

28595

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SONLU DERİNLİKTEKİ DENİZ İÇİNDE
DÜŞEY OLARAK DALDIRILMIŞ BİR
HARMONİK MAGNETİK DİPOL TARAFINDAN
ÜRETİLEN DÜŞÜK FREKANSLI (0-300 Hz)
ELEKTROMAGNETİK ALANLARIN
HESAPLANMASI

Fizik Müh. Aysel DOĞAN

F.B.E. Fizik Bölümü Anabilim Dalında
hazırlanan

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı : Prof.İbrahim ŞİMBİL

İSTANBUL, 1993

T.C. YÜREKLERİNİZİN
DOKÜMANTASYON MEMLEKETİ

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
TÜRKÇE ÖZET	IV
ABSTRACT	V
I. GİRİŞ	I
2. ELEKTROMANYETİZMA TEORİSİ	2
2.1. Zaman Bölgesinde Maxwell Denklemleri	2
2.2. Frekans Bölgesinde Maxwell Denklemleri	2
2.3. Shelkunoff Potansiyelleri	3
2.4. Kartezyen Koordinatlarda Enine Elektrik (TE) ve Enine Manyetik (TM) Modları	6
2.4.1. TE Modunda Alanların Bileşenleri	6
2.4.2. TM Modunda Alanların Bileşenleri	7
2.5. silindirik koordinatlarda TE ve TM modları	8
2.5.1. TE Modunda Alanların Bileşenleri	8
2.5.2. TM Modunda Alanların Bileşenleri	9
2.6. Yansıma ve Kırılma	10
2.6.1. Düzlem Dalganın Yansıması ve Kırılması	10
2.6.2. Fresnel Denklemleri	10
3. SONLU DERİNLİKTE BİR SU İÇİNDE BULUNAN DİKEY YÖNDE HARMONİK MANYETİK DİPOLLE ULF/ELF ELEKTROMANYETİK ALAN OLUŞTURULMASI	15
3.1. Elektromanyetik Dalga Modlarının Analizi	15
3.2. Hesaplama Yöntemi	15
3.2.1. Dikey Harmonik Manyetik Dipol	16
3.2.2. Vektör Potansiyeli İçin Homojen Olmayan Helmholtz Denkleminin Çözümü	17
3.2.3. TE Modunda Alanların Hesaplanması	20
SONUÇLAR VE ÖNERİLER	23
KAYNAKLAR	24
EKLER	25
ÖZGEÇMİŞ	

ÖZET

Bu tez, su içinde dikey manyetik dipol kaynak ve alıcının yüzeye yakın bir yere eşit uzaklıkta yerleştirilmesiyle oluşan elektromanyetik alan bileşenlerinin bulunmasını amaçlamaktadır.

(TE) enine elektriksel ve (TM) enine manyetik modlarıyla ilgisinden dolayı elektromanyetik alanların bulunmasında Schelkunoff potansiyel denklemleri kullanılmıştır.

Bu çalışma, denizaltı haberleşmesinde elektromanyetik dalgalarla bilgi aktarılmasında önemli bir rol oynamaktadır. Bu ULF ve ELF frekans bandındaki çok düşük frekanslı elektromanyetik dalgalarla sağlanmaktadır.



ABSTRACT

This thesis is aimed in finding the Components of the electromagnetic fields which are resulted by a vertical magnetic dipol source and a receiver in the water where replaced at the same distance near the surface.

By obtaining the electromagnetic fields, due to its relation with (TE) transversel electrical and (TM) transversal electromagnetical modes, Schelkunoff potential equations has been used.

This work is playing rather an important part in Communicating of information by electromagnetic waves at submarine. This is carried outby very low frequency of electromagnetic waves at ULF and ELF frequency bands.



I. GİRİŞ

Bu inceleme denizaltı haberleşmesinde elektromanyetik dalgalarla bilgi aktarımında kullanılır. Su içine bırakılan dikey doğrultuda harmonik manyetik dipolün su altı quasi-static elektromanyetik alanları, ULF ve ELF frekans bandında alanın yayılmasıyla ilgili önemli modların değerlendirilmesiyle hesaplanır. ULF ve ELF bandındaki çok düşük frekansların kullanılmasının nedeni, sadece bu frekans bandındaki sinyallerin iletken deniz suyu ortamında belirli uzaklıklara yayılmasıdır.

Çoğunlukla sınır değer problemlerini vektör alan fonksiyonlarıyla çözmek zordur, türevleri alınabildiğinden vektör veya skaler potansiyel fonksiyonlarıyla çözüm kolaylaşır. Bu incelemede TE ve TM modlarıyla ilgisinden dolayı schelkunoff potansiyelleri kullanılmıştır.



2. ELEKTROMANYETİZMA TEORİSİ

2.1. ZAMAN BÖLGESİNDE MAXWELL DENKLEMLERİ

Bir elektromanyetik alan veya dalgaın davranışı Maxwell bağıntıları olan aşağıdaki dört diferansiyel denklem ile belirlenir (EK 1):

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\delta \mathbf{B}}{\delta t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\delta \mathbf{D}}{\delta t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (2.4)$$

Bu denklemlerde $\mathbf{E}$ elektriksel alanı, $\mathbf{H}$ magnetik alanı, $\mathbf{D}$ elektriksel alan yoğunluğunu, $\mathbf{B}$ magnetik indüksiyonu, $\mathbf{J}$ akım yoğunluğunu ve ρ elektrikselsel yük yoğunluğunu gösterir.

(2.1) Faraday kanunu, (2.2) Ampere kanunu, (2.3) manyetik alan için Gauss kanunu ve (2.4) elektriksel alan için Gauss kanunu olan denklemler zaman bölgesinde Maxwell denklemleridir. Bu denklemlerin kullanılmasında yardımcı olan denklemler

$$\mathbf{D} = [\epsilon^1(\omega) - i\epsilon^11(\omega)] \mathbf{E} = \epsilon \mathbf{E}, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{J} = [\sigma^1(\omega) - i\sigma^11(\omega)] \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E}, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.7)$$

dir. Bu denklemlerde ϵ dielektrik geçirgenlik, ρ elektriksel öz direnç, μ manyetik geçirgenlik σ elektriksel öz iletkenlik ve ω açısal frekansıdır. ϵ ve σ açısal frekansın kompleks fonksiyonudur ve μ frekanstan bağımsız reeldir.

2.2. FREKANS BÖLGESİNDE MAXWELL DENKLEMLERİ

(2.1) ve (2.7) denklemlerinden

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \cdot \frac{\delta \mathbf{H}}{\delta t},$$

bulunur. Bir boyutlu Fourier transformasyonu

$$F(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) e^{i\omega t} dt, \quad \frac{\delta F(t)}{\delta t} = i\omega F(t)$$

kullanılarak frekans bölgesinde Maxwell denklemlerinden birisi bulunur:

$$\nabla \times E + i\mu\omega H = 0 \quad (2.8)$$

Aynı şekilde (2.2) denkleminde (2.5) ve (2.6) denklemleriyle, bir boyutlu Fourier transformasyonu kullanılarak, frekans bölgesinde diğer Maxwell denklemleri bulunur:

$$\nabla \times H - (\sigma + i\epsilon\omega) E = 0 \quad (2.9)$$

Harrington (1961) tarafından bulunan empedans $Z = i\mu\omega$ ve admitans $Y = \sigma + i\epsilon\omega$, (2.8) ve (2.9) denklemlerinde yerlerine konursa

$$\nabla \times E + ZH = 0 \quad (2.10)$$

$$\nabla \times H - YE = 0 \quad (2.11)$$

olarak bulunur. Bu denklemler kaynağın olmadığı bölgelere uygulanan homojen denklemlerdir.

2.3. SCHELKUNOFF POTANSİYELLERİ

Kaynağın bulunduğu bölgeler homojen olmayan denklemlerle tanımlanır. Kaynağın bulunmadığı bölgeler için yazılan (2.10) ve (2.11) homojen denklemleri kaynağın bulunduğu bölgelere uygulanmak istendiğinde, bu denklemlere manyetik kaynaklar (mıknatıslanma) varsa manyetik akım yoğunluğu J_m veya elektriksel kaynaklar varsa elektrik akım yoğunluğu J_e terimleri ilave edilir.

$$\nabla \times E + ZH = -J_m = -i\mu\omega M, \quad (2.12)$$

$$\nabla \times H - YE = J_e = i\omega P, \quad (2.13)$$

Burada manyetizasyon vektörü (mıknatıslanma) M ve elektriksel kutuplanma P ile gösterilmiştir. (2.12) ve (2.13) denklemleri toplam alanlar için yazılmış denklemlerdir. E ve H 'ın elektriksel ve manyetik kaynaklar için rotasyonelleri alınır

$$\nabla \times E_m = -J_m - ZH_m , \quad (2.14)$$

$$\nabla \times H_m = YE_m , \quad (2.15)$$

$$\nabla \times E_e = -ZH_e , \quad (2.16)$$

$$\nabla \times H_e = J_e + YE_e , \quad (2.17)$$

dır (2.14) den (2.17) ye kadar yazılan denklemlerin diverjansı alınır ve (EK 2)'den

$$\nabla \cdot H_m = - \frac{\nabla \cdot J_m}{Z} , \quad (2.18)$$

$$\nabla \cdot E_m = 0 , \quad (2.19)$$

$$\nabla \cdot H_e = 0 , \quad (2.20)$$

$$\nabla \cdot E_e = - \frac{\nabla \cdot J_e}{Y} , \quad (2.21)$$

denklemleri bulunur. (2.19) ve (2.20) denklemleri A ve F ile tanımlanan iki vektör fonksiyonların rotasyoneli olarak yazılabileceğini gösterir.

$$H_e = \nabla \times A , \quad (2.22)$$

$$E_m = - \nabla \times F , \quad (2.23)$$

(2.15) ile (2.23) ve (2.16) ile (2.22) denklemlerinden H_m ve E_e

$$H_m = -Y F - \nabla U , \quad (2.24)$$

$$E_e = -Z A - \nabla V , \quad (2.25)$$

olarak bulunur. Bu denklemler H_m ve E_e alanlarını vektör potansiyelleri cinsinden gösterir. Burada U ve V iki keyfi skaler fonksiyonlardır. Çünkü iki vektörün rotasyonelinin denklemi aynı olamayacağından keyfi skaler fonksiyonlar ilave edilmiştir.

Alan problemlerinde vektör veya skaler potansiyel fonksiyonlarıyla çözüm kolaylaştığından, bu kesimde potansiyel denklemleri oluşturulur. (2.22) ve (2.24) denklemleri (2.14) denkleminde yerlerine yazılırsa

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{F} = \mathbf{J}_m - \nabla Z \mathbf{F} - Z \nabla U \quad (2.26)$$

bulunur. Burada

$$k^2 = -\nabla Z = -\omega^2 \mu \epsilon - i\omega \mu \sigma, \quad (2.27)$$

dir. Aynı işlemler A için tekrarlandığında, (2.17), (2.23) ve (2.25) denklemlerinden

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{J}_e - \nabla Z \mathbf{A} - Y \nabla V \quad (2.28)$$

bulunur. Bir vektörün rotasyonelinin rotasyoneli genel olarak

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} = \nabla \nabla \cdot \mathbf{a} - \nabla^2 \mathbf{a} \quad (2.29)$$

şeklinde gösterilir. (2.26) ve (2.28) denklemlerine (2.29) vektör özdeşliği ifadesi uygulandığında

$$\nabla \nabla \cdot \mathbf{F} - \nabla^2 \mathbf{F} = \mathbf{J}_m - \nabla Z \mathbf{F} - Z \nabla U, \quad (2.30)$$

$$\nabla \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} = \mathbf{J}_e - \nabla Z \mathbf{A} - Y \nabla V \quad (2.31)$$

denklemleri bulunur. U ve V keyfi skaler büyüklükler olduğundan bunlar üzerinde aşağıdaki gibi keyfi sınırlamalar getirilebilir.:

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = -Z U \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = -Y V$$

Bu koşulların (2.30) ve (2.31) denklemlerinde uygulanmasıyla

$$\nabla^2 \mathbf{F} + k^2 \mathbf{F} = -\mathbf{J}_m, \quad (2.32)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_e, \quad (2.33)$$

olarak bulunur. İlk terim alan hakkında bilgi veriri, ikinci terim ortamın karakteristiğine bağlıdır ve $\mathbf{J}_e$ ve $\mathbf{J}_m$ terimleri kaynakla ilgili parametrelerdir. Bu denklemler F ve A için homojen olmayan Helmholtz denklemleridir ve $\mathbf{J}_m$ veya $\mathbf{J}_e$ kaynakları bulunan homojen bölgelere uygulanır. Vektör potansiyelleri, akım yoğunluklarıyla aynı doğrultudadır, o zaman bu denklemlerin alanlar için çözümü kolaylaşır.

Homojen olmayan (2.32 ve (2.33) denklemlerinin, kaynağın bulunmadığı bölgeler için homojen karşılıklarını aşağıdaki denklemler oluşturur.:

$$\nabla^2 \mathbf{F} + k^2 \mathbf{F} = 0, \quad (2.34)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = 0, \quad (2.35)$$

Burada $k^2 = -Y Z$ dalga sayısı olarak tanımlanmıştır.

$\mathbf{J}_e$ ve $\mathbf{J}_m$ için toplam elektrik ve manyetik alanlar (2.22) ile (2.24) ve (2.23) ile (2.25) denklemlerinin toplanmasıyla ve U ve V ile ilgili sınırlamaların uygulanmasıyla

$$\mathbf{E} = -Z \mathbf{A} + \frac{1}{Y} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla \times \mathbf{F}, \quad (2.36)$$

$$\mathbf{H} = -Y \mathbf{F} + \frac{1}{Z} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{F}) + \nabla \times \mathbf{A}, \quad (2.37)$$

olarak bulunur. Yalnızca elektrik veya manyetik kaynaklar için

$$\mathbf{E}_e = -Z \mathbf{A} + \frac{1}{Y} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}), \quad (2.38)$$

$$\mathbf{E}_m = -\nabla \times \mathbf{F}, \quad (2.39)$$

$$\mathbf{H}_e = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (2.40)$$

$$\mathbf{H}_m = -Y \mathbf{F} + \frac{1}{Z} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{F}), \quad (2.41)$$

dır.

2.4. KARTEZYEN KOORDİNALARDA ENİNE ELEKTRİK (TE) ve ENİNE MANYETİK (TM) MODLARI

2.4.1. TE MODUNDA ALANLARIN BİLEŞENLERİ

Elektromanyetik dalganın elektriksel alan vektörünün enine bileşeninin var olduğu dalgalara (TE) enine elektrik dalgaları ve bu mod'taki incelemeye de TE modu denir. z doğrultusunda $\mathbf{F}$ ve $\mathbf{A}$

$$\mathbf{A} = A_z \mathbf{U}_z, \quad \mathbf{F} = F_z \mathbf{U}_z \quad (2.42)$$

denklemleriyle gösterilir. Burada birim vektör $\mathbf{U}_z$ ile gösterilir. TE_z modu için elektriksel alan bileşenleri (2.42) denkleminin (2.39) denklemine uygulanmasıyla bulunur. :

$$E_x = - \frac{\delta F_z}{\delta y}, \quad (2.43)$$

$$E_y = \frac{\delta F_z}{\delta x}, \quad (2.44)$$

$$E_z = 0 \quad (2.45)$$

TE_z modu için manyetik alan bileşenleri (2.41) denkleminde (2.42) denkleminin uygulanmasıyla bulunur.:

$$H_x = \frac{1}{Z} \cdot \frac{\delta^2 F_z}{\delta x \delta z}, \quad (2.46)$$

$$H_y = \frac{1}{Z} \cdot \frac{\delta^2 F_z}{\delta y \delta z}, \quad (2.47)$$

$$H_z = -Y F_z + \frac{1}{Z} \cdot \frac{\delta^2 F_z}{\delta z^2}.$$

Bulunan H_z bileşeninde k²= -Y Z kullanılmasıyla

$$H_z = \frac{1}{Z} \cdot (k^2 + \frac{\delta^2}{\delta z^2}) F_z \quad (2.48)$$

bulunur.

2.4.2. TM MODUNDA ALANLARIN BİLEŞENLERİ

Elektromanyetik dalganın manyetik alan vektörünün enine bileşeninin var olduğu dalgalara (TM) Enine manyetik dalgalara ve bu modtaki incelemeye de TM modu denir. TM_z modu için (2.42) denkleminin (2.38) denkleminin uygulanmasıyla elektriksel alan bileşenleri bulunur.:

$$E_x = \frac{1}{Y} \frac{\delta^2 A_z}{\delta x \delta z} \quad (2.49)$$

$$E_y = \frac{1}{Y} \frac{\delta^2 A_z}{\delta y \delta z} \quad (2.50)$$

$$E_z = \frac{1}{Y} \left(\frac{\delta^2}{\delta z^2} + k^2 \right) A_z \quad (2.51)$$

TM_z modu için manyetik alan bileşenleri (2.40) ve (2.42) denklemlerinden bulunur.:

$$H_x = \frac{\delta A_z}{\delta y} , \quad (2.52)$$

$$H_y = - \frac{\delta A_z}{\delta x} , \quad (2.53)$$

$$H_z = 0 , \quad (2.54)$$

Burada modun referans eksenini z olarak almıştır. H_z=0 olması z doğrultusunda enine manyetik alanı (TM_z modunu) tanımlar, E_z=0 olması ise z doğrultusunda enine elektriksel alanı (TE_z modunu) tanımlar.

2.5. SİLİNDİRİK KOORDİNATLARDA TE ve TM MODLARI

2.5.1. TE MODUNDA ALANLARIN BİLEŞENLERİ

Silindirik koordinatlarda bir vektörün rotasyoneli ve bir vektörün diverjansı tanımlanırsa, istenilen modlar için alanların bileşenleri alan denklemlerine bu genel denklemlerin uygulanmasıyla bulunur. Silindirik koordinatlarda bir vektörün rotasyoneli

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{A} = & \frac{1}{\rho} \left[\frac{\delta A_z}{\delta \theta} - \frac{\delta A_\theta}{\delta z} \right] \mathbf{U}_\rho + \left[\frac{\delta A_\rho}{\delta z} - \frac{\delta A_z}{\delta \rho} \right] \mathbf{U}_\theta + \\ & \frac{1}{\rho} \left[\frac{\delta}{\delta \rho} (\rho A_\theta) - \frac{\delta A_\rho}{\delta \theta} \right] \mathbf{U}_z \end{aligned} \quad (2.55.)$$

şeklinde olup, bir vektörün diverjansı

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{\rho} \frac{\delta}{\delta \rho} (\rho A_\rho) + \frac{1}{\rho} \frac{\delta A_\theta}{\delta \theta} + \frac{\delta A_z}{\delta z} \quad (2.56)$$

olarak verilir. TE_z modu için elektriksel alan bileşenleri (2.39) ve (2.55) denklemlerinden bulunur. (Burada U_ρ, U_θ ve U_z ρ, θ ve z doğrultusunda birim vektörlerdir.)

$$E_{\rho} = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta F_z}{\delta \theta} , \quad (2.57)$$

$$E_{\theta} = \frac{\delta F_z}{\delta \rho} , \quad (2.58)$$

$$E_z = 0 , \quad (2.59)$$

TE_z modundaki manyetik alan bileşenleri (2.41) denklemine (2.56) denkleminin uygulanmasıyla bulunur.:

$$H_{\rho} = \frac{1}{Z} \frac{\delta^2 F_z}{\delta \rho \delta z} , \quad (2.60)$$

$$H_{\theta} = \frac{1}{Z \rho} \frac{\delta^2 F_z}{\delta \theta \delta z} , \quad (2.61)$$

$$H_z = \frac{1}{Z} \left(\frac{\delta^2}{\delta z^2} + k^2 \right) F_z \quad (2.62)$$

2.5.2. TM MODUNDA ALANLARIN BİLEŞENLERİ

TM_z modu için elektriksel alan bileşenleri (2.38) denklemine (2.56) denkleminin uygulanmasıyla bulunur.:

$$E_{\rho} = \frac{1}{Y} \frac{\delta^2 A_z}{\delta \rho \delta z} , \quad (2.63)$$

$$E_{\theta} = \frac{1}{Y \rho} \frac{\delta^2 A_z}{\delta \theta \delta z} , \quad (2.64)$$

$$E_z = \frac{1}{Y} \left(\frac{\delta^2}{\delta z^2} + k^2 \right) A_z \quad (2.65)$$

TM_z modunda manyetik alan bileşenleri (2.40) ve (2.55) denklemlerinden bulunur.:

$$H_{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{\delta A_z}{\delta \theta} , \quad (2.66)$$

$$H_\theta = -\frac{\delta A_z}{\delta \rho} , \quad (2.67)$$

$$H_z = 0 , \quad (2.68)$$

2.6. YANSIMA ve KIRILMA

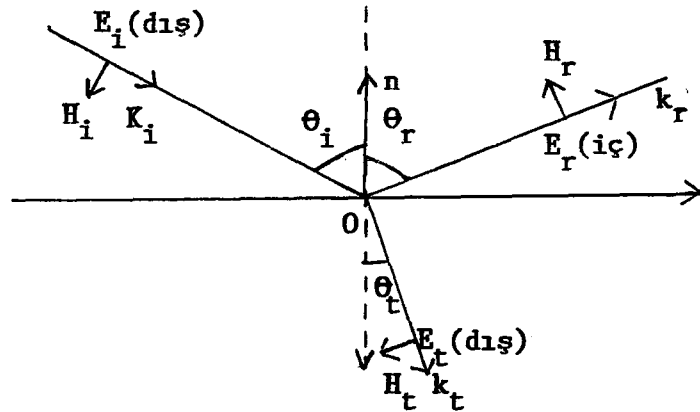
2.6.1. DÜZLEM DALGANIN YANSIMASI ve KIRILMASI

Elektromanyetik dalgalar farklı elektrik parametrelerine sahip sınır yüzeyinde yansır ve kırılırlar. Sınır yüzeyinde düzlem dalganın yansıma ve kırılması Snell kanunları ve Fresnel denklemleriyle açıklanır. İç empedans ve sınır yüzeyi düzleminde empedans kavramları ortaya çıkarılırlar.

2.6.2. FRESNEL DENKLEMLERİ

Bu denklemler vektör alanların genlikleri arasındaki karşılıklı orantıları gösteren denklemlerdir.

Bir üniform homojen düzlem dalga Şekil 2.1 de gösterilen doğrultuda k_i dalga sayısı vektörleriyle ve θ_i gelme açısıyla $\sigma_1, \mu_1, \epsilon_1$ ve $\sigma_2, \mu_2, \epsilon_2$ elektrik parametreleriyle belirlenmiş farklı iki ortamı ayıran sınır yüzeyine gelir, dalga k_r ve θ_r açısıyla yansır, ikinci ortama k_t ve θ_t ile geçer.



Şekil 2.1

Gelen dalganın elektirik E_i ve manyetik H_i alan vektörleri

$$E_i = E_i e^{-ik_i \cdot r} , \quad (2.69)$$

$$H_i = \frac{k_i \times E_i}{\omega \mu_1}, \quad (2.70)$$

dir. Burada r konum vektörü orijinden birinci veya ikinci ortamda herhangi bir noktaya olan uzaklığı gösterir. E_i gelen dalganın kompleks genliğidir. Yüzey n ve k_i vektörleriyle belirlenir ve geliş yüzeyi olarak nitelendirilir. Yansıyan ve geçen dalgalar benzerce aşağıdaki gibi yazılır.:

$$E_r = E_r e^{-ik_r \cdot r}, \quad (2.71)$$

$$H_r = \frac{k_r \times E_r}{\omega \mu_1}, \quad (2.72)$$

$$E_t = E_t e^{-ik_t \cdot r}, \quad (2.73)$$

$$H_t = \frac{k_t \times E_t}{\omega \mu_2}, \quad (2.74)$$

E_i vektörünün gelen e.m.d'nın düzlemine dik veya paralel bir bileşeniyle Fresnel denklemleri ve yansımaya katsayısı bulunabilir.

E.m.d'nın elektirikselsel alan bileşeni gelen dalganın düzlemine dik olduğundan, elektirikselsel alan ve manyetik alan bileşenleri için sınır koşullarının yazılmasıyla Fresnel denklemleri bulunur. Manyetik alanın teğet bileşeni için sınır koşulu

$$n \times (H_i + H_r) = n \times H_t \quad (2.75)$$

dir. (2.70), (2.72) ve (2.74) denklemlerinin (2.75) denkleminde yerlerine konulmasıyla

$$n \times (k_i \times E_i + k_r \times E_r) \frac{1}{\mu_1} = n \times (k_t \times E_t) \frac{1}{\mu_2} \quad (2.76)$$

bulunur. E_i gelen dalganın düzlemine diktir. İzotropik ortamda E_r ve E_t de gelen dalganın düzlemine dik olduğundan

$$n \cdot E_i = k_i \cdot E_i = n \cdot E_t = n \cdot E_r = 0 \quad (2.77)$$

yazılabilir. Şekil 2.1'den

$$n \cdot k_i = k_i \cos(\pi - \theta_i) = -k_i \cos \theta_i, \quad (2.78)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_r = k_r \cos \theta_r \quad (2.79)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}_t = k_t \cos (\pi - \theta_t) = -k_t \cos \theta_t, \quad (2.80)$$

dir. Üçlü vektörel çarpıma ait

$$\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) \mathbf{b} - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{c} \quad (2.81)$$

eşitliği (2.76) denklemine uygulanırsa ve (2.77), (2.78), (2.79) ve (2.80) denklemlerinin yerlerine yazılmasıyla

$$\cos \theta_i E_i - \cos \theta_r E_r = \frac{\mu_1 k_1}{\mu_2 k_2} \cos \theta_t E_t \quad (2.82)$$

bulunur. Burada $|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_r| = k_1$ ve $k_t = k_2$ olarak alınmıştır. Elektriksel alanın teğet bileşeni için sınır koşulu

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r) = \mathbf{n} \times \mathbf{E}_t \quad (2.83)$$

dir. (2.83) denkleminin her terimine $\mathbf{n} \times$ uygulanırsa, (2.81) ve (2.77) denklemlerinden

$$\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r = \mathbf{E}_t \quad (2.84)$$

olarak bulunur. (2.82) ve (2.84) denklemleri E_r ve E_t için gelen elektrik alan E_i 'ye bağlı olarak çözümlürse, aşağıdaki denklemler bulunur.:

$$E_r = \frac{\mu_2 k_1 \cos \theta_i - \mu_1 k_2 \cos \theta_t}{\mu_2 k_1 \cos \theta_r + \mu_1 k_2 \cos \theta_t} E_i \quad (2.85)$$

$$E_t = \frac{\mu_2 k_1 (\cos \theta_r + \cos \theta_i)}{\mu_2 k_1 \cos \theta_r + \mu_1 k_2 \cos \theta_t} E_i \quad (2.86)$$

θ_t kompleks ise (2.85) ve (2.86) denklemleri yerine, Snell kanunlarının kullanılmasıyla E_r ve E_t için

$$E_r = \frac{\mu_2 k_1 \cos \theta_i - \mu_1 (k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{\mu_2 k_1 \cos \theta_i + \mu_1 (k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} E_i \quad (2.87)$$

$$E_t = \frac{2\mu_2 k_1 \cos \theta_i}{\mu_2 k_1 \cos \theta_i + \mu_1 (k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} E_i \quad (2.88)$$

olarak bulunan denklemler kullanılır. Yansıyan elektriksel alanın gelen elektriksel alana oranı r ile gösterilen yansıma katsayısını verir. Gelen e.m.d'nın düzlemine dik E_i bileşeni için r_{TE} yansıma katsayısı (2.85) denkleminde

$$r_{TE} = \frac{\mu_2 k_1 \cos \theta_i - \mu_1 k_2 \cos \theta_t}{\mu_2 k_1 \cos \theta_i + \mu_1 k_2 \cos \theta_t} \quad (2.89)$$

veya (2.87) denkleminde

$$r_{TE} = \frac{\mu_2 k_1 \cos \theta_i - \mu_1 (k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{\mu_2 k_1 \cos \theta_i + \mu_1 (k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \quad (2.90)$$

dir. Gelen dalganın düzlemine paralel E_i bileşeni için yapılan incelemede, manyetik alan vektörü gelen dalganın düzlemine diktir. Sınır koşulları uygulanarak benzeri işlemler yapılırsa, gelen dalganın düzlemine paralel E_i için yansıma katsayısı r_{TM}

$$r_{TM} = \frac{\mu_2 k_1 (k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2} - \mu_1 k_2^2 \cos \theta_i}{\mu_2 k_1 (k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2} + \mu_1 k_2^2 \cos \theta_i} \quad (2.91)$$

elde edilir.

Elektrik alan bileşenlerinden birinin, ona dik yöndeki manyetik alan bileşenine oranı e.m.d empedansı olarak bilinir. Dalga pozitif z doğrultusunda hareket ediyorsa empedans

$$Z = \frac{\omega \mu}{k} = \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} \quad (2.92)$$

olur. Dalga negatif z doğrultusunda hareket ediyorsa empedansın işareti değişir. (2.90) denklemindeki her terim $k_1.k_2$ 'ye bölünürse ve (2.92) denkleminin yardımıyla yansıma katsayısı empedanslar cinsinden bulunur. m ortamına gelen dalganın n ortamından yansıması şeklinde genelleme yapılacak olursa, yansıma katsayısı

$$r_{TE} = \frac{Z_n \cos \theta_i - Z_m \cos \theta_t}{Z_n \cos \theta_i + Z_m \cos \theta_t} \quad (2.93)$$

veya

$$r_{TE} = \frac{Z_n \cos \theta_i - Z_m [1 - (\frac{k_m}{k_n})^2 \sin^2 \theta_i]^{1/2}}{Z_n \cos \theta_i + Z_m [1 - (\frac{k_m}{k_n})^2 \sin^2 \theta_i]^{1/2}} \quad (2.94)$$

olarak gelen e.m.d'nın düzlemine dik E_i için bulunur, ve aynı şekilde

$$r_{TM} = \frac{Z_n \cos \theta_t - Z_m \cos \theta_i}{Z_n \cos \theta_t + Z_m \cos \theta_i} \quad (2.95)$$

veya

$$r_{TM} = \frac{Z_n [1 - (\frac{k_m}{k_n})^2 \sin^2 \theta_i]^{1/2} - Z_m \cos \theta_i}{Z_n [1 - (\frac{k_m}{k_n})^2 \sin^2 \theta_i]^{1/2} + Z_m \cos \theta_i} \quad (2.96)$$

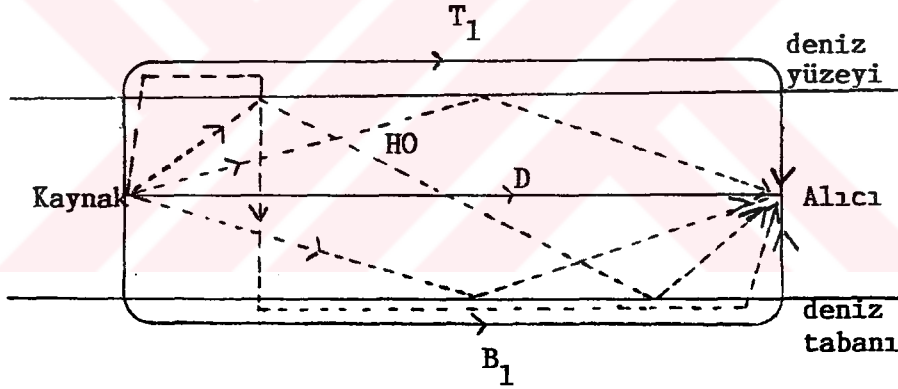
olarak gelen e.m.d'nın düzlemine paralel E_i için bulunur.

3. SONLU DERİNLİKTE BİR SU İÇİNDE BULUNAN DİKEY YÖNDE HARMONİK MANYETİK DİPOLLE ULF/ELF ELEKTROMANYETİK ALAN OLUŞTURULMASI

3.1. ELEKTROMANYETİK DALGA MODLARININ ANALİZİ

Bu incelemede, su içine bırakılan dikey yönelmiş harmonik manyetik dipolün su içinde durgun farzedilen alanları, ULF ve düşük ELF frekans bandında alanın yayılmasıyla ilgili önemli modların değerlendirilmesiyle hesaplanır. ULF (Ultra-Low-frequency) ve ELF (electromagnetic--Low-frequency) çok düşük frekanslar olup, ULF 5 Hz den düşük ve ELF 300 Hz den daha düşük frekanslardır.

Burada kaynak ve alıcı geometrisinin mümkün bir çok şekilleniminden, sadece her iki terminalin deniz tabanı ve yüzeyi arasında eşit uzaklıkta yerleştirilmesi dikkate alınmıştır ve yatay uzaklıkları bir çok uygun uzaklıklarda olabilir. Yüzey ve deniz taban modları üzerinde iletken ortamın (deniz suyunun) etkileri eşit olacak şekilde her iki terminal deniz derinliğinin yarısında suya yerleştirilmiştir. Deniz derinliği aşırı azaltılmaksızın elektromanyetik sinyallerin ortamla önemli etkileşmelerine izin verecek şekilde seçilmiştir. Şekil 3.1 de çok derin bir deniz içinde elektromanyetik yayılmanın modları



Şekil 3.1

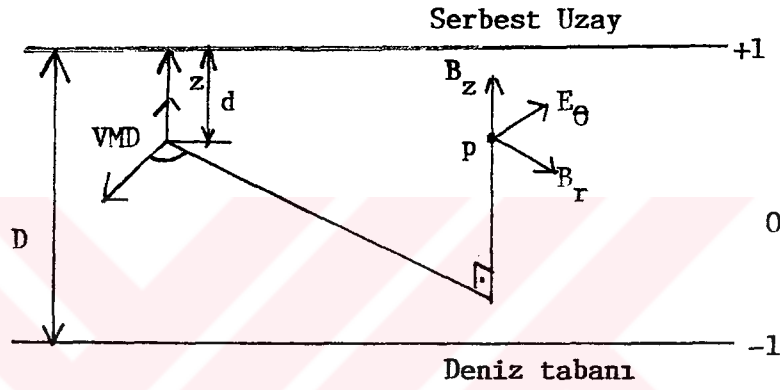
gösterilmiştir ve dünya iyonosfer dalga klavuzu içinde VLF (çok düşük frekans) yayılmasının teorisinden uyarlanmıştır. Alıcıda net alan doğrudan D modu, yukarı doğru olan T1 modu, aşağı doğru olan B1 modu ve H0 olarak isimlendirilmiş çeşitli modların katkılarının toplamıdır.

3.2. HESAPLAMA YÖNTEMİ

Yayılan modların çözümü için taşınan alanların toplamı alınır. F ile kompleks vektör alanın bileşenleri tanımlanırsa $F = D + T_1 + B_1 + H_0$ yazılabilir. D doğrultusunun katkısı Kraichman (1970) ile boşlukta harmonik dipollerin oluşturduğu bir iletim için verilen standart açıklamalardan doğrudan

hesaplanabilir. Sonsuz derinlikte bir deniz içinde kaynak ve alıcı yüzeye yakın yerleştirilmesiyle oluşan net alan T_1+D ile gösterilir (Kaynak ve alıcının yerleştirilme konumundan dolayı yüzey mod net alanı oluşturur). Benzerce B_1+D , her iki terminalin çok derin bir denizde tabana yakın yerleştirilmesiyle oluşan alandır. H0 bileşenleri deniz tabanı ve yüzeye uygun yükselir ve yüzey ve deniz tabanı modlarından hangisi daha önemliyse onunla ilgili olan değerlendirilir.

Alan hesapları için kullanılan geometri şekil 3.2 de gösterilmiştir. m momentli bir dikey manyetik dipol bir silindirik koordinat sisteminin (ρ, ϕ, z) orjinine yerleştirilir. Deniz yüzeyi $z=d$ düzlemi ile ve deniz tabanı $z=d-D$ düzlemi ile gösterilir $z>d$ bölgesi serbest uzaydır ve $z<d-D$ bölgesi bir homojen yarı-sonsuz iletken bir ortamdan oluşur.



Şekil 3.2

quasi-static yaklaşım (kaynak ve alıcı uzaklığı daima elektromanyetik dalganın serbest uzaydaki dalga boyundan çok küçüktür) yapılabilir ve deniz içindeki bölgede yer değiştirme akımı ihmal edilir. Bu yüzden bu açıklamalara göre denizin içindeki her yerde bağıl iletkenlik $\epsilon_1 = \epsilon_0 = \epsilon_{-1} = 0$ yazılabilir ($\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 = D/E$)

Bu bölümde yüzeyin d kadar aşağısına yerleştirilmiş dikey harmonik manyetik dipolün bir P noktasında oluşturacağı alanlar hesaplanacaktır.

3.2.1. DİKEY HARMONİK MANYETİK DİPOL

Orjinde ve $x-y$ düzleminde I akımının küçük çevrimi, m momentli, sonsuz küçük manyetik dipole $m=IS$ olarak gösterilir S çevrimin alanıdır. Manyetik akım yoğunluğu

$$J_m = -i\omega\mu M \quad (3.1)$$

dır. Burada mıknatıslanma M ile gösterilir ve birim hacimdeki manyetik dipol momenttir. Bu tanımlama $M = N.m$ (Amper/m) olarak formalize edilir. N birim hacimdeki atom sayısıdır. Mıknatıslanmanın

sürekli olduğu ortamda $J_m = \nabla \times M$ olarak gösterilir. Fakat mıknatıslanmanın sürekli olmadığı bölgelerde, mıknatıslanma $\nabla \xi$ uzaklığı kadar yayılıyorsa akım yoğunluğu $J_m \nabla \xi$ ile gösterilir. Ortam su gibi çok yoğun değilse akım yoğunluğu delta fonksiyonu ile gösterilir. Bu açıklamara göre, z doğrultusunda harmonik manyetik bir dipol için mıknatıslanma

$$M = m U_z \delta(x) \delta(y) \delta(z) \quad (3.2)$$

olarak gösterilir. U_z birim vektördür.

3.2.2. VEKTÖR POTANSİYELİ İÇİN HOMOJEN OLMAYAN HELMHOLTZ DENKLEMİNİN ÇÖZÜMÜ

Deniz içinde $z=0$ da $m U_z$ momentli dikey manyetik dipol için, (3.1) ve (3.2) denklemlerinden (2.32) vektör potansiyelini gösteren homojen olmayan Helmholtz denklemi

$$\nabla^2 F + k^2 F = -i \omega \mu m \delta(x) \delta(y) \delta(z) \quad (3.3)$$

olarak yazılabilir. $Z = i \omega \mu$ olduğundan (3.3) denklemi

$$\nabla^2 F + k^2 F = -Z m \delta(x) \delta(y) \delta(z) \quad (3.4)$$

olur. Homojen olmayan Helmholtz denklemleri Green fonksiyonu ile çözümlenebilir. Bu denklemler Green fonksiyonu cinsinden yazılabiliyorsa, Green fonksiyonunun çözümü homojen olmayan Helmholtz denklemlerin çözümü olarak kullanılabilir. Green fonksiyonu bir transformasyon yöntemi kullanılarak, uygun diferansiyel denklemin çözümüyle bulunur (EK 3). F vektör potansiyeli uzay bölgesinde

$$F(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x-x', y-y', z-z') J(x', y', z') dx' dy' dz' \quad (3.5)$$

şeklinde Green fonksiyonu olarak yazıldığından, Green fonksiyonuna ait

$$\nabla^2 G + k^2 G = -\delta(x) \delta(y) \delta(z) \quad (3.6)$$

şeklindeki denklemin ters Fourier uzayında çözümü

$$G^*(k_x, k_y, z) = \frac{e^{-u|z|}}{2u}, \quad (3.7)$$

olarak bulunur. Burada

$$u = (k_x^2 + k_y^2 - k^2) \quad (3.8)$$

dir. O zaman (3.7) denklemi (3.4) denkleminin çözümü olarak kabul edilebilir. (3.4) denkleminin çözümü

$$F^* = \frac{Z_m}{2u} e^{-u|z|}, \quad (3.9)$$

olur. Çok derin bir denizde kaynak ve alıcı yüzeyin d kadar aşağısına yerleştirilmesiyle, net alanı yüzey modu oluşacak şekilde hesaplamalar yapılırsa, alan genlikleri deniz tabanının öz iletkenliğinden bağımsız olur ve dalga tabandan tümüyle yansır. Yani B_1 modundan katkı gelmez, H_0 modundan katkı gelir. Bunun nedeni toprağın suya göre çok daha iyi iletken olmasıdır. Taban modundan gelen katkı

$$F^* = \frac{Z_m}{2u} e^{-uz}, \quad (3.10)$$

dır. Yüzey modun katkısı yazılırken yüzeyin öz iletkenliğine dikkat edilir. Dalganın bir kısmı yansır, bir kısmı sudan havaya geçer. Yüzey modundan gelen katkı

$$F^* = r_{TE} \frac{Z_m}{2u} e^{uz}, \quad (3.11)$$

dir. r_{TE} yansıma katsayısı (2.94) denklemi ile tanımlanmıştır. Genlik F_p ile gösterilirse, (3.9) denkleminde

$$F_p = \frac{Z_m}{2u}, \quad (3.12)$$

olur. Akım yatay doğrultudadır. Bu yüzden alanın dikey bileşeni yoktur. Su içinde bir dikey manyetik dipolün elektromanyetik alanı TE (enine elektriksel) alanıdır.

(2.32) ve (2.33) denklemlerinde A ve F vektörel potansiyeller olarak yazılmıştı; skaler potansiyeller olarak yazılırsa

$$\nabla^2 F + k^2 F = 0, \quad (3.13)$$

$$\nabla^2 A + k^2 A = 0, \quad (3.14)$$

olur. (3.13) ve (3.14) denklemlerinde iki katlı fourier transformasyonu

$$F^*(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (3.15)$$

kullanılırsa

$$\frac{d^2 A^*}{dz^2} - U^2 A^* = 0 \quad (3.16)$$

$$\frac{d^2 F^*}{dz^2} - U^2 F^* = 0 \quad (3.17)$$

olarak bulunur ve burada

$$u^2 = k_x^2 + k_y^2 - k^2, \quad (3.18)$$

dır. (3.16) ve (3.17) denklemlerinin çözümleri düzlem dalga çözümlerine benzer. (3.16) ve (3.17) skalar potansiyel denklemlerinin çözümü

$$F^*(k_x, k_y, z) = F_p e^{-uz} + r_{TE} F_p e^{uz},$$

$$F^*(k_x, k_y, z) = F_p (e^{-uz} + r_{TE} e^{uz}), \quad (3.19)$$

ve benzerce A^* için

$$A^*(k_x, k_y, z) = A_p (e^{-uz} + r_{TM} e^{uz}), \quad (3.20)$$

olur. (3.20) denklemindeki A_p genliği (3.9) denklemindeki F_p genliğine benzer olarak $A_p = Z_m/2u$ olarak tanımlanır. r_{TM} yansıma katsayısı (2.96) denklemi ile tanımlanır.

Su yüzeyindeki bir noktada alanların bulunması istendiğinde yüzey modun çözümü $F_p e^{uz}$ kullanılır, su içindeki bir nokta için her iki moddan da katkı gelir. Suyun tabanında ise yalnızca taban modun çözümü $F_p e^{-uz}$ kullanılır.

Potansiyeller x ve y 'nin fonksiyonu olarak Fourier transformasyonu ile verilir.

$$F = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F^* e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

yukarıdaki denklemde (3.12) ve (3.19) denklemleri yerlerine yazılırsa

$$F(x, y, z) = \frac{Z_m}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (e^{-uz} + r_{TE} e^{uz}) \frac{1}{u} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (3.21)$$

olarak bulunur. Dairesel simetrik integrallerde iki katlı Fourier transformasyonları Hankel transformasyonuna dönüştürülebilir. Fourier integrali $k_x^2 + k_y^2$ nin bir fonksiyonu olduğundan, Hankel dönüşümü kullanılarak (EK 4)

$$F(\rho, z) = \frac{Z_m}{4\pi} \int_0^{\infty} (e^{-uz} + r_{TE} e^{uz}) \frac{\lambda}{u} J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad (3.22)$$

olarak bulunur. Burada J_0 sıfırıncı Bessel fonksiyonudur ve

$$u = (k_x^2 + k_y^2 - k^2)^{1/2} = (\lambda^2 - k^2)^{1/2},$$

$$\lambda^2 = (k_x^2 + k_y^2)$$

dır.

3.2.3. TE MODUNDA ALANLARIN HESAPLANMASI

Elektromanyetik dalga pozitif z doğrultusunda yayıldığından TE_z için $E_z = 0$ ve TE_z için $H_z = 0$ dır. Bu yüzden yayılan e.m.d eninedir. Dipol z doğrultusundadır. Dolayısıyla silindirik koordinatlarda elektriksel alanın sadece ϕ bileşeni olur. Şekil 3.2 den

$$E_\phi = -\frac{y}{\rho} E_x + \frac{x}{\rho} E_y \quad (3.23)$$

olduğu görülür. (2.23) denkleminde

$$E = \nabla \times F = -\frac{\delta F_z}{\delta y} \mathbf{i} + \frac{\delta F_z}{\delta x} \mathbf{j} \quad (3.24)$$

dir. E_x ve E_y bileşenleri

$$E_x = - \frac{\delta F_z}{\delta y} = - \frac{Zm}{4\pi} \int_0^\infty (e^{-uz} + r_{TE} e^{uz}) \frac{\lambda}{u} \frac{\delta J_0}{\delta y} d\lambda \quad (3.25)$$

$$E_y = + \frac{\delta F_z}{\delta x} = + \frac{Zm}{4\pi} \int_0^\infty (e^{-uz} + r_{TE} e^{uz}) \frac{\lambda}{u} \frac{\delta J_0}{\delta x} d\lambda \quad (3.26)$$

dir. Sıfırıncı Bessel fonksiyonun x ve y'ye göre türevleri

$$\frac{\delta J_0(\lambda \rho)}{\delta y} = - \lambda \frac{y}{\rho} J_1(\lambda \rho), \quad (3.27)$$

$$\frac{\delta J_0(\lambda \rho)}{\delta x} = - \lambda \frac{x}{\rho} J_1(\lambda \rho), \quad (3.28)$$

şeklindedir.

E_x ve E_y bileşenleri, (3.27) ve (3.28) denklemlerinin (3.25) ve (3.26) da yerlerine konulmasıyla bulunur.

E_x ve E_y bileşenleri, (3.23) denkleminde yerlerine yazılmasıyla

$$E_\phi = - \frac{Zm}{4\pi} \int_0^\infty (e^{-uz} + r_{TE} e^{uz}) \frac{\lambda^2}{u} J_1(\lambda \rho) d\lambda \quad (3.29)$$

olarak bulunur.

Yatay manyetik alanın Şekil 3.2'den

$$H_\rho = \frac{x}{\rho} H_x + \frac{y}{\rho} H_y \quad (3.30)$$

olduğu görülür. (3.22), (2.46) ve (2.47) denklemlerinden H_x ve H_y bileşenleri

$$H_x = \frac{m}{4\pi} \int_0^\infty (e^{-uz} - r_{TE} e^{uz}) \lambda^2 \frac{x}{\rho} J_1(\lambda \rho) d\lambda \quad (3.31)$$

ve

$$H_y = \frac{m}{4\pi} \int_0^\infty (e^{-uz} - r_{TE} e^{uz}) \lambda^2 \frac{y}{\rho} J_1(\lambda \rho) d\lambda \quad (3.32)$$

olarak bulunur. Son iki denklemin (3.30) denkleminde yerine konulmasıyla

$$H_p = \frac{m}{4\pi_0} \int_0^\infty (e^{-uz} - r_{TE} e^{uz}) \lambda^2 J_1(\lambda \rho) d\lambda \quad (3.33)$$

olarak bulunur.

Dikey manyetik alan (2.48) denkleminde

$$H_z = \frac{1}{Z} \left(k^2 + \frac{\delta_z^2}{\delta_z^2} \right) F_z \quad (3.34)$$

dir. (3.22) denkleminde

$$\frac{\delta_z^2 F_z}{\delta_z^2} = U F_z \quad (3.35)$$

olur. (3.35) ve (3.34) denklemlerinden

$$H_z = \frac{1}{Z} (k^2 + u^2) F_z \quad (3.36)$$

yazılabilir. $k^2 + u^2 = \lambda^2$ olduğundan

$$H_z = \frac{1}{Z} \lambda^2 F_z \quad (3.37)$$

olur. (3.22) denkleminin (3.37) de yerine yazılmasıyla

$$H_z = \frac{m}{4\pi_0} \int_0^\infty (e^{-uz} + r_{TE} e^{uz}) \frac{\lambda^3}{u} J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad (3.38)$$

bulunur. Su içinde dikey manyetik dipol kaynaktan r kadar uzaklıkta bir $p(r, \phi, z)$ noktasında elektromanyetik alan bileşenleri bulunmuş olmaktadır.

SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışma, denizaltı haberleşmesinde elektromanyetik dalgalarla bilginin aktarılmasında önemli bir rol oynamaktadır. Bu ULF ve ELF frekans bandındaki çok düşük frekanslı e.m.d'larla sağlanmaktadır.

Bu tezde, kaynak ve alıcı geometrisinin mümkün bir çok şekilleniminden sadece her iki terminalin deniz tabanı ve yüzeyi arasında, yüzeye yakın, eşit uzaklıkta yerleştirilmesi dikkate alınmıştır. Bu şekillenimde deniz tabanı öz iletkenliğinin kaynaktan dışa doğru azalmasının alan genlikleri üzerindeki etkisi incelenmiştir. En önemli katkının yüzey modu olduğu görülür ve alan genlikleri deniz tabanının öz iletkenliğinden bağımsız olduğu sonucuna varılır.



KAYNAKLAR

Fraser - Smith, A.C., Bubenik, D.M., 1978. ULF/ELF electromagnetic fields generated in a sea of finite depth by a submerged vertically - directed harmonic magnetic dipole, Radio Sci, 13, in press.

Galeje, J., 1972. Terrestrial Propagation of long electromagnetic waves.

Morrison, H.F., Philips, R.J., O'Brien, D.P., 1969. Quantitative interpretation of transient electromagnetic fields over a layered half-space.

Wait, J.R., 1970. Electromagnetic waves in stratified Media.

Ward, H.S., Hohmann, G.W., 1985. Electromagnetic Theory for Geophysical Applications.



EK.1

Bir elektromanyetik alan veya dalganın davranışı

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\delta \mathbf{B}}{\delta t} = 0 \quad , \quad (\text{E.1.1})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\delta \mathbf{D}}{\delta t} = \mathbf{J} \quad , \quad (\text{E.1.2})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad , \quad (\text{E.1.3})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad , \quad (\text{E.1.4})$$

olarak gösterilen Maxwell denklemleriyle belirlenir.

(E.1.1) denklemini Faraday indüksiyon yasasının diferansiyel şeklidir. Bu yasa a) Devrenin şekli değişmiyor ve B zamana bağlı ise b) Devrenin bütünü veya bir kısmı indüklenen $\nabla \times \mathbf{B}$ elektrik alan şiddetini oluşturacak biçimde hareket ediyorsa ve B sabit ise geçerli olur.

Elektrostatik alanda kapalı bir yol üzerinde hareket eden yüke elektrostatik alanın yapacağı iş sıfırdır. $\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0$ Yukardaki sınırlamalar içinde bir B manyetik indüksiyonu olduğunda

$$\mathcal{E} = \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \frac{d\phi}{dt} = \quad (\text{E.1.5})$$

yazılabilir. Bu denkleme indüklemeye elektromotor kuvveti (e.m.k) denir ve Faraday indüksiyon yasasıdır. Bir devrede oluşan i.e.m.k, devreden geçen manyetik akımın değişme hızına eşittir. (-) işaretinin anlamı Lenz kanunu ile açıklanır. İndüksiyon akımının yönü, kendisini oluşturan nedene karşı koyacak yöndedir veya manyetik akı değişimi azaltacak yönde alan oluşturur.

Zamana göre değişen bir B varsa Faraday indüksiyon yasası, stokes teoremi kullanılarak

$$\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \int (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot d\mathbf{a} = - \frac{d}{dt} \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{a}$$

yazılabilir. İntegral yolu uzayda sabit ise, integral ve türevin sırası değiştirilerek (E.1.1) Maxwell denklemini bulunur.

(E.1.2) denklemini Amper yasasıdır. Amper yasası herhangi bir kapalı C eğrisi üzerinden alınan $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$ çizgisel integralinin, C eğrisinin çevirdiği s yüzeyinden akan akıma eşit olduğunu açıklar.

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu \int_s \mathbf{J} \cdot d\mathbf{a} = \mu J.$$

Bu denkleme stokes teoremi uygulanırsa

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{J} \quad (\text{E.1.6})$$

olarak J serbest yüklerin kararlı akım yoğunluğunu veren bağıntı bulunur.

Ortamda kararlı akımların yanında, mıknatıslanmış maddelerde varsa, bu denkleme mıknatıslanmadan dolayı oluşan $\mathbf{J}_m$ akım yoğunluğu terimide ilave edilir.

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu (\mathbf{J} + \mathbf{J}_m) \quad (\text{E.1.7})$$

Her iki akım yoğunluğu ifadeside durgun alanlar içindir.

Zamana bağlı alanlar için yer değiştirme akımı dikkate alınır.

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \left(\mathbf{J} + \mathbf{J}_m + \frac{\delta \mathbf{D}}{\delta t} \right) \quad (\text{E.1.8})$$

$\mathbf{B} = \mu (\mathbf{H} + \mathbf{M})$ ve $\mathbf{J}_m = \nabla \times \mathbf{M}$ denklemleri (E.1.8) denkleminde yerlerine yazılırsa (E.1.2) Maxwell denklemleri bulunur. (E.1.3) denklemleri manyetik alan için Gauss kanunudur. Bir s yüzeyinden geçen manyetik akı

$$\phi = \int_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{a}$$

dır. Diverjans teoremi uygulanırsa, kapalı bir yüzey üzerinde $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{a}$ 'nın yüzey integrali, bu yüzeyin sınırladığı hacim içinde B nin bulunduğu noktadaki koordinatlara göre değişiminin hacim üzerinden integralidir. Kapalı bir yüzeyden geçen manyetik akı sıfır olduğundan

$$\phi = \int_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{a} = \int_v \nabla \cdot \mathbf{B} dV = 0 \quad (\text{E.1.9})$$

yazılabilir. Buda (E.1.3) Maxwell denklemini verir.

(E.1.4) denklemleri elektriksel alan için Gauss kanunudur. E alan vektörünün kapalı bir yüzeyden geçirdiği akıyı, bu yüzeyin belirlediği hacim içindeki toplam yüke bağlayan ifade Gauss teoremidir.

$$\oint_s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{a} = \frac{\varphi}{\epsilon_0}$$

Diverjans teoremi uygulanırsa ve toplam yük $\varphi = \int_v \rho dV$ olduğundan

$$\oint_v (\nabla \cdot \mathbf{E}) dV = \frac{1}{\epsilon_0} \int_v \rho dV \quad (\text{E.1.10})$$

yazılabilir ve yer değiştirme akımı $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$ olduğundan, (E.1.4) Maxwell denklemi bulunur.



EK.2

Bir vektörün rotasyonelinin diverjansının sıfıra eşit olduğu aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$\text{div rot } \mathbf{F} = \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{F})$$

$$= \left(\frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k} \right) \left[\left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) \mathbf{k} \right]$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) = 0$$

$\text{div } \mathbf{E} = 0$ ise, $\mathbf{E} = \text{rot } \mathbf{F}$ eşitliğini sağlayan bir $\mathbf{F}$ vektörü vardır.



EK.3

Dalga denklemleri, homojen veya homojen olmayan Helmholtz denklemleri gibi bazı özel diferansiyel denklemler Green fonksiyonlarına benzetilerek ve Green fonksiyonlarının çözümü kullanılarak çözümlenebilirler. (3.3) homojen olmayan Helmholtz denklemi Green fonksiyonu cinsinden yazılabilir, Green fonksiyonunun çözümü homojen olmayan Helmholtz denkleminin çözümü olarak kullanılabilir. (3.3) denkleminin konjügesi alınır

$$\nabla^2 F^* + k^2 F^* = - J^* \quad (E.3.1)$$

olur. F , üç katlı uzayda Fourier transformuyla

$$F(x, y, z) = \frac{1}{8\pi^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F^*(k_x, k_y, k_z) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x dk_y dk_z \quad (E.3.2)$$

$$F^*(k_x, k_y, k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_y y + k_z z)} dx dy dz, \quad (E.3.3)$$

yazılabilir. (E.3.3) denklemini (E.3.1) de yerine konulduğunda

$$(-k_x^2 - k_y^2 - k_z^2)F^* + k^2 F^* = - J^* \quad (E.3.4)$$

bulunur. Burada

$$G^* = \frac{1}{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - k^2}$$

olarak Green fonksiyonunun Fourier transformu bulunursa (çünkü bu denklem Fourier transformunda elde edilmiştir)

$$F^* = G^* J^* \quad (E.3.5)$$

olur. F vektör potansiyeli uzay koordinatlarına göre aşağıdaki gibi (E.3.5)'in açık şekli olarak yazılabilir.

$$F(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x-x', y-y', z-z') J(x', y', z') dx' dy' dz' \quad (E.3.6)$$

Burada G , üç doğrultuda elektromanyetik Green fonksiyonudur. (E.3.6) denklemini, F vektör potansiyelin

Green'nin fonksiyonu olarak yazılabileceğini gösterir. Artık Green fonksiyonu skaler diferansiyel denklem olarak yazılabilir.

$$\nabla^2 G + k^2 G = -\delta(x)\delta(y)\delta(z) \quad (\text{E.3.7})$$

(E.3.3) denkleminde olduğu gibi $G^*(k_x, k_y, k_z)$ ters Fourier transformu (E.3.7)'nin transformasyonunda yazılırsa

$$G^*(k_x, k_y, k_z) = \frac{\delta(x)\delta(y)\delta(z)}{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (\text{E.3.8})$$

olarak bulunur. Burada Dırac-Delta fonksiyonunun özelliklerinden biri olan δ fonksiyonun Fourier transformu

$$\delta(x - x') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik(x - x')} dk$$

(E.3.8) denkleminde yerine yazılırsa

$$G^*(k_x, k_y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ik_z z}}{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - k^2} dk_z \quad (\text{E.3.9})$$

olur. Bu denklemde $u = (k_x^2 + k_y^2 - k^2)^{1/2}$ kısaltması yapılarak, Rezidü teoremi ile çözülürse

$$G^*(k_x, k_y, z) = \frac{e^{-u|z|}}{2u} \quad (\text{E.3.10})$$

bulunur. Bu denklem daha önce açıklanan nedenlerden dolayı (E.3.1) denkleminin çözümü kabul edilebilir ve

$$F^* = \frac{Zm}{2u} e^{-u|z|}$$

şeklinde yazılabilir.

EK.4

Dairesel simetrik integrallerde, iki katlı Fourier transformasyonları, Hankel transformasyonuna dönüştürülebilir. $F(k_x^2 + k_y^2)$ fonksiyonun Fourier transformu

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x^2 + k_y^2) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (E.4.1)$$

dir. $x = \rho \cos \phi$, $y = \rho \sin \phi$, $k_x = \lambda \cos \Psi$, $k_y = \lambda \sin \Psi$ dönüşümleri yapılır. Ayrıca $x^2 + y^2 = \rho^2$ ve $k_x^2 + k_y^2 = \lambda^2$ dir. İntegral dönüşümü için Jakobien

$$\text{Jakobien} = \frac{D(k_x, k_y)}{D(\lambda, \psi)} = \lambda \quad (E.4.2)$$

olur. Dönüşüm denklemleri kullanılarak (E.4.1) integrali içindeki terimler

$$dk_x \cdot dk_y = \lambda d\lambda d\psi, \quad (E.4.3)$$

$$k_x + k_y = \lambda \cos \psi \rho \cos \phi + \lambda \sin \psi \rho \sin \phi = \lambda \rho \cos(\psi - \phi), \quad (E.4.4)$$

$$e^{i(k_x x + k_y y)} = e^{i\lambda \rho \cos(\psi - \phi)} \quad (E.4.5)$$

olarak bulunur. (E.4.3), (E.4.4) ve (E.4.5) denklemleri (E.4.1) denkleminde yerlerine konur ve dönüşümü sağlayan Jakobien'le çarpılırsa, (E.4.1) denklemi

$$\int_0^{\infty} F(\lambda) \int_0^{2\pi} e^{i\lambda \rho \cos(\psi - \phi)} d\psi \lambda d\lambda \quad (E.4.6)$$

olarak bulunur. Watson (1944) tarafından bulunan

$$\int_0^{2\pi} e^{i\lambda \rho \cos(\psi - \phi)} d\psi = 2\pi J_0(\lambda \rho)$$

denklemi (E.4.6) denkleminde kullanılırsa

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x^2 + k_y^2) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 2\pi \int_0^{\infty} F(\lambda) \lambda J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad (E.4.7)$$

olarak Hankel transformasyonu bulunur.

ÖZGEÇMİŞ

1986 yılında Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği bölümünden mezun oldum. 1991-1992 yılında Yıldız Teknik Üniversitesi'nde Fizik Anabilim dalındaki yüksek lisansına devam etmekteyim.. İstanbul Üniversitesi T.B.M.Y. Okulu'nda halen Araştırma Görevlisi olarak görev yapmaktayım.



T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ