデルで、端点に流れ込む電荷（電子）が端点で瞬間的に速度 0 になるのは非現実的な近似であるとして、導線内の電荷の速度 v と電荷密度ρの積 ρv を一定にして電流 I を保ちながら、終端で速度 0 に連続に変わるモデルを立て、変位電流と磁界の関係を調べている。個々の電子の動きから式を立てているので、難度の高い数式展開になっているが、結果として得られる磁界は(8.6b)式と同じになることが述べられている。

ここで述べた半直線電流からの磁界解析で①の立場の根拠とすることもできるが、準静的環境との条件付きでもあり、モデル設定の妥当性に対する疑問もあり、根拠としては弱い、と感じるであろう。より確固たる根拠は 8.５節で述べる。

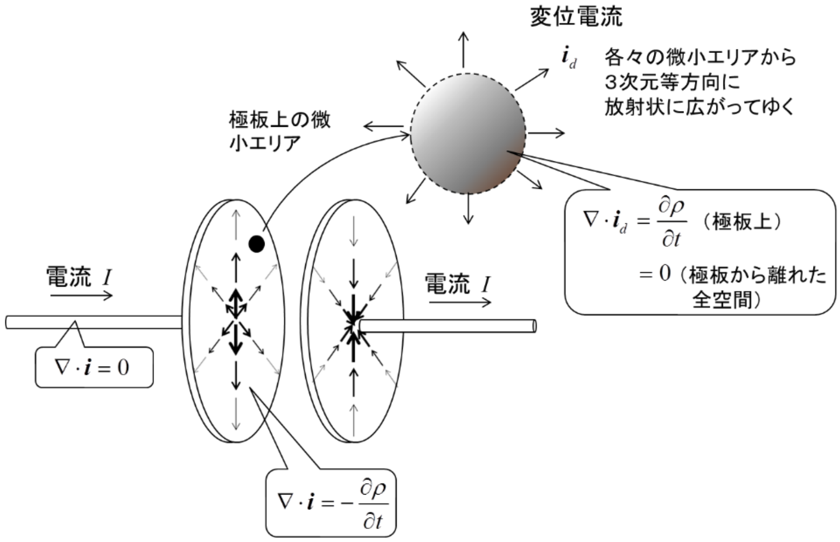

図 8.3　平板コンデンサ充電時の伝導電流と変位電流の関係

（変位電流は極板上の微小領域からは３次元等方向に広がって（対向する極板では収縮して）行くが、極板間隔が十分狭いときには極板間を一様に流れているように見える）

8. 4　ビオ・サバールの式の意味

前節では、準静的環境において、磁界の算定に、ビオ・サバールの式が力を発揮することを述べた。そこでは、切断のある回路においても、伝導電流のみで磁界を計算できることを示したが、なぜそれで良いかに不安が残るところがある。ここでは、ビオ・サバールの式そのものが、変位電流の効果も内包していると言う性質を、北野論文[8], [9]で見てゆきたい。

球座標の原点に置かれた微小線路$\Delta\boldsymbol{l}$ に電流（伝導電流）I が流れているとき、地点 $\boldsymbol{r}$ での磁界は次式で表される。

$$\Delta\boldsymbol{H} = \frac{I\Delta\boldsymbol{l}\times\boldsymbol{r}}{4\pi r^3} \tag{8.10}$$

この式は、電荷が電界を生むアナロジーを使って、ビオとサバールが編み出した経験式である。通常は、閉じた回路に対して、以下の積分式で用いられる。（この式を指してビオ・サバールの式と呼ぶことも多い）

$$\boldsymbol{H} = \frac{I}{4\pi}\oint_c \frac{d\boldsymbol{l}'\times(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')}{\left|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'\right|^3} \tag{8.11}$$

閉じた回路に対しては、マクスウェルの方程式によって上式が導かれることから、適用に問題はない。一方で、半直線上導線のように閉じていない回路に対しては、その適用が正しいということの理論的根拠が見えにくい。しかし、実際に適用してみると正しい結果を示すので、安易に用いられることも多い。

これに対して、北野論文[8],[9]では、上記開回路に対する経験式に対して、次のような理論的根拠を示している。

ビオ・サバールの式を、３次元空間内に分布する伝導電流密度 $\boldsymbol{i}_c$ を用いて、次のように表す。

$$\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}) = \int_{V'} \boldsymbol{i}_c(\boldsymbol{r}') \times \boldsymbol{G}\left(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'\right) dv' \qquad \boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}) \equiv \frac{\boldsymbol{r}}{4\pi\left|\boldsymbol{r}\right|^3} \tag{8.12}$$

ここで、dv'は位置 $\boldsymbol{r}'$における体積要素である。この磁界の回転を求めると、

$$\nabla \times \boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{i}_c(\boldsymbol{r}) - \int_{V'} \left\{\nabla' \cdot \boldsymbol{i}_c(\boldsymbol{r}')\right\} \boldsymbol{G}\left(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'\right) dv' \tag{8.13}$$

となり、右辺第２項（負符号も含めた）は準静的環境においては変位電流（$\partial \boldsymbol{D} / \partial t$）となる。

このことより、ビオ・サバールの式はその構造の中に伝導電流と一緒に変位電流の効果も内包されていると解釈することができる。電流素辺に対するビオ・サバールの式が表すイメージを図 8.4 に示す。一方の端に変位電流が３次元空間から一様に（＝球対称に）流れ込み、他方に球対称の流出が付加されていて、この構造自体で電荷保存則を満たしている。長い導線を表すときには、その線素をつなげてゆけばよいが、つなぎ目部分では変位電流が打ち消されて、連続導体線路になる。8.3 節で取り上げた半直線導線では、一方の端（z=-∞）は無限の彼方に霞んで見えないが、もう一方の端点（z=0）には変位電流の球状放射が生きている。

ビオ・サバールの式で導線部分の寄与を計算したのち、端点からの変位電流の効果も考えなければいけないかと悩むが、変位電流の効果はビオ・サバールの式に組み込まれているのだから、悩む必要はないということである。準静的な環境において、開回路（＝切断のある導線）の電流から生まれる磁界の導出には、ビオ・サバールの式で伝導電流だけを用いて計算すればよい、ということになる。

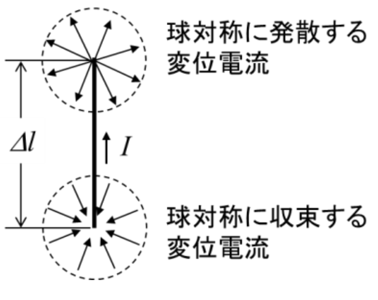

図 8.4　ビオ・サバールの式が内包する電流構造

8.5　マクスウェル方程式の一般解

①の立場（＝変位電流は磁界を作らない）の根拠を、マクスウェルの方程式からの帰結として簡略に示す。（この節の詳しい解説（式展開）は本書の 5.4 節参照）

電磁界を電磁ポテンシャルを用いて表す。電磁ポテンシャルには、スカラーポテンシャルϕとベクトルポテンシャル $\boldsymbol{A}$ がある。ベクトルポテンシャル $\boldsymbol{A}$ は磁界 $\boldsymbol{B}$ と $\boldsymbol{B}=\nabla\times\boldsymbol{A}$ で関係づけられる物理量である。マクスウェル方程式の電磁界（$\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{B}$）を電磁ポテンシャル（ϕ、$\boldsymbol{A}$）を用いて表すと次式になる。

$$\boldsymbol{E}=-\nabla\phi-\frac{\partial\boldsymbol{A}}{\partial t} \tag{8.14}$$

$$\boldsymbol{B}=\nabla\times\boldsymbol{A} \tag{8.15}$$

この式より、$\boldsymbol{E}$ と $\boldsymbol{B}$ を求めたければ、ϕと $\boldsymbol{A}$ を定めればよいということになる。しかし、(8.14), (8.15)式が時空間の連立微分方程式であり、偏微分によって消える定関数項に自由度があるため、$\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ の値を同じにするϕ, $\boldsymbol{A}$ の解は無数にある。そこで、最も扱いやすい解を選ぶ目的で、自由度を消す条件式を加える。このようにすることをゲージを定めるという。マクスウェル方程式では、ローレンツゲージと呼ばれるゲージが採用される。その条件式は次式である。

$$\nabla\cdot\boldsymbol{A}+\varepsilon\mu\frac{\partial\phi}{\partial t}=0 \tag{8.16}$$

ゲージの条件式は、都合の良い解を得ることが目的であるため、物理的な意味を持たせる必要はないのであるが、ローレンツゲージの条件式(8.16)を変形してゆくと電荷保存則の式(8.2)にたどり着く。ゆえに、物理的にも好条件な式になっている。ローレンツゲージで定めた電磁ポテンシャルは、電荷密度ρと伝導電流密度 $\boldsymbol{i}_c$ を用いて、次式で表される。

$$\Box\boldsymbol{A}=-\mu\boldsymbol{i}_c \qquad \left(\Box\equiv\nabla^2-\varepsilon\mu\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \tag{8.17}$$

$$\Box\phi=-\frac{\rho}{\varepsilon} \tag{8.18}$$

ここで、記号□はダランベール演算子（ダランベルシアン）と呼ばれる。この微分方程式をϕと $\boldsymbol{A}$ について解くと、次式を得る（例えば[12]の 10.6.3 項）。

$$\phi=\frac{1}{4\pi\varepsilon}\int_{\mathrm{V}}\frac{\rho(\boldsymbol{r}',t-|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/v)}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}dV' \quad \left(v\text{: 媒質中での電磁波の速度 } \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right) \tag{8.19}$$

$$\boldsymbol{A}=\frac{\mu}{4\pi}\int_{\mathrm{V}}\frac{\boldsymbol{i}_c(\boldsymbol{r}',t-|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/v)}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}dV' \tag{8.20}$$

これは、任意の媒質中に適用できる一般解である。磁界は$\boldsymbol{B}=\nabla\times\boldsymbol{A}$であり、その$\boldsymbol{A}$は伝導電流$\boldsymbol{i}_c$のみの関数になっていて、変位電流は現れていないので、「磁界は伝導電流によって作られる（＝変位電流は磁界を作らない）」という結論が導かれる。なお、表記は省略するが、$\boldsymbol{B}$を$\boldsymbol{i}_c$で書き下した式は、ビオ・サバールの式の一般形であり、ジェフィメンコ方程式と呼ばれる。磁界の源（ソース）は伝導電流だけということになり、①の立場の根拠になる。

8.6　「作る」ということの意味：因果関係と相互関係

立場①と②の違いは、「作る」という言葉に対する狭義と広義の違いと読める。物事には、原因と結果を関連づける因果関係と、動作の関係だけを見る相互関係がある。

まずは因果関係を見てゆきたい。「風が吹くと桶屋が儲かる」という言葉がある。これは、弱い因果関係を多重に積み上げているので、そうはならにという例かもしれないが、この一つ一つの積み上げがどれも正しいとしよう。桶屋が儲かる原因はと聞かれれば、「風が吹いたから」ということになる。原因を出発点に見る考え方で、①の立場に通じる。この言葉は「風が吹く→砂埃が立つ→・・・→猫がいなくなる→・→ネズミが桶を齧る→桶屋が儲かる」の流れがあるから、原因を結果に近いところに求めれば、「ネズミが桶を齧る」からとなる。原因の特定は複眼的であるべきという考え方である。電磁誘導によって電界が生まれる原因を、電荷とその動きに求めるのではなく、磁界の時間変化に求めるように、磁界が生まれる原因を電界の時間変動（＝変位電流）に求めてもよいわけで、答えは一つではない、というのが②の立場である。②も③も①が間違っていると言っているわけでなく、それに固執すれば、変位電流の働きの重要性を見落としてしまう、と言っているのである。

最後に、電界と磁界の関係（因果関係と相互関係）についてまとめておきたい。電磁波伝搬について、二つの見方をする。一つは図 8.5 に示すある地点（$\boldsymbol{r}$）、ある時間(t)における電界と磁界の関係である。等式で結ばれた関係から両辺の動作の因果関係を読み取ることは困難であるが、磁界の時間変化が空間に電界の渦を作り、電界の時間変化（＝変位電流）が空間に磁界の渦を作るというように、それぞれを因果関係と捉えてよいであろう。この因果が図のようにループをなし、電磁波の伝搬を生み出している、と解釈できる。変位電流も立派にその役割を担っている。もう一つは、図 8.6 に示すように、電磁波伝搬に対して、ベクトルポテンシャルの波動伝搬を上位に置き、電界はその時間微分、磁界は空間微分（回転）とする捉え方である。このようにみると、電界と磁界は独立に生成され、生まれるプロセスに因果関係はないという景色になる（ベクトルポテンシャルを親とすれば、電界と磁界は性格の異なる双子の兄弟）。その場合でも、もちろん、生まれた電界と磁界の間には、図 8.5 と同様の相互の関係はある。このようにいろいろの捉え方ができるので、①の立場に固執するのは、考えが狭いということになるのかもしれない。

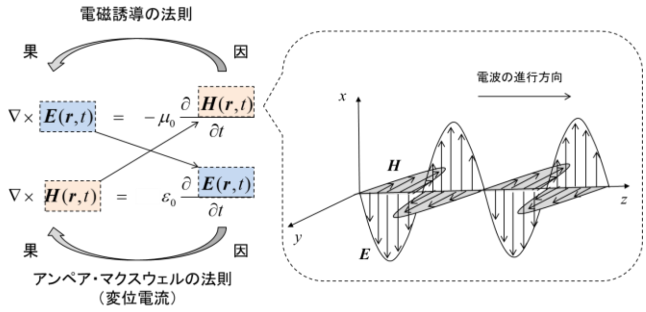

図 8.5　電磁波伝搬描像（１）：電界と磁界の因果関係の連鎖

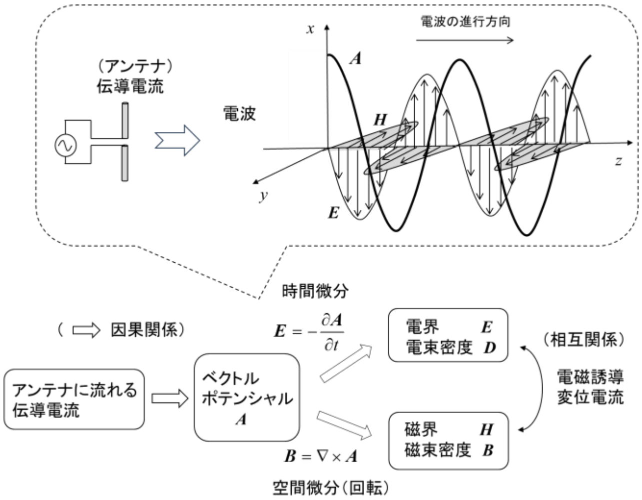

図 8.6　電磁波伝搬描像（２）：電界と磁界はベクトルポテンシャルから生まれた双子の兄弟

8.7　まとめ

冒頭で述べた①～③の立場を解説した。それらは以下のように整理できる。

１)「作る」を出発点にある発生源（ソース）と考えれば、磁界は伝導電流によって生み出されている。(変位電流は磁界の生成に寄与していない)（①の立場）

２）上記により、伝導電流の全情報（空間全体での電流密度分布）があれば、磁界は定められる（理論的には)。しかし、アンペア・マクスウェルの法則に基づく磁界の周回積分値を求める場合のように、伝導電流の一部の情報から磁界の情報を得たい場合には、変位電流情報も必要である。(伝導電流と変位電流が力を合わせて磁界を作る)。ただし、この場合、磁界は、伝導電流と変位電流の和である全電流によって決まるのであり、磁界を二つの成分由来に分離することはできない。(③の立場)

３)「作る」という言葉には、源を指すとともに、相互作用の相手をいう場合もある。例えば、電磁誘導を説明する場合でも、「磁界の時間変化が電界を生む」と説明するが、①の立場に立てば、磁界が伝導電流より生まれるのであるから、厳密な因果関係ではないということになり、わかりやすい説明を複雑にしてしまう。物理現象の仕組み（因果関係・相互関係）を理

解するためには、源（出発点）にまで帰らなくても、近接的な相互作用で説明する方が良い場合もある。「作る」を広義の意味で用いればよい。(②の立場)

４）上記は、特に電磁波の伝搬を説明するのに大事な考え方になる。空間を伝搬する電磁波の電界と磁界を、その都度、源である導体（＝アンテナ）に流れる電流分布に結び付けて記述するよりも、「電波は、電界の時間変化（＝変位電流）が磁界を生み、磁界の時間変化が電界を生み（＝電磁誘導）、その相互作用の連鎖によって伝搬する」と近接作用で説明する方が、電磁気学教育上相応しい。(②、③の立場)。①の立場に固執すると、電磁現象に大事な働きをする変位電流の価値が損なわれてしまう。

変位電流は準静的環境での電磁現象と動的環境である電磁波伝搬とでは異なる顔を見せている。準静的環境では、いろいろ解釈はあるが、伝導電流の全情報があるならば、磁界はビオ・サバールの式で求めることができ、変位電流を別に考慮する必要はない（考慮しても問題ないが、結果として消えてしまう)。磁界の周回積分値のように、伝導電流の一部の情報しか使わない場合には、変位電流も加えて、全電流として扱うことが必要である。一方、電磁波の伝搬については、原因を求めて送信アンテナの電流分布に立ち返るよりも、その場に存在する変位電流に着目すればよい。

立場①〜③はそれぞれに真実をついており、視点（＝物事の捉え方）の違いということである。そのことを知ったうえで、もう一度、副題の問いを見つめ直すと、電磁気学への理解が一層深まるであろう。

参考文献

[1] 太田浩一, *電磁気学の基礎 I*, 東京大学出版会, 2012. （変位電流の話題は 11.5 節に）
[2] 菅野礼司,“変位電流と磁場の関係について,” 物理教育, vol. 60, no. 1, pp. 32-37, 2012.
[3] 鈴木亨,“マクスウェル=アンペールの法則と変位電流,” 物理教育, vol. 60, no. 1, pp. 38-43, 2012.
[4] 兵頭俊夫,“変位電流は“磁場”を作るか,” 物理教育, vol. 60, no. 1, pp. 44-51, 2012.
[5] 高橋憲明,“電磁気学再考－変位電流を中心に,” 大阪市立科学館研究報告, vol 23, pp. 1-6, 2013.
[6] 中村哲, 須藤彰三,“変位電流は磁場を作るのか,” 物理教育, vol. 60, no. 4, pp. 268-273, 2012.
[7] 斎藤吉彦,“半直線電流による電磁波の厳密解,” 物理教育, vol. 62, no. 3, pp. 155-162, 2014.
[8] 北野正雄,“変位電流をめぐる混乱について,” 大学の物理教育, vol. 27, no. 1, 2021.
http://kir018304.kir.jp/nc/htdocs/?action=common_download_main&upload_id=197
[9] 北野正雄, “ビオ・サバールの式と変位電流－ヘルムホルツ分解の視点から,” 大学の物理教育, vol. 27, no, 2, 2021.
[10] 兵頭俊夫, “Maxwell 方程式の変位電流密度とコンデンサーの極番間の磁場および電磁波,” 大学の物理教育, vol. 29, pp. 87-90, 2023.
[11] E. M. Purcell （飯田修一監訳）, *電磁気（下）*, バークレー物理学コース２, 丸善, 1971. （変位電流は§7.11, 7.12）
[12] 宇野亨, 白井宏, *電磁気学*, コロナ社, 2010.

目次のページへ戻る