

関西大学工学部 正員 谷口敬一郎
 関西大学工学部 正員 井上啓司

1. 序言 発破における起爆法は有線方式で行なうのが普通であるが、河川底や潮流の激しい海底などにおいて発破を実施する場合には、脚線—導線—母線の保守に困難なことも多い。水中発破におけるこのような問題に対処するため、最近遠隔起爆法の一つとして電磁誘導現象を利用する方法が提案されており、実験的に成果が挙げられている。本報告においては、電磁誘導起爆法に関する理論的考察を述べ、実用上の諸問題についての検討結果を述べようとするものである。

電磁誘導起爆法の概略は図-1に示されるように、ループアンテナ①に交流発電機②からの電流を流し、受信コイル③に誘起する起電力によってコンデンサ④を充電し、電流の切断と同時に作用する電氣的スイッチ⑤によって雷管⑥を起爆する。

2. 受信コイルの誘起電圧 通常の電気雷管を点火するに要する電流は0.4A以上と規定されているが、一般には安全のために2A以上を流している。雷管の電気抵抗は脚線を含めてほぼ1Ωであるから、100μFのコンデンサに充電される電圧が数V以上であれば十分である。実用に当っては、万一の不発を防ぐために受信コイルにおける誘起起電力が8V以上となるように設計される。起電力 ϵ は次式で与えられる。

$$\epsilon = 2\pi f \mu_0 n A H \quad (V), (M.K.S.) \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 f はループに流す電流の周波数、 n は受信コイルの巻数、 A はコイルの面積、 H はコイル面における磁界の強さ、 μ_0 はM.K.S.合理化単位系における真空中の透磁率で $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ (H/m)である。

使用周波数 f は目的外の誘導を避けるために500 Hz 前後の交流を用いる。コイルの面積 A はボア・ホルの径によって定まるもので、ループアンテナによって作られる磁界の強さ H が求まれば、所要の電圧が得られるようにコイルの巻数 n を多くすればよい。

3. ループアンテナの作る磁界 (1) 矩形ループ

Biot-Savart の法則によれば、図-2に示されるような電流 I の微小部分による点Pの磁界の強さ dH は、 $dH = (I \sin \theta / 4\pi r^2) ds$ で与えられる。この関係を図-3に示されるような辺の長さが $2a$ および $2b$ である矩形ループに適用して磁界を求めれば、次式のような結果を得る。

$$H_x = \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{z}{(a-x)^2+z^2} \left[\frac{b-y}{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2+z^2}} + \frac{b+y}{\sqrt{(a-x)^2+(b+y)^2+z^2}} \right] - \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{z}{(a+x)^2+z^2} \left[\frac{b-y}{\sqrt{(a+x)^2+(b-y)^2+z^2}} + \frac{b+y}{\sqrt{(a+x)^2+(b+y)^2+z^2}} \right] \dots\dots (2-a)$$

$$H_y = \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{z}{(b-y)^2+z^2} \left[\frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2+z^2}} + \frac{a+x}{\sqrt{(a-x)^2+(b+y)^2+z^2}} \right] - \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{z}{(b+y)^2+z^2} \left[\frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2+z^2}} + \frac{a+x}{\sqrt{(a+x)^2+(b+y)^2+z^2}} \right] \dots\dots (2-b)$$

$$H_z = \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{(a-x)(b-y)}{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2+z^2}} \left[\frac{1}{(a-x)^2+z^2} + \frac{1}{(b-y)^2+z^2} \right] + \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{(a+x)(b-y)}{\sqrt{(a+x)^2+(b-y)^2+z^2}} \left[\frac{1}{(a+x)^2+z^2} + \frac{1}{(b-y)^2+z^2} \right] \\ + \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{(a-x)(b+y)}{\sqrt{(a-x)^2+(b+y)^2+z^2}} \left[\frac{1}{(a-x)^2+z^2} + \frac{1}{(b+y)^2+z^2} \right] + \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{(a+x)(b+y)}{\sqrt{(a+x)^2+(b+y)^2+z^2}} \left[\frac{1}{(a+x)^2+z^2} + \frac{1}{(b+y)^2+z^2} \right] \dots\dots (2-c)$$

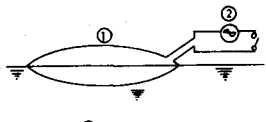


図-1 電磁起爆法の概略図

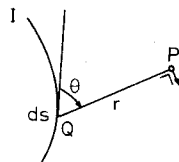


図-2 Biot-Savartの法則の原理図

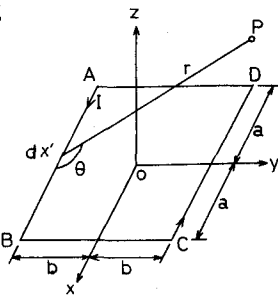


図-3 矩形ループ

矩形ループの中心軸上では、 $x=y=0$ であり、式(2)から明らかなように、 $H_x=H_y=0$ となり、垂直成分 H_z のみが残る。

$$H_z = \frac{I}{\pi} \frac{ab}{\sqrt{a^2+b^2+z^2}} \left(\frac{1}{a^2+z^2} + \frac{1}{b^2+z^2} \right) \quad \text{--- (3)}$$

さらに、ループ面上の中心では、 $x=y=z=0$ であり

$$H_z = \frac{I}{\pi} \frac{ab}{\sqrt{a^2+b^2}} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} \right) \quad \text{--- (4)}$$

となる。ループの形状正方形であれば、 $a=b$ で、その中心軸上における磁界の強さは式(3)から

$$H_z = 2a^2 I / \{ \pi \cdot \sqrt{2a^2+z^2} \cdot (a^2+z^2) \} \quad \text{--- (5)}$$

となり、ループの中心では、

$$H_0 = \sqrt{2} I / \pi a = 0.450 I/a \quad \text{--- (6)}$$

である。短辺 $2a$ で長辺 $2b=Na$ であるような矩形ループにおいて、その中心軸上における垂直磁界の強さを、種々の N について計算した結果が図-4に示されている。縦軸はループ面からの距離 z を a との比で、横軸は $N=1$ 、すなわち一辺が $2a$ の正方形ループの中心における磁界の強さ $H_0 = \sqrt{2} I / \pi a$ を基準として表わしている。図から明らかなように、ループ面においては正方形に比べて矩形の方が磁界の強さは弱い。また、 $z > a$ になると両者の差はほとんどなくなり、また $N=2 \sim \infty$ 間の差もごくわずかである。

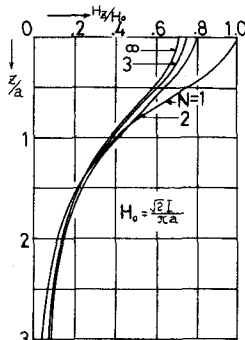


図-4 矩形ループの磁界の強さ

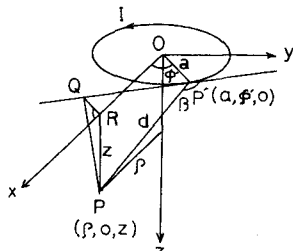


図-5 円形ループ

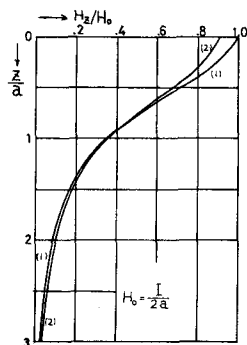


図-6 円形ループの磁界の強さ

(2) 円形ループ 図-5のような半径 a の円形ループに電流 I が流れているとき、任意の点 $P(\rho, \phi, z)$ における磁界は Biot-Savart の式を初等関数の範囲で積分することはできない。いま、楕円積分を用いて表わせば次式のように書かれる。

$$H_\rho = \frac{I}{2\pi} \frac{z}{\rho \sqrt{(a+\rho)^2+z^2}} \left\{ \frac{a^2+\rho^2+z^2}{(a-\rho)^2+z^2} E(k) - K(k) \right\} \quad \text{--- (7-a)}$$

$$H_z = \frac{I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(a+\rho)^2+z^2}} \left\{ \frac{a^2-\rho^2-z^2}{(a-\rho)^2+z^2} E(k) + K(k) \right\} \quad \text{--- (7-b)}$$

ただし、 K 、 E はそれぞれ第1種および第2種の完全楕円積分であって、つぎのような関数である。

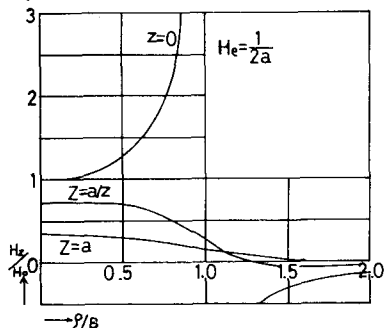


図-7 円形ループの垂直磁界

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta}}, \quad E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad \text{折 } \theta = (\pi - \phi')/2$$

$$k^2 = 4a\rho / \{ (a+\rho)^2 + z^2 \} \quad \text{である。}$$

ループの軸上においては、 $\rho=0$ であり、 $H_\rho \rightarrow 0$ となり、垂直成分のみが残る。

$$H_z = a^2 I / 2(a^2+z^2)^{3/2} \quad \text{(8)} \quad \text{となる。この式から軸上における磁界を計算した結果が図-6に示される。}$$

磁界の強さは円形ループの中心における垂直磁界 $H_0 = I/2a$ との比で表わされているが、矩形ループの軸上における磁界の強さと比較すると、ループ面付近では円形ループによる磁界の方が強いが、 $z \approx 0.7a$ になると両者の差はほとんどないといえる。図-7は式(7-b)によって、円形ループに平行な面内における垂直磁界の分布を計算した結果で、ループと同面内における H_z はループ付近で急激な変化をするが、ループ面から 0.5 離れればループの中心部ではほぼ一定の磁界を示す。この傾向は正方形ループについても同様の計算結果が得られている。

4. 結言 以上の計算結果から総合していえることは、矩形、正方形、円形のいずれのループに関しても、ループ面から 0.5 程度離れた面内では磁界の強さにあまり大きな差異がないということである。このことは、実際の施工に当って直径または一辺の大きさが同一ならループの形状に関してはあまり厳密に考える必要はないということ、実用面においてかなり容易に取扱えることが理論的に明らかとなった。