Maxwell's Concept of Charge and Current
マクスウェルの考えた電荷と電流

Masayoshi Kiguchi
RIST
and
Yasushi Kondo
Department of Physics
Kinki University
3-4-1 Kowakae, Higashi-Osaka, Osaka, Japan

(Received January 17, 2011)

Abstract

The purpose of general education of physics should be to let students to learn how to conduct experiments and how to think logicaly on experimental facts. For this purpose, it is essential to construct a logic based on experiments which is able to be carried out by students. This requirement, however, is not consistent with the current education in Japan in which students are forced to remember a wide range of achievments of modern physics without logics. In order to reconsider general education of physics, we analyze Maxwell's concept of electrical charge and current in which he construct logics based on experiments. Maxwell's experiments are, in principle, possible to be carried by students.

一般物理教育の目的は、学生に実験法とその実験に基づいた操作的な論理を学ばせることにあるはずである。このためには、学生が学ぶ論理は学生自ら行うことが可能な実験に基づいて構成される必要がある。しかしながら、これは最新の物理学の幅広い成果を覚えることを主に要請している今日の日本の物理教育とは相容れないものである。一般物理教育の原点に戻るために、我々は学生にも実施可能な実験に基づいて論理構成されたマクスウェルによる電荷と電流の概念の分析を試みた。

key words: Physics Education, General Education, Electromagnetism.

1 序論

理系の学生が物理学を学ばなければならないのは、

> 実験法と実験に基づく操作的な論理を
> 学ぶことができる

からであろう。ここで言う操作的な論理とは、検証を行い、論理を進めていくことである。一般に、ある学問分野をそれを専門としない人が学ぶ意味は、その学問分野が「なぜ問題を解決する力を持っているか」を知ることにある。物理学の場合は「実験とそれに基づく操作的な論理」が、物理学を物理学たらしめている。

物理を勉強するとき、実験を行わないのは論外である。しかし、始めから用意された「必ず成功する」実験を行うだけでは、実験とそれに基づく操作的な論理を学ぶことはできない。本来ならば、実験を計画するところから始めなければならない。通常は最初の試みは失敗するが、その失敗した実験を分析して実験を改良して、再び実験を行って、また改良し、最終的にゴールに到達するというサイクルを経験しないといけない。一方、数学を学ぶだけでは、論理は学べるかも分からないが、「実験に基づいた論理」を学ぶことにはならない。しかし、高校の物理の教科書は近代の物理の進展を示したいがために、断片的な知識のカタログを示

すだけになってしまっている。そのため、個々の知識の有機的な関連性があることに気づいている大学生は皆無と言って良い。このような高校の物理学教育の問題点は、大学で電磁気学を学ぶときに大きな問題になってくる。

現代の物理学は原子のレベルで始めて明確に現れてくる物理原理を論理の出発点にしている。相対性原理然り[1]、量子力学然り[2]である。そのうえで、確率統計の議論を使ってマクロな世界の現象を説明している。これは物理学を専門とする人間にとっては正しいアプローチであろうが、理系の学生が物理学を効率的に学ぶ上でのアプローチとは言い難い。

学生にとって、ミクロな世界は直接に扱うことができない世界である。学生は粒子加速器を持っている訳ではないし、電子を 1 個だけ扱うこともできない。そのような実感を持てない世界で、操作的な論理を展開することは不可能である。論理のない断片的な知識が、実用上必要な場合も多い。しかしながら、基礎的な考え方を身に付ける以前に、知識だけを教えることはあまりにも問題が多い。物理学そのものへの興味さえ失いかねない。

マクロの世界とミクロな世界の結び付きが物理学で初めて問題になったのはマクスウェルの電磁気学である。マクスウェルの作った電磁気学はマクロな世界の実験に基づいた理論である。それらの実験は、今日の複雑でそれぞれが何を行っているか一見したところ分からない装置を用いた実験とは異なり、実験装置の絵を見れば、多少の説明も必要かもわからないが、どのような実験を行っているのか、理解可能なものである。マクスウェルの理論は、マクロな理論でありながら、当時の論理実証主義に囚われることなく、分子運動論に見るように、ミクロな世界を否定せず、結果として、ミクロの世界を開いていった。

以上のことより、理系の学生が物理学のエッセンスを効率的に学ぶ方法を考えるためには、マクスウェルが何を考え、どう理論を作っていったかを検討する必要があると考え、その「Treatise」[?]の翻訳を進めている。本稿では、特に今日の物理学では「電子」を用いてミクロな立場から概念構成を行っている「電荷と電流」をマクスウェルがマクロな立場からどのように捉えていたかを論じ、「Treatise」の翻訳の経過報告とする。

2　マクスウェルの電荷

現在では、電子や陽子という素電荷を担う粒子があり、素電荷が電場 $\vec{E}$ を作ると考えている。電子を構造のない素粒子と考え、電子の古典半径 $e^2/m_ec^2 = 2.82\times10^{-15}\,\mathrm{m}$ より小さいスケールは古典電磁気学の適用範囲外に置いている。この数値は電子のコンプトン波長 $h/m_ec = 2.42\times10^{-12}\,\mathrm{m}$ よりはるかに小さいので、実際上、この制限が問題になることは全くないが、論理的には自己完結していない。古典電磁気学は電子の発見によって適用可能範囲が明確になった一つの現象論と考えられる。

しかし、マクスウェルの時代、電子は見つかっていなかった。それではマクスウェルは電荷をどのように考えていたのであろうか。それを端的に示すのが Treatise の第 1 巻、111 節である。まずこの節の我々の翻訳を紹介しよう。

> 111.] 私は[3]、まだ誘電体中の応力[4]を力学的考察によって説明できていない。それゆえ、ここでは理論を離れ、たんに誘電体中の誘導現象にどのような要素があるかを述べるに留める。
>
> I. 電気変位[5]
>
> 誘導[6]が誘電体中を伝わるとき、まず最初に誘導の方向に電気変位がある。たとえば、内側の膜が正に帯電され、外側の膜が負に帯電しているライデン瓶ではガラス物質中での正の電気の変位の方向は中から外へ向いている。この電気変位の増加は、正の電気の中から外への流れに等価であり、電気変位の減少は反対方向の流れに等価である。
>
> 誘電体中のある面を通る電気変位の全量は既に考察した (75 節) 議論によってその面をとおる誘導と $K/4\pi$ の積として測定される。ここで K は誘電体の比誘電率である。
>
> II. 誘電体粒子の表面電荷
>
> 誘電体の中に、ある部分を仮想的に考えよう。ここで、その部分の大小は問題ではない。その表面で内向きを正と

[1]短寿命素粒子が高速で動いている時に、寿命が長くなっているように観察できる。
[2]不確定性原理が顕わになるのはミクロな世界である。
[3]もちろん、マクスウェルのこと。
[4]stresses
[5]electric displacement
[6]induction

して全電気変位を積分するとその内部に存在する電荷になると仮定しないといけない。

内側の膜が正に帯電しているライデン瓶の場合、ガラスの任意の部分はその内側を正に帯電させ外側を負に帯電させているであろう。もしこの部分が完全にガラスの内部にあるなら、その表面電荷はそれと接触している別の部分の反対電荷によって中性化されるだろう。しかしながら、もしそれが伝導物体と接触しているなら、伝導物体は誘導状態を維持できないので、表面電荷は中性化されず、導体の電荷と一般に呼ばれる見かけの電荷を構成するであろう。

それゆえ、導体とそれを取り囲む誘電体の境界面での電荷は、古い理論では導体の電荷と呼ばれていたが、誘導の理論ではまわりの誘電体の表面電荷と呼ばなければならない。

この論理に従うと、すべての電荷は誘電体の分極の差引の効果と考えることができる。分極は物質の内部全体で存在するが、ある部分の電荷はその隣の部分の反対の電荷によって中性化されており、電荷の効果が明白になるのは誘電体の表面のみである。

この論理は閉じた面をとおる全誘導は面内の全電荷量かける 4π に等しいという 77 節の定理を完全に説明することができる。私たちが面を通した誘導と呼んだものはたんに電気変位と 4π の積にすぎず、外向きの全変位は必然的に面内の全電荷に等しいからである。

また、この論理は「絶対電荷」を物質に伝えることができないことも説明している。なぜなら誘電体のどの粒子もその反対側におなじ大きさで反対の電荷を持つからである。そして、誘電体の粒子の両端に現れる大きさが同じで反対の電荷はそれぞれ別の現象の現れではなくて、電気分極と言う一つの現象の現れである。

誘電媒質は、このように分極したとき、電気エネルギーを担うものであり、媒質の単位体積あたりのエネルギーは数値的に単位面積上に電気張力[7]に等しく、両者の量は変位と合成起電力[8]の積の半分、すなわち、

$$p = \frac{1}{2}\mathfrak{D}\mathfrak{E} = \frac{1}{8\pi}K\mathfrak{E}^2 = \frac{2\pi}{K}\mathfrak{D}^2$$

である。ここで p は電気張力、$\mathfrak{D}$ は変位、$\mathfrak{E}$ は起電力の強さ、K は比誘電率である。

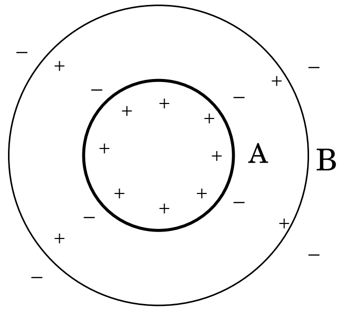
もし媒質が完全な絶縁体でないなら、私たちが電気分極と呼んだ言わば「緊張」した状態は連続的に消えていく、媒質は起電力に従い、電気応力が緩和され、緊張状態のポテンシャルエネルギーは熱に変換される。分極状態のこの減衰が生じる率は媒質の性質に依存する。ある種のガラスでは、分極がもとの値の半分に減るまで数日ないしは数年が経過する。銅では同様の変化は瞬時に起こる。

私たちは媒質は分極したあと、たんにそのままの状態で残ると考えてきた。一方、電流とは、伝導性のために分極が減衰するのを補うように分極が回復する現象である。言い換えると、電流を維持する外的な要因が分極を回復する仕事を行っている。この回復した分極は、また連続的に緩和して、熱に変化する。結局、電流を維持するために消費されたエネルギーは導体の温度を次第に増加させる。温度は導体から伝導や放射によって逃げる熱の量と電流によって発生する熱が同じになった時に一定になる。(以上、111 節)

現在の我々は導体が電荷を帯び、その電荷が電場 $\vec{E}$ を生成し、電場 $\vec{E}$ が誘電体中で電気変位 $\vec{D}$ を誘導すると考える。

面 A を境界とする導体球 が帯電しているとする。導体は誘電体に接触しているとすると、誘電体中に $\vec{D}$ が誘導され、誘電体の表面 A には小さな電荷が現れる。誘電体中を仮想的な面 B で区切ると、B の内側の誘電体には正電荷が、外側の誘電体には同量の負電荷が現れ、差引電荷は 0 となる。

[7] electric tension
[8] resultant electromotive force

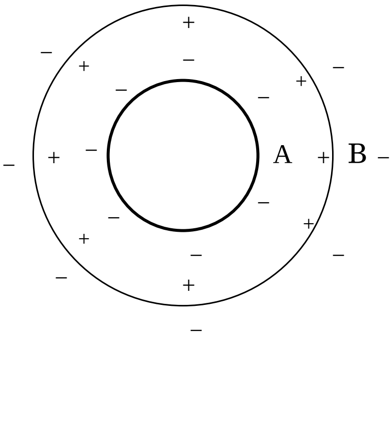


しかしマクスウェルはそう考えない。マクスウェルの出発点は、弾性体の歪と応力を考察のモデルとして、誘電率 ϵ, 電気伝導度 σ, 透磁率 μ の役わりを理解することであった。マクスウェルにとって、電気と磁気の差は電気には電気伝導度が σ が重要な役わりを果たすが、磁気には磁気伝導度などは存在しないことであった。

マクスウェルの考えでは、起電力 $\vec{E}$ が働いたとき、それにしたがって $\frac{1}{\epsilon}\delta\vec{r}$ の変位が生じる。これにしたがって、電気変位 $\frac{1}{\epsilon}\vec{D}$ が生じ、単位体積あたり、$\frac{1}{\epsilon}(\vec{D})^2$ のエネルギーが蓄えられる。電荷は $\vec{D}$ の空間的な変化を表す。この定義は、このあと紹介する 60 節冒頭に述べられているように、クーロン力の事実とも矛盾しない。

マクスウェルにとっては場が基本で、電荷は場が示す一つの性質である。起電力によって電気変位 $\vec{D}$ が作られ、それがエネルギーを担う。エネルギー密度は $\frac{1}{2}\vec{D}\cdot\vec{E}$ である。

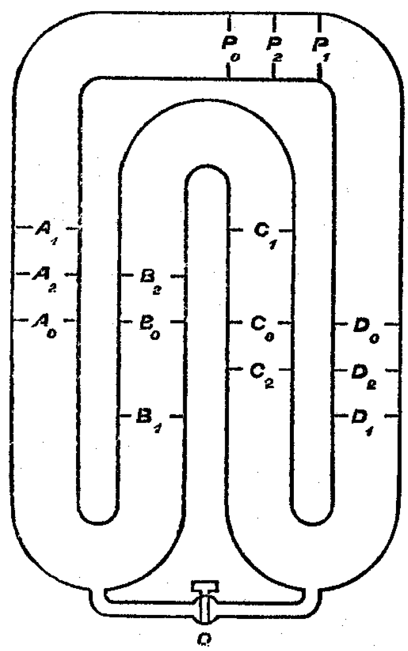
帯電した導体球の場合、マクスウェルは次のように考える。導体中には電気変位 $\vec{D}$ はないので、導体は電荷を帯びない。誘電体中の電気変位 $\vec{D}$ は球の中心から動径方向を向いているので、面 A で、誘電体には負電荷が現れる。面 A では電荷は打ち消し会わない。これが導体が帯びた電荷でありと考える。電荷の符号が逆になり、マクスウェル自身が符号の混乱を引き起こしている。Duhem[**?**] が指摘したように、この混乱はマクスウェル理論の数学化に大きな困難を生じさせたが、マクスウェルの考え方は生き続けた。



3 電荷の力学モデル

マクスウエルは流体のモデルを使って、変位、電荷、起電力を説明している。このモデルにしたがって、マクスウェルは理論を構成していった。それを見て行こう。

334.] 同じ断面積を持つ A,B,C,D および P の 5 本の管が図のように回路をつくるよう並べられている。A, B, C および D は鉛直で、P は水平である。A, B, C, D の下半分は水銀で満たされ、上半分と水平な管 P は水で満たされている。



コック Q を持つ管が A と B の下部を C と D の下部をつなぎ、ピストン P が水平な管の中でスライドするように作られている。

4 つの管のなかの水銀の高さは同じであり、その高さは A_0, B_0, C_0, D_0 を指し、ピストンはP_0 にあり、コック Q は閉じられているところから始めよう。

さてピストンが P_0 から P_1 へ距離 a だけ動かされたとしよう。このとき、管の断面積はすべて同じだから、A と C の水銀の高さは a だけ、つまり A_1 と C_1 まで上昇し、B と D の水銀は距離 aだけ、つまり B_1 と D_1 まで下降する。

ピストンの両側の圧力の差は $4a$ によって表されるであろう。

この配置は起電力 $4a$ が働く誘電体の状態を表すモデルとなろう。

管 D 中の増えた水は誘電体の片側にある正の電荷を表し、A の管中の増えた水銀は他の側の負の電荷を表すと考えることができる。ピストンの D 側の管 P 中の圧力の過剰は誘電体の正の側のポテンシャルが増えたことを表すであろう。

もしピストンが自由に動くなら、それは P_0 まで戻り、そこで平衡状態になる。これは誘電体の完全な放電を表す。

「放電」の間、管全体をとおして液体の逆運動が起こり、これは誘電体中で起こると考えられる電気変位の変化を表す。

私は管のシステムの各部分は非圧縮性の液体で満たされていると仮定したが、これはいかなる場所にも本当の電気の集積はないという、電気変位が持つ性質を表すためである。

さて、ピストン P が P_1 にある間に、コック Q を開けた効果を考察しよう。

A_1 と D_1 の高さは変わらないだろうが、B と C の高さは同じになり B_0 と C_0 に一致するだろう。

コック Q を開けることは、誘電体全体には電気伝導を起こさず、その一部のみが僅かな伝導性を示す誘電体の存在に対応する。

誘電体の反対側の電荷は絶縁されたままだが、そのポテンシャル差は減少している。

実際、ピストンの両側の圧力の差は流体が Q をとおる間に $4a$ から $2a$ へ減少している。

さて、コック Q を閉めピストン P を自由に動かすと、ピストンは P_2 で釣り合い、放電はあきらかに電荷の半分だけになるだろう。

A と B の水銀の高さは元の高さより $\frac{1}{2}a$ 高くなり、管 C と D の高さは元の高さの $\frac{1}{2}a$ 下になる。これは高さ A_2, B_2, C_2, D_2 で示されている。

さてピストンが固定され、コックが開けられたら。水銀は二つの管内の高さが再び B_0 と C_0 になるまで B から C へ流れるだろう。このとき、ピストン P の両側で圧力の差 $= a$ があるだろう。もしそのときコックが閉じられ、ピストン P が自由に動けるように残されたら、ピストンは P_2 と P_0 の中点 P_3 で再び平衡に達するであろう。これは帯電した誘電体がまず放電され、そのまま残されたとき観測される残りの電荷に対応する。それはしだいにその電荷の一部を回復し、もしもう一度放電されたなら、第三の電荷が形成され、つぎつぎと電荷はその量を減じていく。この例の実験の場合、それぞれの電荷はその前段の電荷の半分で、その放電量は $\frac{1}{2}, \frac{1}{4},$ などなど、であるが、それは総和が元の電荷に等しい数列をなす。

もし、コックを開け閉めする代わりに、実験全体で、完全ではないが、ほとんど閉じたままにしておくと、完全な絶縁体であるが電気吸収と呼ばれる現象を示すモデルになる。

誘電体をとおして真の伝導がある場合を表すためには、ピストンを漏れのあるものにするか、管 A の頭部と管 D の頭部の間を細い管でつなげばよい。

このようにして、様々な誘電体の性質を表すことができる力学的なモデルを構成できる。そのモデルでは、2 種類の電気は 2 つの実在の流体で表され、電気ポテンシャルは流体の圧力によって表されている。帯電と放電はピストン P の運動によって表され、起電力はピストンに働く合力によって表されている。(以上, 334 節)

ここで、特に注目すべきものは、放電の取り扱いであろう。電流はコックの開け閉めで生じているのである。

4　マクスウェルの電流

今日の理解では、電流は素電荷を担う粒子の運動である。しかし、マクスウェルの時代には電子は見つかっていなかった。

電流 $\vec{J}$ はアンペールの法則に

$$\mathrm{rot}\,\vec{H} = \vec{J}$$

にしたがって、磁場 $\vec{H}$ によって測られる。電流 $\vec{J}$ は

$$\operatorname{div}\vec{J}=0$$

を満たす。電荷は電気変位の性質だから、電流も電気変位から理解しなければならない。難しい点は導体中では電気変位はゼロであることである。

Treatise で電気変位の考え方を詳しくのべているのは 60 節である。

> 60.] 電気的な作用は離れた物体間の直接作用ではなく物体間の媒質をとおして働くとの仮説から、この媒質は応力の働いている状態にあることを導いた。我々はまた応力の特性を突き止め、それを固体物質中で生じうる応力と比較した。したがって、力線にそって張力があり、それに垂直に圧力があり、これらの力の数値的な大きさは等しく、それぞれその点での合成強度の平方に比例する。これらの結果によって、さらに議論を進める準備が整った。誘電媒質の電気分極の性質のアイデアに形を与えよう。
>
> 物体の素片はそれが両側で同じ大きさで反対の性質を得たとき、分極したと言うことができる。内部分極は永久磁石の例で詳しく研究されている。それは磁気を扱うとき、より詳しく説明しよう。
>
> 誘電体の素片の電気分極は媒体が起電力の作用のもとに置かれた、いわば「緊張した」状態であり、力が除かれたとき、それは消滅する。我々はそれを起電力の強さによって生成された電気的な変位と呼ぶものに矛盾しないと考えることができる。起電力が伝導媒質に働いたとき、起電力は媒質を通る電流を生じさせるが、もしその媒質が非導体や誘電体なら電流は媒質を通して流れ続けることはできず、電気は媒質の中で起電力の方向に変位され、この変位の広がりは電気力の大きさに依存し、したがって、もし起電力の強さが増加減少すれば電気変位も同じ割合いで増加減少する。
>
> 変位の量は単位面積を横切る電気の量で測られるが、変位はゼロから実際の量まで増加する。それゆえ、これは電気分極の測度である。
>
> 電気変位を作る起電力強度の作用と弾性体の変位をつくる通常の力学的な力の間の類似性は明らかなので起電力とそれに対応する電気変位の比を媒質の電気弾性係数と呼ぶことにした。この係数は異なる媒質では異なり、それぞれの媒質の比誘電率の逆数として変化する。
>
> 電気変位の変動はあきらかに電流を構成する。しかし、これらの電流は変位が変動する間だけ存在し、したがって、絶縁破壊を起こさないかぎり、ある値を越えることはできないので、導体を通る電流のように同じ方向に無限に続くことはできない。
>
> 電気石や他の焦電結晶では、温度に依存した外部起電力を必要としない電気分極状態が存在する。もし物体の内部が永久的な電気分極の状態にあったらなら、外部は物体外部のすべての点に対して内部分極の作用を中性化するように次第に帯電するであろう。そのため、内部の分極を検出することは通常できないし、通常の除電方法によって取り除くことはできない。従って、温度を変化させるなどの何らかの方法によって、内部分極の総量が変化しなければ、内部分極を検出することはできない。温度が変化したならば、外部からの帯電は内部分極の効果を打ち消すことができず、電気石のように見かけの帯電が観測されるであろう。
>
> もし電荷 e が球の表面全体に一様に分布していたなら、球のまわりの媒質の任意の点の合成強度は e を球の中心からの距離の平方で割ったものに比例する。我々の理論によれば、この合成強度には球から外方向の電気変位が伴う。
>
> もしここで半径 r の同心球面を描くと、この表面からの全変位 E は合成強度かける球の表面積に比例するであろう。しかし合成強度は電荷 e に比例し、そして球の表面積に反比例するが、表面積は半径の平方に比例する。
>
> したがって、全変位 、E、 は電荷 e に比例し、半径に独立である。
>
> 電荷 e と球面の任意の一つを通る外向きに変位された電気量 E の比を決める

ために、変位が E から $E+\delta E$ に増加したとき、二つの同心球面の間の領域の媒質になされた仕事を考えよう。V_1 と V_2 を、それぞれ、これらの面の内および外のポテンシャルを表すなら、付加的な変位を生成する電気力は V_1-V_2 であり、したがて変位を補うために消費された仕事は $(V_1-V_2)\delta E$ である。

もし内部面を帯電した球のそれと一致させ、外の半径を無限遠にするなら、V_1 は球のポテンシャル V になり、V_2 はゼロになり、したがってまわりの媒質になされた全仕事は $V\delta E$ である。

しかし、通常の理論では、電荷を補うときなされた仕事は $V\delta e$ であり、もしこれが変位を補うとき消費されたなら、$\delta E=\delta e$ であり、E と e は同時にゼロになるから $E=e$, 言い替えると —— 球と同心な任意の球面を外向きに通る変位は球上の電荷に等しい。

電気変位についての我々の考えかたを確固としたものにするために、誘電体の層 C で分離された二つの導体板 A, B からなる蓄電器を考えよう。W を A, B を結ぶ導線とし、起電力の作用によって量 Q の正の電気が B から A へ導線によって輸送されたとしよう。A の正の帯電と B の負の帯電は誘電層に A から B へ働くある起電力を生成する。この変位の総量は、それを二つの層に分割する誘電体の仮想的な断面を横切らされる電気の量によって測るなら、我々の理論に従うと、正確に Q であろう。75,76,111 節参照。

したがって、電気量 Q は B から A へ電気力によって導線にそって輸送されているのと同時に、導線の各断面を横切るように、同じ量の電気が Aがら B へ電気変位のために誘電体の各断面を横切ると思われる。

蓄電器の放電中の電気の変位はこの逆であろう。導線の中では放電は A から B へ Q であり、誘電体中では変位は徐々になくなり、電気量 Q が B から A への各断面を横切るであろう。

充電放電のどの場合も、それゆえ、閉じた回路中での運動と考えることができ、したがって回路の各断面で同じ量の電気が同じ時間に横切り、それは常にそれが分かるボルタ電池回路のみならず、電気がある場所に貯められると一般に考えられてきた場合にも成り立っている。(以上 60 節)

以下、この節の解説を行う。

この節は、まず、クーロンの法則にしたがう力が連続的な媒質の応力として考えてもよいことから始まっている。

その上で、起電力が働くと、変位が生じ、変位の量は電荷と結び付いていることを述べている。

アンペール則によって磁場のある所、電流の流れる回路がある。回路中での電荷の保存は

$$\mathrm{div}\,\vec{I}+\frac{\partial\rho}{\partial t}=0$$

で表される。電荷密度 ρ は

$$\mathrm{div}\,\vec{D}=\rho$$

で与えられるから

$$\mathrm{div}\,(\vec{I}+\frac{\partial\vec{D}}{\partial t})=0.$$

である。したがってアンペール則は

$$\mathrm{rot}\,\vec{H}=\vec{I}+\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$$

となる。

ここでは電荷の保存則を連続の式として与えている。電荷の保存則は何かから導くものではなく、事実として成り立つと考えている。

ここまでは Treatise をそのまま読めば、読み取ることができる。しかしマクスウェルの電流の考え方については、歴史的に、いろいろな混乱があった。たとえば、Duhem(1902)[**?**] や O'Rahilly(1965)[**?**] を参照せよ。ここでは現在の標準的な解釈と思われる Buchwald(1985)[**?**] を参考にする。

「電気変位の変動はあきらかに電流を構成する」以下の段落では、マクスウェルは電気変位 $\vec{D}$ と変位を区別している。

変位は、当時のエーテルの考え方にしたがって、マクスウェルが頭のなかだけで考えたもので、記号が与えられていない。それを $\delta\vec{r}$ と書こう。マクスウェルはエーテルは各点が弾性体となっており、各点でフックの法則

$$\vec{E}=\frac{1}{\epsilon}\delta\vec{r}$$

が成立すると考える。$\frac{1}{\epsilon}$ は弾性定数である。弾性定数が連続ならば、この変位は空間中で連続的に

変化する。当然、導体も有限の ϵ を持つので、導体中にも変位は存在する。

弾性体とのアナロジーはここまでである。弾性体の場合、変位 $\delta\vec{r}$ から、歪のテンソルを作り、歪のテンソルからエネルギー密度を導く。しかし、マクスウェルは、その弾性体の力学的なモデルには立ち入らない。使うのはエネルギー密度が変位の 2 次式であることのみである。

起電力が働いている間は、それとつり合う変位が存在し続ける。変位 $\vec{r}$ と電気変位 $\vec{D}$ が同じものと考えると、エネルギー密度 $\frac{1}{\epsilon}(\vec{D})^2$ の減少が説明がつかない。ここからマクスウェルが変位 $\vec{r}$ と電気変位 $\vec{D}$ を区別していることが読み取れる。

導体と誘電体の違いは電気伝導度 σ が違う点にある。電流を理解するためには $\vec{I}$ と $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ の違いがどこにあるかを、電気伝導度 σ から理解することである。電気伝導度の次元が、長さ、時間、質量を基本単位とする単位系で、時間の逆数であることに注意しておこう。

電気伝導度の時間スケールと較べて、非常に短い時間スケールを考えると、強い起電力をかけると、物質は誘電率に応じた変位 $\delta\vec{r}$ を起こし、物質中に体積あたりエネルギー $\frac{1}{2\epsilon}(\delta\vec{r})^2$ のエネルギーを蓄える。この時間スケールでは

$$\vec{D} = \vec{r}$$

である。電気伝導度の時間スケールで変位 $\delta\vec{r}$ は緩和される。人間のスケールでは電気伝導度の時間スケールは極めて短い。人間のスケールでは変位の誘導と緩和が何度も繰り返されている。この長時間の平均が伝導電流 $\vec{I}$ である。この長時間平均はオームの法則

$$\vec{I} = \sigma\vec{E}$$

で表される。誘電体中では電気伝導による変位の緩和は人間の時間スケールではおこらない。$\vec{D} = \delta\vec{r}$ の時間変化が磁場 $\vec{H}$ を生じさせる。

変位 $\delta\vec{r}$ と電気変位 $\vec{D}$ を区別したのは、電気伝導度 σ の役割を理解するためである。起電力 $\vec{E}$ が働いているかぎりそれに伴う変位がある。しかし、電気伝導度によって、エネルギー密度 $\frac{1}{\epsilon}(\vec{D})^2$ は散逸する。導体での散逸の速度は人間が観測できる時間スケールよりはるかに短いが、誘電体の散逸速度ははるかに長い。この違いにより、伝導電流と変位電流を区別できる。こうして定義した伝導電流は電荷の保存則と矛盾しない。$-$ 電荷や $+$ 電荷を担う粒子数の保存を説明できないだけである。

現在の古典電磁気学は電子の存在をその基礎に置いている。しかし、電子の存在を仮定しないなら、電荷や電流をどう考えればいいのだろうか。この問題に立ち向かっているのがマクスウェルの Treatise である。マクスウェルはミクロな世界での法則がマクロな性質を決めている事は知っていた。その上で、マクロな世界の知識だけで何が言えるかを追求したのである。

5　まとめ

物理学の学習の目的は実験に基づく論理の進め方を学ぶ事である。したがって、そこで定義される概念は実験的な操作に対応したものでなければならない。物理学を専攻としない学生に必要なものは人間のスケールでなりたつマクロな物理法則である。しかし、現代の物理学はミクロな世界でなりたつ法則をその理論構成の出発点にしている。一般教育の物理学の目的から考えると、知識だけでしか与えられない事実を論理の基礎とすることには疑問がある。

物理法則には各レベルで成り立つ法則がある。ミクロな世界の物理法則は分からなくとも、マクロの世界で成り立つ熱力学にはマクロな世界で閉じた確固とした法則がある。そこに現れる概念は、ミクロな知識に頼らず、そのレベルでの操作可能性が明確である。ミクロな世界とマクロな世界を貫く物理法則を追求する前に、マクロな世界で成り立つ法則を理解する必要があるであろう。

References

[1] Maxwell J. C., 1891, “A Treatise on Electricity and Magnetism”, unabridged third eddition, reprinted by Dover in 1954.

[2] Duhem, P., 1902, “Les théories électriques de J. Clerk Maxwell: Etude historique et critique”, Paris, A. Hermann.

[3] O’Rahilly A., 1965, “Electromagnetic theory”, New York, Dover.

[4] Buchwald D. Z., 1985, “From Maxwell to Microphysics”, The University of Chicago Press. ISBN 0-226-07882-5.