

해양전자탐사 모델링을 위한 1차장 계산법

김희준*

부경대학교 에너지자원공학과

A Scheme for Computing Primary Fields in Modeling of Marine Controlled-Source Electromagnetic Surveys

Hee Joon Kim*

Department of Energy Resources Engineering, Pukyong National University

요약: 해양전자탐사의 모델링에서 1차장은 송수신 간격이 넓어지면 크게 감소하기 때문에 기존의 선형필터로서는 정확한 계산이 어려워진다. 그러나 균질 반무한공간의 경우 TM 모드의 Hankel 변환에는 해석해가 존재하므로 이를 이용하면 Hankel 변환의 계산을 위한 선형필터의 정확도를 검토할 수 있다. 그 결과 송수신 간격이 커짐에 따라서 전자기장이 반대수 그래프에서 선형적으로 감소하는 경우는 총 36가지 송수신 조합 중 9가지 뿐이며, 나머지 조합에서는 전자기장이 0 이거나 아니면 공기층의 영향을 받아 전자기장의 감소가 크지 않다. 다행히 이 9가지 조합에는 해석해가 존재하고, 나머지 조합에서는 전자기장의 극단적인 감소가 나타나지 않으므로 비교적 길이가 짧은 필터로도 Hankel 변환의 정확한 계산이 가능하다. 이상의 결과를 토대로 이 논문에서는 균질 반무한공간 모델에 대한 전자기장 계산법으로서 TM 모드의 Hankel 변환에는 해석해를 쓰고 TE 모드 계산에는 그 계수가 61개인 필터를 쓰는 방식을 제안한다.

주요어: 해양전자탐사, 선형필터, 반무한공간, TM 모드, Hankel 변환

Abstract: In marine controlled-source electromagnetic (CSEM) modeling, it may be difficult to evaluate primary fields accurately using conventional linear filters because they decay very rapidly with distance. However, since there exists a closed-form solution to the Hankel transform in TM mode for a homogeneous half space, we can assess the accuracy of linear filters for evaluating the Hankel transform. As a result, only nine out of 36 source-receiver pairs show that EM fields decrease linearly in semi-log scale with an increase of source-receiver distance, while EM fields are either 0 or not reduced significantly due to an effect of the air layer. There also exist closed-form solutions for the nine pairs, and the others can be evaluated accurately with a relatively short filter. This paper proposes a method which uses closed-form solutions for TM-mode Hankel transforms and a filter with 61 coefficients for TE-mode ones.

Keywords: marine CSEM, linear filter, half space, TM mode, Hankel transform

서론

해양에서의 인공송신원 전자(controlled-source electromagnetic; CSEM)탐사는 퇴적 분지와 활성 해령의 연구에 주로 적용되어 왔으나(Chave and Cox, 1982; Chave *et al.*, 1991; Constable and Cox, 1996; MacGregor *et al.*, 1998; 2001), 최근에는 탄화수소(hydrocarbon) 자원의 탐사에도 사용되고 있다(Eidesmo *et al.*, 2002; Ellingsrud *et al.*, 2002; Constable and Weiss, 2006; Constable and Srnka, 2007). 해양 전자탐사

를 이용하면 탄화수소층의 고비저항 특성이 탐사자료에 뚜렷한 신호로 나타날 수 있으므로 탄화수소 부존 여부에 대한 직접적인 정보를 얻을 수 있고, 탄화수소 자원의 탐사에 주로 사용되는 탄성파탐사의 보조적인 역할을 할 수 있다(Constable and Weiss, 2006; Constable and Srnka, 2007). 최근에는 해양 열수광상(hydrothermal deposits)의 탐사에 대한 가능성도 모색되고 있다(Song *et al.*, 2009; Kowalczyk, 2009).

수평 다층구조에 대한 전자기장 계산은 다차원 모델링에서의 1차장뿐만 아니라 해양전자탐사의 설계에서부터 자료해석에 이르기까지 다양한 분야에서 이용되는데 이런 경우 EM1D가 편리하다(김희준 등, 2009). EM1D는 1차원 모델에서 전자기 반응을 계산하는 프로그램으로서 지구의 전자기장에 관한 연구와 관련하여 전세계적으로 가장 많이 사용되는 프로그램 중 하나이다. 이 프로그램은 송신원으로서 전류원과 자기원을

2011년 5월 31일 접수; 2011년 6월 16일 수정; 2011년 6월 20일 채택
*Corresponding author

E-mail: hejkim@pknu.ac.kr

Address: Department of Energy Resources Engineering,
Pukyong National University, Busan 608-737, Korea

모두 사용할 수 있고 송신과 수신 위치를 지표, 공중, 지하 어디에든 자유롭게 지정할 수 있다. 프로그램 내부를 살펴보면, 크게 핵함수를 유도하는 부분과 그 핵함수를 Hankel 변환하는 부분으로 나눌 수 있다. 이 Hankel 변환의 적분에는 현재 Anderson (1982)이 개발한 수치필터인 DZHANK를 사용하고 있는데 준정적(quasi-static) 근사가 성립하는 주파수 대역에서는 대단히 정확도가 높다. 그러나 3차원 역산에서와 같이 1차장을 엄청난 횟수로 반복 계산해야 하는 경우에는 필터의 길이가 길어서 계산시간 면에서 부담이 될 수 있다.

전자탐사의 모델링에서는 송신점에서의 특이성(singularity) 문제를 피하기 위해 전기장을 배경매질에 대한 1차장과 이상체에 대한 2차장으로 나누어 계산하는 방법이 주로 이용된다. 해양전자탐사의 경우 대부분 해저면에서 전자기장 측정이 이루어지기 때문에 보통 수평 2층구조에서 바다에 전류원이 존재하는 경우(김희준 등, 2009), 아니면 더 간단하게 균질 반무한공간(half space)에서 송수신기 모두 그 반무한공간 속에 존재하는 경우에 대해 1차장을 계산하면 된다. 그러나 기존의 공개된 대부분의 모델링 프로그램(e.g., Weiss and Constable, 2006)에서는 1차장으로 균질 무한공간(whole space)에 대한 해석해를 이용하고 있어서 해수면의 영향을 고려하지 못한다는 한계가 있었다. 한편 석유탐사를 위한 해양전자탐사의 경우 송수신 간격이 대단히 커질 수 있어서 큰 폭으로 급격하게 변화하는 전자기장의 계산이 필요하다. 즉, 기존의 수치필터로는 정확한 1차장 계산이 어려울 수 있다. 이 논문에서는 균질 반무한공간에서 1차장을 신속 정확하게 계산하는 방법에 대해 검토한다.

균질 반무한공간

전기쌍극자원과 같은 인공송신원이 존재하는 경우 송신원 근처에서 전기장이 급격히 변화하는데, 이러한 특이성 문제를 피하기 위하여 전자탐사의 모델링에서는 일반적으로 배경매질에 대한 1차장 E_p 와 불균질체에 의한 2차장 E_s 로 나누어 계산하는 방법을 이용한다. 이 때 2차장은 다음과 같은 미분방정식을 만족한다.

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_s + i\omega\mu_0\sigma \mathbf{E}_s = -i\omega\mu_0(\sigma - \sigma_p)\mathbf{E}_p, \tag{1}$$

여기서 σ_p 는 배경매질의 전기전도도이며 우변의 1차장 E_p 는 보통 해석적으로 구하게 된다. (1)식에서 좌변의 E_s 는 송신원에서 특이성이 나타나지 않으며 그 근처에서의 변화도 완만하다. 최종적으로 전체전기장 E 는 E_p 와 E_s 의 합으로 구해진다.

1차장은 반드시 σ_p 가 일정한 값을 가진 균질 무한공간에 대해서 계산해야 할 필요는 없다. 한 예로 해양전자탐사의 경우 대부분 해저면에서 전기장 측정이 이루어지기 때문에 보통 수평 2층구조에서 바다 혹은 바다와 지층의 경계에 전류원이 존재하는 경우나(김희준 등, 2009), 더 간단하게 균질 반무한공

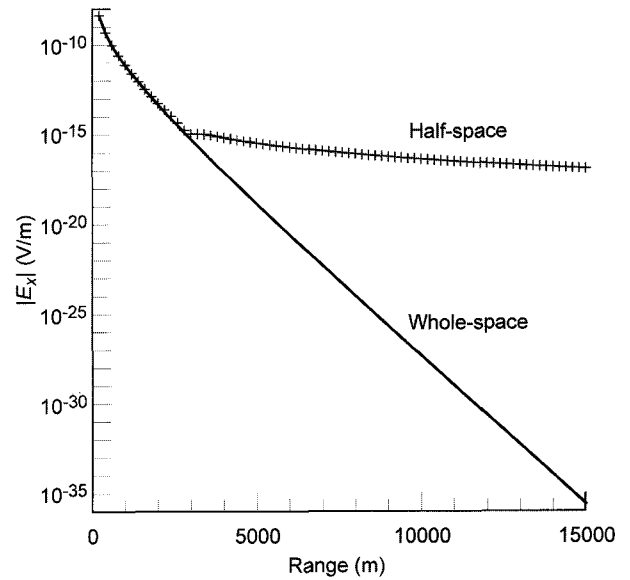


Fig. 1. Magnitudes of x-components of electric fields at 1 Hz due to an electric dipole polarized in the x direction for a homogeneous 0.3 Ω-m whole- and half-space. In the half-space model, the source and receivers are situated at depths of 950 m and 1,000 m, respectively.

간에서 송수신기 모두 그 반무한공간 속에 존재하는 경우에 대해 1차장을 계산하면 된다. 어떤 경우라도 전자탐사 자료의 역산에서 모델링 과정을 엄청나게 많이 반복해야 하는 점을 고려하면 1차장이 신속 정확하게 얻어지는 것이 바람직하다.

해양 전자탐사에서 가장 많이 이용되는 3차원 모델링 프로그램은 Newman and Alumbaugh (1995)의 유한차분(finite difference)법을 이용한 프로그램이다. 최근에는 Weiss and Constable (2006)가 유한체적(finite volume)법을 이용한 프로그램을 공개하였다. 그러나 이 두 프로그램은 모두 1차장으로 균질 무한공간에 대한 해석해를 이용하고 있다. 따라서 심해저 열수광상의 탐사와 같이 탐사 범위에 비해 수심이 깊은 경우에는 사용하는데 문제가 없으나, 반대로 탐사 범위에 비해 수심이 그렇게 깊지 않은(석유탐사와 같은) 경우에는 해수 표면의 영향을 무시하지 못한다는 한계가 있다. 이를 단적으로 보여주는 예로서 Fig. 1은 0.3 Ω-m의 무한공간과 반무한공간에 대해 수평 전기쌍극자원 J_x 에 의한 수평 전기장 E_x 를 송수신기 간격의 함수로 표시한 것이다. 무한공간의 경우 송수신 간격이 커짐에 따라서 전기장이 반대수(semi-log) 그래프에서 선형적으로 감소하는데 비해 반무한공간의 경우 송수신 간격이 약 3000 m가 되면 공기층의 영향을 받아 전기장의 감소가 크지 않음을 알 수 있다.

Hankel 변환 적분

전자탐사의 1차원문제에서 송신원이 제 j 층에 있고 수신이 제 i 층에서 이루어질 때 일반적으로 다음과 같은 TE 또는 TM

모드의 Hankel 변환 적분을 평가하게 된다(Raiche, 1999).

$$F_{ij}^{TM} = A \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(u_z+u_{z'})} R_{ij}^{TM} \lambda^m u_j^n J_\nu(\lambda\rho) d\lambda, \quad (2)$$

$$F_{ij}^{TE} = B \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(u_z+u_{z'})} R_{ij}^{TE} \lambda^m u_j^n J_\nu(\lambda\rho) d\lambda. \quad (3)$$

여기서 z 와 z' 는 각각 수신과 송신의 연직방향 위치, ρ 는 이들 간의 수평 거리, λ 는 Hankel 변환 변수, J_ν 는 차수 ν 의 Bessel 함수이고,

$$u_j = \sqrt{\lambda^2 + k_j^2}, k_j^2 = -\hat{z}_j \hat{y}_j, \hat{z}_j = i\omega\mu_0, \hat{y}_j = \sigma_j + i\omega\epsilon_j,$$

ω 는 각주파수, μ_0 는 진공의 투자율, σ 는 전기전도도, 그리고 ϵ 는 유전율이다.

균질 반무한공간의 경우 TE와 TM 모드의 반사계수는

$$R^{TE} = (u - \lambda)/(u + \lambda), R^{TM} = -1$$

과 같이 비교적 단순하지만 상수들은

$$m = 0, 1, 2, \text{ or } 3, n = -1, 0, \text{ or } 1, \nu = 0 \text{ or } 1$$

이라는 여러 값을 가진다. 결국 1차원문제를 완전히 풀려면 전류원과 자기원에 대해 각각 13종류의 핵함수를 가진 Hankel 변환의 적분이 필요하게 된다. 한 예로 이미 Fig. 1에서 보여준 J_x 에 의한 E_x 는 다음과 같다.

$$E_x^{J_x} = \frac{1}{4\pi\sigma} \left\{ \frac{(x-x')^2}{\rho^2} f^J(1) - \frac{(x-x')^2 - (y-y')^2}{\rho^2} \frac{f^J(2)}{\rho} + k^2 \left[\frac{(y-y')^2}{\rho^2} f^J(3) + \frac{(x-x')^2 - (y-y')^2}{\rho^2} \frac{f^J(4)}{\rho} \right] + \frac{e^{-ikr}}{r^3} \left[k^2 r^2 + \frac{(x-x')^2}{r^2} (3 + 3ikr - k^2 r^2) - (1 + ikr) \right] \right\}, \quad (4)$$

여기서

$$f^J(1) = -\int_0^\infty \lambda u e^{-u(z+z')} J_0(\lambda\rho) d\lambda,$$

$$f^J(2) = -\int_0^\infty u e^{-u(z+z')} J_1(\lambda\rho) d\lambda,$$

$$f^J(3) = \int_0^\infty \frac{\lambda}{u} \frac{u-\lambda}{u+\lambda} e^{-u(z+z')} J_0(\lambda\rho) d\lambda,$$

$$f^J(4) = \int_0^\infty \frac{1}{u} \frac{u-\lambda}{u+\lambda} e^{-u(z+z')} J_1(\lambda\rho) d\lambda.$$

이고, (x, y, z) 와 (x', y', z') 는 수신점과 송신원의 좌표이다. 이들 중 $f^J(1)$ 과 $f^J(2)$ 는 해석적으로도 구해진다(Appendix A의 식 (A5)와 (A3)). 이들 뿐만 아니라 TM 모드($R^{TM} = -1$)을 이용하는 경우에는 모두 해석해가 존재한다(Appendix A). 따라서 이들 해석해를 이용하면 Hankel 변환의 계산을 위한 수치 필터 기술의 정확도를 부분적이거나 검증할 수 있다.

석유탐사를 위한 해양전자탐사의 경우 송수신 간격이 10 km 이상까지 달하기 때문에 넓은 범위에서 큰 폭으로 변화하

는 전기장 계산이 필요하다. Kong (2007)은 수치필터로 이 넓은 전기장 변화를 정확히 따라가기가 쉽지 않을 것을 Chave and Cox (1982)의 2중반무한공간(double half-space) 모델에 대한 해석해를 토대로 보여주었다. 그리고 자신의 241개 계수를 가진 필터가 EMID에서 쓰고 있는 Anderson (1982)의 801개 계수를 가진 필터보다 정확함을 주장하였다. 그러나 송수신 간격에 비해 수심이 깊지 않아 공기층의 영향을 무시할 수 없는 경우에는 상황이 달라진다. 즉 송수신기의 위치와 조합에 따라서 공기층을 통해서 에너지가 전달되는 현상인 공기파(air wave) 영향을 받는 경우에는 전자기장이 극단적으로 감소하지 않는다(Fig. 1). 왜냐하면 공기층에서는 전자기파의 감쇄가 거의 없기 때문이다.

균질 반무한공간에서도 전자기장이 송수신 간격이 커짐에 따라서 반대수 그래프에서 선형적으로 감소하는 것은 총 36가지 송수신 조합 중 J_x, J_y, J_z, M_x 및 M_y 소스에 대한 E_z 그리고 J_z 소스에 대한 E_x, E_y, H_x 및 H_y 의 9가지 조합뿐이다(Appendix B). 여기서 J 와 M 은 각각 전류와 자기 쌍극자원, E 와 H 는 각각 전기장과 자기장, 그리고 아래첨자는 방향을 나타낸다. 이들 외의 조합은 전자기장이 0이거나(J_z 소스에 의한 H_z 및 M_z 소스에 의한 E_z 두 가지 경우), 공기층의 영향을 받기 때문에 송수신 간격이 넓어져도 전자기장이 극단적으로 감소하지 않는다(Fig. 1). 참고로 공기파에 의한 전기장은 다음과 같이 근사할 수 있다(Constable and Weiss, 2006).

$$E_{\text{air}} = \frac{e^{-(z+z')/\delta}}{2\pi\sigma r^3}, \quad (5)$$

여기서 $r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ 는 송수신 간격, $\delta = \sqrt{2/(\omega\mu_0\sigma)}$ 는 해수에서의 표피심도(skin depth)이다. 이 식은 해저 밑 지층의 전기비저항과는 무관하다.

여기서는 앞서 언급한 해석해를 이용하여 Anderson (1982)과 Kong (2007)의 필터의 정확도를 균질 반무한공간 모델에 대해 검토한다. 수평 전류원 J_x 에 의한 수직 전기장 E_z 는 다음과 쓸 수 있다.

$$E_z^{J_x} = \frac{x-x'}{4\pi\sigma} \left[\frac{z-z'}{r^5} e^{-ikr} (3 + 3ikr - k^2 r^2) + \frac{1}{\rho} \int_0^\infty \lambda^2 e^{-u(z+z')} J_1(\lambda\rho) d\lambda \right], \quad (6)$$

여기서 괄호 안 제 1항은 무한공간에 대한 전기장이며 제 2항은 실제 전류원이 아닌 가상원에 의한 성분이다. 제 2항의 Hankel 변환 적분에는 (A4)와 같이 해석해가 존재하기 때문에 식 (6)과 식 (B1)을 비교하면 필터의 정확도를 검증할 수 있다. 앞서서도 쓴 모델인 해수의 전기비저항이 $0.3 \Omega\cdot\text{m}$ 이고 In-line 배열에서 송수신기는 수심 950 m에 수신기는 1000 m에 존재할 때 J_x 에 의한 E_z 는 Fig. 2와 같다.

반대수 그래프에서 수직 전기장의 크기가 송수신 간격에 따

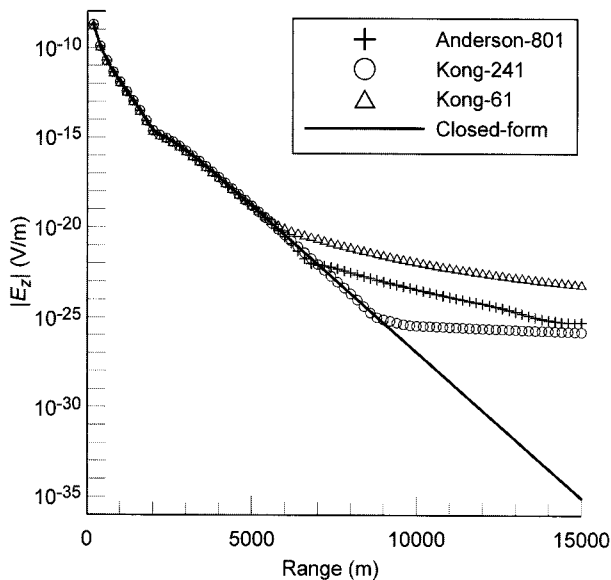


Fig. 2. Comparison of filters for evaluating the magnitudes of z -components of electric fields at 1 Hz due to an electric dipole polarized in the x direction for a homogeneous $0.3 \Omega\text{-m}$ half-space. The source and receiver are located at depths of $z' = 950$ m and $z = 1000$ m, respectively.

라서 선형적으로 감소하는 것을 알 수 있다. 이 모델에 대해서도 역시 Kong-241 (Kong (2007)의 241개 계수를 가진 필터로 계산한 결과)가 Anderson-801보다 조금 더 정확함을 알 수 있다. 즉 Anderson-801이 송수신 간격 7 km ($|E_z| = 10^{-22}$ V/m) 정도에서 해석해와 차이가 나기 시작하는데 비해 Kong-241은 송수신 간격 9 km ($|E_z| = 10^{-25}$ V/m) 정도에서 차이가 나기 시작한다. 그러나 더 이상의 전기장 변화는 크지 않고 Kong-241에서도 송수신 간격이 15 km 이상이 되어도 수직 전기장의 크기가 10^{-26} V/m 이하로는 내려가지 않는다. 물론 Kong-61은 정확도가 많이 떨어져서 송수신 간격 5.5 km ($|E_z| = 10^{-20}$ V/m) 정도까지만 정확하다. 여기서 알 수 있는 한 가지 중요한 사항은 수치필터 결과와 해석해의 괴리가 일어나는 전기장 크기가 수치필터의 대략적인 정확도를 나타낸다는 점이다. 즉 Kong (2007)의 필터는 계수가 61개의 경우 10^{-20} V/m, 계수가 241개의 경우 10^{-25} V/m 그리고 Anderson (1982)의 필터는 10^{-22} V/m 정도까지는 정확한 계산이 가능하다.

앞에서 언급한 9가지 송수신기 조합 외는 설사 전기장장을 해석적으로 구하지 못한다 하더라도 공기층의 영향으로 전기장장의 극단적인 감소가 나타나지 않는다. Fig. 1을 다시 보면, 균질 반무한공간 모델에서 수평 전류원에 의한 수평 전기장은 송수신 간격이 3 km 이상에서는 크게 감소하지 않으며, 15 km에서도 10^{-18} V/m 정도로 밖에 감소하지 않는다. 이는 Kong-241이나 Anderson-801 뿐만 아니라 Kong-61로도 정확한 계산이 가능함을 보여주고 있다. 사실 이 세가지 필터는 Fig. 1의 경우 동일한 결과를 준다.

이상의 결과를 토대로 균질 반무한공간 모델에 대한 전기장 계산법으로서 TM 모드의 Hankel 변환에는 해석해를 쓰고 TE 모드 계산에는 그 계수가 61개의 Kong (2007)의 필터를 쓰는 방식을 제안한다. 이 방법은 모든 송수신 조합에 대해 정확한 전기장장의 계산이 가능할 뿐만 아니라 전체의 절반인 선형필터를 사용하는 부분의 계산량도 Kong-241의 1/4, Anderson-801의 1/13에 불과하다.

결론

해양전자탐사의 모델링에서 해수 표면의 영향을 고려하기 위해서는 균질 무한공간이 아닌 적어도 반무한공간에 대한 1차장의 계산이 필요하다. 이때 해양석유탐사의 경우 송수신 간격이 대단히 커질 수 있어서 상당히 넓은 범위에서 큰 폭으로 변화하는 전기장장을 계산해야 한다. 이는 기존의 수치필터로서는 정확한 1차장 계산이 어려울 수 있음을 의미하므로 이 논문에서는 균질 반무한공간에서 1차장을 신속 정확하게 구하는 방법에 대해 검토하였다.

균질 반무한공간의 경우 Hankel 변환의 핵함수에 나오는 반사계수는 비교적 단순하고, 특히 TM 모드에서는 반사계수가 -1이 되어 Hankel 변환에 해석해가 존재한다(Appendix A). 그래서 이들 해석해를 이용하여 Hankel 변환의 적분 계산을 위한 수치필터 기술의 정확도를 검토하였다. 그 결과 송수신 간격이 커짐에 따라서 전기장장이 반대수 그래프에서 선형적으로 감소하는 경우는 총 36가지 송수신 조합 중 J_x, J_y, J_z, M_x 및 M_y 소스에 대한 E_z 그리고 J_z 소스에 대한 E_x, E_y, H_x 및 H_y 의 9가지 조합뿐이며(Appendix B), 그 밖의 조합은 전기장장이 0이거나 공기층의 영향으로 전기장장의 감소가 크지 않음을 알 수 있었다. 그리고 이렇게 송수신 간격이 커짐에 따라서 전기장장이 크게 감소하는 경우에는 기존의 수치필터로는 전기장장을 정확하게 계산하기 어려움을 확인하였다. 그러나 다행히 이 9가지 조합에는 해석해가 존재하고, 나머지 조합에서는 전기장장의 극단적인 감소가 나타나지 않으므로 비교적 그 계수가 많지 않은 필터로도 Hankel 변환의 정확한 계산이 가능하다. 이상의 결과를 토대로 균질 반무한공간 모델에 대한 전기장장 계산법으로서 TM 모드의 Hankel 변환에는 해석해를 쓰고 TE 모드 계산에는 그 길이가 비교적 짧은 Kong-61의 필터를 쓰는 방식을 제안하였다.

사사

이 논문은 2010년도 교육과학기술부의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구사업임(NRF-2010-0021937). 유익한 조언을 해주신 한누리 박사와 두 심사위원께 감사드립니다.

참고문헌

김희준, 최지향, 한누리, 송윤호, 이기하, 2009, 전자탐사 자료 해석을 위한 1차장 계산, *물리탐사*, **12**, 361-366.

Anderson, W. L., 1982, Fast Hankel transforms using related and lagged convolutions, *ACM Trans. Math. Software*, **8**, 344-368.

Chave, A. D., Constable, S., and Edwards, N., 1991, Electrical exploration methods for seafloor, in Nabighian, M. N., ed., *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics, Soc. Expl. Geophys.*, Vol **II**, 931-966.

Chave, A. D., and Cox, C. S., 1982, Controlled electromagnetic sources for measuring electrical conductivity beneath the oceans, 1. Forward problem and model study, *J. Geophys. Res.*, **87**, 5327-5338.

Constable, S., and Cox, C. S., 1996, Marine controlled source electromagnetic sounding: 2. The PEGASUS experiment, *J. Geophys. Res.*, **101**, 5519-5530.

Constable, S., and Srnka, L. J., 2007, An introduction to marine controlled-source electromagnetic methods for hydrocarbon exploration, *Geophysics*, **72**, WA3-WA12.

Constable, S., and Weiss, C. J., 2006, Mapping thin resistors and hydrocarbons with marine EM methods: Insights from 1D modeling, *Geophysics*, **71**, G43-G51.

Eidesmo, T., Ellingsrud, S., MacGregor, L. M., Constable, S., Sinha, M. C., Johanson, S., Kong, F. N., and Westerdahl, H., 2002, Sea Bed Logging (SBL), a new method for remote and direct identification of hydrocarbon filled layers in deepwater areas, *First Break*, **20**, 144-152.

Ellingsrud, S., Eidesmo, T., Johansen, S., Sinha, M. C., MacGregor, L. M., and Constable, S., 2002, Remote sensing of hydrocarbon layers by seabed logging (SBL): Results from a cruise offshore Angola, *The Leading Edge*, **21**, 972-982.

Kong, F. N., 2007, Hankel transform filters for dipole antenna radiation in a conductive medium, *Geophys. Prosp.*, **55**, 83-89.

Kowalczyk, P., 2009, The geophysical exploration of SMS deposits – a case study of the Solwara 1 submarine massive sulfide deposit, Proc. 9th SEGJ Int. Symp., 42.

MacGregor, L. M., Constable, S., and Sinha, M. C., 1998, The RAMESSES experiment III: Controlled source electromagnetic sounding of the Reykjanes Ridge at 57°45', *J. Geophys. Res.*, **135**, 773-789.

MacGregor, L. M., Constable, S., and Sinha, M. C., 2001, Electrical resistivity structures of the Valu Fa Ridge, Lau basin, from marine controlled source electromagnetic sounding, *Geophys. J. Int.*, **146**, 217-236.

Newman, G. A., and Alumbaugh, D. L., 1995, Frequency-domain modeling of airborne electromagnetic responses using staggered finite differences, *Geophys. Prosp.*, **43**, 1021-1042.

Raiche, A., 1999, A flow-through Hankel transform technique for rapid, accurate Green's function computation, *Radio Science*, **34**, 549-555.

Song, Y., Choi, J., and Kim, H. J., 2009, A sensitivity analysis

of marine small-loop EM survey, Proc. 9th SEGJ Int. Symp., 41.

Weiss, C. J., and Constable, S., 2006, Mapping thin resistors and hydrocarbons with marine EM methods, Part II-Modeling and analysis in 3D, *Geophysics*, **71**, G321-G332.

Appendix A.

TM 모드 Hankel 변환 적분에 대한 해석해

TM 모드($R^{TM} = -1$ 을 이용하는 경우)에서 Hankel 변환 적분에 대한 해석해는 아래와 같다.

$$\int_0^\infty e^{-u(z+z')} J_1(\lambda\rho) d\lambda = \frac{1}{\rho} \left\{ e^{-ik(z+z')} \frac{z+z'}{r_s} e^{-ikr_s} \right\} \quad (A1)$$

$$\int_0^\infty \lambda e^{-u(z+z')} J_0(\lambda\rho) d\lambda = \frac{(z+z')e^{-ikr_s}}{r_s^3} (ikr_s + 1) \quad (A2)$$

$$\int_0^\infty u e^{-u(z+z')} J_1(\lambda\rho) d\lambda = \frac{1}{\rho} \left\{ ik e^{-ik(z+z')} + \frac{e^{-ikr_s}}{r_s^3} [\rho^2 - ik(z+z')r_s] \right\} \quad (A3)$$

$$\int_0^\infty \lambda^2 e^{-u(z+z')} J_1(\lambda\rho) d\lambda = \frac{(z+z')\rho e^{-ikr_s}}{r_s^5} (3 + 3ikr_s - k^2 r_s^2) \quad (A4)$$

$$\int_0^\infty \lambda u e^{-u(z+z')} J_0(\lambda\rho) d\lambda = \frac{e^{-ikr_s}}{r_s^3} \left\{ \frac{2(z+z')^2 - \rho^2}{r_s^2} (ikr_s + 1) - k^2 (z+z')^2 \right\} \quad (A5)$$

$$\int_0^\infty \frac{1}{u} e^{-u(z+z')} J_1(\lambda\rho) d\lambda = \frac{1}{ik\rho} \left\{ e^{-ik(z+z')} - e^{-ikr_s} \right\} \quad (A6)$$

$$\int_0^\infty \frac{\lambda}{u} e^{-u(z+z')} J_0(\lambda\rho) d\lambda = \frac{e^{-ikr_s}}{r_s} \quad (A7)$$

$$\int_0^\infty \frac{\lambda^2}{u} e^{-u(z+z')} J_1(\lambda\rho) d\lambda = \frac{\rho e^{-ikr_s}}{r_s^3} (ikr_s + 1) \quad (A8)$$

$$\int_0^\infty \frac{\lambda^3}{u} e^{-u(z+z')} J_0(\lambda\rho) d\lambda = \frac{e^{-ikr_s}}{r_s^3} \left\{ k^2 \rho^2 + \frac{2(z+z')^2 - \rho^2}{r_s^2} (ikr_s + 1) \right\} \quad (A9)$$

여기서

$$u = \sqrt{\lambda^2 - k^2}, \quad k = \sqrt{-i\omega\mu_0\sigma}, \quad \rho = \sqrt{(x+x')^2 + (y+y')^2}, \\ r = \sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}, \quad r_s = \sqrt{\rho^2 + (z+z')^2}$$

이다. 위의 해석해 중 (A2), (A4), (A5), (A7), 및 (A8)은 Chave and Cox (1982)에서 찾아볼 수 있으며, 이들로부터 (A1), (A3), (A6), 및 (A9)는 아래와 같이 유도된다. 먼저, 식 (A5)과 (A7)을 이용하면 식 (A9)는 다음과 같이 얻어진다.

$$\int_0^\infty \frac{\lambda^3}{u} e^{-u(z+z')} J_0(\lambda\rho) d\lambda = \int_0^\infty \lambda u e^{-u(z+z')} J_0(\lambda\rho) d\lambda + k^2 \int_0^\infty \frac{\lambda}{u} e^{-u(z+z')} J_0(\lambda\rho) d\lambda \\ = \frac{e^{-ikr_s}}{r_s^3} \left\{ k^2 \rho^2 + \frac{2(z+z')^2 - \rho^2}{r_s^2} (ikr_s + 1) \right\}$$

식 (A1)는 다음과 같이 얻어진다.

$$\begin{aligned}
\int_0^\infty e^{-u(z+z')} J_1(\lambda\rho) d\lambda &= -\frac{1}{\rho} \int_0^\infty e^{-u(z+z')} \frac{\partial J_0(\lambda\rho)}{\partial \lambda} d\lambda \\
&= -\frac{1}{\rho} \left\{ [e^{-u(z+z')} J_0(\lambda\rho)]_{\lambda=0}^\infty + (z+z') \int_0^\infty \frac{\lambda}{u} e^{-u(z+z')} J_0(\lambda\rho) d\lambda \right\} \\
&= \frac{1}{\rho} \left\{ e^{-ik(z+z')} - \frac{z+z'}{r_s} e^{-ikr_s} \right\}.
\end{aligned}$$

이 식을 z 에 관해 적분하면 식 (A6)이 얻어지고,

$$\int_0^\infty \frac{1}{u} e^{-u(z+z')} J_1(\lambda\rho) d\lambda = \frac{1}{ik\rho} \{ e^{-ik(z+z')} - e^{-ikr_s} \}.$$

반대로 z 에 관해 미분하면 식 (A3)이 얻어진다.

$$\int_0^\infty u e^{-u(z+z')} J_1(\lambda\rho) d\lambda = \frac{1}{\rho} \left\{ ik e^{-ik(z+z')} + \frac{e^{-ikr_s}}{r_s^3} [\rho^2 - ik(z+z')^2 r_s] \right\}.$$

Appendix B.

송수신기 간격에 따른 변화가 큰 전자기장

균질 반무한공간 모델의 경우 송수신기 간격 변화에 따라 전자기장 변화가 큰 송수신기 조합은 다음의 9가지이다.

$$\begin{aligned}
E_z^{lx} &= \frac{x-x'}{4\pi\sigma} \left[\frac{z-z'}{r^5} e^{-ikr} (3+3ikr-k^2 r^2) \right. \\
&\quad \left. + \frac{z+z'}{r_s^5} e^{-ikr_s} (3+3ikr_s-k^2 r_s^2) \right], \quad (B1)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_z^{ly} &= \frac{y-y'}{4\pi\sigma} \left[\frac{z-z'}{r^5} e^{-ikr} (3+3ikr-k^2 r^2) \right. \\
&\quad \left. + \frac{z+z'}{r_s^5} e^{-ikr_s} (3+3ikr_s-k^2 r_s^2) \right], \quad (B2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_x^{lz} &= \frac{x-x'}{4\pi\sigma} \left[\frac{z-z'}{r^5} e^{-ikr} (3+3ikr-k^2 r^2) \right. \\
&\quad \left. - \frac{z+z'}{r_s^5} e^{-ikr_s} (3+3ikr_s-k^2 r_s^2) \right], \quad (B3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_y^{lz} &= \frac{y-y'}{4\pi\sigma} \left[\frac{z-z'}{r^5} e^{-ikr} (3+3ikr-k^2 r^2) \right. \\
&\quad \left. - \frac{z+z'}{r_s^5} e^{-ikr_s} (3+3ikr_s-k^2 r_s^2) \right], \quad (B4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_z^{lz} &= \frac{1}{4\pi\sigma} \left\{ \frac{e^{-ikr}}{r^3} \left[k^2 \rho^2 + \frac{2(z-z')^2 - \rho^2}{r^2} (1+ikr) \right] \right. \\
&\quad \left. - \frac{e^{-ikr_s}}{r_s^3} \left[k^2 \rho^2 + \frac{2(z-z')^2 - \rho^2}{r_s^2} (1+ikr_s) \right] \right\}, \quad (B5)
\end{aligned}$$

$$H_x^{lz} = \frac{y-y'}{4\pi} \left[\frac{e^{-ikr}}{r^3} (1+ikr) - \frac{e^{-ikr_s}}{r_s^3} (1+ikr_s) \right], \quad (B6)$$

$$H_y^{lz} = \frac{x-x'}{4\pi} \left[\frac{e^{-ikr}}{r^3} (1+ikr) - \frac{e^{-ikr_s}}{r_s^3} (1+ikr_s) \right], \quad (B7)$$

$$E_z^{Mx} = -\frac{i\omega\mu(y-y')}{4\pi} \left[\frac{e^{-ikr}}{r^3} (1+ikr) - \frac{e^{-ikr_s}}{r_s^3} (1+ikr_s) \right], \quad (B8)$$

$$E_z^{My} = -\frac{i\omega\mu(x-x')}{4\pi} \left[\frac{e^{-ikr}}{r^3} (1+ikr) - \frac{e^{-ikr_s}}{r_s^3} (1+ikr_s) \right], \quad (B9)$$

여기서 괄호 안 제 1항은 무한공간에 대한 전자기장이며 제 2항은 실제 쌍극자원이 아닌 가상원(image source)에 의한 성분이다.