

§ 30.11 磁気回路

われわれは § 30.7 で、磁力線は連続で、閉じたループをなすことを学んだ。このような磁力線の束である磁束の通路（閉じたループ）を磁気回路と呼ぶ。具体例として、図 30.62 に示すような断面積 A 、半径 r 、透磁率 μ_m の鉄心に、導線が N 回巻かれたトロイドコイルに電流 I を流す場合を考えてみよう。トロイドコイル内部に点 O を中心とする半径 r の円周を考え、これを線積分経路としてアンペールの法則を適用すると、

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = Bl = \mu_m NI \quad (30.40)$$

となる。ここで、 $l=2\pi r$ は磁束の通路（磁路）の長さである。一方、トロイドコイルを通過する全磁束はどの断面で考えても一定であり、

$$\Phi_m = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = BA \quad (30.41)$$

となる。したがって式(30.41)より $B = \Phi_m/A$ を式(30.40)に代入すると、

$$\begin{aligned} \Phi_m \frac{l}{A} &= \mu_m NI \\ \Phi_m \frac{l}{\mu_m A} &= NI \end{aligned} \quad (30.42)$$

となる。ここで、

$$V_m = NI \quad (30.43)$$

$$R_m = \frac{l}{\mu_m A} \quad (30.44)$$

とおけば、式(30.42)は、

$$V_m = R_m \Phi_m \quad (30.45)$$

となる。式(30.45)の磁束 Φ_m を電流 I に対応させれば、電気回路のオームの法則と類似な関係が得られる。式(30.45)を磁気回路に対するオームの法則という。この意味で V_m を起磁力、 R_m を磁気抵抗またはリラクタンスと呼ぶ。起磁力 V_m は磁束 Φ_m を生じさせる能力を示し、単位は[A]（アンペア）となる。磁気抵抗 R_m は磁路の長さ l や断面積 A そして鉄心の透磁率 μ_m に関する量であり、単位は[A/Wb]で表される。 R_m の逆数をパーミアンスともいう。

微小な空隙をもつ円環状の強磁性体（磁心）にコイルを巻き、磁気回路を構成すれば、空隙内に強い磁場を発生させることができる。電磁石はこのような原理で磁場を発生させる装置であり、

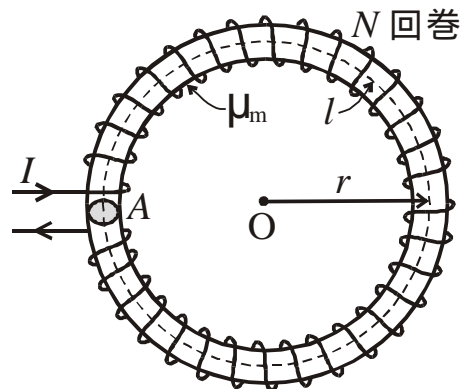


図 30.62

磁心には透磁率 μ_m の大きな鉄心が用いられる．磁気回路に対するオームの法則により，電磁石に発生する磁場を計算することができる．図 30.63(a)のように，透磁率 μ_m の鉄心を用いた断面積 A の環状トロイドの一部が切れ，長さ δ の狭い空隙があいているとする．空隙部分から外部への磁束の漏れは無視できると仮定し，空隙内の磁場の強さ H' を計算しよう．いま，図 30.63(a)のように点 O を中心とする半径 r の円周を考えれば，鉄心部分と空隙部分で，円周に沿う磁路の長さはそれぞれ $l=2\pi r-\delta$ ， $l'=\delta$ となる．したがって，鉄心部分の磁気抵抗 R_m と空隙部分の磁気抵抗 R'_m はそれぞれ，

$$R_m = \frac{l}{\mu_m A} \quad (30.46)$$

$$R'_m = \frac{l'}{\mu_0 A} \quad (30.47)$$

となる．この磁気回路に対する等価回路（図 30.63(b)）より，

$$V_m = NI = (R_m + R'_m)\Phi_m = \left(\frac{l}{\mu_m A} + \frac{l'}{\mu_0 A} \right) \Phi_m \quad (30.48)$$

であるので，磁気回路内を通過する磁束 Φ_m は，

$$\Phi_m = \frac{NI}{\left(\frac{l}{\mu_m A} + \frac{l'}{\mu_0 A} \right)} = \frac{\mu_0 \mu_m ANI}{\mu_0 (2\pi r - \delta) + \mu_m \delta} \quad (30.49)$$

となる．したがって，空隙内においては $B = \mu_0 H'$ ，また $B = \Phi_m / A$ より，

$$H' = \frac{B}{\mu_0} = \frac{\Phi_m}{\mu_0 A} = \frac{\mu_m NI}{\mu_0 (2\pi r - \delta) + \mu_m \delta} \quad (30.50)$$

となる． $\mu_m \gg \mu_0$ の場合には

$$H' = \frac{NI}{\delta} \quad (30.51)$$

と近似され，磁場の強さ H' は電流 I に比例して上昇することが予想される．しかしながら，実際には磁場の強さが大きくなると透磁率 μ_m が低下するため，発生する磁場の強さ H' は飽和する．

上の例で，磁心の一箇所にコイルを集中的に巻いた場合でも，同じ結果が得られることに注意してほしい．これは，鉄の比透磁率 μ_m / μ_0 が 10^3 程度と非常に大きいため，磁心の磁気抵抗が空気に比べて極めて小さくなり，全磁束が外部に漏れることなく磁心を貫くからである．

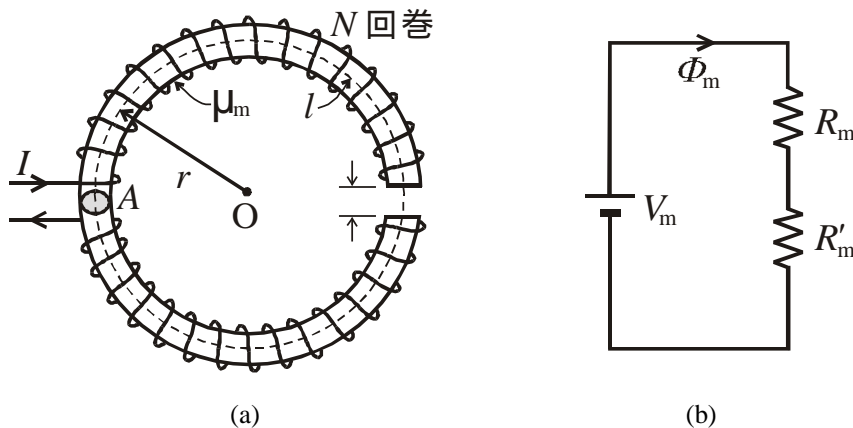


図 30.63

例題 30.12 鉄心電磁石の空隙部における磁場の強さ

図 30.64(a)のように、断面積 A の左右対称な形をした鉄心 (透磁率 μ_m) の左右両脚にコイルをそれぞれ N 回巻き電流 I を流す。中央の脚にあけた長さ δ の空隙内に発生する磁場の強さ H' を求めよ。ただし、空隙部分から外部への磁束の漏れはないものとせよ。

解 電磁石の等価回路を図 30.64(b)に示す。この回路の中で、磁気抵抗 R_{m1} と R_{m2} は

$$R_{m1} = \frac{3l}{\mu_m A}, \quad R_{m2} = \frac{l-\delta}{\mu_m A} + \frac{\delta}{\mu_0 A}$$

であり、 $V_m = NI$ はひとつのコイルの起磁力である。磁気回路の対称性より、磁気抵抗 R_{m1} および R_{m2} を通過する磁束はそれぞれ Φ_m 、 $2\Phi_m$ であるので、左側ループ abed で方程式を求めると

$$V_m = R_{m1} \Phi_m + 2R_{m2} \Phi_m$$

であり、これより磁束 Φ_m は

$$\Phi_m = \frac{V_m}{R_{m1} + 2R_{m2}} = \frac{NI\mu_m\mu_0 A}{(5l-2\delta)\mu_0 + 2\delta\mu_m}$$

となる。したがって、空隙内部を通過する磁場 B は、

$$2\Phi_m = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = BA$$

であるので、

$$B = \frac{2\Phi_m}{A} = \frac{2NI\mu_m\mu_0}{(5l-2\delta)\mu_0 + 2\delta\mu_m}$$

となる。よって空隙内部に発生する磁場の強さ H' は、 $B = \mu_0 H'$ より

$$H' = \frac{B}{\mu_0} = \frac{2NI\mu_m}{(5l-2\delta)\mu_0 + 2\delta\mu_m}$$

となる。 $\mu_m \gg \mu_0$ であれば

$$H' = \frac{NI}{\delta}$$

となり、これは式(30.51)と一致する。

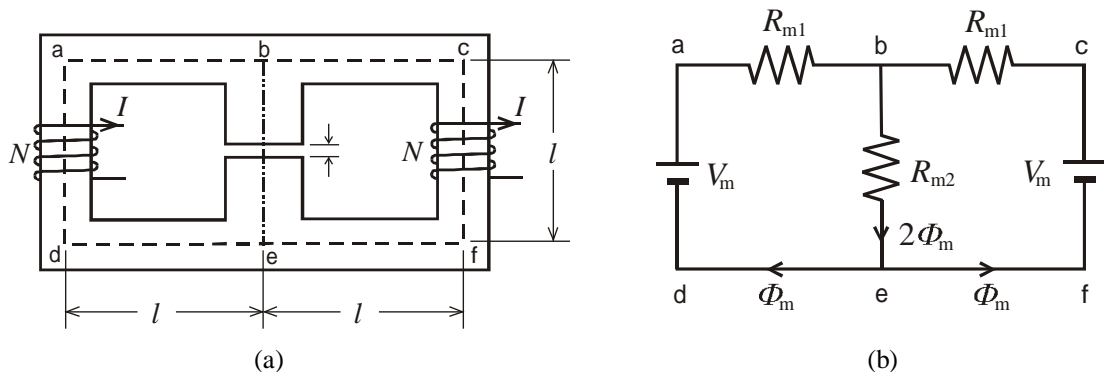


図 30.64