

ELEKTROMAGNETİK UZAKLIK ÖLÇMELERİNE ATMOSFERİK
ETKİLERİN GİDERİLMESİ İÇİN ÇEVRESEL ATMOSFERİK
MODELLER

Rasim Deniz

1. GİRİŞ :

Son senelerde geliştirilen elektromagnetik uzaklık ölçerlerin aletsel doğrulukları büyük ölçüde artırılmış ve bir sınır değere yaklaşmıştır. Bu nedenle, elektromagnetik uzaklık ölçmeleriyle ilgili araştırmalar uzunluklardaki atmosferik etkiler ve bu etkilerin giderilmesi için yöntemler üzerinde yoğunlaşmıştır.

Bir uzunluğun çok dalgalı aletlerle ölçülmesiyle atmosferik etki problemi kesinlikle çözülebilmektedir. Ancak, çok dalgalı aletler henüz gelişme aşamasındadır ve oldukça pahalıdır. Uygulamada, çok çeşitli tek dalgalı aletler kullanılmaktadır ve bu tip aletlerin üretimleri giderek artmaktadır.

Tek dalgalı elektromagnetik uzaklık ölçerlerle ölçülen uzunluğa atmosferik etkinin azaltılmasının bir yolu da uygun zamanlarda ölçmelerin yapılmasıdır. Ölçmeler, sıcaklığın düşey gradyentinin yüksekliğe bağlı olmalıdır -lığı saatlerde veya bulutlu havalarda yapılrsa atmosferik etkiler azalmaktadır. Sıcaklığın düşey gradyentinin yüksekliğe bağlı olmadığı ölçme anı oldukça kısadır ve bu anın belirlenmesi için de meteorolojik gözlemler yapılmalıdır.

Elektromagnetik uzaklık ölçerlerle ölçülen uzunluklardaki atmosferik etkiler uygun atmosferik modellerle azaltılabilmektedir. Elektromagnetik uzaklık ölçmelerinin doğruluğu (özellikle uzun boyalarda) kullanılan atmosferik modelin doğruluğuna bağlıdır.

Bu yazının amacı, elektromagnetik uzaklık ölçmelerinden atmosferik etkilerin giderilmesi için geliştirilen ve kullanılan çevresel atmosferik modellerin açıklanmasıdır. Burada, modellerin temel tanımları ve sonuç eşitlikleri verilecektir.

2. ATMOSFERİK DÜZELTMELER :

Homojen olmayan bir ortamda, bir elektromagnetik dalga Fermat prensibine uygun olarak, gidiş süresi en az olacak biçimde yayılır. Yani ;

$$T = \frac{1}{c_0} \int_A^B n(x, y, z, t) ds = \min \quad (1)$$

ve buradan,

$$L = \int_A^B n ds = \min \quad (2)$$

olur. Eşitliklerdeki n ; ortamın kırılma indisidir. Ortamın kırılma indisisi, bölgelik koordinatlarının (x, y, z) ve zamanın (t) bir fonksiyonudur. c_0 ; boşluktaki ışık hızı ve L ; optik yoldur.

Fermat prensibini gözönüne alarak, homojen olmayan bir ortamdan geçen elektromagnetik dalganın optik yol uzunluğu, geometrik optikte' eikonal eşitlik' olarak adlandırılar birinci dereceden diferansiyel eşitlikle belirtilmektedir. Bu eşitliğin orijinal çözümü Moritz (1967) tarafından gözden geçirilmiş ve iki noktayı birleştiren optik yol ile geometrik yol (kiriş) arasındaki fark için,

$$L - S = 10^{-6} \int_0^S N dx - \frac{1}{2} \cos^2 \beta 10^{12} \int_0^S \frac{\left(\int_0^x \left(\frac{dN}{dx} \right) \xi d\xi \right)^2}{x^2} \cdot dx \quad (3)$$

genel bağıntısı çıkarılmıştır. Burada ;
 N , ortamın kırılma indisisi ($N = (n-1)10^6$)

$\frac{dN}{dh}$, kırılma indisini düşey gradyenti

β , AB kirişinin eğim açısı

x ve ξ , kiriş boyunca entegrasyon değişkenleri
dir.

Brunner ve Fraser (1977), eğim açısı küçük olduğundan $\cos \beta \approx 1$
alarak, (3) eşitliğini yeterli doğrulukta ;

$$L - S = 10 \int_0^{-6} N dx - \frac{10}{24} \left(\frac{dN}{dh} \right)^2 \quad (4)$$

olarak vermektedir. (4) eşitliğindeki ilk terim 'hız düzeltmesi',
ikinci terim ise 'ışın yolu eğriligi düzeltmesi' olarak adlandırıll-
maktadır.

Elektromagnetik uzunluk ölçerlerin model frekansları veya bunlara kar-
şılık gelen dalga boyları önceden kabul edilen bir 'alet içi kırılma indisisi'
ne göre belirlenmektedir. Aletler, bu kırılma indisine göre uzunluğu ölçerler.
Bu durumda, aletin ölçüdüğü uzunluk(D') ile kiriş arasındaki fark,

$$D' - S = 10 \int_0^{-6} D' \left(N_o - \frac{1}{S} \right) dx - \frac{10}{24} \left(\frac{dN}{dh} \right)^2 \quad (5)$$

olmaktadır. Burada, N_o ; alet içi kırılma indisidir. (5) eşitliğinden,
Höpcke (1966) hız düzeltmesini,

$$K = 10^{-6} D \left(N_0 - \frac{1}{S} \int_0^S N dx \right) \quad (6)$$

ve $S \approx D'$ alınarak, işin yolu eğriliği düzeltmesini,

$$K_1 = - \frac{10^{-12}}{24} \frac{D^3}{d h} \left(\frac{d N}{d x} \right)^2 \quad (7)$$

olarak tanımlamaktadır.

Işin yolu eğriliği düzeltmesinin değeri, bütün çevresel atmosferik modeller için yeterli doğrulukla,

$$K_1 = - k^2 \frac{D^3}{24 R_a^2} \quad (8)$$

alınabilir (Höpcke 1966, Pelzer 1969, Deichl 1969)

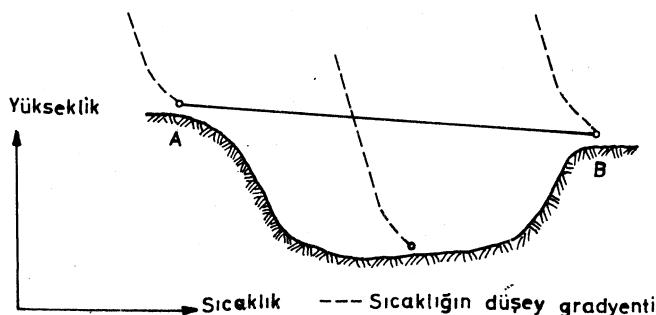
Işin yolu eğriliği düzeltmesinin değeri kırılma katsayısının en büyük olması durumunda bile 23 km' ye kadarki uzunluklar için 1 mm.'den küçüktür. Bu nedenle, kısa boylar için işin yolu eğriliği düzeltmesi göz ardi edilebilir.

(6) eşitliğiyle verilen hız düzeltmesinin bulunabilmesi için ortamın kırılma indisini \bar{N} ,

$$\bar{N} = \frac{1}{S} \int_0^S N dx \quad (9)$$

integraliyle hesaplanmalıdır.

Ölçülen bir kenarın (Şekil:1) uç noktalarındaki atmosferik ölçmelerden hesaplanan kırılma indislerinin aritmetik ortalaması, genellikle (9) entegraliyle hesaplanması gereken kırılma indisine eşit değil - dir ($\bar{N} \neq 1/2 \cdot (N_A + N_B)$). Aradaki farkın uygun atmosferik koşullarda 2 mm - 4 mm/ km arasında olduğu saptanmıştır (Brunner 1981). Bu fark büyük ölçüde gözleme zamanına ve ölçülen iki nokta arasının profiline bağlıdır.



Şekil : 1 Tipik profil ve profil üzerinde sıcaklığın düşey gradyentinin yükseklikle değişimi.

(9) Entegralini alabilmek için dalga yolu boyunca, helikopter, balon veya kule gibi araçlarla atmosferik ölçmeler gerekmektedir. Jeodezik ölçmelerde daima kullanılabilirlik ve ekonomi gözetilir. Bu nedenle, uygulamada genellikle ölçülen boyun iki ucundaki atmosferik ölçmelerin uygun atmosferik modellerle değerlendirilmesiyle ölçülerdeki atmosferik etkilerin giderilmesine çalışılmaktadır.

Ölçülerdeki atmosferik etkilerin giderilmesi için iki farklı yaklaşım vardır. Bunlar ;

- i) Atmosferik etkilerin dengeleme işleminde göz önüne alınıldığı 'entegre (integral) atmosferik model'
- ii) Dengeleme işlemine başlamadan önce ölçmelerin atmosferik etkiler için düzeltildiği' çevresel (peripheral) atmosferik model' dir (Brunner 1981).

Entegre atmosferik modelde, model hataları ile ölçme hataları birbirinden ayrılabildiğinden, uygulanan atmosferik model irdelenebilir. Ancak, bir entegre atmosferik modelin oluşturulması için çok sayıda atmosferik ölçüye gereksinme vardır. Bu ölçülerle, atmosferik olaylara hakim olan fiziksel süreçlerin formülasyonu yapılabılır. Entegre atmosferik modellere ilişkin çalışmalar, Kahmen 1977, 1980, Vincenty 1979, Brunner 1981 ' den incelenebilir.

Bir entegre modelde kalibrasyon işlemi de göz önüne alınabilmektedir.

Çevresel atmosferik modellerde, model hataları ölçme hatalarından ayrılamaz ve böylece de modelin uygunluğu irdelenemez.

Elektromagnetik uzaklık ölçmelerinin atmosferik düzeltmelerinin hesaplanması için birçok çevresel atmosferik model geliştirilmiştir. Her model belirli koşullarda uygulanırsa en iyi sonucu vermektedir.

Geliştirilen çevresel modellerde, atmosferik ölçmeler genellikle ölçülen kenarın iki ucunda yapılmaktadır. Bazı modellerde ise fazladan, aynı noktada iki farklı yükseklikte veya üçüncü bir noktada atmosferik ölçmeler gerekmektedir.

Atmosferik Ölçülerin doğrulukları, kalibre edilmiş alet kullanmanın dışında ölçme yerinin seçimine bağlıdır. Bir noktadaki sıcaklık ölçmeleri, nokta çevresinde 5 m yarıçaplı daire içinde, yerden 2 m yükseklik-

te, gölgede ve yan ısı radyasyonundan etkilenmeyecek bir yerde, basınç ölçmeleri ise gölgede ve rüzgâr etkisinden korunan bir yerde yapılmalıdır (Pelzer 1969). Doğruluğu artttırmak için, atmosferik ölçmelerin birden fazla aletle yapılması önerilmektedir.

3- Çevresel Atmosferik Modeller :

3.1- Kırılma indisinin lineer düşey gradyenti modeli :

Kırılma indisinin lineer gradyenti modeli, günlük elektromagnetik boy ölçmelerinin çoğunda kullanılan modeldir. Modele göre, kırılma indisinde düşey gradyenti,

$$\frac{d N}{d h} = \frac{1}{\sigma} = \text{sabit} \quad (10)$$

alınmaktadır. Buradan, genel kırılma indisini eşitliği,

$$N = N_A + \frac{1}{\sigma} (h - h_A) \quad (11)$$

olur. Burada, N_A ; A noktasındaki atmosferik ölçmelerden hesaplanan kırılma indisidir ve h_A ; bu noktanın yüksekliğini göstermektedir. Üç noktalardaki atmosferik ölçmelerden kırılma indisleri ayrı ayrı hesaplanırsa, ortamin kırılma indisini,

$$\bar{N} = \frac{1}{2} (N_A + N_B) = N_m \quad (12)$$

olarak bulunur. Modele göre kırılma katsayıısı,

$$k = -R_a \frac{dN}{dh} = \frac{R_a}{\sigma} \quad (13)$$

bulunur.

Model, kırılma indisini düşey gradyentinin yüksekliğe bağımlı olmadığı anlarda, bulutlu havalarda ve ölçme dalgasının yerden en az 40 m yukarıdan geçmesi durumlarında iyi sonuçlar vermektedir.

Lineer modele göre ortamın kırılma indisinin hesaplanması ; elektro-optik uzaklık ölçerler için üç noktalardaki atmosferik ölçülerin aritmetik ortalamaları kullanılabilir.

Yani,

$$N_m = f \left(\frac{t'_A + t'_B}{2}, \frac{t'_A + t'_B}{2}, \frac{P_A + P_B}{2} \right) \quad (14)$$

alınabilir. Mikrodalga uzaklık ölçerler için, her noktada hesaplanan kırılma indislerinin aritmetik ortalaması alınmalıdır (Deichl ve Reinhard 1971).

3.2- Kırılma İndisinin Logaritmik Düşey Gradyenti Modeli: İki logaritmik düşey gradyent modeli geliştirilmiştir.

3.2.1- Deichl (1969) tarafından incelenen logaritmik düşey gradyant modeli :

Modele göre kırılma indisisi,

$$N = N_A e^{-\left(\frac{h - h_A}{C}\right)} \quad (15)$$

genel eşitliği ile verilmektedir.

$$C' = \frac{C}{0.43429} = \frac{h_B - h_A}{\log N_A - \log N_B}$$

olmak üzere, ortamın kırılma indisisi,

$$\log \bar{N} = \log N_A - \frac{1}{C'} \left(\frac{h_B - h_A}{2} - \frac{1-k}{12R} D^2 \right) \quad (16)$$

elde edilir. Deichl (1969)'a göre,

$$\frac{dN}{dh} \approx \frac{N_B - N_A}{h_B - h_A}$$

alınabilir ve buradan kırılma katsayısı,

$$k = -6.38 \frac{N_B - N_A}{h_B - h_A} \quad (17)$$

eşitliğiyle bulunabilir.

3.2.2- Pelzer (1969) tarafından incelenen logaritmik düşey gradyent modeli :

Modele göre kırılma indisi düşey gradyenti,

$$\frac{dN}{dh} = \frac{C_1}{h} + C_2 \quad (18)$$

olarak alınmaktadır. Buradan, genel kırılma indisi eşitliği,

$$N = N_A + C_1 \ln \frac{h}{h_A} + C_2 (h - h_A) \quad (19)$$

olur. Burada, C_1 ve C_2 ; model katsayılarıdır.

$$a_{\log} = \frac{1}{12} \left(\frac{\Delta h}{h_A} \right)^2 + \frac{1}{12} \left(\frac{\Delta h}{h_A} \right)^3 + \dots + \frac{n-1}{2n(n-1)} \left(\frac{\Delta h}{h_A} \right)^n \quad (20)$$

ve $\Delta h = h_A - h_B$ alınarak, ortamın kırılma indisi,

$$\bar{N} = \frac{1}{2} (N_A + N_B) + C_1 a_{\log} \quad (21)$$

bulunur. Eşitlikteki C_1 değerini Pelzer (1969),

$$-4 < C_1 < +0.2$$

olarak vermektedir.

Deniz ve su yüzeyleri için C_1 değeri,

$$C_1 = \Gamma_1 (N_1 - N_w) \quad (22)$$

eşitliğiyle bulunabilir. Burada,

N_1 , h_1 yüksekliğindeki kırılma indisi

N_w , su yüzeyindeki kırılma indisi

Γ_1 , profil katsayısı

dir.

Profil katsayısı,

$$\Gamma_1 = \frac{1}{\ln \frac{h_i - h_o}{h_o}} \quad (23)$$

eşitliğinden bulunur. Eşitlikteki h_o ; pürüzlülük yüksekliğidir ve su yüzeyleri için $h_o = 0,02$ m alınır. Modele göre kırılma katsayısı,

$$k = -R_a \left(\frac{C_1}{\Delta h} \ln \frac{h_B}{h_A} + C_2 \right)^{-6} \quad (24)$$

olarur.

Logaritmik modeller, düz arazide, su üzerindeki ölçmelerde ve 100 m'ye kadar yükseklik farkları için kullanılabilir.

3.3- Küresel- Parabolik Kırılma İndisi Modeli :

Küresel-Parabolik kırılma indisi modelinin genel eşitliği,

$$N = A + B h + C h^2 \quad (25)$$

olarak alınmaktadır. Burada, A, B, C : model katsayıları ve h; denizden olan yüksekliktir. Modele göre ortamın kırılma indisinin hesaplanması için aşağıdaki yollar izlenmiştir.

3.3.1- A, B, C katsayılarının en küçük kareler yöntemiyle dengelenerek bulunması durumunda, ortamın kırılma indisinin ve kırılma katsayısının hesaplanması (Laurila 1960) :

Uç noktalarda ve kenar profili üzerinde, farklı yüksekliklerde yapılan atmosferik ölçmelerden kırılma indisleri hesaplanırsa, her atmosferik ölçme yapılan nokta için,

$$v_i = A + B h_i + C h_i^2 - N_i \quad (26)$$

hata eşitliği yazılabilir. Dengeleme sonucu A,B,C katsayıları bulunursa, ortamin kırılma indisı,

$$N = A + \frac{B (h_A + h_B)}{2} + \frac{C}{3} ((h_A + h_B)^2 - h_A h_B) \quad (27)$$

$$= \frac{D^3}{12} \left(\frac{1}{R_\alpha} - \bar{Q} \right) (B + C (h_A + h_B)) - \frac{C D^2}{10} \left(\frac{1}{R_\alpha} - \bar{Q} \right)$$

olur. Burada ;

$$= \bar{Q} = B + C (h_A + h_B) - \frac{C D^2}{6} \left(\frac{1}{R_\alpha} + B + C (h_A + h_B) \right) \quad (28)$$

eşitliğinden bulunur.

3.3.2- Ölçülen kenarın uç noktalarında düşey açı ölçmeleri ile kırılma katsayılarının belirlenmesi durumunda, ortamın kırılma indisinin hesaplanması (Kuntz 1970) :

Bilinen yükseklik farkı $\Delta h = h_B - h_A$ ve uç noktalardaki kırılma katsayıları,

$$k_A = 1 - \frac{2 R_\alpha}{S_o^2} (\Delta h - S_o \cot Z_A) \quad (29)$$

$$k_B = 1 - \frac{2 R_\alpha}{S_o^2} (\Delta h + S_o \cot Z_B)$$

alınırsa, ortamin kırılma indisi ,

$$\bar{N} = \frac{1}{2} (N_A + N_B) + \frac{k_B - k_A}{12 R_\alpha} \Delta h - \frac{6}{10 + k_m} (1 - k_m) \frac{D'^2}{12 R_\alpha^2} \frac{6}{10} \quad (30)$$

olarak bulunur. Burada, S_o ; yatay uzunluk, Z_A , Z_B ; uç noktalarda ölçülen zenit açıları ve $k_m = \frac{1}{2} (k_A + k_B)$ dir.

3.3.3- Höpcke (1966)'ya göre küresel - parabolik kırılma indisi modeli :

Höpcke dalga yolunun geçtiği atmosferik tabakaların küresel-parabolik olduğunu kabul ederek ortamin kırılma indisi için,

$$\bar{N} = \frac{1}{2} (N_A + N_B) + (k - k^2) \frac{D'^2}{12 R_\alpha^2} \quad (31)$$

eşitliğini çıkarmış ve eşitlikteki ikinci terimi ' ikinci hız düzeltmesi olarak adlandırmıştır.

Küresel-parabolik kırılma indisi modeli, noktalar arasındaki yükseklik farklarının büyük olduğu dağlık arazide kullanılabilir (Pelzer 1969).

3.4. Deniz Üzerindeki Alt Tabakada, Mikrodalgalar için, Brooks'un Kırılma İndisinin Logaritmik Düşey Gradyenti Modeli :

Brooks, Kuzey Baltık Denizi'nde, termodinamik modeller üzerinde yaptığı araştırmalar ve uzun süren gözlemler sonucu, deniz üzerindeki alt tabakada, mikrodalgalar için, kırılma indisinin logaritmik düşey gradyeni modelini geliştirmiştir. Modele ilişkin araştırmalar devam etmektedir. (Spellauge, Brückner, Höpcke 1971, 1974 Wenzel 1974).

Deniz üzerindeki alt tabaka özel bir durum göstermektedir. Bu tabakada kuvvetli bir su buharı gradyenti vardır ve su yüzeyi türbülans olayları homojen bir değişim göstermektedir. Bu tabakanın bir özelliği de ' dalga iletici kanal' (wallenleiter, duct) olarak adlandırılan bir bölgenin varlığıdır. Bu bölgeden geçen mikrodalganın eğriliği yerin eğriliğine eşit olmaktadır, yani $k = 1$ dir. Bu nedenle, mikrodalga yörüngesinin bu bölgeye göre konumu çıkarılan eşitliklerde göz önünde tutulmalıdır.

Dalga iletici bölgenin yüksekliği ,

$$Z^+ = \Gamma_1 (N_w - N_1) (0.157 - C_1) \quad (32)$$

eşitliğiyle bulunabilir. Burada,

Γ_1 , profil katsayısi ((23) eşitliğine bak)

N_w , su yüzeyindeki kırılma indisı

N_1 , h_1 yüksekliğindeki kırılma indisı

dir. (32) eşitliğindeki C_1 katsayıısı ise mikrodalgalar için,

$$C_1 = 103,49 g (P - 0.377 e) / R T^2 \quad (33)$$

olarak verilmektedir (Brooks ve jeske 1965). Burada,

g , yerçekimi ivmesi ($m s^{-2}$)

P , atmosferik basıncı (mm Hg)

e , kısmi su buharı basıncı (mm Hg)

R , gaz sabitesi $287 (m^2 s^{-2} K^{-1})$

T , mutlak sıcaklık ($^{\circ}K$)

dir.

Modele göre kırılma indisinin logaritmik düşey gradyenti,

$$\frac{d N}{d h} = - 0.032 - 0.125 \frac{z^+}{h} \quad (34)$$

olmaktadır. Brooks, nötral tabakalaşmada (Bölüm : 3.5.2 ye bak) modifiye edilmiş (Pelzer 1969'a bak) kırılma indisini, deniz üzerinde 6 m yükseklikte belirlenen kırılma indisine bağlı olarak,

$$N(h) = N_6 + 0.192 + 0.224 z^+ - 0.032 h - 0.288 z^+ \log h \quad (35)$$

eşitliğiyle vermektedir. Burada,

N_6 , deniz üzerinde 6 m yüksekliğindeki kırılma indisini h , mikrodalga yörüngesinin denizden yüksekliği'dir. Denizden olan yüksekliğe bağlı olarak kırılma katsayısı yeterli doğrulukla,

$$k(h) = 0.20 + 0.080 \frac{z^+}{h} \quad (36)$$

eşitliğinden bulunabilir.

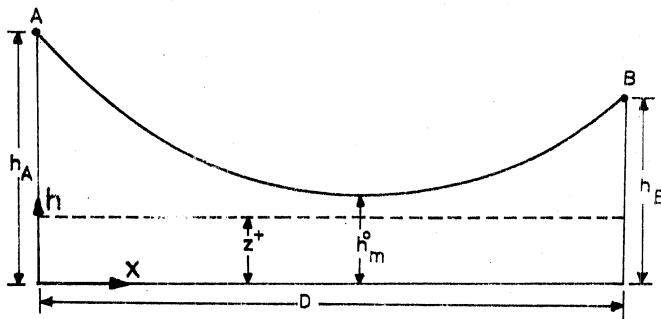
Deniz üzerinde, mikrodalga uzaklık ölçerle ölçülen bir uzunluğun hız düzeltmesinin ve işin yolu eğriliği düzeltmesinin hesabı için, atmosferik ölçmelerin yapıldığı nokta sayısı ve bu noktaların yerlerine (karada veya denizde) göre birkaç alternatif vardır. Burada, ölçülen kenarın üç noktalarında (genellikle karada) ve deniz üzerinde 6 m yükseklikte atmosferik ölçmelerin yapılması durumunda, atmosferik düzeltmelerin hesabı açıklanacaktır.

Düzeltmelerin hesabı için öncelikle mikrodalganın yörüngesinin belirlenmesi gerekmektedir. Yörunge, Wenzel (1974)'e göre aşağıdaki biçimde belirlenebilir.

Deniz üzerinden geçen, başlangıç ve son noktası ile verilen bir mikrodalga yörüngesine en uygun yaklaşık eğri için 2. dereceden bir polinom seçilebilir. Yaklaşık eğrinin denklemi,

$$h^o(x) = h_m^o + q_1 \left(x - \frac{D}{2} \right) + q_2 \left(x - \frac{D}{2} \right)^2 \quad (37)$$

yazılabilir (Şekil:2).



Şekil : 2 Yaklaşık mikrodalga yörüngesinin elemanları
(Wenzel 1974)

(37) denkleminde

$$q_1 = \frac{h_B - h_A}{D} \quad \text{ve} \quad q_2 = 0,125 \cdot 10^6 \cdot \left(1 - \frac{z^+}{h_m^o} \right) \frac{D^2}{8} \quad (38)$$

alınır. h_m^o değeri ise iterasyonla bulunur. İterasyon işlemi,

$$h_m^o(i) = \frac{p \cdot z^+}{p - (h_A + h_B) + 2h_m^o(i-1)} \quad (39)$$

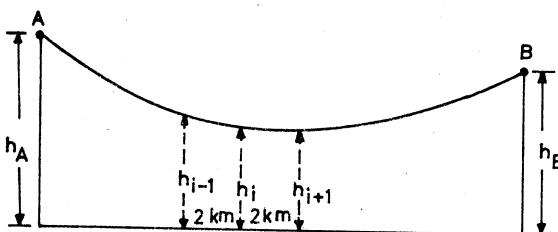
$$p = 0,125 \cdot 10^6 \cdot \frac{D^2}{4}$$

$i = \text{iterasyon sayısı}$
olarak yapılabilir. Yakınsama koşulu için,

$$\frac{64 h_m^2}{D^2 z^+} < 1 \quad (40)$$

alınabilir. (37) denklemiyle belirlenen yaklaşık eğri, Wenzel (1974)'e göre, gerçek mikrodalga yörüngesiyle $1m$ civarında uyuşmaktadır. Yörüngeye birkaç cm civarında yaklaşmak için sayısal entegrasyon uygulanmalıdır (Wenzel 1974' e bak).

Yaklaşık yörünge denkleminden veya sayısal entegrasyonla, X ekseni üzerinde belirli aralıklarla (örneğin 2 km)yörüngeye en yakın yükseklikler (h_i) hesaplanır (Şekil : 3).



Şekil : 3.

Üç noktalardaki atmosferik ölçmelerden kırılma indisleri N_A , N_B hesaplanır. h_i yüksekliklerindeki kırılma indisleri \tilde{N}_i değerleri, (35) eşitliğinden bulunur. Buna göre ortamın kırılma indisı,

$$\bar{N} = \frac{P_1 N_A + P_2 N_B + P_3 \tilde{N}_3 + \dots + P_i \tilde{N}_i}{[P_i]} \quad (41)$$

olur. Burada, P_i ağırlıkları noktalar arasındaki uzaklık olarak alınabilecegi gibi farklı biçimlerde de belirlenebilir.

Her h_i yüksekliği için (36) eşitliğinden kırılma katsayıları da hesaplanabilir. Buradan ikinci hız düzeltmesi,

$$K = -\frac{1}{n^2} \left((k - k^2) \frac{D^3}{12 R_\alpha^2} \right) \quad (42)$$

olarak bulunur (Spellauge, Brückner, Höpcke 1971). Burada, n ; ara uzaklıkların sayısıdır.

3.5. Türbülans Transfer Modeli :

Son senelerde, mikrometeoroloji alanındaki araştırmalar, atmosferin alt tabakalarına ilişkin fiziksel süreçleri daha yakından tanımak ve bu süreçler arasındaki korelasyonu açıklamak olanağını sağladı. Bu gelişmelere bağlı olarak, atmosferin alt tabakalarında ortamın kırılma indisinin belirlenmesi için 'türbülanslı transfer modeli' (TTM) geliştirilmiştir. Bir entegre atmosferik modelin kurulmasında da üzerinde durulan TTM' nin temel düşüncesi Anguss-Leppan'a (1971) aittir. Model Brunner ve Fraser (1978) tarafından bulunmuştur.

TTM' nin amacı konservatif meteorolojik parametreler olarak adlandırılan ve adyabatik olayda yükseklikle değişmeyen potansiyel sıcaklık ve özgül nemlilik yardımıyla, üç noktalardaki sıcaklık ölçmelerinin, dalga yolunun büyük bir kısmının geçtiği yüksekliğe ekstrapolasyonudur. (Brückner 1980).

3.5.1. Konservatif Parametreler :

Bir hava kütlesinin 'potansiyel sıcaklığı' θ ; adyabatik olarak basıncının 1000 mbar'a getirilmesi durumunda, kütlenin olması gereken sıcaklığı olarak tanımlanmakta ve,

$$\theta = T \left(\frac{1000}{p} \right) \frac{R}{c_p} = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{0.286} \quad (43)$$

eşitliğiyle verilmektedir. Burada,

T, mutlak sıcaklık $^{\circ}\text{K}$

p, atmosferik basıncı mb

R, gaz sabitesi

c_p , sabit basınçta ısınma ısısı
dir.

Bir hava kütlesinin 'özgül nemliliği' q ; hava içindeki su buharı kütlesinin, havanın toplam kütlesine oranı olarak tanımlanır ve yeterli doğrulukta,

$$q = 0.622 \frac{e}{p} \quad (44)$$

eşitliğiyle hesaplanabilir.

3.5.2- Tûrbülans Teorisinin Ana Hatları ve Ölçek Parametreler:

Tûrbülans teorisine göre, homojen olmayan gaz atmosfer, farklı büyüklüklerde çok sayıda baloncuklardan oluşmaktadır. Yerin radyasyonla ısınması ve soğuması nedeniyle oluşan sıcaklık değişimleriyle, bu baloncuklar tûrbülans girdapları (anâfor) oluştururlar. Bu girdaplarla ısı yayılır. Mekanik rüzgarla da yer değiştiren baloncukların hareketleri sürekliidir. Yeri değişen balonluğun basıncı, yoğunluğu ve böylece de ortamın kırılma indisi değişmektedir.

Atmosferdeki sürekli değişimi karakterize eden ölçuk parametreler tanımlanmıştır. Bu parametreler,

i) Obuchow uzunluğu (L)

ii) Rikardson sayısı (R_i)

iii) Potansiyel sıcaklığın düşey gradyenti ($\frac{d\theta}{dh}$)

dir.

i) Obuchow uzunluğu ve hesabı :

Obuchow uzunluğu, rüzgârin neden olduğu mekanik türbülansın, sıcaklığıın neden olduğu (yoğunluk farklarından dolayı) türbülansa oranını verir ve yere yakın hava tabakasında yüksekliğe bağlı olmayan bir parametredir.

Obuchow uzunluğu,

$$L = \frac{U_*^3 c_p \cdot \rho}{K \cdot g \cdot H} \quad (45)$$

eşitliğinden bulunabilir. Eşitlikteki U_* (ms^{-1}) rüzgarın sürtünme (fiction) hızıdır. Bu değer $U_*^2 = \frac{1}{2} C_d U_1^2$ eşitliğinden bulunabilir. Burada, U_1 ; yerden 2 m yükseklikte ölçülen rüzgar hızı ve C_d ; rüzgarın aerodinamik direncidir. C_d ; değerleri farklı yüzey ve bitki örtüsü için çizelgeler biriminde verilmektedir. (Çizelge :1).

Çizelge : 1 (Sutton 1960)

Yüzey tipi	C_d	Yüzey tipi	C_d
Bataklık, buz yüzeyi	$2 \cdot 10^{-3}$	Uzun çayır (60cm)	$0,3 \cdot 10^{-2}$
Durgun deniz	$3,8 \cdot 10^{-3}$	Büyümüş ekin	$4,3 \cdot 10^{-2}$
Düzgün çöl	$4,1 \cdot 10^{-3}$	Eğimli arazi(kış)	$1,3 \cdot 10^{-2}$
Çimenlik (1 cm)	$5,5 \cdot 10^{-3}$	Eğimli arazi(yaz)	$2 \cdot 10^{-2}$
Çimenlik (5 cm)	$1,5 \cdot 10^{-2}$		

(45) eşitliğindeki c_p ; sabit basınçta ısınma ısısı ve ρ ; yoğunluktur. Bu iki değerin çarpımı,

$$c_p \cdot \rho \approx \frac{348 \cdot 3 \cdot p}{T \left(1 + 0,378 \frac{e}{p} \right)} \quad (\text{W s}^{-3} \text{ K}^1) \quad (46)$$

eşitliğiyle hesaplanabilir.

(45) eşitliğindeki diğer parametreler,

θ , potansiyel sıcaklık ($^{\circ}\text{K}$)

K , karman sabitesi ($K = 0,4$ alınır)

g , yerçekimi ivmesi (ms^{-2})

H , etkili ısı akışı (Wm^{-2})

dir. Böylece Obuchow uzunluğu metre biriminde bulunur.

ii) Rikardson sayısı ve hesabı :

Rikardson sayısı ,

$$R_i = \frac{g}{T} \frac{d\theta}{dh} \left(\frac{dU}{dh} \right)^{-2} \quad (47)$$

eşitliğiyle verilmektedir. Burada,

$$\frac{dU}{dh} , \text{ rüzgar hızının düşey gradyenti}$$

dir.

Ölçek parametreleriyle atmosferdeki stabilité durumu belirlenebilir
(Brückner 1980)

Stabil koşullarda;

$$\frac{d\theta}{dh} > 0 , \quad R_i > 0 , \quad L > 0 \quad (48)$$

nötral veya adyabatik koşullarda,

$$\frac{d\theta}{dh} = 0 , \quad R_i = 0 , \quad L = 0 \quad (49)$$

stabil olmayan veya labil koşullarda,

$$\frac{d\theta}{dh} < 0 , \quad R_i < 0 , \quad L < 0 \quad (50)$$

olmaktadır.

TTM' nin temel büyüklüklerinden biri de etkili ısı akısıdır.

3.5.3- Etkili Isı Akısının Bulunması :

Enerji dengesi eşitliğinden, etkili ısı akısı,

$$H = (R - G) - \lambda E \quad (51)$$

yazılabilir. Burada,

R , toplam radyasyon

G , yere doğru ısı akısı

λE , λ ısınma ısısının fazının değişmesi olmak üzere, buharlaşma veya donma ısısının akısı

dir. Etkili ısı akısı yere yakın tabakalar için sabit sayılabilir.

(51) eşitliğindeki $(R-G)$ değeri, doğrudan radyometrelerle ve ısı akısı plakalarıyla ölçülebilir veya dolaylı olarak hesaplanabilir.

Etkili ısı akısı ; güneşin yüksekliğine, havanın ve yerin nemliliğine, havanın ve yerin sıcaklığına, bulut tipine, bulutluluk oranına, toprak cinsine, rüzgar hızına ve yüzeyin pürüzlüğünə bağlı olarak hesaplanabilir (Anguss-Leppan ve Webb 1971).

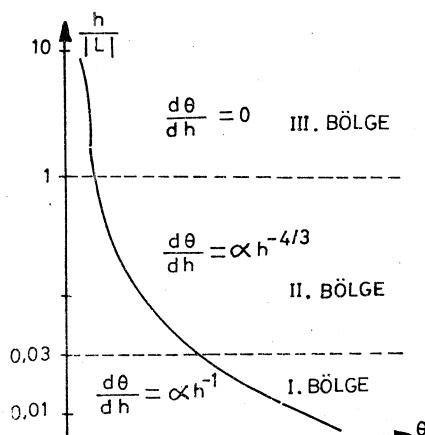
Etkili ısı akısının yaklaşık değeri Maier 1977' de

$$0.078 (-H)^{2/3} = \frac{(t_2 - t_1) + 0.01 (h_2 - h_1)}{h_2^{-1/3} - h_1^{-1/3}} \quad (52)$$

olarak verilmektedir. Burada, bir istasyon noktasında, iki farklı yükseklikteki sıcaklık ölçülerinden yararlanılmaktadır. Anguss-Leppan(1978), güneşli bir yaz günü, çimenli bir yüzeye, $H_{max} = 250 \text{ Wm}^{-2}$ ve gece $H_{ort} = - 30 \text{ Wm}^{-2}$ olarak vermektedir. Gündüz etkili ısı yukarıya doğru, gece ise aşağıya doğrudur.

3.5.4- Stabil Olmayan Atmosferde 'Bölge'ler :

Jeodezik ölçmelerin çoğu zorunlu olarak gündüz yapılmaktadır. Bu durumda, stabil olmayan bir atmosfer söz konusudur. Güneş yeri ısıtmaktadır. Zeminde sıcaklık en yüksektir. Potansiyel sıcaklık gradyenti negatifdir. Mikrometeorolojide bu sıcaklık gradyenti için farklı atmosferik tabakalara ilişkin farklı eşitlikler verilmektedir. 'Bölge' denilen bu tabakaların yükseklikleri bilinmemektedir. Fakat bu yükseklikler Obuchow uzunluğu ile açıklanabilir. Bu amaçla Webb (1964), $\frac{h}{|L|}$ parametresini türetmiştir. h : zeminden olan yükseklik olmak üzere, Webb'e göre farklı bölgeler ve bu bölgelerde potansiyel sıcaklık gradyenti profili Şekil :4' de görülmektedir.



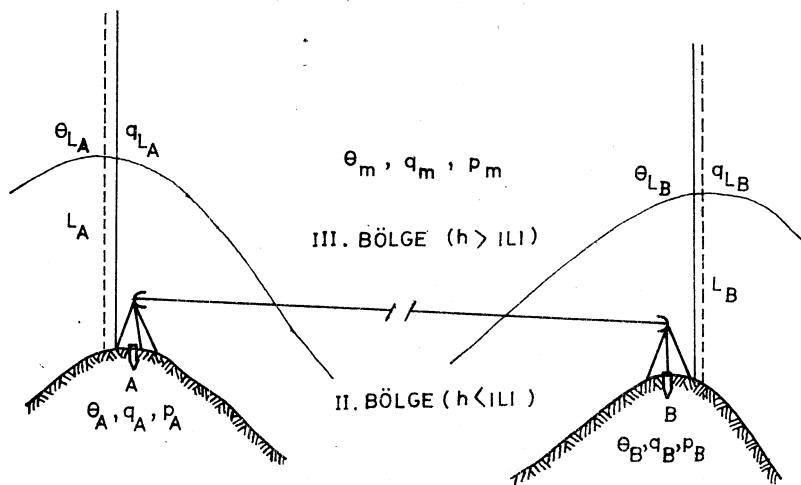
Şekil : 4 Webb 1964'e göre stabil olmayan atmosferde $\frac{h}{|L|}$ logaritmik ölçüğiyle ortalama potansiyel sıcaklığın profili

Elektromagnetik uzaklık ölçmelerinde, ölçme dalgası ve sıcaklık ölçmeleri I. bölgeye düşmez.

3.5.5- Stabil Olmayan Atmosferik Koşullar İçin Atmosferik Model:

Brunner ve Fraser (1978), stabil olmayan atmosferik koşullarda, tipik bir elektromagnetik uzaklık ölçme kenarını Şekil:5' deki biçimde vermektedir.

Atmosferik ölçmeler II. bölge içinde yapılmaktadır. Buna karşılık ölçme dalgasının büyük bir parçası III. bölgeden gelmektedir. Bu nedenle, iki uç noktadaki atmosferik ölçülerin (kuru termometre ve ıslak termometre okumaları) III. bölgeye ekstrapolasyonu yapılmalıdır.



Şekil : 5 Stabil olmayan atmosferik koşullarda, bir elektromagnetik uzaklık ölçme kenarının TIM' ne göre sematik gösterimi

A noktasındaki parametreler A indisiyle gösterilirse, L_A Obuchow uzunluğuna eşit yükseklikteki potansiyel sıcaklık θ_{L_A} ,

$$\theta_{L_A} = \theta_A + \int_{h_A}^{L_A} \left(-\frac{\partial \theta}{\partial h} \right) dh \quad (53)$$

olarak bulunabilir. θ_A potansiyel sıcaklığın elde edildiği h_A dır.

II. bölgede, potansiyel sıcaklık gradyenti,

$$\frac{d\theta}{dh} = \alpha h^{-4/3} \quad (54)$$

eşitliğiyle bulunabilir. Bu değer (53) eşitliğinde yerine konur ve entegral alınırsa,

$$\theta_{L_A} = \theta_A + 3 \alpha_A (\bar{L}_A^{1/3} - h_A^{-1/3}) \quad (55)$$

bulunur. Burada α değeri,

$$\alpha = \left(\frac{H^2 \theta}{(c_p \cdot \tilde{\rho})^2 \cdot g} \right)^{1/3} \quad (56)$$

olarak verilmektedir. Eşitlikteki parametreler (45) eşitliğindeki parametrelerin aynıdır. (45) eşitliğinden üç noktalardaki Obuchow uzunlukları L_A , L_B ve (56) eşitliğinden α_A , α_B hesaplanırsa, (55) eşitliğiyle θ_{L_A} ve θ_{L_B} bulunabilir.

Kısmi su buharı basıncının (e), doymuş su buharı basıncına (E) oranı, 'oransal nemlilik' (f) olarak tanımlanmaktadır. Stabil olmayan atmosferik koşullarda, oransal nemliliğin düşey gradyentinin yüksekliğe çok az bağımlı olduğu kanıtlanmıştır (Brunner ve Fraser 1978). Böylece, psikrometre yüksekliğinde (h_A) hesaplanan oransal nemlilik (f_A) yardımıyla, bu noktadaki özgül nemlilik,

$$q_{L_A} = f_A \cdot q_s (L_A) \quad (57)$$

eşitliğiyle L_A Obuchow uzunluğu yüksekliğine ekstrapole edilebilir.
(57) eşitliğindeki,

$$f_A = \frac{e_A}{E_A} \quad \text{ve} \quad q_s(L_A) = 0.622 \frac{E_{L_A}}{P_A} \quad (58)$$

dir. Burada,

e_A , A noktasındaki kısmi su buharı basıncı

E_A , A noktasındaki doymuş su buharı basıncı

P_A , A noktasındaki atmosferik basıncı

tır. L_A yüksekliğindeki doymuş buhar basıncı E_{L_A} ise,

$$t_{L_A} \approx \theta_{L_A} - 273$$

alınarak,

$$E_{L_A} = 10 \left(\frac{t_{L_A} + 7.5}{237.3 + t_{L_A}} + 0.6609 \right)$$

eşitliğiyle bulunur.

$$p_m = \frac{1}{2} (p_A + p_B)$$

$$\theta_m = \frac{1}{2} (\theta_{L_A} + \theta_{L_B})$$

$$q_m = \frac{1}{2} (q_{L_A} + q_{L_B}) \quad (59)$$

ortalama değerleri hesaplanırsa, ortamin kırılma indisü aşağıdaki biçimde bulunabilir.

İşik ve dalga boyları ışığa yakın taşıyıcı dalgaların kırılma indisi eşitliğinden (Barrel ve Sears eşitliği), ortamın kırılma indisi,

$$\bar{N}_L = (1.944 N_{gr} - 130 q_m) \cdot p_m^{0.714} \cdot \theta_m^1 \quad (60)$$

olur. Burada, N_{gr} ; grup kırılma indisidir. Bir noktadaki kırılma katsayısi,

$$k = - 638,27 \cdot p^{0.428} \cdot \theta^2 \quad (61)$$

olur.

Mikrodalgaların kırılma indisi eşitliğinden (Essen ve Froome), ortamın kırılma indisi,

$$\begin{aligned} \bar{N}_M &= (559,87 - 150 q_m) \cdot p_m^{0.714} \cdot \theta_m^1 \\ &+ 3109 \cdot 10^4 \cdot q_m \cdot p_m^{0.428} \cdot \theta_m^2 \end{aligned} \quad (62)$$

ve bir noktadaki kırılma katsayısı,

$$k = 6.37 (- 98,7 \cdot p^{0.428} \cdot \theta^2 - 3282 \cdot 10^3 \cdot q \cdot p^{0.142} \cdot \theta^3) \quad (63)$$

Eşitlikleriyle bulunabilir (Brunner ve Fraser 1978).

Üç noktalardaki atmosferik ölçmelerle (61) veya (63) eşitliklerinden yararlanılarak, iki noktadaki kırılma katsayıları hesaplanabilir.

Stabil olmayan atmosferik koşullar için TTM'nin diğer atmosferik modellerden daha doğru sonuçlar verdiği kanıtlanmıştır. Ancak, TTM stabil ve nötral atmosferik koşullarda uygulanamaz (Brunner 1981).

Yararlanilan Kaynaklar

Anguss-Leppan , P.V. and Webb, E.K.(1971), Turbulent Heat Trasfer
and Atmospheric Refraction, General Assembly IUGG,
Section 1, Moscow

Anguss-Leppan, P.V. (1978),Effects of Temperature on Precise Distance
Measurement , IAG Symposium , High Precision Geodetic Length
Measurement, Edited by Teuvo Parvi, Helsinki

Brooks, K. and Jeske, H. (1965), The meteorological conditions of
electromagnetic wave propagation above the seas,
Symposium Oxford, IAGG, SSG No 19

Brunner,F.K. and Fraser, C.S. (1978),An atmospheric turbulent transfer
model for EDM reduction, In P. Richardus (ed) Proc. Int. Symp.
EDM Influence of Atmos. Refraction
(Netherlands Geodetic Commission)

Brunner, F.K. (1981), The Atmospheric Effect on Electromagnetic Distance
Measurements in Geodetic Networks, Symposium on Geodetic Networks
and Computations, IAG , Munich

Brückner,R.(1980), Deterministische Meteorologische Modelle (EDM). In
H. Pelzer (ed) Geodatische Netze In Landes-und Ingenieurvermessung,
K. Wittwer -Verlag

Deichl,K.(1969), Methoden zur Bestimmung des mittleren Brechungsindex für
die elektromagnetische Entfernungsmessung, Reihe C, DGK, 139

Deichl , K. und Reinhard,E.(1971), Der mittlere Brechungsindex bei der
Elektromagnetischen Entfernungsmessung, AVN,2

Höpcke, W. (1966) , On the Curvature of Electromagnetic Waves and Its
Effect on Measurement of Distance, Survey Rewiew, 141

Jordan, Eggert, Kneissl (1965) Handbuch Der Vermessungskunde, Band VI,
Stuttgart

Kahmen, H.(1977), Numerical Filtering of Trilateration Networks,
Reihe B, DGK, 221

- Kahmen, H. (1980), Anwendung der stochastischen Prozesse auf die Modellbildung am Beispiel der Vertikalwinkelmessung und elektronischen Entfernungsmessung, In H. Pelzer (ed) Geodatische Netze In Landes-und Ingenieurvermessung K. Wittwer-Verlag
- Kuntz,E.(1970), Messung von Zenitdistanzen in der elektrooptischen Entfernungsmessung, AVN,2
- Laurila,S.(1960), Elektronic Surveying And Mapping, Ohio State University
- Maier,U. (1977), Genauigkeitsuntersuchungen zur elektrooptischen Messung Langer Strecken, Karlsruhe, Geodatisches Institut der Universität Fridericia
- Moritz,H.(1967), Application of the Conformal Theory of Refraction , Österr. zfv , Sonderband 25
- Pelzer, H. (1969), Die Genauigkeit elektromagnetisch gemessener Streckennetze, Insbesondere im Flachland und über küstennahen Gevassern, Reihe C, DGK, 136
- Spellauge,R., Brückner,R. Höpcke, W.(1971), Elektromagnetische Streckenmessungen in der maritimen Grenzschicht der Troposphäre über der Westlichen Ostsee, Sommer 1970, IUGG, Section I , Moscow
- Spellauge,R.,Brückner,R.Höpcke,W.(1974),Geodatische Streckenmessungen über der Kieler Bucht, Reihe B, DGK, 207
- Sutton, .:G. (1960), Atmospheric Turbulence , Methuen's Monographs on Physical Subjects, Methuen and co. Ltd. London
- Vincenty, T.(1979), Methods of adjusting relative lateration networks, Survey Rewiew, 25
- Webb, E.K.(1964) Daytime Thermal Fluctuations in the Lower Atmosphere, Applied Optics, 3
- Wenzel, H.G.(1974), Berechnung des Microwellenstrahlverlaufs für Streckenmessungen über Sea, zfv,5