

# 港 湾 技 研 資 料

TECHNICAL NOTE OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE  
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

No. 391      Sept. 1981

電磁波碎岩における水中照射器の性能について

高	橋	英	俊
奥	出	弘	律
山	谷		幸
松	本		茂

運輸省港湾技術研究所



# 目 次

要 旨 .....	3
1. まえがき .....	4
2. 水中照射器の設計概要および構造 .....	4
2.1 1号器 .....	4
2.2 2号器 .....	5
3. 水中照射器の電磁気特性の測定 .....	6
3.1 空中における反射特性 .....	6
3.2 水中における反射特性 .....	9
3.3 電力密度分布 .....	11
4. 水中照射器の遮水特性の測定 .....	14
4.1 測定概要 .....	14
4.2 測定結果 .....	14
4.3 水ジェットの理論的検討 .....	17
5. 水中照射器で発生する放電 .....	19
5.1 放電実験 .....	19
5.2 放電現象の考察 .....	21
6. 水中照射器を用いた破碎実験 .....	21
6.1 実験概要 .....	21
6.2 実験結果 .....	21
7. まとめ .....	24
8. あとがき .....	25
参考文献 .....	25
記号一覧表 .....	25
付 録 .....	27

## Development of Submergible Horn Antennas for Under Water Rock Excavation by Microwave

Hidetoshi TAKAHASHI\*  
Tadasu OKUDE\*\*  
Hiroyuki YAMAYA\*\*\*  
Shigeru MATSUMOTO\*\*\*

### Synopsis

Authors have developed submergible horn antennas with ring shaped water jet and compressed air for under water rock excavation by microwave.

Aspirating effect, bubble crushing effect and curtaining effect of the ring shaped water jet, and compressed air which is blown into inside the ring, create stabilized dry zone just beneath the horn antenna, or between the antenna and rock surface.

A series of experiments on the submergible horn antennas lead to the results as follows.

- (1) Reflected power from rock surface can be suppressed less than 4% with employing irises inside the wave guide.
- (2) Reflected power from rock surface is less than 4%, when dry zone is created.  
Existence of water in the dry zone raises the reflected power, in the case of under water use.
- (3) Power density distribution of microwave radiated from the submergible horn antenna dominates the temperature distribution inside the rock.
- (4) Ability of forming dry zone of the submergible horn antennas is represented by momentum per unit arc length of the ring shaped water jet, and the ratio between compressed air supply and volume of dry zone.

In the case of sloping rock surface, the nozzle face of ring shaped water jet must be parallel with the rock surface, and it needs more compressed air supply to create dry zone.

- (5) Flow line of ring shaped water jet may be calculated with the aid of momentum theory.
- (6) Electric arc, or spark happens only when water remains in the dry zone. Electric field intensity is raised by multi reflection of microwave between the horn antenna and water surface, existence of drops of water and narrow gaps between materials in the dry zone.  
Ions such as a  $\text{Na}^+$  from heated sea water are blown off from the dry zone, and they are not triggers of electric arcing.
- (7) Excavating effect of the microwave on mortar blocks and granites under water is not inferior to the effect in the air.

---

\* Senior Research Engineer, Machinery Division

\*\* Chief of Working Craft Development Laboratory, Machinery Division

\*\*\* Member of Working Craft Development Laboratory, Machinery Division

# 電磁波砕岩における水中照射器の性能について

高橋 英 俊\*  
奥 出 律\*\*  
山 谷 弘 幸\*\*\*  
松 本 茂\*\*\*

## 要 旨

海底岩盤破砕のために開発した、環状水ジェット式遮水装置を持つ水中照射器の電磁気特性、遮水特性および耐放電性に関する実験を行い水中照射器の照射能力を調べた。また、これらの水中照射器を用いて、海水中のモルタルブロックおよび花崗岩の破砕実験を行い、破砕能力を検討した。

これらの実験で次のことが判明した。

- 1) アイリスにより水中照射器のインピーダンスを調整することにより、岩盤からの反射率を数%以内にする事ができる。したがって反射による損失は小さい。
- 2) 遮水状態が良好な場合の反射率は空中時とほぼ同じで数%以内であるが、岩盤上に海水が存在すると急激に上昇する。
- 3) 照射器から放射された電磁波の電力密度分布は、加熱された岩盤の表面温度分布と強い相関がある。
- 4) 環状水ジェット式遮水装置の遮水特性は、単位円弧長当たりの水ジェットの持つ運動量と、供給空気量と遮水空間の容積との比で表すことができる。今回は実験装置の構造上の制約から約3°までしか実験できなかったが、傾斜岩盤に対して遮水を行うためには、岩盤と水ジェットノズル面を互いに平行にする必要があり、遮水に必要な圧縮空気供給量も多くなることが判明した。
- 5) 環状水ジェットの中心流線の軌跡は、水ジェットの吸引力によって生じる負圧のため、内側に湾曲する。したがって、安定した遮水空間を得るためには、この負圧に相当する圧縮空気を供給しなければならない。
- 6) 遮水状態を意識的に悪化（供給空気量を減らす）させて、放電を発生させる実験を最大照射電力 60 kW で行った結果、遮水状態が良好ならば放電は発生しないが、遮水状態が悪くなると遮水空間内に海水が混入し、多重反射、水滴および微小ギャップが出現し部分的に電界が高められて放電が発生することがわかった。放電の発生頻度、強度および持続時間は、照射電力が大きいほど、また遮水状態が悪いほど大きい。

海水の加熱によって発生すると思われる  $\text{Na}^+$  などのイオンは、遮水に用いられている圧縮空気の流れによって遮水空間外に排出され、放電の発生には寄与しないと考えられる。

放電開始電界より水中照射器の照射能力を試算すると、1号器は約 270 kW、2号器は約 840 kW と推定できる。

- 7) 水中照射器を用いた海水中の花崗岩とモルタルブロックの破砕実験では、ほぼ空中における破砕効果と同じ破砕効果が得られることが確認できた。

---

\* 機材部 主任研究官（電磁波砕岩担当）  
\*\* 機材部 特殊作業船開発室長  
\*\*\* 機材部 特殊作業船開発室

## 1. ま え が き

電磁波による岩盤破砕法を海底岩盤の破砕に応用するためには、電磁波の砕岩能力に関する研究のほかに、海底岩盤へ電磁波を照射するための水中照射器の開発が必要である。

電磁波は海水に吸収されやすく、海中では急激に減衰するため、電磁波発生装置から岩盤までの電磁波の通路から海水を除去（以後遮水と呼ぶ）する必要がある。

特に照射器と岩盤との間の遮水は、岩盤の傾斜・凹凸が大きき場合には非常に難しい。

筆者らは環状水ジェットと圧縮空気を利用した遮水装置を開発し、その遮水性能に関する研究を進めている。

この遮水装置とく（矩）形導波管型照射器（空中用照射器と同じ開口面を持つ）とを組み合わせた水中照射器1号器（以後、単に1号器と呼ぶ）、および円錐ホーン型照射器と組み合わせた水中照射器2号器（以後、単に2号器と呼ぶ）の電磁気特性および遮水特性を測定し、これら水中照射器の性能を調べ、海水中のモルタルブロックおよび花崗岩の破砕実験を行って、これらの性能を確認した。また、現地において行った破砕実験で発生した放電についても実験および理論的考察を行い、その発生機構と水中照射器の照射能力を推定した。

この報告は、これら水中照射器の性能についての一連の研究結果を述べたものである。

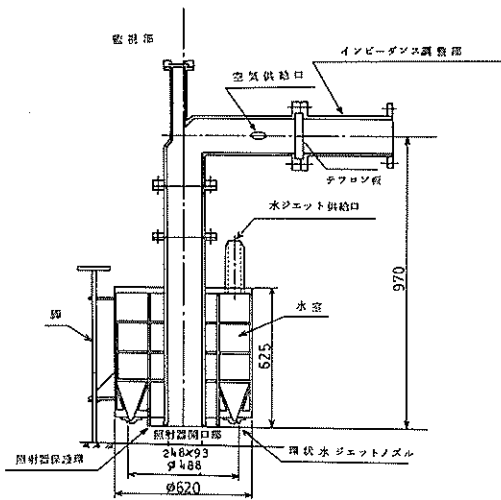


図-2.1 水中照射器1号器

## 2. 水中照射器の設計概要および構造

水中照射器は、電磁波照射部と遮水装置とを組み合わせたものである。電磁波照射部は、導波管、照射器、これらを接続するテーパ管、監視装置およびインピーダンス調整装置（アイリス）からなっている。

遮水領域を狭くして、岩盤の傾斜・凹凸の影響を受けにくくすることを前提としたため、照射器の近くの高温となる岩盤と接触しても熱による影響がない環状水ジェットと圧縮空気とを利用した遮水装置を採用することにした。この概念から開発した1号器および2号器をそれぞれ図-2.1、図-2.2に示す。

### 2.1 1号器

1号器はプロトタイプであり、照射器の開口面寸法が空中用のH-2型照射器<sup>1)</sup>と同一で、空中における破砕効果と比較するためのものである。

#### (1) 電磁波照射部

電磁波伝送モードはTE<sub>10</sub>とし、照射電力密度を高めるため、照射器の開口面寸法をWRJ-1規格の導波管の開口面寸法248 mm×124 mmから248 mm×93 mmに絞ってある。

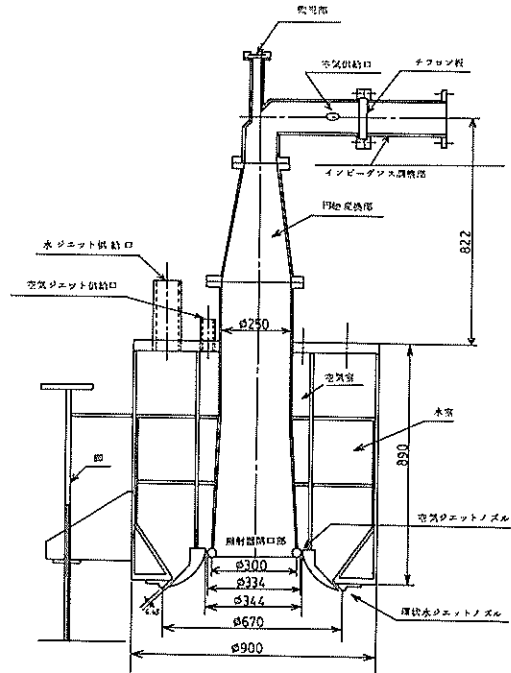


図-2.2 水中照射器2号器

照射器の長さはH-2型と等しく300mmである。

この導波管および照射器のカットオフ波長は $\lambda_c = 496$ mmであり、管内波長は $\lambda_g = 437$ mmである。

照射器とWRJ-1規格の導波管を接続するのにテーパー管を用いており、その長さは管内波長 $\lambda_g$ と等しく、437mmである。

監視部には、直径100mmのパイプの先端にアクリル板を取り付けた監視窓、50mmの角パイプの先端にアクリル板を取り付けた照明窓が2つある。これらのパイプの断面は、電磁波のカットオフ寸法以下である。したがって電磁波はパイプの中で指数関数的に急激に減衰して、パイプの外への漏えいはほとんどない。

インピーダンス調整部には、遮水用の圧縮空気と破砕機側からの送風を遮断するためにテフロン板がフランジに取り付けられている。破砕機側からの送風は導波管の磁界方向にあげた多数の小孔から排気される。テフロン板の前には、アルミ板にあげた窓の大きさによってインピーダンスを調整するアイリス\*\*が挿入されている。

## (2) 遮水装置

照射器およびテーパー管の周囲に二重円筒で形成した水室があり、水室の中には3枚の整流板が取り付けられている。水室の下端には外側に45°傾いた環状水ジェットノズルが取り付けられている。ノズルは内および外側リングに分割されており、ノズル直径は488mm、ノズル間隙は内および外側ノズルをそれぞれパッキンを介して取り付けることにより3mm～6mmに調節できる。

水ジェットの流速をノズル間隙3mmにおいて10m/sに設定しており、これに必要なポンプ容量は3m<sup>3</sup>/minとなる。

水室の容積は水ジェット流量46lit./sの約2倍の110lit.とし、3枚の整流板によって十分な整流効果が得られるようになっている。

## 2.2 2号器

1号器では、環状の水ジェットに対してく(矩)形の照射器開口面(遮水用の圧縮空気の吹き出し口も兼ねている)であるため、空気の流れが対称にはならず、遮水性能の低下が考えられる。そこで2号器では照射器開口面を円形とし、圧縮空気の流れを対称とし、また水ジェットの内側に環状の空気ジェットを設け、海水飛沫の混入を防ぐと同時に圧縮空気による遮水空間の安定化を図っている。

### (1) 電磁波照射部

照射器開口面を円形とし、円筒導波管を用いたことに

より、電磁波の伝送モードはTE<sub>11</sub>になる。そこで、WRJ-1規格の導波管からスムーズに円筒導波管に変換することと、電磁波の伝送モードをTE<sub>10</sub>からTE<sub>11</sub>にスムーズに変換することが必要となる。幸いなことに、導波管の変換で伝送モードの変換もスムーズに行え、この変換を管内波長の半分の長さ( $\lambda_g/2$ )の整数倍で行えばインピーダンスの変換も良好となる。

円筒導波管は直径250mmとし、カットオフ波長は $\lambda_c = 426.5$ mm、管内波長は $\lambda_g = 512.8$ mmである。

この導波管の長さは $\lambda_g$ 前後とするのが望ましいことから500mmとなっている。

照射器は空間へのインピーダンス変換をスムーズにして電磁波を効率良く放射させる働きほかに、圧縮空気の流れをスムーズにする役割も持っている。テーパー部の開き角度によって電磁波の広がりが変わり、電力密度に影響する。空間へのインピーダンス変換、圧縮空気の流れ、電力密度を考慮すれば、テーパーはなるべくゆるやかなほうが望ましい。テーパー部の長さをだいたい管内波長 $\lambda_g$ と等しくし、照射器の開口面は電力密度を考慮して直径300mmとした。したがって照射器の広がり角は約2.8°となる。これは照射距離150mmで照射面積が照射器開口面の約1.1倍になる寸法である。

円く(矩)変換部は前述のように電磁波の伝送モードも変換するものであり、長さは管内波長 $\lambda_g$ 、近くの437mmである。

監視部およびインピーダンス変換部は1号器のものを共用した。

## (2) 遮水装置

電磁波照射部を抱き込む形で空気室があり、中の3枚の整流板によって整流された空気が空気室下端の環状空気ジェットノズルから噴出する。空気ノズルの間隙は約5mmである。

空気室の外側に水室があり、中の3枚の整流板によって整流された水が水室下端に取り付けた環状水ジェットノズルから噴出する。環状水ジェットの直径は670mmであり、ノズル間隙は6.45mmである。

水ジェットの流速を5m/sに設定しており、ポンプは容量3m<sup>3</sup>/minのものを2台用いる。

水室の容積は0.41m<sup>3</sup>とし、水ジェット流量68lit./sに対して約6倍である。

\*\* 導波管軸に垂直に挿入された導体板に設けられた間隙をアイリスと呼び、誘導性と容量性のものに分けられる。

### 3. 水中照射器の電磁気特性の測定

水中照射器には、遮水装置が取り付けられており、空中用の照射器とは異なった電磁気特性となることが予想される。特に反射特性と電力密度分布は、水中照射器を用いて岩盤の破碎を行う場合に、その破碎効果に重大な影響を与える要素となり、水中照射器の性能を決定づけるものである。

水中照射器に用いられる照射器は、1号器のものが開放端導波管型、2号器のものが円錐ホーン型と呼ばれるものであり、開口面アンテナと総称されている。

これらに電磁波電力を供給するのが導波管である。一般に中空金属で作られた導波管では周波数に対する断面寸法により伝送モードが異なるが、いずれも伝送軸方向に電界あるいは磁界成分のみを持つ電磁波で、 $f$  (周波数)  $>$   $f_c$  (断面寸法から決まるカットオフ周波数) のものだけが伝送可能である。

本研究では、伝送軸方向に磁界成分のみを持つTE波を用いており、1号器ではTE<sub>10</sub>、2号器ではTE<sub>11</sub>となっている。参考のため表-3.1にTE<sub>10</sub>、TE<sub>11</sub>の電磁界方向、カットオフ波長 $\lambda_c$ 、減衰定数 $\alpha$ および電磁界成分を示してある。

#### 3.1 空中における反射特性

照射器から放射された電磁波は空間を伝搬し、岩盤に向かって進んでいく。岩盤に入射された電磁波は岩盤表面で一部が反射され、残りが岩盤内へ透過していく。電磁波による岩盤破碎では、岩盤表面からの反射によって破碎効率が低下するので、反射率をできるだけ小さくする必要がある。

ここで電磁波の、異なる媒質の境界での反射・透過について考えてみる。誘電率 $\epsilon_1$ 、透磁率 $\mu_1$ 、導電率 $\sigma_1$ の媒質1から、それぞれ $\epsilon_2$ 、 $\mu_2$ 、 $\sigma_2$ の媒質2へ平面波が入射し、その電界が入射面にある場合 (TE波) を想定する。図-3.1のように入射角 $i$ に対する反射角を $\psi$ 、屈折角を $\phi$ とすると、入射波、反射波および透過波の電磁界はそれぞれ次のように書くことができる<sup>8)</sup>。

(入射波)

$$\begin{aligned} E_z^i &= E_i \cos i e^{-jk_1(z \sin i - y \cos i)} \\ E_y^i &= E_i \sin i e^{-jk_1(z \sin i - y \cos i)} \\ H_z^i &= H_i e^{-jk_1(z \sin i - y \cos i)} \end{aligned} \quad (3.1)$$

(反射波)

$$\begin{aligned} E_z^r &= -E_r \cos \psi e^{-jk_1(z \sin \psi + y \cos \psi)} \\ E_y^r &= E_r \sin \psi e^{-jk_1(z \sin \psi + y \cos \psi)} \\ H_z^r &= H_r e^{-jk_1(z \sin \psi + y \cos \psi)} \end{aligned} \quad (3.2)$$

(透過波)

$$\begin{aligned} E_z^t &= E_t \cos \phi e^{-jk_2(z \sin \phi + y \cos \phi)} \\ E_y^t &= E_t \sin \phi e^{-jk_2(z \sin \phi + y \cos \phi)} \\ H_z^t &= H_t e^{-jk_2(z \sin \phi + y \cos \phi)} \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここで $E_z$ 、 $E_y$ 、 $H_z$ はそれぞれ電界の $z$ 成分、 $y$ 成分および磁界の $z$ 成分であり、 $k_1$ および $k_2$ はそれぞれの媒質中の伝搬定数である。

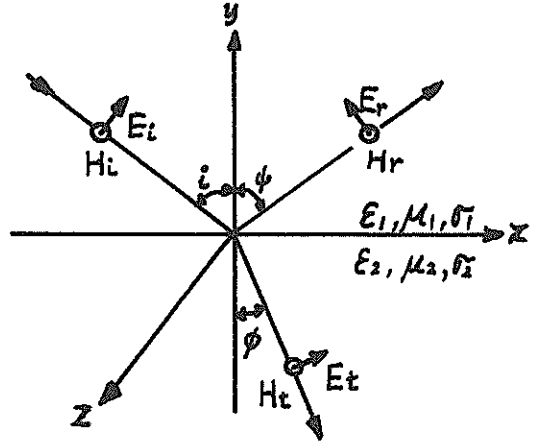


図-3.1 平面波の反射と屈折

また、各電界と磁界には次の関係がある。

$$\frac{E_i}{H_i} = \frac{E_r}{H_r} = Z_{o1}, \quad \frac{E_t}{H_t} = Z_{o2} \quad (3.4)$$

$Z_{o1}$  および  $Z_{o2}$  は各媒質の固有インピーダンスである。

ここで媒質の境界面  $y=0$  では電界および磁界の接線成分が等しくならなければならないので次の関係が成立する。

$$\begin{aligned} E_i \cos i e^{-jk_1 z \sin i} &= E_r \cos \psi e^{-jk_1 z \sin \psi} \\ &= E_t \cos \phi e^{-jk_2 z \sin \phi} \\ H_i e^{-jk_1 z \sin i} + H_r e^{-jk_1 z \sin \psi} &= H_t e^{-jk_2 z \sin \phi} \end{aligned} \quad (3.5)$$

この境界条件が  $x$  に無関係に常に成立するためには、  
各項における  $\phi$  の指数が等しくならなければならないので  
次式が成立する。

$$i = \phi$$

$$k_1 \sin i = k_2 \sin \phi$$

(3.6)

$$(E_i - E_r) \cos i = E_t \cos \phi$$

(3.7)

$$H_i + H_r = H_t$$

ここで (3.4) 式の関係を使うと、 $E_r$ 、 $E_t$  の  $E_i$  に対する比  $R_1$ 、 $T_1$  が次式のように定まる。

これより (3.5) 式は次のようになる。

表-3.1 伝送モード

導波管	短形導波管	円形導波管
伝送モード	$TE_{10}$	$TE_{11}$
断面図 → E --- H ⊙ 紙面の外へ ⊗ 紙面の内へ		
$\lambda_c$	$2a$	$3.41a$
$a$	$\frac{\eta}{\delta\sigma} \frac{1}{b} \frac{1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}$	$\frac{\eta}{\delta\sigma} \frac{1}{a} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} + \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2$
電磁界成分	$H_z = \cos \frac{\pi x}{a}$ $E_y = -j \frac{2a}{\lambda} \zeta \sin \frac{\pi x}{a}$ $H_x = j \frac{2a}{\lambda_g} \sin \frac{\pi x}{a}$	$H_z = J_1 \left( \rho'_{11} \frac{r}{a} \right) \cos \phi$ $E_r = j \frac{\lambda_c^2}{2\pi\lambda\tau} \zeta J_1 \left( \rho'_{11} \frac{r}{a} \right) \sin \phi$ $E_\phi = j \frac{\lambda_c}{\lambda} \zeta J_1' \left( \rho'_{11} \frac{r}{a} \right) \cos \phi$ $H_r = -j \frac{\lambda_c}{\lambda_g} J_1' \left( \rho'_{11} \frac{r}{a} \right) \cos \phi$ $H_\phi = j \frac{\lambda_c^2}{2\pi\lambda_g r} J_1 \left( \rho'_{11} \frac{r}{a} \right) \sin \phi$



$$R_1 = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\mu_1 n^2 \cos i - \mu_2 \sqrt{n^2 - \sin^2 i}}{\mu_1 n^2 \cos i + \mu_2 \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \quad (3.8)$$

$$T_1 = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\mu_2 n \cos i}{\mu_1 n^2 \cos i + \mu_2 \sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \quad (3.9)$$

ただし  $n$  は相対屈折率で、

$$n = \frac{k_2}{k_1} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_1}} \sqrt{\frac{\epsilon_2 - j(\sigma_2/\omega)}{\epsilon_1 - j(\sigma_1/\omega)}} \quad (3.10)$$

である。

このように異なる媒質の境界面では反射と透過が生じる。また境界面の手前では入射波と反射波とが合成された定在波を生じる。反射波を表すのに位相を含んだ複素反射波振幅と複素入射波振幅との比で定義される反射係数  $\Gamma$  が用いられる。また定在波を表すのに、定在波振幅の最大値と最小値との比で定義される定在波比 (SWR)  $r$  と、境界面から最も近い定在波最小点までの距離  $d$  とが用いられる。

反射係数  $\Gamma$  は第1媒質のインピーダンスを  $Z_{o1}$ 、第2媒質のインピーダンスを  $Z_{o2}$  として次式で表される。

$$\Gamma = \frac{Z_{o2} - Z_{o1}}{Z_{o2} + Z_{o1}} \quad (3.11)$$

定在波比  $r$  は電界の最大値と最小値の比で、次のように表される。

$$r = \frac{E_{max}}{E_{min}} \quad (3.12)$$

したがって、定在波比  $r$  と反射係数  $\Gamma$  との関係は次のようになる。

$$r = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (3.13)$$

次にインピーダンス  $Z_{o2}$  を持つ媒質に伝達される電力  $W$  と、定在波比  $r$  との関係は、媒質1のインピーダンスを  $Z_{o1}$  とし、電界を  $E_o$  とすると次式のようになる。

$$W = \left| \frac{E_o}{Z_{o1} + rZ_{o1}} \right|^2 rZ_{o1} = \frac{|E_o|^2}{Z_{o1}} \frac{r}{(1+r)^2} \quad (3.14)$$

また媒質間のインピーダンスが整合されたとき ( $r=1$ )

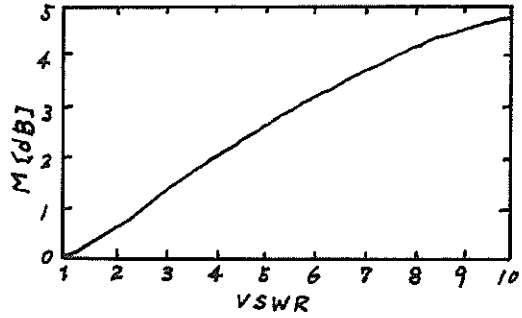


図-3.2 定在波比  $r$  と反射損  $M$

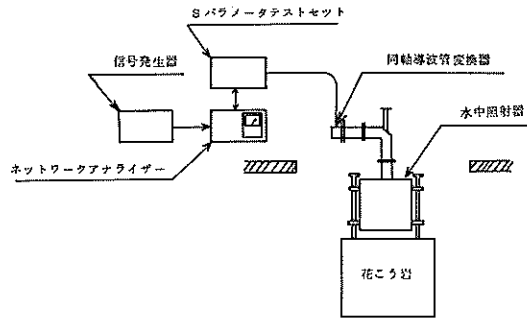


図-3.3 空中の反射特性の測定

伝達される電力を  $W_o$  とすると、

$$W_o = \frac{|E_o|^2}{4Z_{o1}} \quad (3.15)$$

となる。

そこでインピーダンス不整合により生じる電力の減少率を  $1/M$  とすると、

$$M = \frac{(1+r)^2}{4r} \quad (3.16)$$

となる。この  $M$  は反射損と呼ばれ、 $r$  との関係は図-3.2 のようになる。

次に今回の実験に使用した水中照射器の反射特性の測定について述べる。図-3.3に示すように、花崗岩上に水中照射器を載せて、シグナルジェネレーターによって発振された微弱電磁波を用いて反射率を測定した。ただし、1号器および2号器とも、当所の破砕機の周波数 909 MHz に対して、後述する遮水に適当な照射距離 (1号器 30 mm, 2号器 160 mm) で反射が最小となるように、あらかじめ導波管内に挿入したアイリスによってインピーダンスを調整してある。

測定結果は図-3.4(1号器), 図-3.5(2号器)に示すようになり, 2号器の反射特性のほうが周波数の変化に対して敏感である。水中照射器を使用する条件(周波数; 909 MHz, 照射距離; 1号器 30 mm, 2号器 160 mm)での反射率は, 1号器で約2%, 2号器で約4%となっている。これは(3.11)式で計算される反射係数  $\Gamma = -0.38$ , すなわち, 反射率38%よりはるかに小さな値となっており, アイリスによるインピーダンス調整の効果が大きいことを示している。このときの定在波比は(3.13)式より, それぞれ 1.04, 1.08 となる。

反射損は(3.16)式より, それぞれ 1.00, 1.00 となる。

また反射率は照射距離により増加する。したがって破碎の進行に従ってインピーダンスを調整する自動インピーダンスマッチング装置を使用することが望ましい。

ちなみに反射係数  $\Gamma = -0.38$  とすると, 定在波比  $r = 2.23$ , 反射損  $M = 1.17$  となる。

### 3.2 水中における反射特性

水中に形成された遮水空間に電磁波を照射する場合には, 水ジェットカーテン, 岩盤上の残留水などにより, 空中とはインピーダンスが異なり, 反射特性も異なった

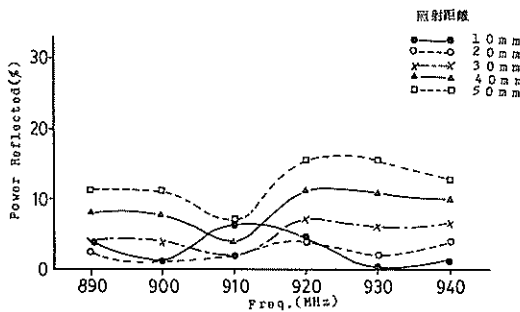


図-3.4 空中の反射特性(1号器)

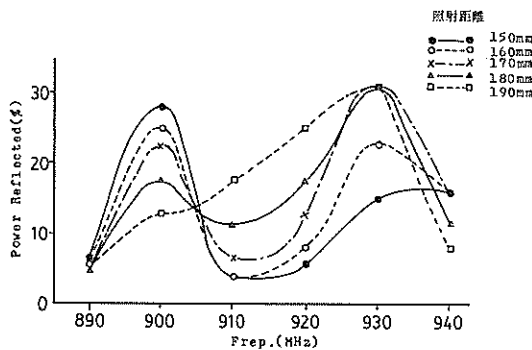


図-3.5 空中の反射特性(2号器)

ものとなることが予想される。

いま, 岩盤上に海水が残留している場合について考えてみる。これを図-3.6に示すような導波管中に誘電体が挿入された場合と想定してみる。導波管の波動インピーダンスを  $Z_0$ , 誘電体で充填された導波管の波動インピーダンスを  $Z_1$ , 岩盤で充填された導波管の波動インピーダンスを  $Z_2$  とする。また誘電体の前方からみたインピーダンスを  $Z_{in}$  とすれば,

$$Z_{in} = Z_1 \frac{Z_2 + jZ_1 \tan \beta_1 t}{Z_1 + jZ_2 \tan \beta_1 t} \quad (3.17)^{11)}$$

ここで  $\beta_1$  は位相定数である。すなわち,  $\beta_1 = 2\pi/\lambda_1$ 。ここで誘電体として岩盤上に残留する海水を考えているので, その厚さ  $t$  は波長  $\lambda_1$  に比べて非常に小さいものとする,

$$\tan \beta_1 t = \beta_1 t \quad (3.19)$$

となる。したがって(3.17)式は次のように書ける。

$$Z_{in} = Z_1 \frac{Z_2 + jZ_1 \beta_1 t}{Z_1 + jZ_2 \beta_1 t} \quad (3.20)$$

誘電体表面での反射係数  $\Gamma$  は(3.11)式より,

$$\Gamma = \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0} \quad (3.21)$$

となる。

ここで空気(添字0), 海水(添字1), 岩盤(添字2)の諸定数を次のようにおく。

$$\text{誘電率; } \epsilon_0 \approx 8.854 \times 10^{-12} \quad (\text{F/m})$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_r \epsilon_0 \approx 80 \epsilon_0 \quad (\text{F/m})$$

$$\epsilon_2 = \epsilon_r \epsilon_0 \approx 5 \epsilon_0 \quad (\text{F/m})$$

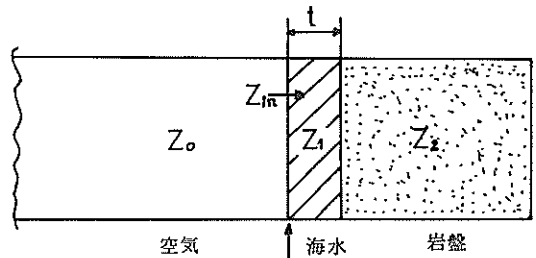


図-3.6 導波管中の誘電体

透磁率;  $\mu_0 \doteq 1.257 \times 10^{-6}$  (H/m)

$\mu_1 = \mu_r \mu_0 \doteq \mu_0$  (H/m)

$\mu_2 = \mu_r \mu_0 \doteq \mu_0$  (H/m)

導電率;  $\sigma_0 \doteq 0$  (V/m)

$\sigma_1 \doteq 5$  (V/m)

$\sigma_2 \doteq 10^{-15}$  (V/m)

それぞれの媒質の固有インピーダンス  $Z_i$  は、

$$Z_i = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}} \quad (3.22)$$

で表される。また媒質中の波長  $\lambda_i$  は自由空間の波長  $\lambda$  を用いて次のように表される。

$$\lambda_i = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (3.23)$$

次に媒質 ( $\epsilon_r, \mu_r$ ) で満たされた導波管中の波長  $\lambda_g$  は、

$$\lambda_g = \lambda_i / \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_i}{2a}\right)^2} = \lambda / \sqrt{\epsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \quad (3.24)$$

で表される。このときの導波管の波動インピーダンスは

$$Z = \frac{\lambda_g}{\lambda} Z_i \quad (3.25)$$

となる。また位相定数は、

$$\beta_i = 2\pi / \lambda_i \quad (3.26)$$

である。

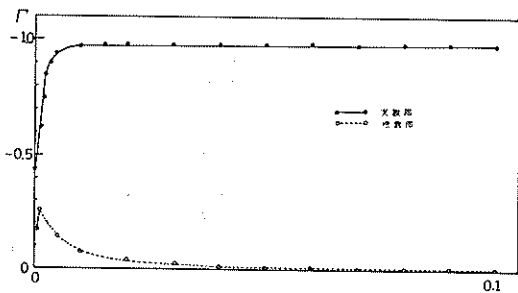


図-3.7 海水の厚さ  $t$  と反射係数  $\Gamma$

これらの関係から、若干の計算を経て、海水の厚さ  $t$  と反射係数  $\Gamma$  との関係が図-3.7に示すように求まる。

これより海水がないとき ( $t=0$ ) の反射率は 44% で、海水の厚さの増加により反射率が急激に上昇し、最大 98% に達することになる。

本実験では、所定の照射距離で反射が最小となるように照射器のインピーダンスが調整されている。このため、後述のように遮水状態が良好なとき ( $t=0$ ) の反射率は、1号器で約 2% となっている。このことから、照射器の波動インピーダンスを逆算すると、(3.21)式より  $Z_0 = 183.91$  ( $\Omega$ ) となる。この値を用いて再び反射係数  $\Gamma$  を計算すると図-3.8のようになる。

いずれにしても、岩盤上に海水が残留すると反射率が大きくなり、反射損が大きくなる。したがって、海水が残留する場合には、自動インピーダンスマッチング装置により、反射率を小さくすることが望ましい。

海水中の反射特性の測定は、1号器を花崗岩、2号器をモルタルブロック上にセットし、遮水状態が最良となるように遮水装置を動作させ、シグナルジェネレーターの微弱電磁波を利用して行った。図-3.9に実験配置図を示す。

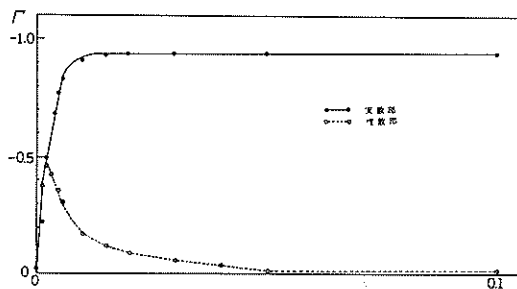


図-3.8 海水の厚さ  $t$  と反射係数  $\Gamma$  (インピーダンス整合時)

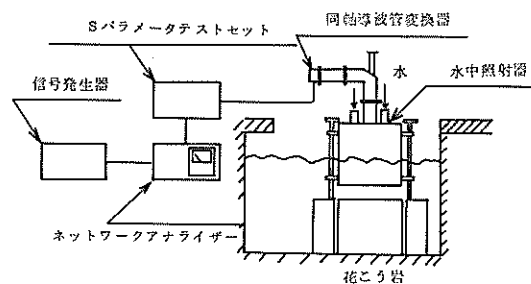


図-3.9 水中の反射特性の測定

測定結果は図-3.10 (1号器) および図-3.11 (2号器) に示すように、2号器のほうが1号器よりも周波数の変化に対して反射率が敏感であり、空中時とはほぼ同じ傾向を示している。1号器では照射距離 20 mm, 30 mm, 40 mm で空中とはほぼ同じ反射特性となっているが、照射距離が大きくなると、海水が岩盤上に残留することにより、反射率が空中時よりも大きくなっている。

2号器ではいずれの照射距離においても空中時よりも若干大きな反射率となっている。

### 3.3 電力密度分布

照射器から照射された電磁波は広がりながら伝搬し、岩盤に吸収される。したがって、電磁波の電力密度分布と、加熱された岩盤内の温度分布と密接な関係があると考えられる。

一般に照射器の開口面からの放射電磁界は、開口面上の電界  $E$  と磁界  $H$  の接線成分が与えられると、その面の外側の任意の点での電磁界を計算することができる。

しかしながら、本研究のように照射器を至近距離で用いる場合は、照射器の近くの電磁界が問題となるわけで、これらを計算することは、照射器の表面電流の存在を無視できず、非常に困難といわれている。ここでは参考のため、William C. Jaker, JR によって計測された開放端く(矩)形導波管 および円錐ホーンからの放射パターンを、照射面における電力密度分布として表示したものを図-3.12 に示す。両者とも電界 ( $E$ ) 方向への広がりが大きくなっていることがわかる。

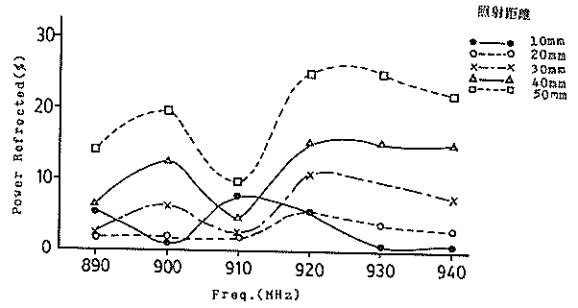


図-3.10 水中の反射特性 (1号器)

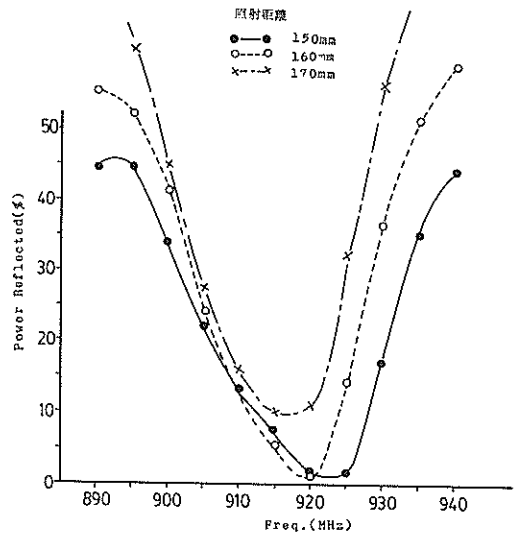


図-3.11 水中の反射特性の測定

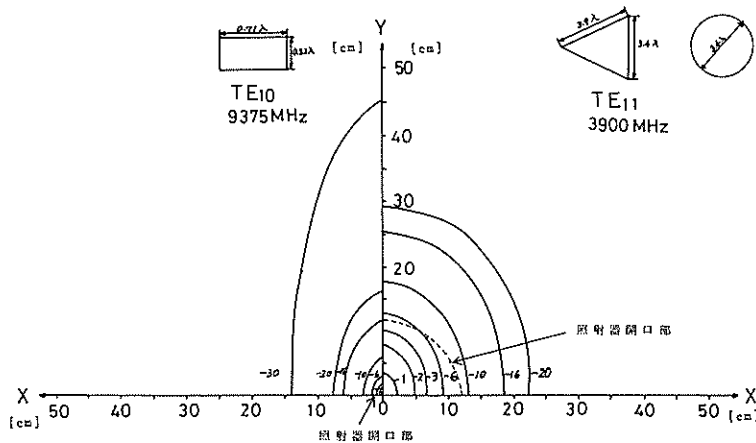


図-3.12 電力密度分布 (William C. Jaker JR.)

本研究では、図-3.13 に示すように水中照射器をセットし、シグナルジェネレーターより発生された微弱電磁波を  $\lambda/2$  ダイポールアンテナで受信し、スペクトラムアナライザにより分析した。

測定結果は図-3.14 に示すように、1号器、2号器とも電界方向 ( $E$  方向) への広がりが大きくなっている。ただし、図-3.14 において、1号器は照射距離 30 mm、2号器は 160 mm の照射器中心軸上における電力密度との比を  $\text{dB}^{**}$  表示してある。

この電力密度分布と加熱された岩石の照射面の温度分布とを比較したのが図-3.15 (1号器)、図-3.16 (2号器) である。2号器のほうは電力密度分布と温度分布とが良く一致している。1号器では、温度分布が異なる周波数の電磁波を合成装置によって合成したときのものであるので、温度分布の電界方向の広がりが、単一周波数の電磁波のときよりも大きくなるため、電力密度

より温度分布の電界方向の広がりが大きくなっている。

自由空間での電磁波の伝搬方向 ( $Z$  軸方向) の電力密度分布と、岩石内の中心軸上の温度分布を比較したのが図-3.17 (1号器)、図-3.18 (2号器) である。ただしこれらの図中、最高温度と最高電力密度、最低温度と最低電力密度が同じ点になるようにスケールングしてある。

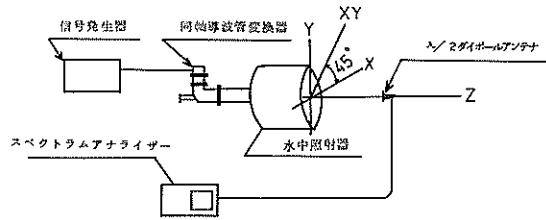


図-3.13 電力密度の測定

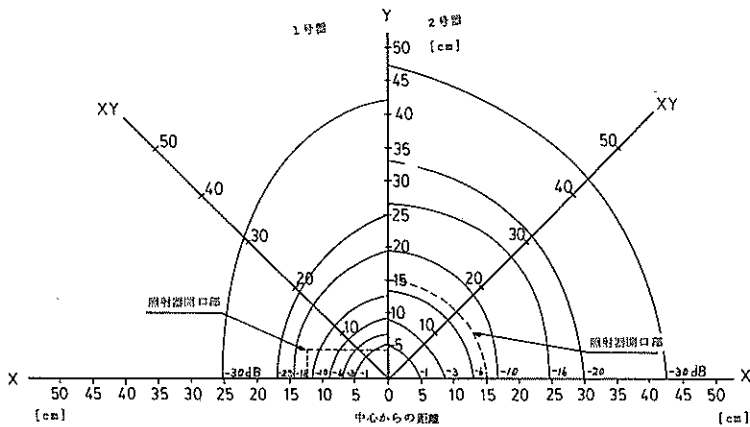


図-3.14 電力密度分布

\*\*  $20 \log \frac{P}{P_0}$

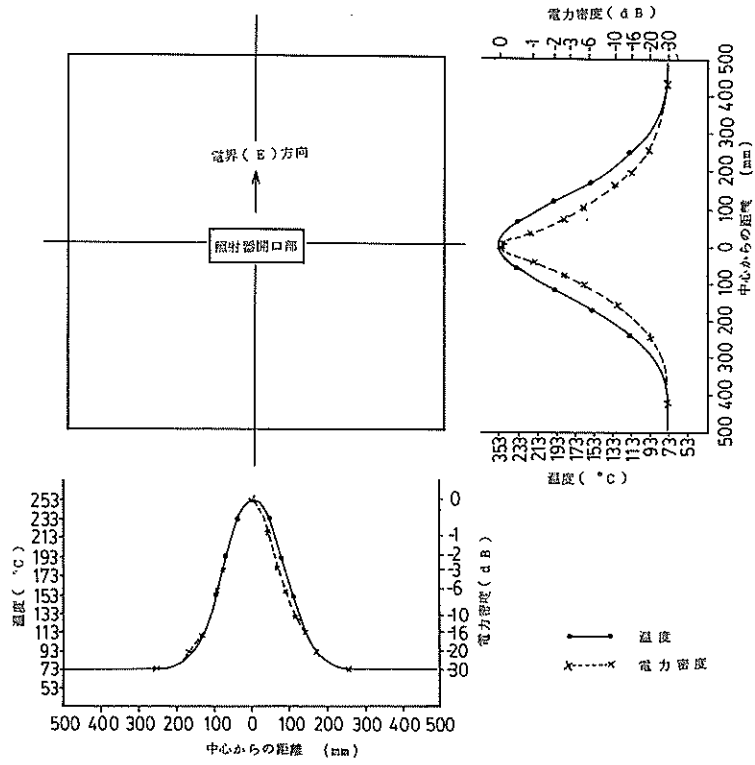


図-3.15 電力密度分布と温度分布 (1号器)

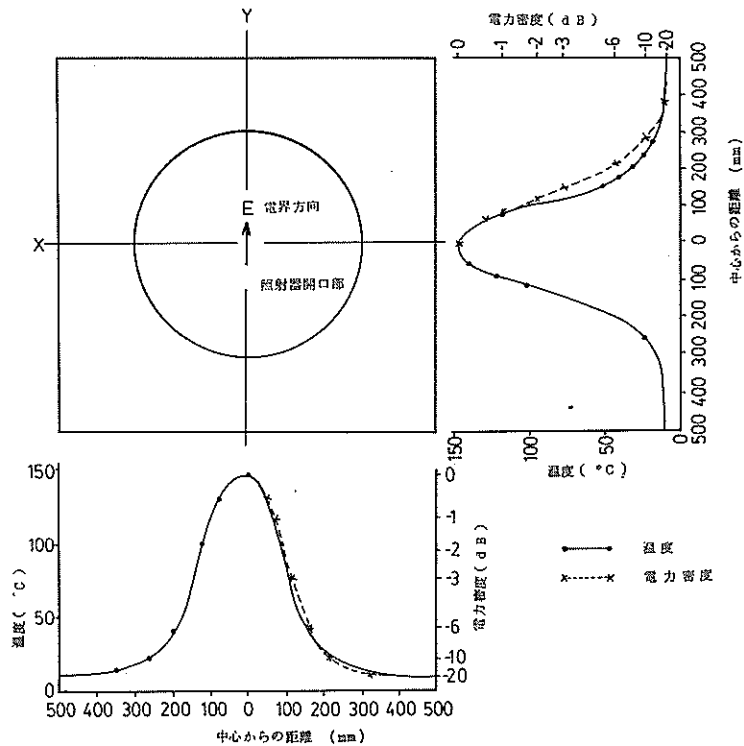


図-3.16 電力密度分布と温度分布 (2号器)

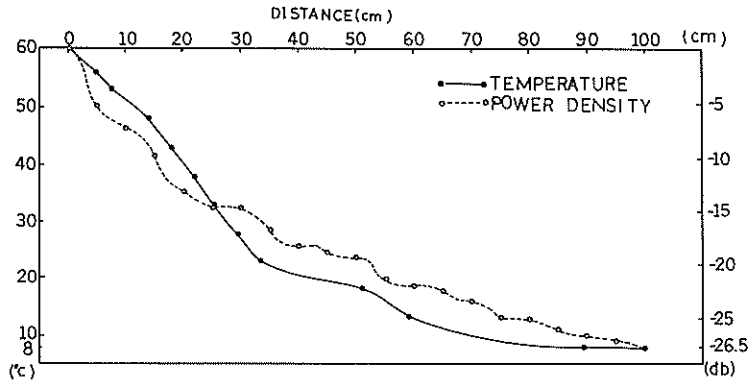


図- 3.17 電磁波の減衰と温度分布 (1号器)

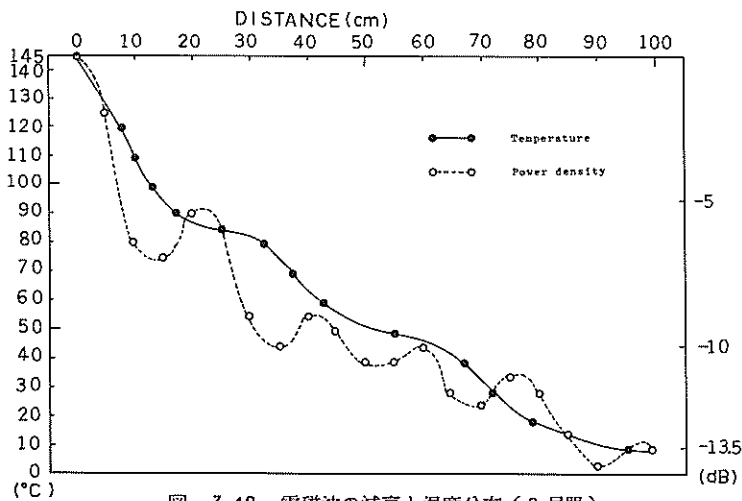


図- 3.18 電磁波の減衰と温度分布 (2号器)

#### 4. 水中照射器の遮水特性の測定

##### 4.1 測定概要

遮水実験は縦2m, 横2m, 高さ1mの鋼製台の上に厚さ12mmの強化ガラス板を2枚重ねて敷き, その上に水中照射器をセットして行った。

遮水状態の観察は下からガラス板を透かして水中テレビカメラ(黑白)で, 上から水中照射器の監視窓に取り付けたカラーテレビカメラ(ズームレンズ付)で行い, V. T. R. に録画した。

遮水用水ジェットは水中ポンプ(全揚程30m, 流量 $2\text{ m}^3/\text{min}$ , 消費電力19kW)で供給し, 配管途中に設けた流量計(金属テーパ管式)で流量を, ブルドン管で圧力を測定した。圧縮空気はコンプレッサー(圧力

$7\text{ kg}/\text{cm}^2$ , 流量 $10\text{ m}^3/\text{min}$ , 動力119Ps)で供給し, オリフィスにより流量を測定し, ブルドン管により圧力を測定した。

図-4.1に実験配置図, 図-4.2(1号器), 図-4.3(2号器)に配管図を示す。

##### 4.2 測定結果

1号器のノズル間隙はゴムパッキンを用いて, 3mm, 3.2mm, 4.5mmの3段階に調節し, それぞれ $8.93\text{ m/s}$ ,  $8.93\text{ m/s}$ ,  $6.45\text{ m/s}$ の水ジェット流速を得た。2号器ではノズル間隙が $6.55\text{ m/s}$ であり, 水中ポンプ1台使用のとき水ジェット流速は $3.65\text{ m/s}$ , 2台使用のとき $5.27\text{ m/s}$ となる。

遮水実験の結果を, 縦軸に空気量, 横軸にノズル先端とガラス板との垂直距離 $x$ とノズル間隙 $d$ との比 $x/d$ をとり図示すると, 図-4.4( $d=3\text{ mm}$ ), 図-4.5

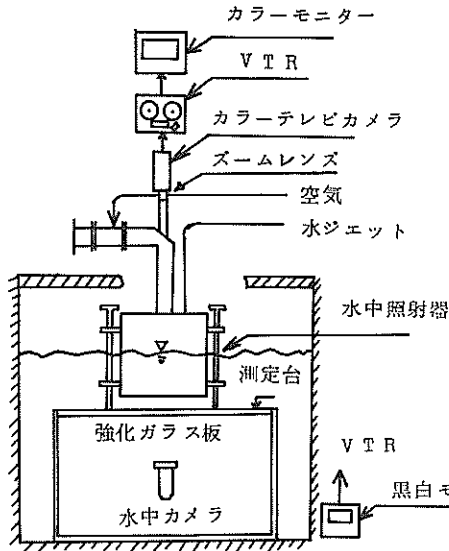


図-4.1 遮水特性の測定

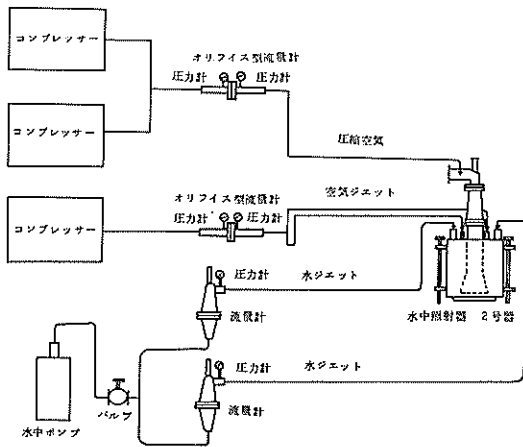


図-4.3 配管図(2号器)

( $d=3.2$  mm), 図-4.6 ( $d=4.5$  mm), 図-4.7 ( $d=6.45$  mm, ポンプ1台), 図-4.8 ( $d=6.45$  mm, ポンプ2台) のようになる。これらの図中, ○印は遮水可能, ×印は遮水不可能を示している。これらの結果より,  $x/d$  が大きいと(図中では  $d$  が一定なので  $x$  が大きい) 遮水に必要な空気量も大きくなる。また図-4.4 と図-4.5 との比較によって, 同じ水ジェット流速の場合, ノズル間隙の大きいほう(図-4.5) が小さいほう(図-4.6) よりも, 遮水に必要な空気量が大きくなる。また, 図-4.7 と図-4.8 の比較によ

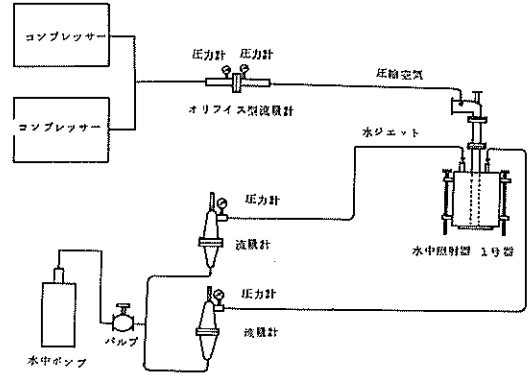


図-4.2 配管図(1号器)

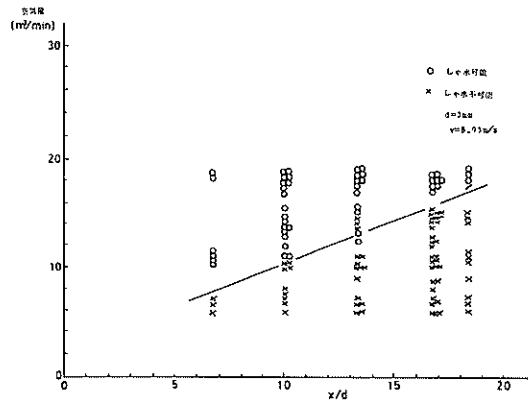


図-4.4 遮水特性(1)

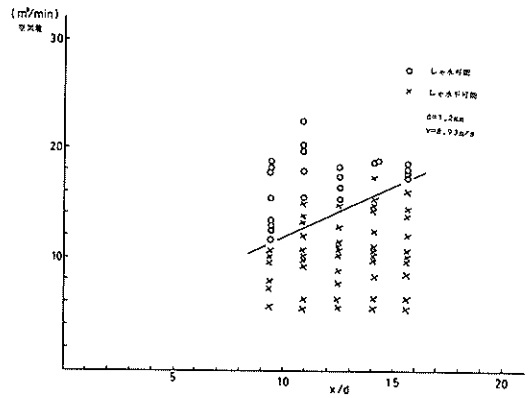


図-4.5 遮水特性(2)

て, ノズル間隙が同じなら流速の大きいほう(図-4.8) が遮水に必要な空気量が大きくなる。ただし, 図-4.8 ではコンプレッサー容量が不足で遮水不可能であった。



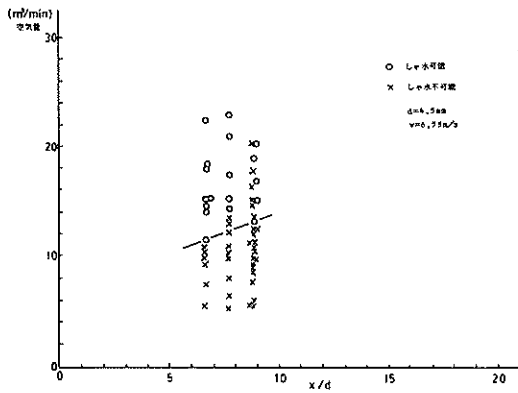


図-4.6 遮水特性(3)

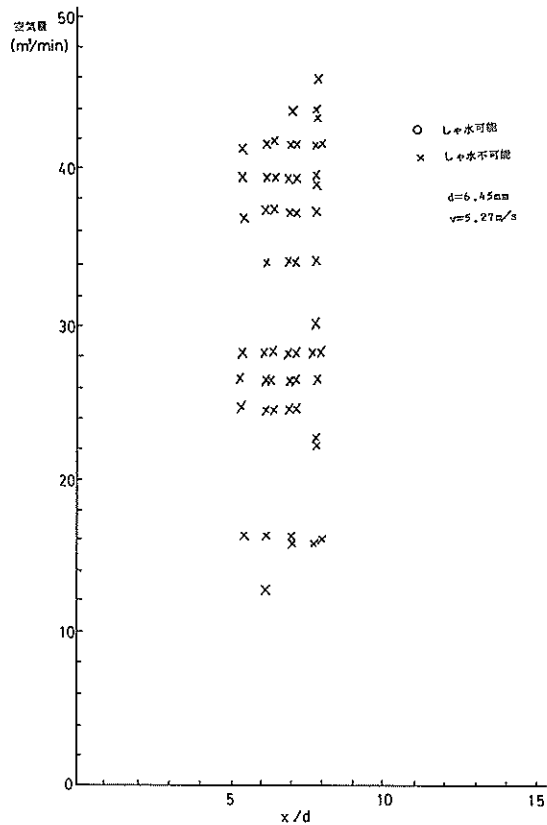


図-4.8 遮水特性(5)

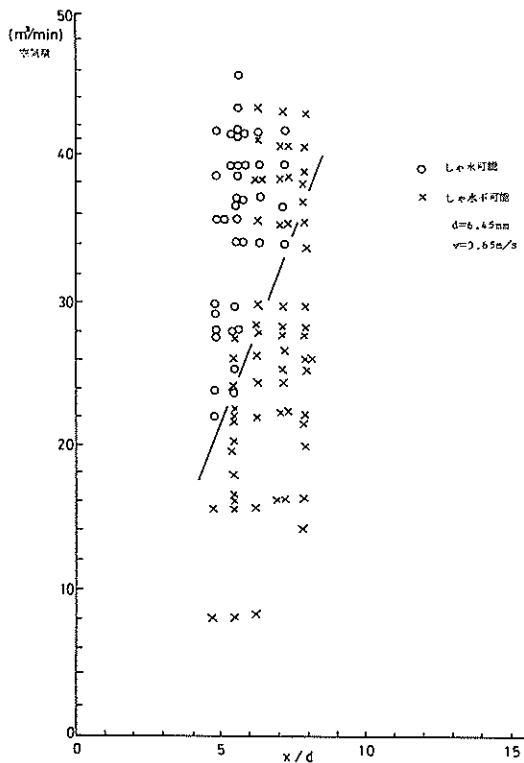


図-4.7 遮水特性(4)

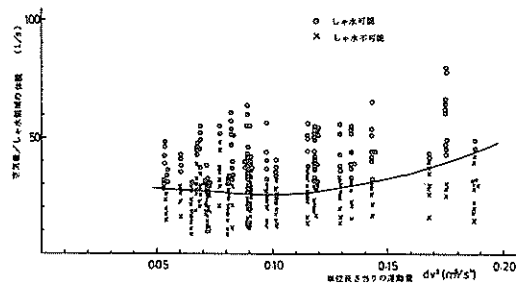


図-4.9 遮水性能

したがって、水ジェットの変動量が大きくなると、水ジェットの吸引力によって、より多くの空気が排出され、遮水空間を保つのにより多くの空気を供給しなければならないことになると考えられる。すなわち、水ジェットの運動量が、水ジェットカーテンの強さおよび遮水空間

の空気の吸引力に関係しており、この吸引量に見合った空気を供給しなければ遮水空間を安定に保つことはできないと考えられる。そこで、遮水性能を横軸に水ジェットの単位弧長当たりの運動量<sup>\*</sup>、縦軸に供給空気量と遮水空間の容積との比をとり図示すると図-4.9に示すよう

\* 流速はガラス板に当たるときの流速を用いている。4.3を参照

になる。図中の線は遮水限界線を表している。

また傾斜した海底岩盤に電磁波を照射することを想定して、図-4.10に示すように、ガラス板が水平で照射器が傾斜した場合、ガラス板が傾斜して照射器開口面が水平な場合、ガラス板および照射器開口面がともに傾斜して相互に平行な場合の3通りの遮水実験を行った。この結果、ガラス板と照射器開口面が平行な場合以外は、照射距離が大きい方向から圧縮空気が逃げるため、反対側から海水が流入し、遮水が非常に困難なことが判明し

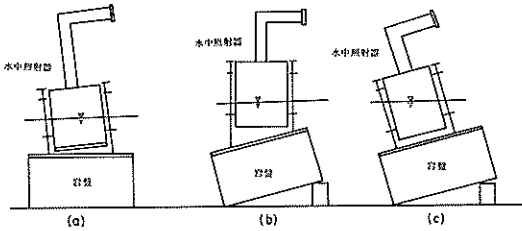


図-4.10 岩盤と照射器の傾斜

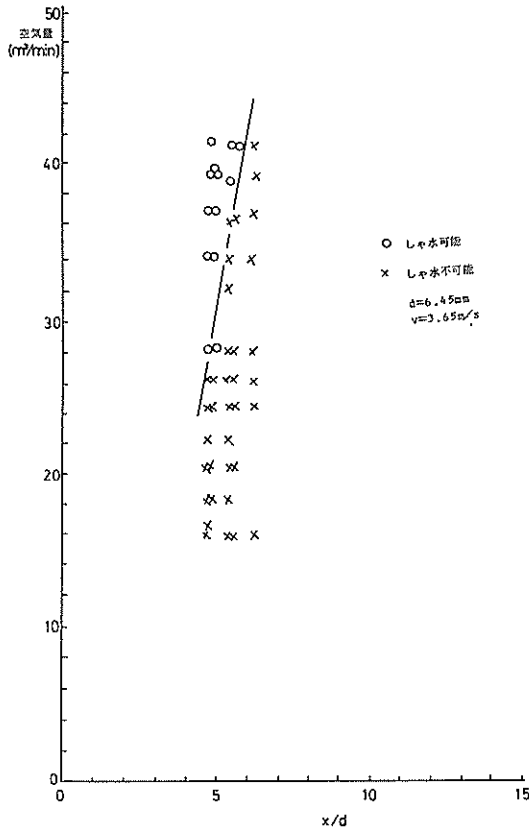


図-4.11 遮水特性 (3°傾斜)

た。傾斜板に対する遮水特性は図-4.11に示すようになり、水平な状態(図-4.7)に比べて、遮水に必要な空気供給量が多くなる。この場合の傾斜は約3°で、水ジェット出口における水圧の差は約35mm水柱となっている。

#### 4.3 水ジェットの理論的検討

環状水ジェット式遮水装置では、水ジェットの持つ運動量が遮水性能に関連していると考えられるので、環状水ジェットの流速分布、内部の負圧などを測定し、また水ジェットを理論的に検討し、遮水性能を評価する必要がある。

環状水ジェット(ノズル間隙 $d$ )を、円周方向の流速が一定であることから無限長の平板ジェットと考える(図-4.12参照)。

初速 $U_0$ で噴出した水ジェットでは、ノズルに近い所に水ジェット中心軸( $x$ 軸)に向かって乱流域が侵入してくる領域(ポテンシャルコア)が存在し、flow development regionと呼ばれている。その後ポテンシャルコアが消滅するfully developed flow regionへと移行していく。平板ジェットではポテンシャルコアの長さが約 $6d$ であることが知られている。また中心軸上の流速 $U_m$ は $U_0$ との比によって、 $x/d$ に関して図-4.13のように表される。これはYevdjevichによるもので、fully developed flow regionでは、

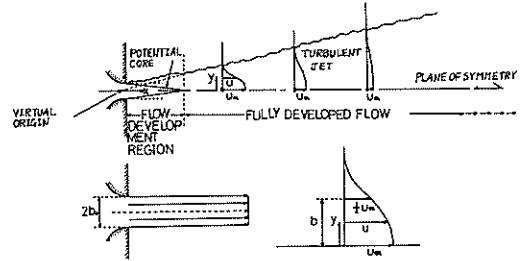


図-4.12 平板水ジェット

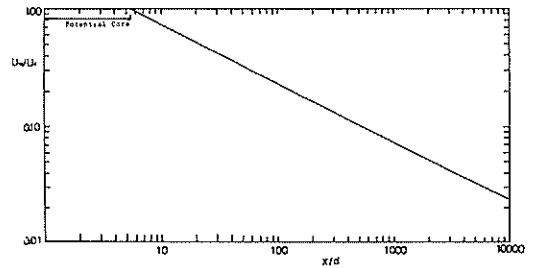


図-4.13 平板水ジェットの減衰

$$U_m/U_0 = 2.158 (x/d)^{-0.488} \quad (4.1)$$

なる関係になっている。

平板水ジェット運動方程式はレイノルズの式から出発し、連続の式などを考慮して次のように書ける。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_t}{\partial y} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} = 0$$

ここで  $u$ ,  $v$  は流速の  $x$  および  $y$  方向成分,  $\tau_t$  は乱流せん断応力,  $\rho$  は密度である。

Tollmien による解と Förthman による実験値を、縦軸に流速  $U$  と中心軸上の流速  $U_m$  の比  $U/U_m$ , 横軸に  $y$  座標と流速が中心軸上の流速の  $1/2$  になる点の中心軸からの距離  $b$  との比  $y/b$  をとって図示したのが図-

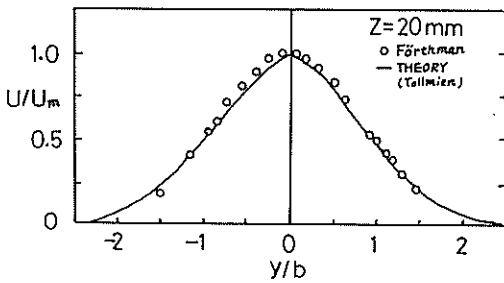


図-4.14 流速分布 (Tollmien, Förthman)

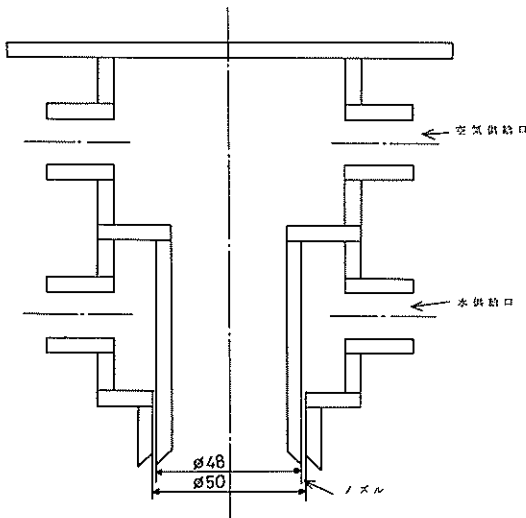


図-4.15 環状水ジェット模型

4.14 である。

次に図-4.15 に示すような環状水ジェットを使って測定した流速分布は図-4.16 のようになる。ただし、この場合は環状水ジェットの内に、水ジェットの吸引力を利用して水を供給している。最大流速点を結んだ線は図-4.17 のようになる。流速分布を図-4.14 と同じ表示とすると図-4.18 のようになり、水ジェット中心より外側は理論値と一致するが、内側は環状水ジェット内部の負圧のため、対称な流れとはならず理論値とは一致しない。したがって、環状水ジェットを平板水ジェットとして取り扱う場合には限界があることがわかる。

図-4.19 に環状水ジェットの中心軸上の静圧分布を示す。このように環状水ジェットでは、中心軸上に負圧を生じ図-4.17 のように水ジェットは内側に湾曲し、その流速分布は、水ジェット最大流速に対して対称とはならない。

これらのことから、環状水ジェットの吸引力の発生メ

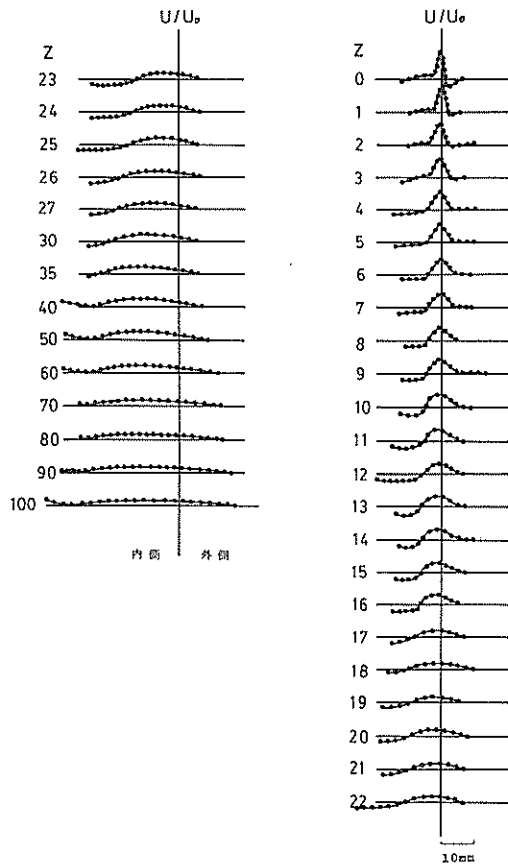


図-4.16 流速分布

カニズムは解明できないが、内部の負圧を測定することにより、環状水ジェットの湾曲流線を赤川らによる計算式<sup>15)</sup>を若干変更することによって求めることができると思われる。また内部の負圧と湾曲流線との関係から、遮水性能の評価も行えるものと考えられる。

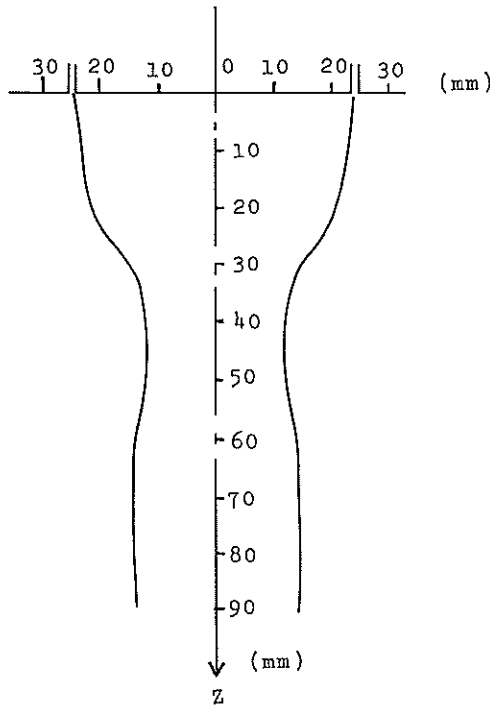


図-4.17 中心流線の軌跡

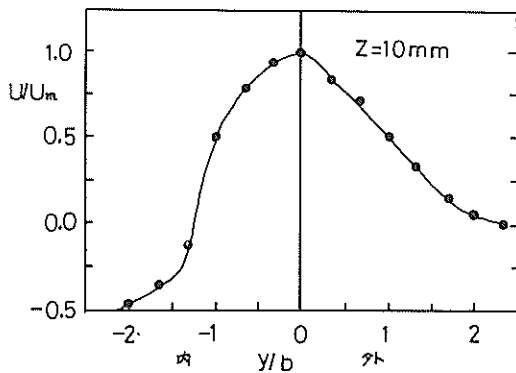


図-4.18 流速分布

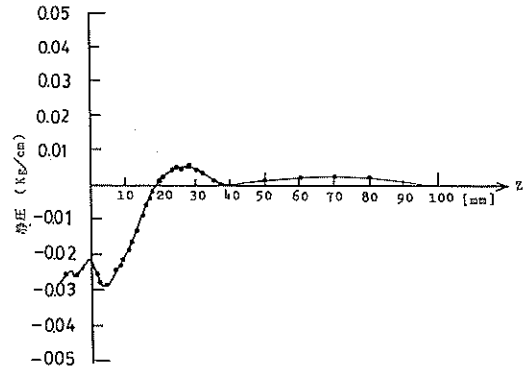


図-4.19 中心軸上の静圧分布

## 5. 水中照射器で発生する放電

現地において行った海水中的の花崗岩の破碎実験で発生した放電について、その発生原因を詳細に分析するため、意識的に放電を発生させる実験を行った。

### 5.1 放電実験

放電実験は図-5.1に示すように花崗岩上に1号器をセットし、遮水装置を働かせ、電磁波を照射する方法で行った。

放電状況の観察は、監視窓に取り付けたカラーテレビカメラで行いV.T.R.に録画し、必要に応じてスローモーション再生を行って解析した。

実験は、遮水状態を一定(供給空気量を一定)とし、照射電力を徐々に変化させる方法と照射電力を一定とし、遮水状態を変化(供給空気量を変化)させる方法の2通りで行った。

放電には、遮水状態のほか電界強度、海水から発生するイオン、照射器の構造が関係していると考えられることから、(1)海水中的の花崗岩に対する放電実験、(2)海水

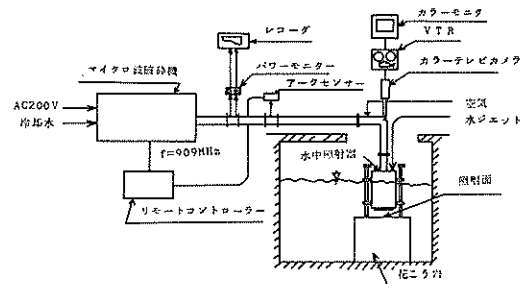


図-5.1 放電実験

中の鉄板に対する放電実験, (3) 水道水中の鉄板に対する放電実験, (4) 海水中的の花崗岩に対する放電実験(その2)の4種の実験を行った。照射距離は, (1), (4)の場合30 mm, (2), (3)の場合は20 mmとしている。

### (1) 海水中的の花崗岩に対する放電実験

放電は遮水状態の悪いとき(遮水空間に海水が残留するとき)のみ発生し, 照射電力が増加すると発生頻度, 強度(光量, 色), 持続時間が増加する。また照射電力一定の場合は, 遮水空間に海水が侵入すると放電が始まり, 遮水状態が悪いほど(海水が多いほど)放電の発生頻度, 強度, 持続時間が大きい。

放電の発生場所は, おもに電界強度の大きい照射器開口面の長辺部(電界強度は最大値の-1 dB, ちなみに短辺部では-10 dB以下である)である。また照射器を観察すると, 長辺部のほかに照射器保護環にも放電跡が多数見受けられる。

これらのことより, 放電は電界強度が高く, また小さなギャップにおいて発生しやすいと想像できる。海水の侵入量が多いと, 照射器と海水との距離が小さくなり, 電界の上昇あるいは瞬間的な接触によって放電が発生すると考えられる。

図-5.2に縦軸に空気量, 横軸に照射電力をとり放電発生頻度を表してある。これによると, 空気量が少ないほど, また照射電力が大きいほど, 放電の発生頻度が大きくなることがわかる。

### (2) 海水中的の鉄板に対する放電実験

この実験は, 花崗岩と照射器の間に鉄板を挿入して遮水空間内の電界強度を高め(鉄板と照射器間の多重反射によって部分的に電界強度が上昇する), さらに照射距離を20 mmとして放電を発生しやすい状態にして行ったものである。

この実験でも, 遮水状態が悪いときのみ放電が発生し, 照射電力が大きいほど発生頻度, 強度, 持続時間が大きくなる。図-5.3に示す放電発生限界は図-5.2に比べて空気量の少ないほうへ移動している。これは, 遮水空間の電界強度が高くなったにもかかわらず, 照射距離が小さいこと, および表面が滑らかな鉄板を挿入したため, 少ない空気量で良好な遮水状態が得られたためと考えられる。

### (3) 水道水中の鉄板に対する放電実験

この実験は(2)の実験の海水を水道水に入れ替えて, 海水の加熱によって発生すると思われる $\text{Na}^+$ イオンなどが放電に関係しているかどうかを調べるために行ったものである。

放電の発生状況は(2)とほぼ同じであり, 図-5.4に示

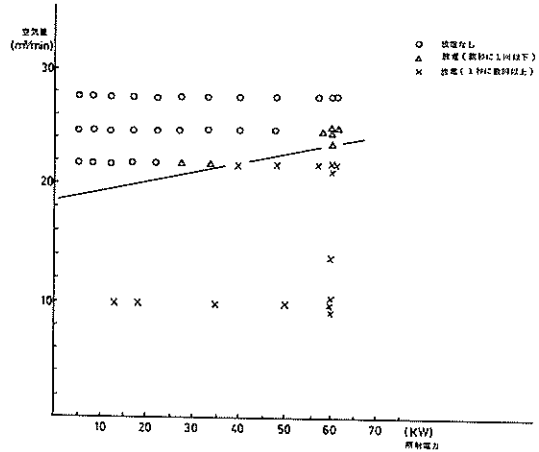


図-5.2 放電頻度(海水中的の花崗岩1)

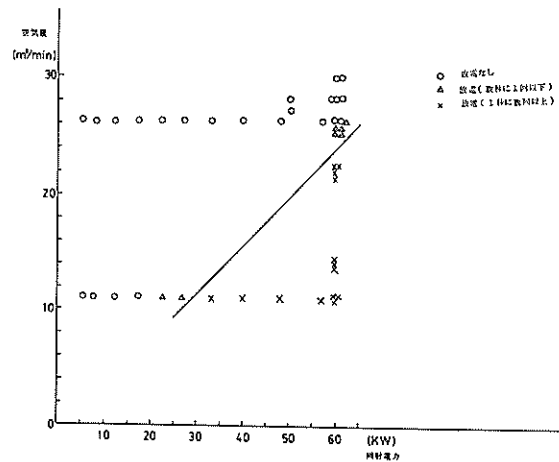


図-5.3 放電頻度(海水中的の鉄板)

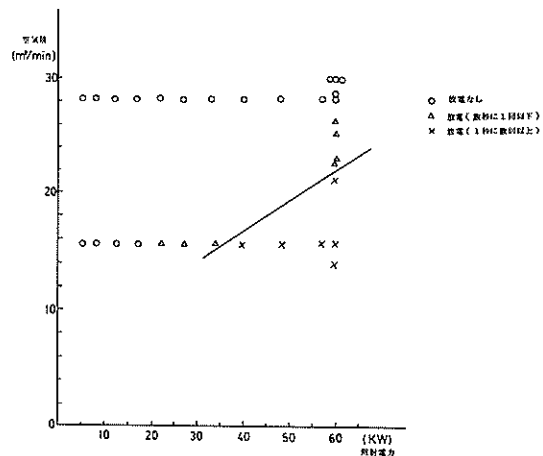


図-5.4 放電頻度(水道水中の鉄板)

す放電限界線も図-5.3 とほぼ同じである。したがって海水から発生すると思われるイオンは、遮水に用いられる圧縮空気の流れによって、遮水空間外へ岩盤と水ジェットとの接触面から排出され、放電発生の誘因にならないと考えられる。

#### (4) 海水中の花崗岩に対する放電実験（その2）

この実験は(1)の実験で照射器保護環に放電跡が多数見受けられたため、遮水および電磁波照射に関係のないこの照射器保護環を取り去って(1)と同様の実験を行ったものである。

放電の発生状況は(1)とほぼ同じであるが、図-5.5 に示す放電限界線は図-5.2 に比べて、空気量の小さいほうへ移動しており、同じ空気量（遮水状態）で耐放電性が高くなったことを示している。したがって、花崗岩の破碎実験には照射器保護環を取り去ったままで使用することにした。

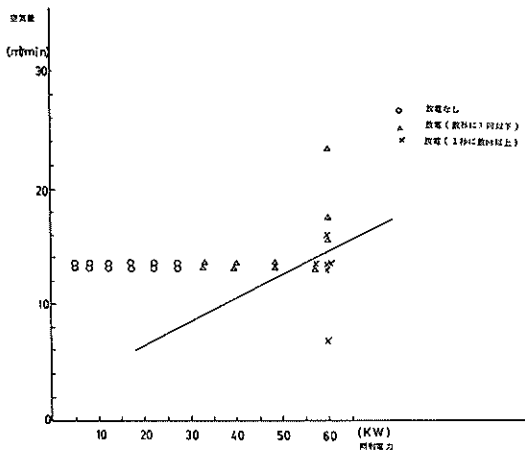


図-5.5 放電頻度（海水中の花崗岩2）

#### 5.2 放電現象の考察\*

放電実験で、放電は遮水空間に海水が侵入するときのみ発生し、その発生頻度、強度、持続時間は照射電力が大きいほど、また遮水状態が悪いほど大きくなることがわかった。したがって、放電には、電界強度と遮水空間内の海水の存在が大きく関連していると考えられる。

図-3.8 に示したように、岩盤の表面に海水が存在すると反射係数が急激に大きくなり、照射器との間で多重反射が起こり、電界が部分的に高められることが予想できる。また、水ジェットカーテン間でも多重反射が起こることも予想できる。一方、遮水空間に海水の水滴が存

在すると、水滴上の電界は高められる。このように、遮水空間内の海水の存在によって部分的に電界が高められて、放電開始電界（40~60 kV/cm）よりも低い電界（実験では、0.14 kV/cm）で放電が発生すると考えられる。

また、遮水空間内へ海水が侵入することにより、照射器又は照射器保護環との距離が極めて小さくなり、その間の耐放電性が低くなり、放電が発生しやすくなると考えられる。

これら、放電発生の誘因を考慮すると、1号器の照射能力は 273.7 kW、2号器は 841 kW と推定できる。

### 6. 水中照射器を用いた破碎実験

この破碎実験は環状水ジェット式遮水装置を持つ水中照射器の性能を総合的に評価するために行ったものである。花崗岩の破碎には電力密度が高い1号器、モルタルブロックの破碎には2号器を使用した。

#### 6.1 実験概要

図-6.1 に示すように供試体（花崗岩、モルタルブロック）を水槽の底に置き、その上に水中照射器をセットし、照射距離を1号器の場合 30 mm、2号器の場合 150 mm とし、水槽に供試体上面より 1 m 前後まで海水を満たして実験を行った。遮水装置は遮水状態が最良となるよう監視窓から観察しながら空気量を調節して作動させた。照射電力は 60 kW、照射時間は花崗岩で約 20 分、モルタルブロックで約 10 分とし、空中における実験とだいたい等しく設定した。表-6.1 に供試体寸法、実験条件などを示す。

#### 6.2 実験結果

実験中、心配されていた放電は一度も発生しなかった。破碎状況は空中時とほぼ同じであり、モルタルブロッ

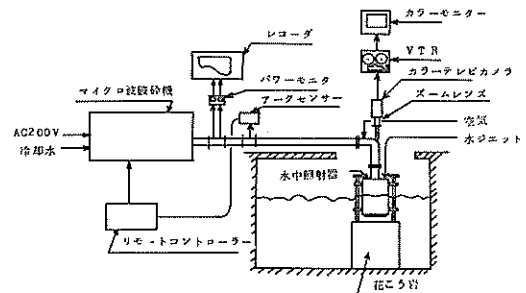


図-6.1 破碎実験

\* 参考文献 9) および付録参照

表-6.1 供試体、実験条件および実験結果

稲田花こう岩	寸法 (m)	照射電力 (kW)	照射エネルギー (kW・min)	破砕量(クラック長) (mm)	破砕効率 (mm/kW・min)
I-1	1×1×1	60	1200	4700	3.92
I-2	"	"	1290	4540	3.52
I-3	"	"	1313	4360	3.32
I-4	"	"	1335	5030	3.77
I-5	"	"	1290	5150	3.99
I-6	"	"	1305	4820	3.69
I-7	"	"	1035	3010	2.91
I-8	"	"	1290	5290	4.10
モルタルブロック	寸法 (m)	照射電力 (kW)	照射エネルギー (kW)	破砕量(容積) (lit.)	破砕効率 (lit./kW・min)
UMM-1	1×1×0.5	60	674	25.60	0.0380
UMM-2		"	672	24.00	0.0357
UMM-3		"	391	7.98	0.0204

クは剥離し、すり鉢状の破砕跡を残す。花崗岩は照射面中央より放射状のクラックを発生する。図-6.2 にモルタルブロックの破砕例、図-6.3 に花崗岩の破砕例を示す。また表-6.1 に破砕結果を示す。

照射エネルギーに対する破砕量を図-6.4 (モルタルブロック)、図-6.5 (花崗岩) に空中における破砕量とあわせて示してある。これらより、照射エネルギーに対する破砕量は空中時とはほぼ等しいことがわかる。

単位照射エネルギー当たりの破砕量も、図-6.6 (モル

タルブロック)、図-6.7 (花崗岩) に示すように空中時とはほぼ同様であることがわかる。

これらのことより、水中照射器を用いた海中の岩石の破砕効果が空中時とはほぼ同等であると考えられる。このことは、水中照射器の水ジェット式遮水装置によってほぼ空中と同条件の遮水空間が形成されていることを示している。

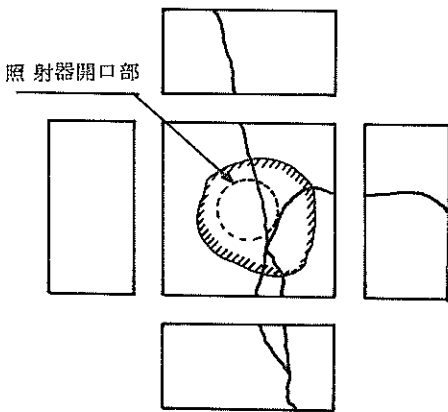


図-6.2 モルタルブロックの破砕例 (60kW, 10分)

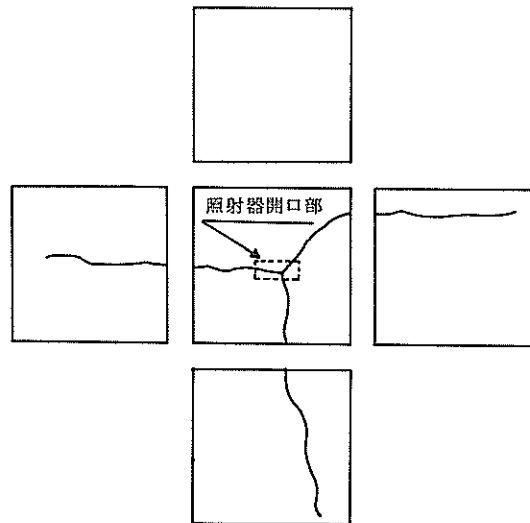


図-6.3 花崗岩の破砕例 (60kW, 20分)

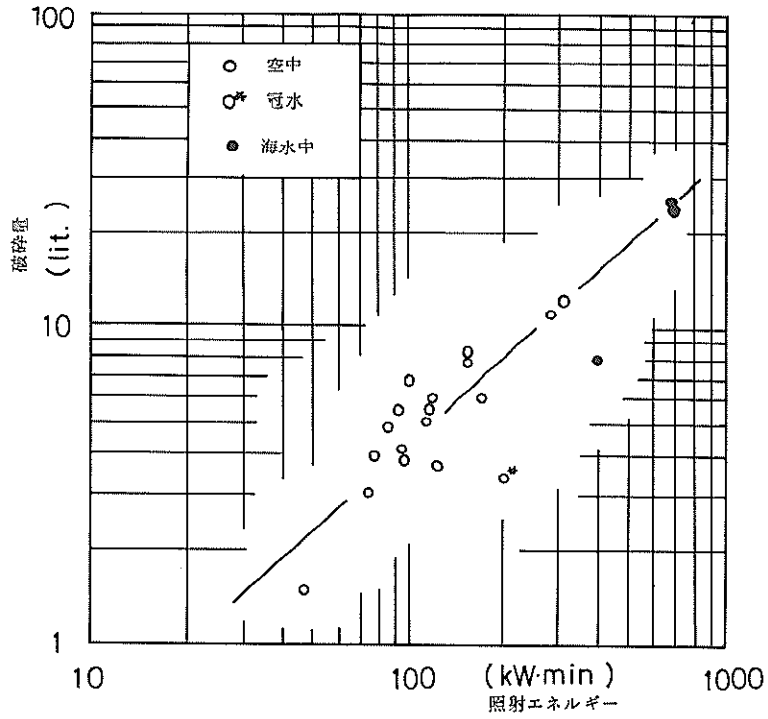


図-6.4 破砕量 (モルタルブロック)

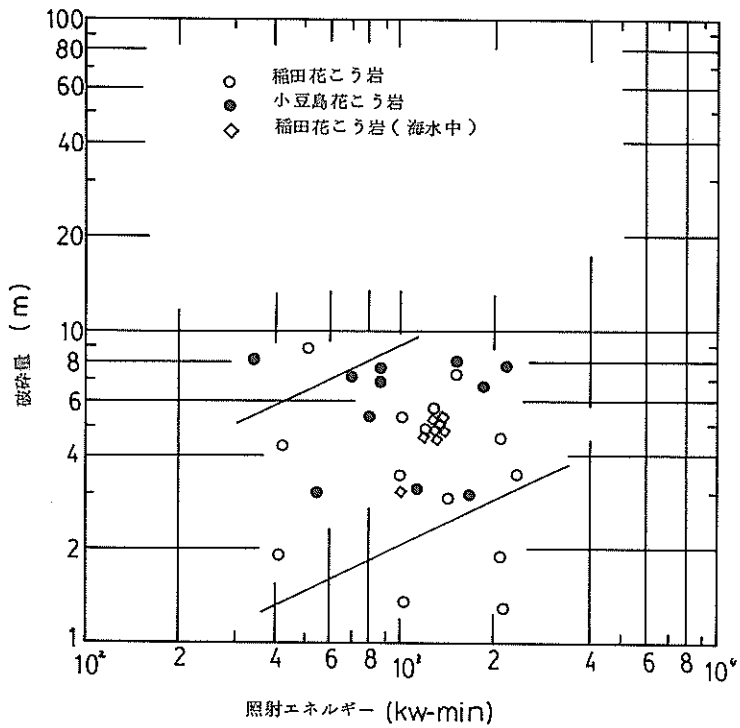


図-6.5 破砕量 (花崗岩)



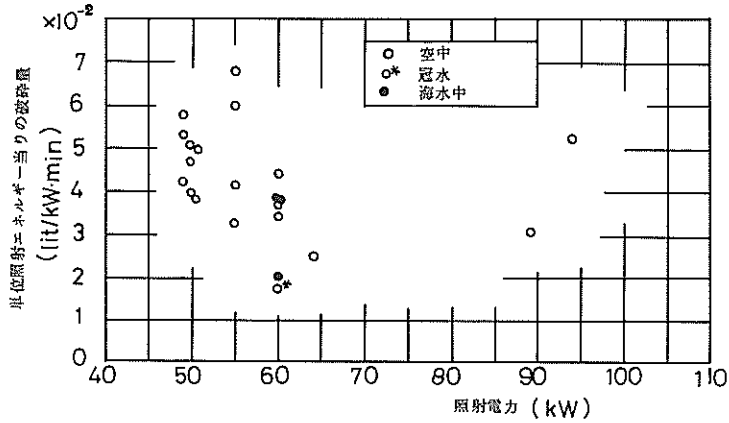


図-6.6 破砕効率(モルタルブロック)

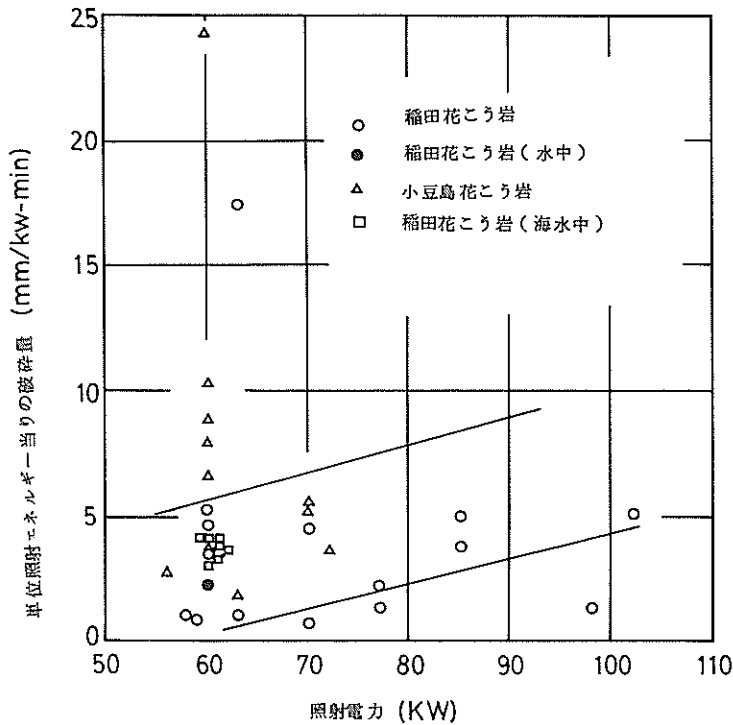


図-6.7 破砕効率(花崗岩)

## 7. ま と め

環状水ジェット式遮水装置を持つ水中照射器の電磁気特性、遮水特性、耐放電性、破砕特性を測定した結果次のことが判明した。

(1) 水中照射器に採用したインピーダンス調整用のア

イリスにより、岩盤からの反射を数%以内することができ、反射による損失は少ない。

(2) 遮水状態が良好な場合の反射率は空中時とほぼ同じく数%以内であるが、岩盤上に海水が存在すると急激に上昇する。

(3) 照射器から放射された電磁波の電力密度分布は加

熱された岩盤の表面温度分布と強い相関がある。

(4) 環状水ジェット式遮水装置の遮水特性は、単位円弧長当たりの水ジェットの持つ運動量と、供給空気量と遮水空間の容積との比で表すことができる。傾斜岩盤(約3°まで実験を行った)に対しては、岩盤と水ジェットノズル面を互いに平行にする必要があり、遮水に必要な空気供給量は、いずれも水平な場合に比べて多くなる。

(5) 環状水ジェットの中心流線の軌跡は水ジェットの吸引力によって生じる負圧のため内側に湾曲する。したがって、安定した遮水空間を得るためには、水ジェットによって生じる負圧に相当する圧縮空気を供給しなければならない。

(6) 放電は、照射電力60 kWまでは遮水状態が良好ならば発生せず、遮水空間内に海水が混入すると多重反射、水滴および微小ギャップが発生し、部分的に電界強度が高められるため発生すると考えられる。海水の加熱によって発生すると思われる $\text{Na}^+$ などのイオンは、遮水用の圧縮空気によって遮水空間へ排出され、放電の発生には寄与していないと考えられる。

放電開始電界から、照射能力を試算すると、1号器は約270 kW、2号器は840 kWと推定できる。

(7) 水中照射器の破碎効果は、遮水装置が所定の遮水能力を発揮し、ほぼ空中時と同等である。

## 8. あとがき

水中照射器の電磁気特性、遮水特性、耐放電性についての実験で、これらの概要が明らかになった。また、海中のモルタルブロックおよび花崗岩の破碎実験ではば空中時と同等の破碎効果が得られることが確認できた。

筆者らは、今回の実験で実験装置の構造上の問題から行えなかった、3°以上の傾斜面および±2 cm以上の凹凸面に対する遮水実験を模型を用いて行い、環状水ジェット式遮水装置の遮水限界を明らかにしていく予定である。また、この方式の遮水装置が遮水に費やすエネルギーが大きいことから、ほかの方式の遮水装置についても予備実験を終了しており、模型を用いて本格的な研究を行い、その遮水特性を比較検討する予定である。

この研究は経常研究費のほか、作業船整備費の補助によって行われたものであり、ここに付記し関係諸氏に感謝するものである。

(1981年6月30日受付)

## 参考文献

- 1) 小岩苔生ほか;電磁波による岩盤の破碎—局部加熱の効果と熱破碎—, 港研報告, Vol. 14, No. 3, 1975
- 2) 高橋英俊ほか;高出力マイクロ波破碎機による岩石破碎, 港研資料, No. 313, Mar. 1979
- 3) 高橋英俊ほか;高出力マイクロ波破碎機による岩石破碎(その2)—特に自然岩盤(花崗岩)の破碎について—, 港研資料, No. 330, Mar. 1980
- 4) 電子通信学会;マイクロ波回路, コロナ社, 1974
- 5) 電子通信学会;アンテナ・電波伝搬, コロナ社, 1977
- 6) 電子通信学会;高周波測定, コロナ社, 1973
- 7) 電子通信学会;アンテナ工学ハンドブック, オーム社, 1980
- 8) 牧本利夫ほか;マイクロ波工学の基礎, 廣川書店, 1970
- 9) 電気学会;放電ハンドブック, オーム社, 1980
- 10) John D. Kraus; Antennas, McGRAW-HILL, 1950
- 11) William H. Hayt, JR.; Engineering Electromagnetics, McGRAW-HILL, 1974
- 12) Henry Jasik; Antenna Engineering Handbook, McGRAW-HILL, 1961
- 13) Irving H. Shames; Mechanics of Fluids, McGRAW-HILL, 1962
- 14) N. Rajaratnam; Turbulent Jets, ELSEVIER, 1976
- 15) 赤川浩爾ほか;環状噴流に関する研究, 日本機械学会論文集, Vol. 31, No. 221, 1965

## 記号一覧表

- $a$  ; 短形導波管の寸法(磁界方向)  
円筒導波管の寸法(直径)
- $b$  ; 短形導波管の寸法(電界方向)
- $d$  ; ノズル間隙
- $E$  ; 電界ベクトル
- $E$  ; 電界
- $e$  ; 自然対数の底
- $f$  ; 周波数
- $f_c$  ; カットオフ周波数
- $H$  ; 磁界ベクトル
- $H$  ; 磁界
- $i$  ; 入射角
- $J_n$  ;  $n$  次の第一種ベッセル関数
- $j$  ; 虚数単位
- $k$  ; 媒質中の伝搬定数
- $M$  ; 反射損
- $n$  ; 屈折率
- $R$  ; 入射電界に対する反射電界の比

$r$  ; 円筒座標 ( $r, \varphi, z$ )  
 定在波比  
 $T$  ; 入射電界に対する透過電界の比  
 $t$  ; 時間  
 $U_0$  ; 水ジェット初速  
 $U_m$  ; 水ジェットの中心流速  
 $u$  ; 流速の  $x$  成分  
 $v$  ; 流速の  $y$  成分  
 $w$  ; 伝送電力  
 $W_0$  ; インピーダンス整合時の伝送電力  
 $x$  ; 直角座標 ( $x, y, z$ )  
 水ジェット距離  
 $y$  ; 直角座標 ( $x, y, z$ )  
 $Z$  ; インピーダンス  
 $z$  ; 直角座標 ( $x, y, z$ )  
 円筒座標 ( $r, \varphi, z$ )  
 $a$  ; 減衰定数  
 $\beta$  ; 位相定数  
 $\Gamma$  ; 反射係数  
 $\gamma$  ; 伝搬係数  
 $\delta$  ; 表皮厚さ  
 $\epsilon$  ; 誘電率  
 $\zeta$  ; 固有インピーダンス  
 $\eta$  ; 固有アドミタンス  
 $\lambda$  ; 波長  
 $\mu$  ; 透磁率  
 $\pi$  ; 円周率  
 $\rho$  ; 密度  
 $\rho_{mn}$  ;  $J_n=0$  の  $n$  番目の根  
 $\sigma$  ; 導電率  
 $\tau_i$  ; 乱流せん断応力  
 $\phi, \varphi$  ; 屈折角  
 円筒座標 ( $r, \varphi, z$ )  
 $\psi$  ; 反射角  
 $\omega$  ; 角周波数

(付 録)

$A$  ; 照射器開口面積  
 $d$  ; 放電ギャップ  
 $E$  ; 電界  
 $E_p$  ; 水滴上の電界  
 $E_s$  ; 放電開始電界  
 $M$  ; 電界の上昇倍数  
 $p$  ; 圧力  
 $s$  ; ポインティングベクトル  
 $\Gamma$  ; 反射係数  
 $\epsilon_r$  ; 比誘電率  
 $\eta$  ; 自由空間の波動インピーダンス

付 録

放電と電界

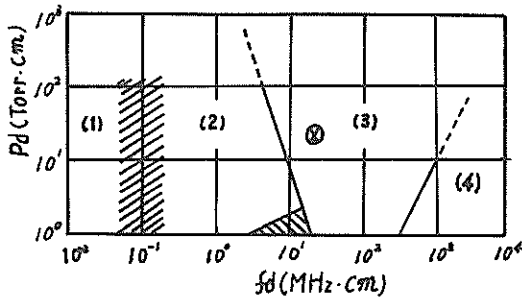
電磁波の電界中で発生する放電を高周波放電の一種と  
考え、放電発生と電界との関係を調べてみる。

高周波放電は交番電界による正イオンおよび電子の運  
動で特徴づけられており、高周波の周波数を  $f$ 、放電ギャ  
ップを  $d$ 、空気圧を  $p$  とすると、 $fd$ 、 $pd$  によって付  
図-1 に示す4つの放電領域に分けられ、異なった法則  
に従って発生する。

今回の放電実験では、付図-1 中で⊗印で示される点  
で放電が発生しているのが領域(3)内である。 $pd > 30$   
では放電開始電界  $E_s$  は、

$$E_s = 37.6 p \text{ (Tor) V/m} \quad (1)$$

で与えられる。



付図-1 放電領域(文献8)による)

今回の放電実験のうち  $0.5 \text{ kgf/cm}^2$  (G)、 $0.85 \text{ kgf/cm}^2$  (G)、 $1.3 \text{ kgf/cm}^2$  (G)の空気圧のときの  $E_s$  を算出すれば、付表-1 に示すように、 $10 \text{ kV/cm}$  のオーダーになる。

放電実験では、空気圧  $p = 0.5 \text{ kgf/cm}^2$  (G) のとき(遮水空間に海水が侵入している)照射電力  $12 \text{ kW}$  で放電が開始(数10秒間に1回以下)している。このときの電界  $E$  は、ポインティングベクトルを  $\vec{s}$ 、照射電力を  $P$ 、自由空間の波動インピーダンスを  $\eta$ 、照射器開口面の面積を  $A$  とすると、

$$E = \sqrt{s \cdot \eta} = \sqrt{\frac{P}{A} \cdot \eta} \quad (2)$$

と表され、それぞれの数値を代入すると、 $E = 0.14 \text{ kV/cm}$  となり、付表-1 に示す値よりも二桁以上小さな値となっていることがわかる。

ここで考えられるのは、遮水空間内で部分的に電界が高められることと、耐放電性が低下することである。花崗岩と海水の反射係数を計算すると付表-2 に示す値となり、海水の反射係数が非常に大きいことがわかる。もし、電磁波が海水間で多重反射(最初の電界の  $1/10$  になるまでを考える)するとし、しかも多重反射した電磁波が電界を相互に高め合う位相で重なるとすると、そのときの電界は最初の電界の  $M_{sw}$  倍となる。すなわち、

$$M_{sw} = 1 + 0.84 + 0.84^2 + \dots + 0.84^{13} \approx 5.6 \text{ 倍} \quad (3)$$

付表-1 放電開始電界

空気圧 $P_G$ (kg/cm <sup>2</sup> )	絶対圧力 $P_A$ (kg/cm <sup>2</sup> )	絶対圧力 $P$ (Tor)	放電開始電界 $E_s$ (kV/cm)
0.5	1.5	1104	41.5
0.85	1.85	1362	51.2
1.3	2.3	1693	63.7

付表-2 反射係数

	導電率 $\sigma$ (U/m)	比誘電率 $\epsilon_r$	比透磁率 $\mu_r$	波動抵抗 $\eta$ ( $\Omega$ )	反射係数 $\Gamma$
花こう岩	$10^{-5}$	5	1	168.5	-0.38
水道水	$10^{-2}$	80	1	42.1	-0.8
海水	5	80	1	30.2 $+j0.0657$	-0.84 $+j0.0657$

さらに照射器(金属であるので  $\Gamma=1$ ) と海水との間の多重反射では、最初の電界の  $M'_{sw}$  倍となる。すなわち、

$$M'_{sw} = 1 + 0.84 + 0.84^2 + 0.84^3 + \dots + 0.84^{13} + 0.84^{13} \approx 10 \text{ 倍} \quad (4)$$

一方、花崗岩の照射器との間の多重反射では、電界は  $M_r$  倍となる。すなわち、

$$M_r = 1 + 0.38 + 0.38^2 + 0.38^3 + 0.38^4 + 0.38^5 + \dots + 0.38^{13} \approx 1.7 \text{ 倍} \quad (5)$$

\*\*  $0.84^{13} \approx 0.1$

このように電磁波は、遮水空間内での多重反射（付図-2 にこれらの多重反射モデルを示す）によって電界が高められると考えられる。

つぎに、遮水空間内に水滴が存在する場合の電界について考える（付図-3）。水滴の直径が電磁波の波長に比べて十分小さければ、電界  $E_0$  中の水滴上の最も高い電界  $E_p$  は、水の比誘電率を  $\epsilon_r = 80$  として、

$$E_p = \frac{3\epsilon_r}{2+\epsilon_r} E_0 \approx 3E_0 \quad (6)$$

と表される。すなわち、電界が3倍に高められる。

つぎに、付図-4 に示すように、海水の侵入によって、海水と照射器保護環の間にできる微小ギャップの耐放電性を調べてみる。この微小ギャップ（放電距離）と電界の関係を、付図-5 に示す（矩）形導波管内の放電開始電界  $E_s$  が、導波管の電界方向の寸法を  $d$ 、自由空間内の波長を  $\lambda$ 、管内波長を  $\lambda_g$ 、空気のブレイクダウン電圧を  $V_s$  として、

$$E_s = \sqrt{\lambda/\lambda_g} bV_s \quad (7)$$

と表されることから類推すると、ギャップ  $d$  が小さくなるほど、放電開始電界が小さくなることになる。

このように、多重反射、水滴および微小ギャップの存在で、耐放電性が低下するものと考えられる。

次に水中照射器の照射能力を、放電開始電界  $E_s$  から推定してみる。遮水状態が良好で、遮水空間内に海水は存在しないものとする。ただし、インピーダンスの整合は行わず、反射係数が付表-2 に示す値であるとする。

まず、水ジェットカーテン間の多重反射で、電界は5.6倍、花崗岩と照射器間の多重反射で1.7倍に高められる。照射器構造上のギャップによって約1/10に耐放電性が低下するとすると、 $5.6 \times 1.7 \times 10 = 95.2$ 、すなわち95.2分の1に放電開始電界が低下することになる。

したがって付表-1の放電開始電界  $63.7 \text{ kV/cm}$  は、

$$63.7 \text{ kV/cm} \div 95.2 = 0.67 \text{ kV/cm} \quad (8)$$

に低下することになる。このときのポインティングベクトル  $s$  は、

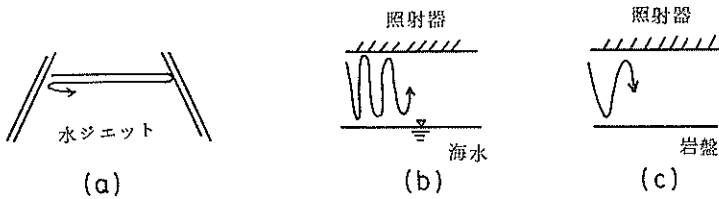
$$s = \frac{(0.67 \times 10^5)^2}{377} = 11.91 \times 10^6 \text{ W/m}^2 \quad (9)$$

となる。これに照射器開口面積  $A_1$ （1号器）、 $A_2$ （2号器）を乗じれば許容照射電力  $P_{\max}$  は、

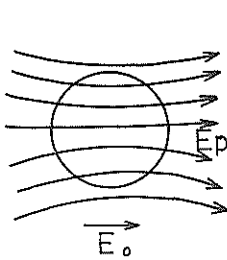
$$P_{\max 1} = 11.9 \times 10^6 \times 2.3 \times 10^{-2} = 273.7 \text{ kW} \quad (10)$$

$$P_{\max 2} = 11.9 \times 10^6 \times 7.07 \times 10^{-2} = 841.3 \text{ kW}$$

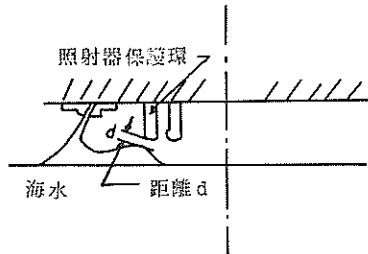
となる。



付図-2 多重反射モデル



付図-3 電界中の水滴



付図-4 照射器保護環と海水との距離



付図-5 矩形導波管

港湾技研資料 No.391

1981・9

編集兼発行人 運輸省港湾技術研究所

発行所 運輸省港湾技術研究所  
横須賀市長瀬3丁目1番1号

印刷所 日青工業株式会社

Published by the Port and Harbour Research Institute  
Nagase, Yokosuka, Japan.