

# 3次元モデル計算による TDEM 法のトンネル前方探査への適用性の検討

## THREE-DIMENSIONAL TRANSIENT ELECTROMAGNETIC MODEL STUDY FOR FRACTURE PREDICTION FROM TUNNEL FACE

原 敏 昭\*<sup>1</sup>, 斎 藤 章\*<sup>2</sup>  
Toshiaki HARA, Akira SAITO

TSP and tunnel HSP using the reflection method are often used for geophysical exploration from inside the tunnel. By generating vibrations in the tunnel and receiving them near the face, the fault section and stratum boundaries in front of the face can be captured as reflecting surfaces. However, it has been reported that it is less effective for structures with similar physical properties and for horizontal structures. Numerical experiments were made for a fracture detection approach from a tunnel face by the TDEM, using a three-dimensional finite-difference time domain program. The response, time derivative of the magnetic field, which would be produced by a fracture zone at a distance of 0-50 m from a tunnel face was estimated from calculations involving numerical resistivity models conductors in a resistive background. Varying the distances to the conductor the conductance of conductor the background resistivities and the geometry of model affects the transient curves in a time range of 1-200 shut-off the transmitted current. This experiment also shows that differential measurement of transient curves is one of effective approaches to predict fracture zone from a tunnel face.

**Keywords:** TDEM method, three dimensional numerical modeling, tunnel face  
TDEM 法, 三次元モデル, トンネル切羽

### 1. はじめに

トンネル坑内からの物理探査による切羽前方探査は、反射法を用いたTSPとトンネルHSPが行われることが多い。これらの方法は、ボーリング坑によるVSPをトンネル坑内の探査に適したものである。トンネル坑内で起振し、切羽近くで受信することにより、切羽前方の断層破碎帯や地層境界を反射面として捉える。これらの方法は、密度・弾性波速度が著しく異なる鉛直に近い傾きを持つ地質構造の抽出に有効であるが、これらの物性に相違がない構造や、水平的な構造には効果が少ないと報告されている<sup>1)</sup>。

著者らは TDEM 法(Time Domain Electro Magnetic; 時間領域電磁探査法)を地表からの山岳トンネルの事前調査に適用し、屈折法弾性波探査では捉えることが困難な地山情報を得ることで、施工の効率化と安全性の向上を図っている<sup>2)</sup>。一方、山岳トンネルの地山状況を把握することを目的としたトンネル切羽前方探査へ TDEM 法を適用するための研究も行っている<sup>3)</sup>。本論文では、TDEM 法によるトンネル切羽前方探査を行なうための有限差分法による三次元モデル計算結果を中心に述べる。これにより磁場の過渡現象曲線(以下、トランシェント曲線と呼ぶ)が、地山と破碎帯の比抵抗コントラスト・破碎帯までの距離・磁気センサの位置などによりどのように変化するかを定量的に示す。また、掘削終了後のトンネル坑内に送信用ループケーブルを敷設し、断層破碎帯及びその周辺部において取得した測定データについても併せて述べる。

### 2. 電磁探査法の分類

電磁探査法は、電磁誘導現象を利用して地下を調査する手法で、まず使用する電磁場が地球をとり巻く自然の電磁場とするか、送信機による人工電磁場とするかで分けられる。前者の代表例が MT 法であり、後者の例としては、CSAMT 法、TDEM 法(TEM 法)、Slingram 法などが挙げられる。電磁探査法の分類の一例を図 1 に示す。

人工電磁場を使う電磁探査には周波数領域(FDEM)と時間領

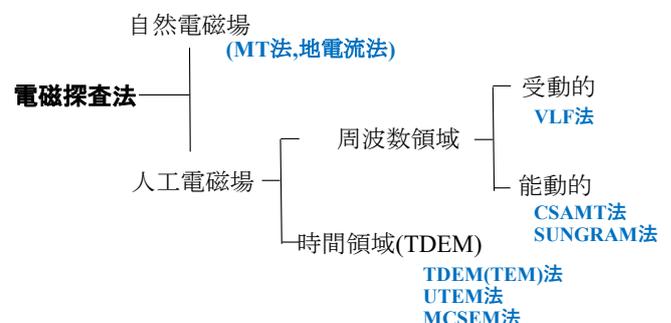


図 1 電磁探査法の分類の一例

域(TDEM)がある。周波数領域と時間領域は、理論的にはフーリエ変換の対等価であるが、前者の測定では送信電流がつくる場(1次場)と電磁誘導現象がつくる場(2次場)の和を測定するのに対し、後者は送信電流を遮断した後の1次場のない状態で2次場のみを測定するため、実際には大きな差異が生じる。周波数領域の電磁探査法の測定では、探査深度を上げるためには、周波数を下げると同時に送受信間隔を広げる必要があるが、測定値に含まれる1次場の影響で、送受信間隔が狭いと周波数を下げても探査深度は増加せず、これをニアフィールド現象と呼んでいる。一方、時間領域の電磁探査法では、送信電流遮断後、より遅くまで測定することで、探査深度を上げることができ、送受信間隔は小さくても深部の探査が可能である。

時間領域の電磁探査法(TDEM法)は、1930年代から過渡現象を利用した探査法の検討がなされ、1950年代に実用化された。近年、エレクトロニクスや数値解析技術の進歩に伴って急速に普及し、鉱山・地熱・石油などの資源探査や工学・防災分野での地下構造調査に広く用いられている。最近では、航空機を使う空中電磁法や、海底

\*1 戸田建設株式会社技術部 博士(工学)

\*2 早稲田大学創造理工学部名誉教授 Ph. Dr.

Civil Engineering Department, TODA CORPORATION, Dr. Eng.

School of Creative Science and Engineering, Waseda University, Ph. Dr.

石油鉱床の調査に対して、数千アンペアの大電流を送信する海底電磁探査 (MCSEM) も実用化されている。図2に地表探査での TDEM 法の概要を示す。

TDEM 法は電磁場の地下への拡散現象を時間の関数として捉え、地下深部の比抵抗構造を調べる電磁探査法である<sup>4)</sup>。地表で行う本探査は、地上に設置したループ送信源に電流を流し、磁場を発生させる。その電流を急激に遮断すると、それまでの磁場も急激に減少しようとするが、その変化を妨げるように地下に渦電流が誘導される。この渦電流は、その電流経路の比抵抗に応じて熱になって減衰し、高比抵抗の地層ほど速く、低比抵抗の地層ほど遅く減衰する。この渦電流が作る2次磁場の減衰過程を測定することにより、地下の比抵抗構造を調べることができる。こうした渦電流の減衰は磁場の変化を伴い、時間とともに新しい渦電流を地下深部へ誘導していくため、こうした渦電流のつくる磁場をより長時間地上の受信コイルで測定することによって、さらに深部の比抵抗分布が測定できる。送信電流を切ってから測定するため、測定中に一次磁場はない。これに対し、周波数領域電磁探査法の場合は、送信側からの磁場と地下からの磁場の両方を測っているため、ノイズの影響を消すのは極めて難しい。

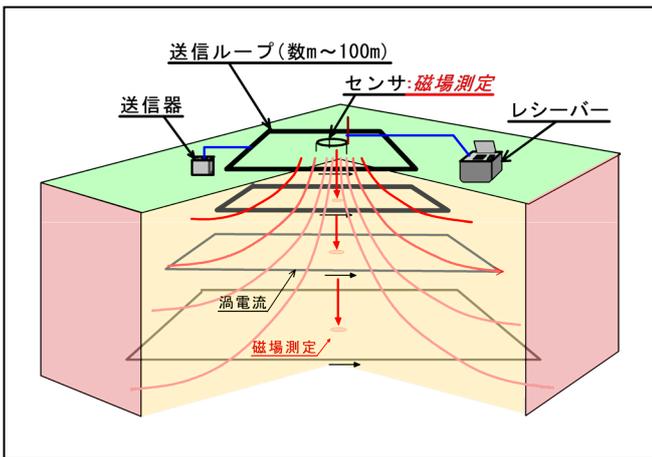


図2 TDEM 法の探査概要

### 3. TDEM 法の概要<sup>5)</sup>

#### 3.1 TDEM 法の原理

地表や海底、あるいは海中に設置したループに流す電流を急激に遮断すると、電磁誘導の法則によりループのごく近傍に遮断前と同じ磁場を維持しようとする渦電流が発生する。この渦電流は周辺の比抵抗に応じて減衰し、その電流の変化を妨げるような新しい渦電流がさらに生じる。このプロセスが繰り返され、あたかも渦電流が、地下深部に伝播していくような現象は、スモークリングと呼ばれている。陸域で地表にループを設置した場合に、渦電流が地下深部に伝搬していくようすを図3に示す。これらの渦電流は、経路の地層の比抵抗に応じて減衰するため、それらの作る磁場を時間の関数として測定することにより、地下の比抵抗分布を知ることができる。たとえば地下が高比抵抗の時は、渦電流は急速に減衰していくが、低比抵抗のときはゆっくり減衰する。

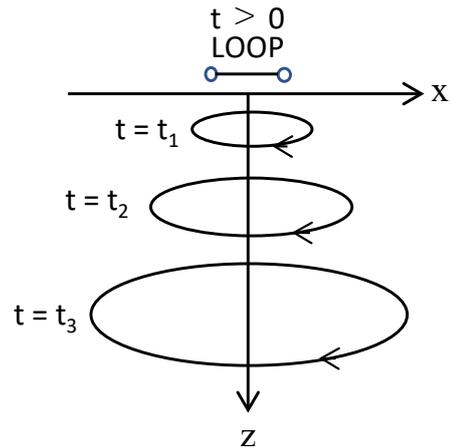


図3 地下に伝搬する渦電流 (陸域)<sup>6)</sup>

簡単な電気回路を使った過渡応答の考え方を、以下に示す<sup>7)</sup>。今、大地を抵抗  $R$  と自己インダクタンス  $L$  を持つループと考える。ループを貫く磁束  $\Phi$  が微小時間  $\Delta t$  で急激に減衰した場合、ループに誘起された起電力  $EMF$  (Electro Motive Force) は、ファラデーの法則により

$$EMF = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad \text{式(1)}$$

となる (図4)。

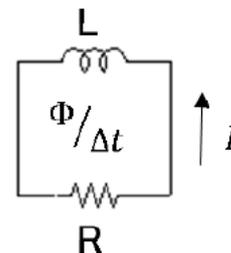


図4 地下を模式する簡単な LR 回路

キルヒホッフの第2法則より得られる電流  $I$  についての微分方程式

$$IR + L \frac{dI}{dt} = 0 \dots \dots \dots \text{式(2)}$$

を解くと、

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{R}{L} I$$

$$\int \frac{1}{I} dI = \int \frac{R}{L} dt$$

$$I = I_0 e^{-Rt/L} = I_0 e^{-t/\tau} \quad \text{式(3)}$$

を得る。

$\tau=L/R$  を時定数と呼び、電流が  $1/e$  倍になるのにかかる時間を示す (図5)。  $R$  が大きいほど早く電力が消費されて早く減衰し、  $L$  が大きいほどコイルの慣性が強くてゆっくり減衰する。また、式(1)

より、 $\Phi \propto LI_0$  であることから、初期電流とそれによる 2 次磁場の振幅は一次磁場と  $L$  にのみ依存し、 $R$  には依存しないことが判る。コイルを使用した受信では、2 次磁場の時間変化を計測するため、計測される電位  $E$  は

$$E \propto \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}$$

となり、良導体 ( $\tau$  が大きい) 場合は初期の振幅は小さくてゆっくりと減衰し、不良導体 ( $\tau$  が小さい) 場合は初期の振幅は大きくて早く減衰する。

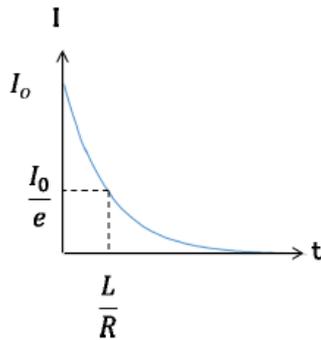


図 5 電流の減衰曲線

### 3.2 TDEM 法の測定方法

TDEM法の測定方法としては、多くの送受信配置が存在する(図6)。送信源としては、両端を設置して電気を流す方法と、ループを使用する方法がある。受信としては、磁力計を使用して磁場を計測する、ループあるいはインダクションコイルを使用して磁場の時間変化による起電力を計測する、電極を使用して電場を計測するなどの方法があり、探査対象に応じて、また測定装置の能力を鑑み、調査地の地勢などを考慮して、送信のサイズや送信電流の大きさ、受信のタイプと送受信の位置を決定する必要がある。

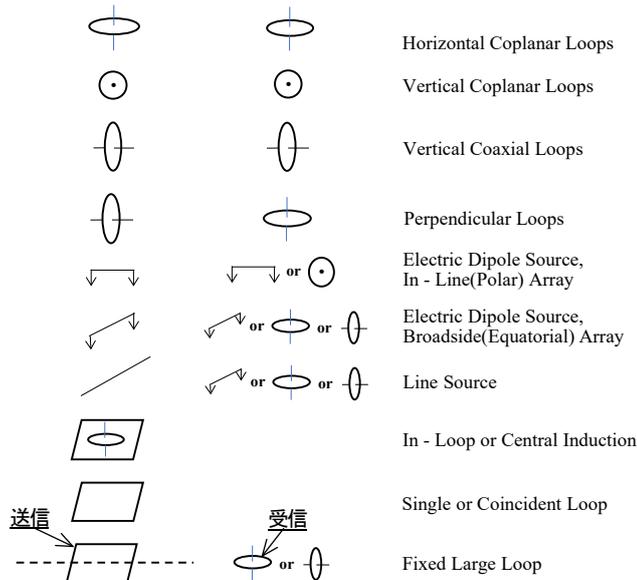


図 6 典型的な TDEM 法の送受信配置<sup>8)</sup>

例えば、地熱や石油などを対象とした地下数 km までの探査には、長い電線(数 km)の両端を設置して大電流(20A~200A)を流し、同一の送信源で広い範囲の測定を可能とするロングオフセット配置が利用される。また、鉱床探査や温泉、土木調査などの比較的浅い場所の探査や、ボーリング孔での探査では、ループ送信が利用されることが多い。20~数百 m 程度のループ送信や、長さ数百 m の両端設置のワイヤー送信が使われ、送信モーメントが小さいことから、より大きなシグナルを受信するためにショートオフセット配置が採用される<sup>9)</sup>。送受信間隔を小さくすることで、対象の比抵抗の変化により敏感になる。

### 3.3 表皮深さ(skin depth)

導体中を交流電流が流れるとき、周波数が高くなるほど電流が表面へ集中するので、導体の交流抵抗は高くなる。電流密度が導体の表面で高く、表面から離れると低くなる現象は表皮効果(skin effect)と呼ばれている。導体の電流密度  $J$  は深さ  $d$  に対して、次式のように減少し、 $\delta$  は表皮深さ(skin depth)で、電流が表面電流の  $1/e$  (37%) になる深さを表す。

$$J = e^{-\frac{d}{\delta}} \tag{式(4)}$$

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu\omega}} \tag{式(5)}$$

$\delta$  : 表皮深さ(スキンデプス skin depth)

$\sigma$  : 導体の導電率

$\mu$  : 導体の透磁率

$\omega$  : 電流の各周波数  $2\pi f$  ( $f$ : 周波数)

周波数領域の電磁探査では、平面波が地表から均質大地に入射した場合の大地中の電場、磁場は以下の式で表される。深度  $z=\delta$  の時に電磁場の振幅は  $1/e$  減衰し、位相は 1 ラジアン変化することが判る<sup>10)</sup>。

$$E_x(z, t) = E_{x0} e^{-iz/\delta_{FD}} e^{-z/\delta_{FD}} e^{i\omega t} \tag{式(6)}$$

$$H_x(z, t) = E_{x0} \sqrt{\frac{\sigma}{\mu_0\omega}} e^{-i\pi/4} e^{-iz/\delta_{FD}} e^{-z/\delta_{FD}} e^{i\omega t} \tag{式(7)}$$

$$\delta_{FD} = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu\omega}} \tag{式(8)}$$

$E_x, E_y$  : 大地中(深さ  $z$ ) における応答

$E_{x0}$  : 地表における応答

$\delta_{FD}$  : スキンデプス(周波数領域)

$\sigma$  : 導電率

$\mu$  : 透磁率

#### 4. トンネル切羽からの前方探査

##### 4.1 数値計算

###### (1) 比抵抗モデルとトンネル内での測定概念

トンネル地山中の弱層部は、断層破碎帯や変質帯と密接に関連しており、これらの地質構造に付随して存在する断層粘土や地下水等の影響により、比抵抗値は周囲より低下することが多い。本章では、高比抵抗地山に掘削するトンネルについて、切羽前方に存在する低比抵抗帯を探査対象とする。TDEM法は、探査対象や地域状況により、多種の測定配置が実施されている。

トンネル切羽の前方に存在する低比抵抗帯を抽出するためには、その低比抵抗帯に渦電流を誘導させることが重要であり、送信ループや受信センサを低比抵抗帯に接近させる必要がある。

一方、トンネル坑内の電磁ノイズを軽減するためには測定点配置を変更して差分成分を測定することにより、ノイズ成分を低減させる効果が期待できる。ゆえに、ここでは送信ループを切羽面に固定し、移動の簡単な受信センサをトンネル軸（Z軸）方向に移動させる測定配置で検討する。

###### (2) 計算方法

三次元TDEMモデル計算は、Wang and Hohmannによる時間領域有限差分法によって行なった<sup>11)</sup>。これは、三次元モデル中に拡散する電磁場応答を求めるもので、スタガードグリッド法を導入することで、差分法の解析精度を著しく向上させている。このプログラムではモデルのジオメトリ、導電率、透磁率を任意に設定することができる。任意のジオメトリをもった送信源は、電気・磁気双極子を連結して合成し、送信信号はステップ関数を仮定した<sup>12)</sup>。計算ステップは、最小メッシュ間隔、最小導電率、最小磁

場透磁率によって決められている。過渡の前半部は等間隔で計算を行い、後半部では経過時刻Tの平方根に比例した時間間隔に設定している。例えば、500 Ωmの場合、最初は1.66 ns間隔で0.266 μsまで計算する。後はT=0.5 μsでの計算間隔は3.5 ns、T=200 μsでは計算間隔は76.4 nsといったように変化する。ここでは、出力する時間範囲を0.1～200 μsに設定しているが、この場合の計算ステップ総数は、約5,200個となる<sup>3)</sup>。

###### (3) 計算結果

###### ①渦電流の拡散

媒質中に送信源のある場合に渦電流がどのように拡散していくかを可視化するために、以下に示すモデル計算を行った。

###### (a) 均質媒質中の渦電流の拡散

地山の比抵抗を均質 500 Ωm とし、送信ループをトンネル切羽に設置した場合のモデル計算を行った(図7)。トンネル横断面の形状は 10 × 10 m の矩形とし、切羽から坑口までの距離を 650 m と充分離し、外部の影響を無視できるように設定した。トンネル内部の地下空間は比抵抗を無限大として与えた。また、切羽面に水平(X・Y平面、右手座標系)に設置した送信源は直径 10 m のループ状とした。ループ中心を座標原点に設定した。図7はX成分の電流密度の電流遮断後 0.2～20 μs における時間変化を示す。均質媒質の場合、トンネル軸に直交する方向に同心円状に渦電流が拡散していく様子が見られる。渦電流の中心 1.1 μs でトンネル軸から約 25 m の位置にある。また、等電流密度線の形状はトンネル空間の影響を受けて、Z=0 に対して非対称となっている。

###### (b) 低比抵抗帯のあるモデルの渦電流の拡散

図8は切羽前方に低比抵抗の破碎帯のあるモデルで、500 Ωmの媒

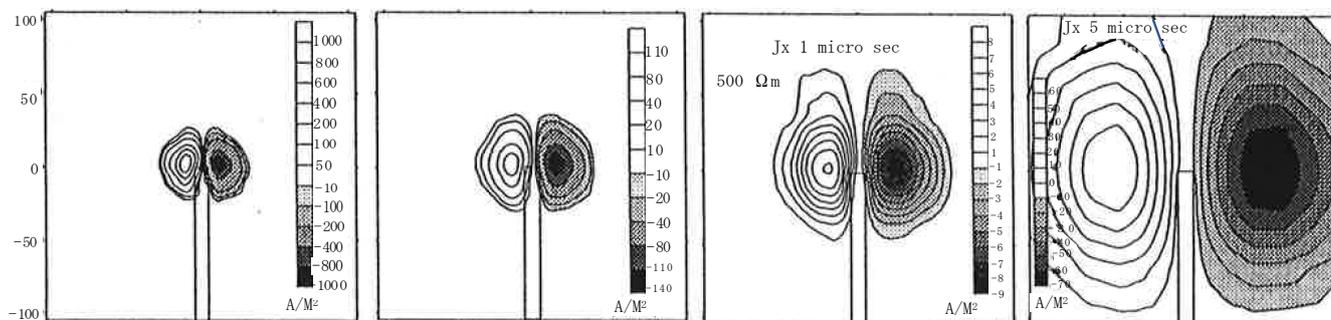


図7 均質媒質中のトンネル切羽に設置した送信ループによる渦電流の時間変化(X成分, 媒質 500 Ωm)

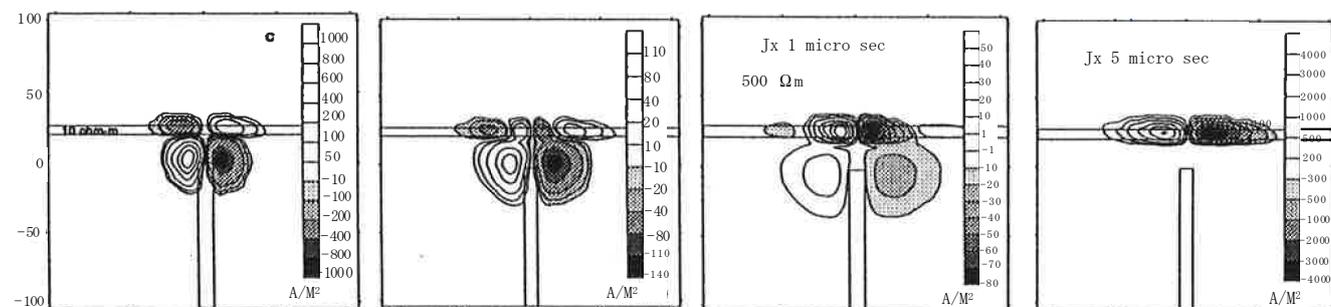


図8 低比抵抗帯のあるモデルの渦電流の時間変化(X成分, 媒質 500 Ωm, 低比抵抗帯 10 Ωm)

質中に10Ωmの低比抵抗帯を切羽から20mの位置に設定した。低比抵抗帯の大きさは、トンネル軸を中心としたX・Y方向に400×400m、厚さ5mとした。低比抵抗帯には電流遮断直後から送信電流とは逆向きの渦電流が見られるが、これは1次磁場による誘導電流である。その後、送信渦電流の拡散により渦電流が低比抵抗帯中に透入し、約1μs後には渦電流の大部分は低比抵抗帯中に移る。さらにその後、低比抵抗帯の渦電流は外側(Y軸方向)に向かって広がっていく。

②トランシェント曲線

トンネル内の4ヶ所(切羽Z=0m・-10m・-20m・-30m)での磁場のZ成分の時間微分(dHz/dt)の過渡曲線を比較した。

(a)均質媒質モデル

図9(a)~(c)に、比抵抗100・500・2,000Ωmの均質媒質モデルの過渡曲線を示す。過渡の後半部では、渦電流が拡散し、トンネル

軸から離れるために、各測定位置で殆ど差がなくなるのに対し、前半部では比抵抗が低くなるほど、拡散速度が低下するため、現象の出現が遅くなる。また、送信源から離れると磁場変化のピークが現れる。

(b)低比抵抗帯までの距離を一定にしたモデル

次に、切羽前方に低比抵抗帯があるモデルによるトンネル切羽付近の過渡曲線を示す(図10(a)~(c))。これらは低比抵抗帯が切羽前方20~25mに存在し、媒質と低比抵抗帯の比抵抗がそれぞれ(a)500・10Ωm、(b)500・50Ωm、(c)2,500・50Ωmのモデルの過渡曲線である。過渡前半部は均質媒質モデルにほぼ一致するが、拡散した渦電流が低比抵抗帯中に入り、その渦電流が外側に向かって広がっていく電流遮断後1μsあたりから、過渡は上向きに湾曲する。また、比抵抗コントラストが小さくなれば、湾曲の程度は小さくなる。

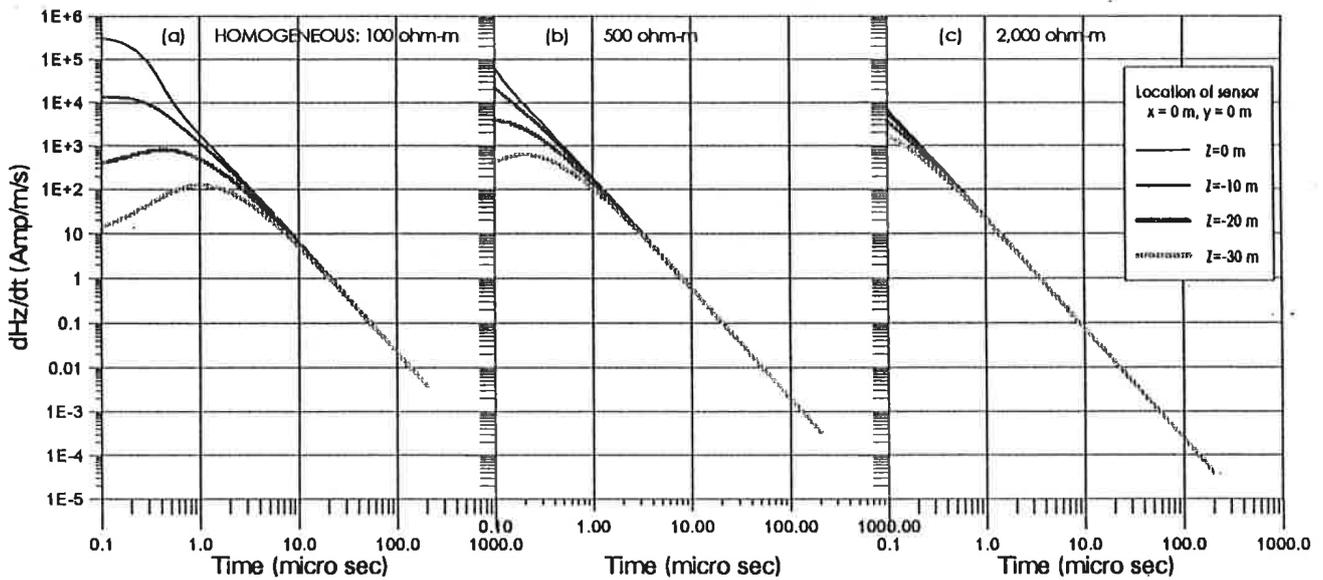


図9 トンネル切羽付近の過渡曲線 : c 媒質の比抵抗は, a) 100Ωm, b) 500Ωm, c) 2,000Ωm

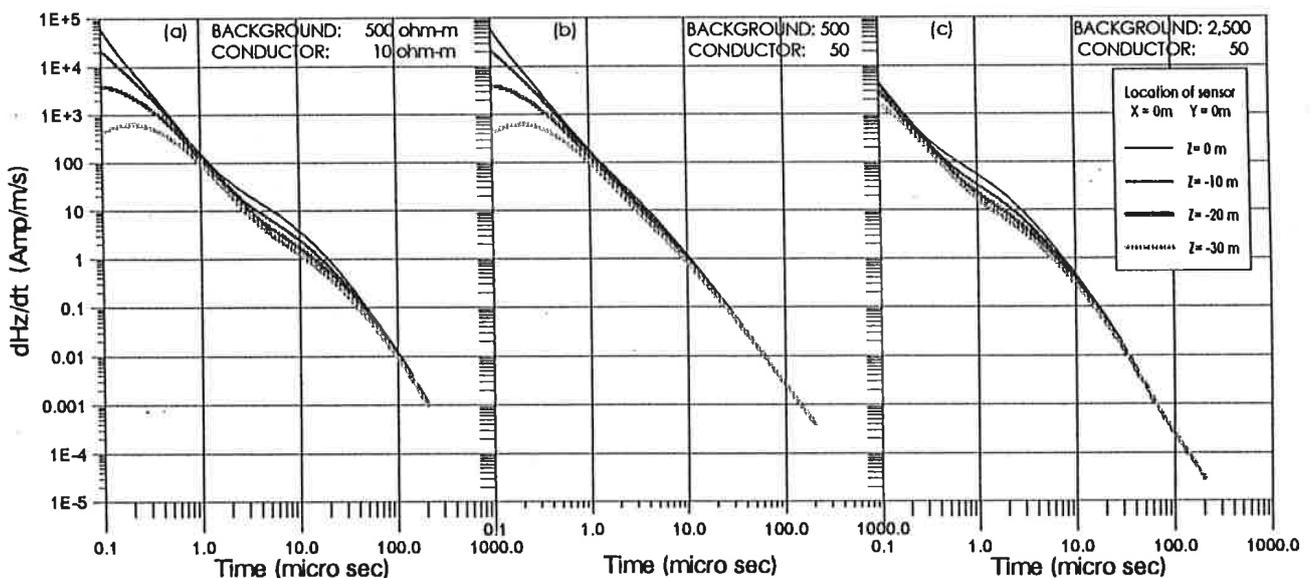


図10 トンネル切羽付近の過渡曲線。低比抵抗帯が切羽前方20~25mに存在し、媒質と低比抵抗帯の比抵抗がそれぞれ, a) 500,10Ωm, b) 500,50Ωm, c) 2,500,50Ωmのモデル

(c) 低比抵抗帯までの距離を変化させたモデル

図11(a)~(c)は500Ωmの媒質中に10Ωmの低比抵抗帯が存在するモデルであるが、低比抵抗帯の位置はそれぞれ、(a)切羽前方20~30m、(b)40~45m、(c)切羽後方20~25mに設定した。図11(a)のように低比抵抗帯の厚さが厚くなると、過渡の湾曲度は大きくなる。図11(b)のように低比抵抗帯への距離が大きくなると、過渡の湾曲部は過渡後半部へシフトする。さらに、切羽後方に低比抵抗帯がある場合(図11(c))、渦電流は低比抵抗帯に引込まれる様に切羽後方に拡散していくので、過渡後半部の磁場強度は切羽(Z=0m)よりも低比抵抗帯までの距離に近いほど大きくなり、低比抵抗帯の方向は概略予想できる。

③トランシェント曲線の比

低比抵抗帯をもつモデルと均質媒質のモデルの過渡曲線を比べた。なお、以下のモデルではトンネル切羽(Z=0)での比較を行ってどのように変化するかを明確にするために両者の比を算出した。

(a) 比抵抗コントラストを変化させたモデル

500Ωmの媒質中に10・20・50・100・200Ωmの低比抵抗帯が存在するモデルと500Ωmの均質媒質の過渡の比を図12に示す。ただし、低比抵抗帯はZ=20~25mにある。比抵抗コントラストが大きくなれば、ピーク値が大きくなり、ピーク出現時間も過渡後半部に移行する。

(b) 低比抵抗帯までの距離を変化させたモデル

比抵抗500Ωmの媒質中に50Ωmの低比抵抗帯のあるモデルで、低比抵抗帯の厚さは5mに固定し、切羽から低比抵抗帯までの距離

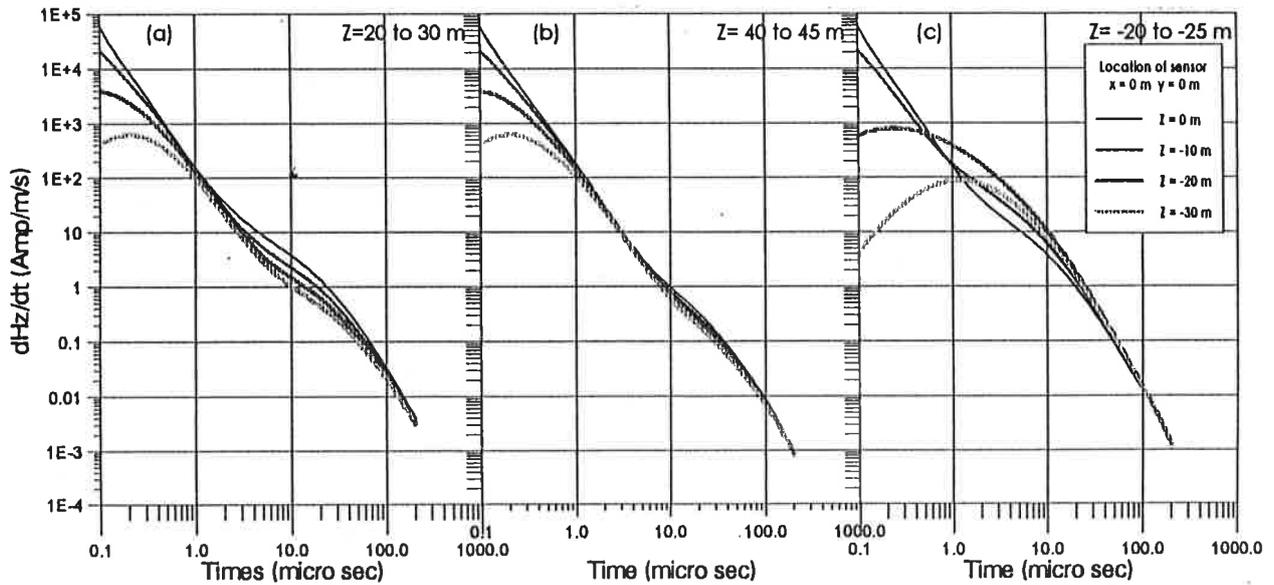


図11 低比抵抗帯モデルによるトンネル切羽付近の過渡曲線。媒質及び低比抵抗帯の比抵抗はそれぞれ500,50Ωmとし、低比抵抗帯の位置が左から(a)切羽前方20~30m,(b)40~45m,(c)切羽後方20~25mのモデル

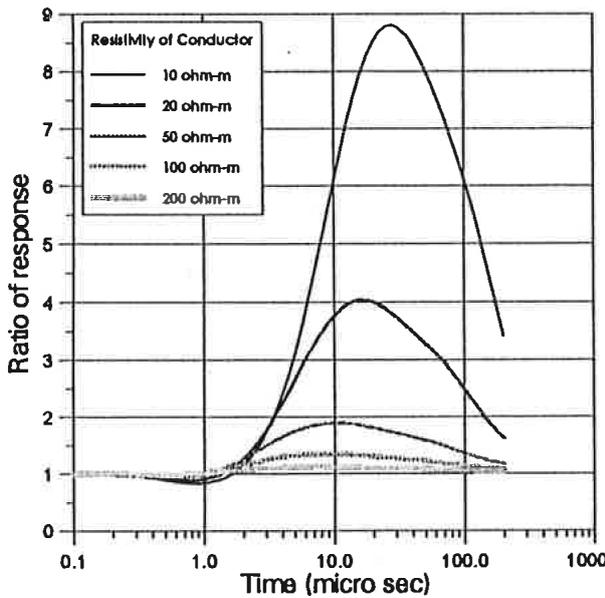


図12 過渡曲線の比(均質媒質モデル: 低比抵抗帯の比抵抗を変えたモデル)

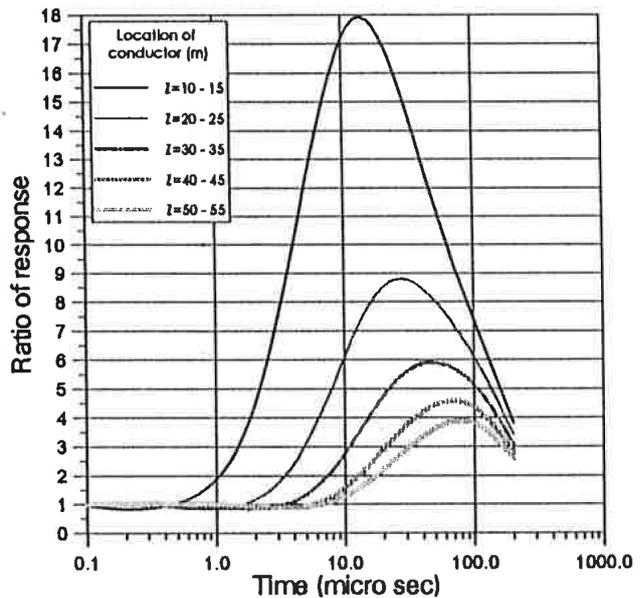


図13 過渡曲線の比(均質媒質モデル: 切羽から低比抵抗帯までの距離を変えたモデル)

を $Z=10\sim 50$  mに変化させた例を図13に示す。低比抵抗帯までの距離が近くなるにつれ、ピーク値は急激に増加し、ピーク出現時間は前半部に移行していくことが明瞭に示されている。

(c) 低比抵抗帯の厚さを变化させたモデル

比抵抗コントラストは(2)のモデルと同一にし、低比抵抗帯までの距離を20 mに固定した上で、その厚さを5~20 mに変化させた例を図14に示す。ピーク値は低比抵抗帯の厚さに比例して大きくなる。そこで、低比抵抗帯の比抵抗値を2倍の $20\ \Omega\text{m}$ にした結果を図15に示した。図15では $d=5$  mと厚さが薄ければ、ピーク値は図14の約半分となるが、低比抵抗帯が厚くなると比例関係が明瞭でなくなる。これは、比抵抗を $20\ \Omega\text{m}$ にしたため、低比抵抗帯内での渦電流の拡散速度が速まり、低比抵抗帯の層厚が厚いほど両側200 mに設定した低比抵抗帯の横 (Y軸) 方向の広がりやの影響が現れている

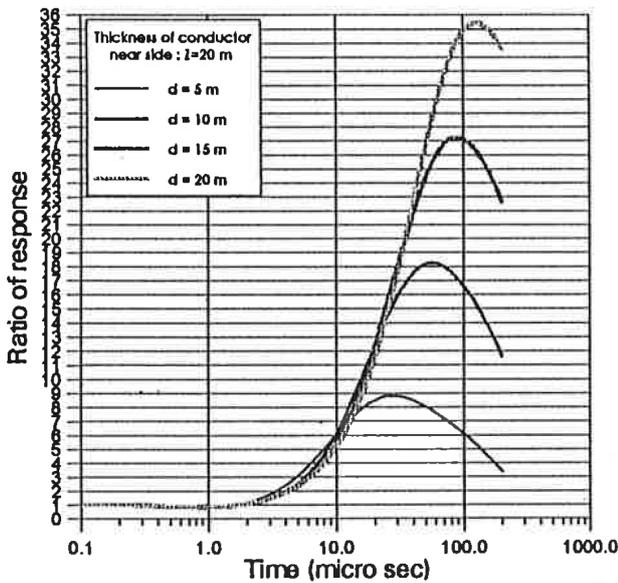


図14 過渡曲線の比(均質媒質モデル: 低比抵抗帯の厚さを変えたモデル)

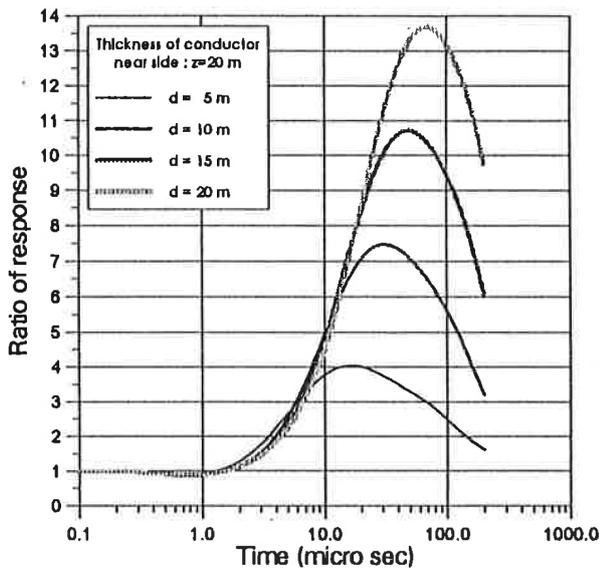


図15 過渡曲線の比(均質媒質モデル: 低比抵抗帯の厚さを変えたモデル)。ただし、低比抵抗帯の比抵抗値を図12の2倍とした。

ためと考える。したがって、原則的には厚さが同一であれば、ピーク値は導電率(比抵抗の逆数)にほぼ比例することが予想される。すなわち、均質媒質との過渡曲線の比は、低比抵抗帯のコンダクタンス(導電率×厚さ)に比例すると考えられる。

(d) 比抵抗コントラストを一定にしたモデル

図16は均質媒質と低比抵抗帯の比抵抗コントラストを一定(50:1)にしたモデルを比較したものである。比抵抗値が小さくなればピーク値が出現する時間帯は、渦電流の透過速度が遅くなるので、過渡後半部に移行する。一方、各比抵抗での応答の形状は一致する。すなわち、比抵抗コントラストが一定でモデルの形状が同一ならば、低比抵抗帯による過渡の湾曲度は一定である。

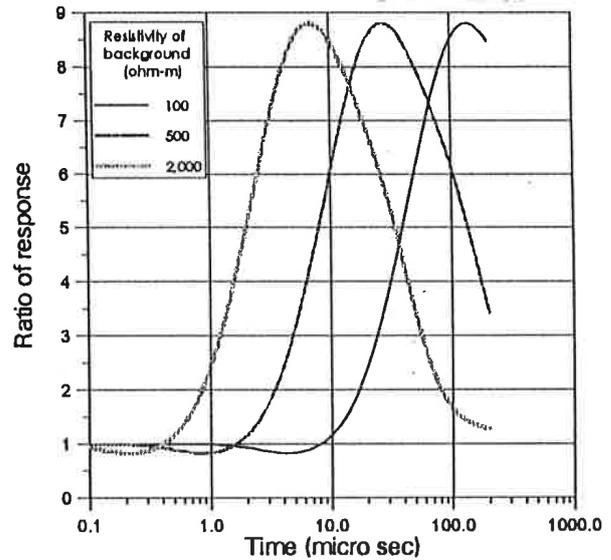


図16 過渡曲線の比(均質媒質モデル: 比均質媒質との比抵抗コントラストを一定(50:1)にしたモデル)

4.2 トンネル坑内での測定

(1) 測定条件

掘削終了後の破砕帯の位置が既に分かっているAトンネルの東側坑口よりTD575-675 m及びTD715-815 mの区間において、トンネル断面に平行して約 $6.75 \times 6.0$  mの送信ループを設置し、さらに同心軸上にセンサを設置して、PROTEM47装置により測定した。図17に測定配置図を示す。送信ループとセンサとの距離は、 $25 \cdot 50 \cdot 75$  mである。また、送信ループを2ヶ所に設置し、直流電流を順・逆方向に流す測定も行った。サンプリングは $u \cdot v \cdot H$ の測定モードで行った。測定はトンネル内のバックグラウンド部と破砕帯近傍(TD790-830 m)で行い、その測定記録の比較を行った。

図18は、バックグラウンド部でのシングル・ループ及び順、逆方向のダブル・ループの過渡曲線を示す。電流遮断後0.01 msまでは両者には差がなく、それ以降は、センサから速い方の送信ループによる影響を示しており、これは各送信ループからの渦電流の透過現象及び励起される2次磁場の遅延現象によって説明できる。図19は、バックグラウンド部(A625・A650・A675)と破砕帯近傍(C765・C790・C815)でのシングル・ループによる正規化電圧値の過渡曲線の比較である(A625は送信ループAを用いた625 m

(a) 切羽前方に低比抵抗帯が存在した場合の拡散渦電流や低比抵

抗帯の誘導電流の時間的変化を把握できた。

(b)均質媒質モデルと低比抵抗帯のあるモデルでは、トンネル軸方向の過渡曲線に大きな差が現れるのは、拡散する渦電流が低比抵抗帯に取込まれ、しだいに外側に広がっていく過程である。

(c)均質媒質モデル（地山のバックグラウンド）に対する過渡曲線と測定過渡曲線の比をモニターすることは、地山状況の変化を予測するのに有効である。

(d)低比抵抗帯の検知限界は比抵抗コントラスト・距離・形状等に関連するため、トンネル内でのノイズによる測定値のばらつきやSN比を把握する必要がある。

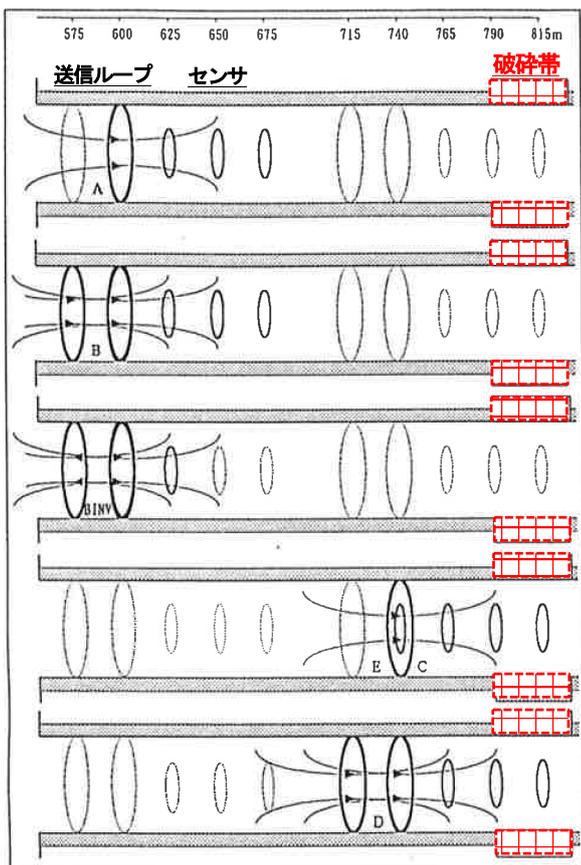


図17 Aトンネル内でのPROTEM47による測定配置

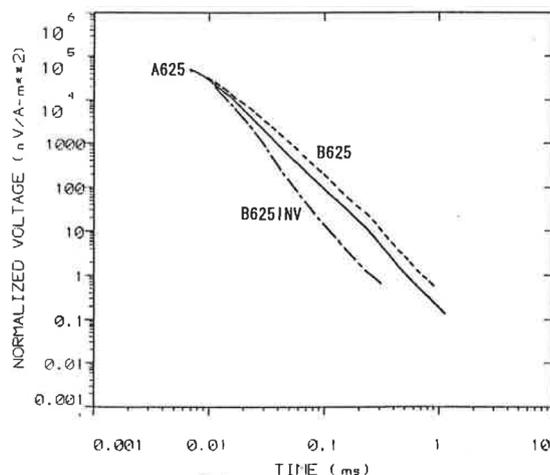


図18 シングル・ループと順・逆方向のダブル・ループによる過渡曲線の比較

## 5. 結論

TDEM法によるトンネル坑内からの切羽前方探査の有効性を検討した。有限差分法を用いた3次元モデル計算を行い、地山と破碎帯の比抵抗コントラスト・破碎帯までの距離・磁気センサの位置等により、磁場の過渡現象曲線がどのように変化するかを定量的に示した。この結果に基づき、実際に掘削終了後の坑内に送信用ループを敷設し、既知の断層破碎帯近傍で渦電流を測定したところ、透過速度低下が見られ、切羽前方探査に対して適用可能であることが判明した。

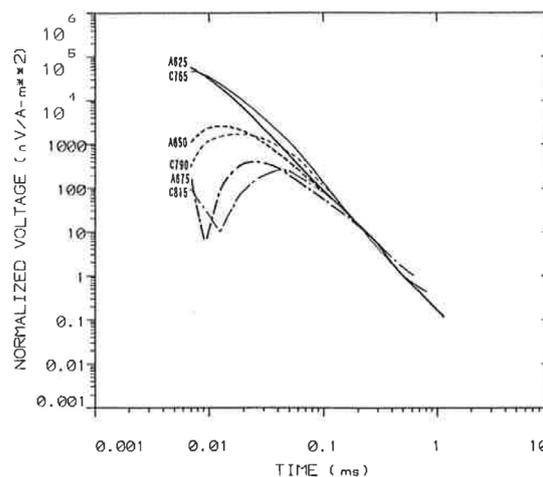


図19 バックグラウンド部と破碎帯での過渡曲線の比較

## 引用文献

- 1) 和田一成・斎藤 章・石川秀浩・原 敏昭・岡村光政 : TDEM 電磁探査のトンネル調査への適用 (その2), 物理探査学会第90回 (平成6年春季) 学術講演会論文集, 364-368, 1994
- 2) Toshiaki Hara, Shinichiro Iso and Akira Saito : Applicability of the Time Domain Electro-Magnetic methods to investigation of ground classification along tunnel routes, International Journal of the JSRM, pp1-8, 2018.7,
- 3) Kazushige Wada, Tadashi Tsutsui, Akira Saito, Takashi Ohya and Toshiaki Hara : An Approach to Fracture Prediction from Tunnel Face by Transient Electromagnetic-Method: ISRM-Symposium: NYRocks'97, Columbia University, New York, U.S.A. pp38-45, 1997
- 4) 斎藤章 : 物理探査学会第10回基礎講座講習会テキスト, pp47-52, 1994
- 5) 中山圭子: 海底熱水鉱床の時間領域電磁探査法の研究, 早稲田大学大学院創造理工学研究科地球・環境資源理工学専攻 博士論文, pp106-110, 2017.2
- 6) Nabighian, M. N. and Macnae, J.C., Time domain electromagnetic prospecting method. In Nabighian, M.N. (ed.), Electromagnetic Methods in Applied Geophysics, Vol. 2, Society of Exploration Geophysicists, pp. 427-520., 1989
- 7) 清野武・吉住永三郎・谷口敬一郎・空知公二 : 中心誘導法による地下構造の探査について, 電気評論, 43, No.1, pp1-7, 1995
- 8) Spies, B. R. and Frischknecht, F.C., Electromagnetic sounding. In Nabighian, M.N. (ed.), Electromagnetic Methods in Applied Geophysics, Vol. 2, Society of Exploration Geophysicists, pp 285-426, 1989
- 9) 物理探査学会: 電磁探査, 物理探査ハンドブック手法編 6章 (物理探査学会編), p.301, 1989
- 10) Nabighian, M. N. and Macnae, J. C., Time domain electromagnetic prospecting method. In Nabighian, M.N. (ed.), Electromagnetic Methods in Applied Geophysics, Vol. 2, Society of Exploration Geophysicists, pp. 427-520., 1989
- 11) Wang T., and Hohmann, G.W. : A finite difference time-domain solution for three-Dimensional electromagnetic modeling, Geophysics, 58, pp797-809, 1998
- 12) Wang, T., and Tripp, A.C., : FDTD simulation of EM wave propagation in 3-D media, Geophysics, 61, pp110-120, 1996