

14144

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ x FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SOĞURMANIN ÇIKIŞ SİNYALİ ÜZERİNE ETKİSİ

YÖKSEK LİSANS TEZİ

Müh. A. Oğuz KOÇ

T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 4 Haziran 1990

Tezin Savunulduğu Tarih : 22 Haziran 1990

Tez Danışmanı : Prof.Dr. Kâzım ERGİN

Diğer Jüri Üyeleri : Y.Doç.Dr. Berkan ECEVİTOĞLU

Prof.Dr. Nezihi CANİTEZ

HAZİRAN 1990

ÖNSÖZ

Bu çalışma İ.T.Ü Fenbilimleri Enstitüsü, maden anabilim dalı, JEOFİZİK programında yüksek lisans tezi olarak hazırlanmıştır.

Petrol aramalarında ve zemin etüdlerinde en ön planda yer alan sismik prospeksiyon yöntemi ile daha derin yapıların araştırılmasında kullanılan sismolojik yöntemlerin araştırmaya en açık yönlerinden birini "SOGURMA" oluşturur. Yer içine gönderilen sinyal, yeraltı yapısına bağlı olarak belli etkilere uğradıktan sonra sismogramlara gelir. Giriş sinyalini etkileyen en önemli unsurlar "geometrik saçılma" ve araştırma konusuyla ilgili olarak yeriçinin anelastisitesinden dolayı enerjinin bir kısmının yeriçinde yutulmasıdır.

Çeşitli frekans bantlarındaki soğurmadan dolayı (daha az veya daha çok) oluşan dezavantajlı durumu kendi lehimize çevirmek için bu tip yapılar karşısında çıkış sinyalimizin nasıl bir davranış içine gireceğini araştırmak gerekir.

Yüksek lisans tezimi hazırlarken, bana çalışmalarında destek olan Prof. Dr. Kazım ERGİN, Y. Doç. Dr. Berkan ECEVİTOĞLU, Prof. Dr. Nezihi CANİTEZ, değerli arkadaşım Arş. Gör. Turhan ÇAKIR ile tüm bilgisayar olanaklarından yararlanmam için elinden gelen herşeyi yapan arş. Gör. Meliha YAZICI başta olmak üzere tüm hocalarım ile bölümdeki tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Benim bu günlere gelmem için maddi manevi hiçbir fedakarlıktan kaçınmayan anneme, babama ve kardeşime minnettarlığımı ise ancak bu satırlarda teşekkür ederek ifade edebiliyorum.

İÇİNDEKİLER

SAYFA

- ÖZET	V
- SUMMARY	VI
- BÖLÜM 1-GİRİŞ VE ÇALIŞMANIN AMACI	1
- BÖLÜM 2-SOĞURMA	3
2.1-Mükemmel elastiklikten ayrılma	3
2.2-Homojenlikten ayrılma	3
2.3-Soğurma katsayısı	4
2.3.1-Laboratuvarda soğurma ölçümleri	6
2.4-Nitelik faktörü (Q)	10
2.4.1-Cisim dalgaları için Q	12
2.4.2-Yüzey dalgaları için Q	13
2.4.3-Q'nun bulunma yöntemleri	13
- BÖLÜM 3-SOĞURMA ÜZERİNE KURULAN DEĞİŞİK MODELLER	18
3.1-Viskoelastik ortam (Ricker,1977)	17
3.2-Voigt katısı (White,1983)	20
- BÖLÜM 4-GİRİŞ DALGACIĞI VE YER TEPKİ SİNYALİNDEN YARALANILARAK ÇIKIŞ DALGACIĞININ OLUŞTURULMASI .	24
4.1-Ricker dalgacığı ve özellikleri	25
4.2-Minimum faz yaklaşımı ve nedensellik	28
4.3-Hilbert dönüşümü ve Kolmogorov yöntemi	33
- BÖLÜM 5-SÖNÜMLENMENİN BİR SİNYAL ÜZERİNE ETKİLERİ	37
5.1-Aynı frekans bandında soğurmanın değişiminin (artması veya azalması) çıkış sinyali üzerine	

etkileri	43
5.2-Farklı frekans bantlarında aynı oranda soğurmanın çıkış sinyali üzerine etkileri	44
- SONUÇLAR ve ÖNERİLER	64
- KAYNAKLAR	69
- ÖZGEÇMİŞ	71



ÖZET

içsel sürtünmenin tüm etkisi boyutsuz nitelik faktörü (Q) ve soğurma katsayısı α ile kayıp faktörü diye adlandırılan $1/Q$ ile ifade edilmişlerdir.

α ve Q arasındaki ilişki :

$$Q = \frac{\pi}{\alpha \nu T}$$

ile verilmiştir.

Yeriçinde frekansla değişen ve lineer kabul edilen $\alpha(f)$ eğrisi üzerinde yapılan tecrübeler aslında lineerlikten sapmaların olduğunu göstermiştir. Belli frekans bantlarında daha az veya daha çok miktarda soğurma özelliğine sahip yapıların doğrusallıktan sapmanın nedeni olabileceği kabul edilmiştir. Şimdiye kadar taraftar bulan genel kabul ise bu tip oynamaların ölçüm hataları ve aletsel hatalardan kaynaklanabileceği üzerineydi.

Bu amaçla faz spektrumu lineer olmayan bir Ricker sinyalinin değişik frekans bantlarında aynı oranda soğurulmasının veya aynı frekans bandında farklı oranlarda soğurulmanın çıkış sinyali üzerine etkileri araştırılmıştır.

Doğrusal olarak artan soğurmanın yanında çeşitli nedenlerle belli frekans bantlarında aynı derecede, daha az veya daha çok soğurulmuş kısım, çıkış sinyaline farklı şekillerde etkimektedir. Farklı frekans bantlarında aynı oranda soğurma, sinyalin, genlik spektrumlarında artma ve azalmaya, çeşitli boyutlarda salınımlara neden olduğu gibi lineer soğurma hali için elde edilen çıkış sinyaline göre daha geç veya erken de gelebilmektedir.

SUMMARY

EFFECT OF THE ATTENUATION TO THE OUTPUT SIGNAL

The major features of seismic wave propagation which have been observed experimentally would be expected on the basis of a purely elastic earth. The pattern of reflected and refracted body waves and dispersion of surface waves can all be derived by application of the equations of elasticity to media whose boundaries are chosen to conform to the section of earth involved. However, there are differences between observation and theoretical expectation, the principal one being a loss of amplitude in excess of that due to geometrical spreading and reflection at boundaries. This extra loss of amplitude will be called ATTENUATION.

The elastic properties of rock are uniquely defined by elastic moduli and/or P and S wave velocities. Generally accepted definitions and units for these two parameters make their use commonplace. The attenuative properties of rocks, however, are specified by a wide range of measures. In order to compare attenuation data properly from different sources, it is important to present definitions of the different measures and to show how they are related to one another.

The most commonly used measures of attenuation found in the literature are the attenuation coefficient α which is the exponential decay constant of the amplitude of a plane wave traveling in a homogeneous medium; the quality factor Q and its inverse Q^{-1} , sometimes called the internal friction or dissipation factor; and the logarithmic decrement δ . These quantities are related as follows :

$$\frac{1}{Q} = \frac{\alpha v}{\pi f} = \frac{\delta}{\pi}$$

where v is the velocity and f is the frequency. Since both velocity and attenuation are associated with a particular mode of wave propagation, one experimental technique may yield an extensional wave velocity controlled by the Young's modulus and a dissipation factor denoted Q^{-1} , while another may determine the P wave velocity and δ . In general, these results are not equivalent.

For plane waves, propagation in a homogeneous medium, the amplitude is given by

$$A(x, t) = A_0 e^{i(kx - \omega t)}$$

where ω is the angular frequency and k is the wave number. Attenuation may be introduced mathematically by allowing either the frequency or wave number to be complex. In the latter case,

$$k = k_R + i\alpha$$

so that

$$A(x, t) = A_0 e^{-\alpha x} e^{i(k_R x - \omega t)}$$

where α is the attenuation coefficient in units of inverse length and the phase velocity is

$$v = \frac{\omega}{k_R}$$

Attenuation may also be defined in terms of inverse time by

allowing w to be complex.

Letting the attenuation be determined by

$$A(x) = A_0 e^{-\alpha x}$$

For an oscillating system in free decay, the definition of the logarithmic decrement follows gives :

$$\delta = \ln \left[\frac{A_1}{A_2} \right] = \alpha \lambda = \frac{\alpha v}{f}$$

The most common measures of attenuation are the dimensionless quality factor Q and its inverse Q^{-1} . As an intrinsic property of rock, Q is a ratio of stored energy to dissipated energy. O'Connell and Budiansky (1978) discussed in detail various definitions of Q and their relationships to the viscoelastic constitutive equations for a given material.

Intrinsic Q may differ under some conditions from Q values derived from processes such as wave propagation. Yet these processes are valuable tools for measuring the anelastic response of a rock. The various definitions of Q are equivalent to intrinsic Q if losses are assumed to be small ($Q > 10$). Fortunately, under most conditions of interest in geophysics, the small dissipation assumption is valid.

Intrinsic Q may be defined as :

$$Q = \frac{wE}{-dE/dt} = \frac{2\pi W}{\Delta W}$$

where E is the instantaneous energy in the system, dE/dt is the rate of energy loss, W is the elastic energy stored at maximum stress and strain, and ΔW is the energy loss (per cycle) of a harmonic excitation.

For nearly elastic or low-loss linear solids, an alternative definition may be found from the stress-strain relations. Given a sinusoidally varying stress, the strain response will also be sinusoidal. The two are related by the appropriate elastic modulus M and the phase lag ϕ of strain behind stress. Allowing M to be complex where

$$M = M_R + iM_I$$

it can be shown that : (White, 1965)

$$\frac{1}{Q} = \frac{M_I}{M_R} = \tan \phi \approx \phi$$

We talked about the several theoretical models which have been proposed to clarify the mechanism of energy loss.

One widely investigated method of introducing losses has the advantage that it yields a linear wave equation which can be solved for arbitrary time dependence. The assumption is made that stresses are directly proportional to strain rates, as well as to the components of strain themselves. This assumption was introduced independently by Stokes, Kelvin and Voigt, and its implications have been investigated by many. This kind of medium will be called a Voigt solid. (White, 1983)

The form of the disturbance actually observed agreed very well with the form calculated for particular type of earth absorption. The particular type of absorption which the earth had

to have in order to account for the seismograms obtained in practice, was such that the coefficient of absorption for continuous sinusoidal waves was to be proportional to the square of the frequency. Also there was to be no dispersion. This kind of medium (viscoelastic medium) can be solved by Stokes equation. (Ricker, 1977)

The frequency domain representation of the input-output wavelets in the form we are presently using is :

$$G(f)e^{ig(f)} = H(f)e^{ih(f)} R e^{ir} A(f)e^{i\omega(f)}$$

$H(f)$ and $G(f)$ are the amplitude spectra, $h(f)$ and $g(f)$ are the input and output wavelets, respectively. R is a frequency-independent real scale factor representing geometrical spreading, transmission and reflection coefficients and free surface effects; i.e., any constant that does not distort the wavelet shape. r is the frequency-independent phase-shift due to complex reflection coefficients which occur beyond critical incident angles, if any.

The causal-absorption coefficient is

$$A(f) = e^{-\alpha(f)/\omega}$$

$$B(f) = H[\ln A(f)]$$

In this study, I investigated the departure from the assumed rectilinear behaviour of the frequency dependent absorption coefficient, α . The perturbation of the observed data around linear trend of the α is, in general, accounted for the uncertainties in the observations, the noise present in the data, or the local irregularities in the surrounding rocks. I propose, in this the-

sis, the variations in the linear behaviour of α may have some physical bases rather than statistical scattering in the data. In micro level, the interactions among neighboring molecules constituting the rocks cause the "solid-solid" friction which results in the transformation of the mechanical energy to other forms of energy (i.e., heat, dislocation, chemical, etc.). The solid-solid friction accounts for the rectilinear behaviour of the α .

In the macro level, the rock system stimulant force interaction is dominant. The relation between the natural resonant frequency of the rock system and the dominant frequency of the simulant forces becomes important. I believe the latter may be the reason of the mentioned perturbation from the rectilinear shape of α . This, in turn, may be an important parameter in earthquake engineering. It is well known that at resonant frequencies, the energy transfer from mechanical to heat, deformation, and rupture increases. Therefore, the investigation of such physical behaviours at small scale (with low energy artificial sources) may be answer to the prediction of the possible devastating effects of the earthquakes. This study shows in some detail, the time and frequency behaviours of such absorptive mechanisms based on mathematical models.

BÖLÜM 1 -GİRİŞ ve ÇALIŞMANIN AMACI

Yer içindeki serbest esnek titreşimler sonsuza gidecek bir biçimde devam etmez. Yamulma enerjisi "içsel sürtünme " (internal friction) adı verilen ve esnekliğin tam olmayışı nedeniyle ısı enerjisi ve ses enerjisine dönüşerek azalır. Bu tür etkiye anelastisite denir.

Bu olay bütün katılarda görülür ve sonsuz küçük yamulmalarda gözlenir. Yerin anelastisitesi sismik dalgaların sönümünde büyük önem taşır.

Bir kaynaktan çıkan dalganın genliği, yeriçinin özelliklerine bağlı olarak ilerlediği yol boyunca azalır. Bunun birinci sebebi dalganın ilerlemesiyle meydana gelen geometrik azalma, ikinci sebebi ise anelastisiteden dolayı meydana gelen soğurmadır.

Cisim dalgaları için sönüm :

$$A(x) = \frac{A_0}{x} e^{-a(x)/x} \quad (1.1)$$

Yüzey dalgaları için sönüm :

$$A(x) = \frac{A_0}{x^{(1/2)} \sin x^{(1/2)}} e^{-a(x)/x} \quad (1.2)$$

ile ifade edilir.

Adiabatic dalga yayılımı için çok değişik tanımlamalar bulunmaktadır. Bazı özel kaynaklardan çıkan dalganın hareketi sonsuza kadar sürecektir. Local kaynak bölgesinden uzağa doğru yayılan dalga, uzaysal atenüasyon'a uğrayacaktır. Fakat partikül hareketinin toplam enerjisi sabit tutulacaktır. Bunlar ideal

davranışlardır. Gerçekte arazide ve laborotuvarda yapılan tecrübeler, bunun böyle olmadığını ve dalga genliğinin soğurulacağını göstermiştir.



BÖLÜM 2- SOĞURMA

2.1- MUKEMMEL ELASTİKLİKTEN AYRILMA

Kabuk ve mantodaki mineral toplulukları çok karmaşık bir reolojik yapıya sahiptirler. Jeolojik zaman ölçeğinde bu yapılar değişebilirler. Fakat sismik enerjinin yayılma süresi aralığında ($\sim 0.01-1000$ sn.) yeriçinin herhangi bir değişikliğe maruz kalmadığı kabul edilir.

Gerilmedeki küçük artışlar lineer elastisiteden sapmalar olduğunu gösterir. Yeriçinden geçen sismik enerji kaybının sebebi anelastisitedir.

Anelastisitenin ise 3 önemli sebebi vardır.

- Kristal etkisi
- Tane sınırlarındaki işlemler
- Bazı termoelastik etkiler

Enerji kaybı oranının ölçümü $Q^{-1}(\omega)$ kayıp faktörü ile yapılır. Burada $Q(\omega)$ nitelik faktörü diye adlandırılır. Anelastisite sorunu genellikle soğurma başlığı altında incelenir. (ERGİN, 1989)

2.2- HOMOJENLİKTEN AYRILMA

Bir ortamda yayılan dalgayı homojen bir ortamda yayılıyormuş gibi kabul edemeyiz. Bu yüzden homojenitenin derecesi ile ilgili kabuller yapmak zorundayız. Genellikle tabakalı bir ortam olduğu kabul edilir. Değişikliğin önemli bir bölümü yüzeye yakın bir kısımdadır. Özellikle kıtalarda bunun anlamı, yatay tabakalı modelin yalnızca lokal anlama sahip olmasıdır. Çoğu önemli değişiklikler, özellikle kıtalardan okyanuslara doğru olan geçiş zonları ve bindirmelerin etkileri de önemlidir.

Lokal ölçekte malzemenin özelliklerindeki heterojenite sismik enerjinin saçılmasına neden olur. Eğer elastik parametrelerdeki düzensiz değişimler oldukça küçükse, bunun en önemli etkisi sismik dalgacığın soğurulması vasıtasıyla olacaktır ve kayıp faktörü ile ifade edilecektir. (Q_a^{-1}, Q_b^{-1} ; s:saçılma; α , P dalgası için, β , S dalgası için)

Local depremlerden elde ettiğimiz ve birbirini takip eden P ve S dalgalarının uzantısı "CODA" olarak gözüktür. (Coda, yerel olarak homojenlikten ayrılma diye de tanımlanabilir.)

Çekirdek-manto sınırının üstündeki 200 km. kalınlıktaki bölgedeki saçılma kayıtların yüksek fazlı kısımlarında görünür. Varışlar 100° civarındaki episantr mesafesi için PP fazından önceki yakın yüzey bölgelerindeki P dalgasının saçılması olarak yorumlanır. 120°-142° arasındaki PKIKP'den önceki enerji varışı yakın PKP'den veya çekirdek-manto sınırındaki homojenlikten ayrılmadan ve saçılmadan kaynaklanmaktadır. (ERGİN, 1989)

2.3- SOĞURMA KATSAYISI (α)

Sismik dalgalar yayılımları esnasında soğurulurlar. Bu olay ortamın elastik olmamasından ileri gelir. Dalgaların genliklerinin incelenmesiyle soğurma katsayısının derinlikle nasıl değiştiği saptanabilir. $e^{-\alpha x}$ ile ifade edilen soğurma ifadesinde "x" ışın boyunca uzaklıktır.

Homojen bir ortamda yayılan yüzey dalgaları için genlik aşağıdaki gibi verilir.

$$A(x,t) = A_0 e^{-\alpha x} e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.1)$$

α : soğurma katsayısı
 w : açısal frekans ($2 \pi f$)
 v : faz hızı
 x : ışın boyunca yol

Atenuasyon ise :

$$A(x) = A_0 \cdot e^{-\alpha x} \quad (2.2)$$

şeklinde yazılabilir.

$$\alpha = -\frac{1}{A(x)} \cdot \frac{dA(x)}{dx} = -\frac{d}{dx} \ln A(x) \quad (2.3)$$

x_1 ve x_2 uzaklıklarında genlikler A_1 ve A_2 olsun.

$$\alpha = \frac{1}{x_2 - x_1} \ln \left[\frac{A(x_1)}{A(x_2)} \right] \quad (2.4)$$

Bu şekildeki eşitliğin birimi "nepers/birim uzunluk" 'tur.

$$\alpha = \frac{1}{x_2 - x_1} 20 \log \left[\frac{A(x_1)}{A(x_2)} \right] \quad (2.5)$$

ile de ifade edilebilir. Bu eşitliğin birimi ise "dB/birim uzunluk" 'tur.

İki eşitlik arasında ise şöyle bir ilişki vardır.:

$$\alpha \text{ (dB/birim uzunluk)} = 8.686 \alpha \text{ (nepers/birim uzunluk)} \quad (2.6)$$

(TOKSÖZ and JOHNSTON, 1979)

2.3.1- LABORATUVARDA SOĞURMA ÖLÇÜMLERİ

Laboratuvarda soğurma ölçümlerinde aşağıdaki yöntemler kullanılmaktadır : (Tutlu, 1986)

- Serbest titreşim
- Zorlamalı titreşim
- Dalga yayını
- Gerilme-deformasyon eğrilerinden soğurmanın bulunması

SERBEST TİTREŞİM

Bu teknikte soğurma serbest titreşimlerin ard arda gelen ve azalan genlikleri vasıtasıyla bulunur. Buradaki logaritmik azalma ise şöyle ifade edilir:

$$\delta = \frac{\ln(A_1/A_2)}{(t_1 - t_2)f} = \ln(A_1/A_0)Q^{-1} \quad (2.7)$$

Burada A_1 ve A_2 , t_1 ve t_2 zamanlarındaki genlikler, f ise sistemin doğal serbest titreşim frekansıdır. A_1 ise A_0 başlangıç genliğinden bir dalga boyu uzaklıktaki genliktir.

Bu yöntem bir kaç yolla yapılabilir. Bunlardan biri düşey olarak asılı, alttaki ucuna yüksek atalet momentli bir kütle bağlı, burulmalı sarkaça yapılanıdır. Eğer kütle hareket ettir-

ilirse serbest titreşimler oluşur ve titreşimin frekansı kayacın özelliklerinin ve kütlenin atalet momentinin fonksiyonudur. Salınımların genliklerindeki azalma hızı eğer, diğer kayıplarda küçük azalma hızına neden olmuşsa, enerji kaybına mal edilebilir.

DÜŞÜK GERİLME DEVİRLERİ YÖNTEMİ

Küçük kaya numunelerinde gerilmenin çok yavaş değiştiği durumlarda kayıplar ölçülmüştür. Bu durumda aslında numune her zaman statik denge konumundadır. Şekil(2.1)'de yay'la hareket eden sarkaç elemanlarının basit bir taslağı verilmiştir. İnce uzun kaya numunesi üstten rijit bir desteğe, alttan ise büyük atalet momentine sahip bir kütleye tutturulmuştur. Kütlenin ağırlığı bir mil yatağı üzerine dayandırılabilir. Daha sonra kütlenin yeri belirli bir açıyla değiştirilir ve salıverilir. Bunun üzerine silindirik kaya kalınlığının ve kütle atalet momentinin kontrol ettiği bir frekansta kütle, sarkaç gibi salınır. Eğer diğer kayıplar küçükse, salınımın azalma hızı kayıp'lar tarafından kontrol edilir.

ZORLAMALI TİTREŞİM

Soğurmanın ölçümünde çok yaygın olarak kullanılan yöntemlerden birisi de uzun çubuk şeklindeki kaya numunelerine, boyuna uygulanan kıvrımlı veya burulmalı hareketle zorlamalı titreşimdir. Bu yöntemde sürekli dalgalar ya da birbirine ters iki dalganın oluşturduğu sabit dalgalar esas alınmıştır.

Sürekli bir sistem için Q , rezonans genlik pikinin genişliğinden bulunabilir. Eğer sistem düzgün uygulanabilirse düşük Q 'lu maddeler için yaklaşık % 1-5 hatayla bulunabilir.

Katı ve kuşatıcı ortamdaki kesme dalgaları arasındaki bağlantı zayıf, enerji kaybı küçüktür. P ve S dalgaları için, silindirik yüzey boyunca meydana gelen soğurulma ve yansımalar önemli olmaktadır. Bu etkilerle ilgili düzenlemeler, kuşatıcı

hava koşullarında düşük Q 'lu maddeler için önemsizdir, ihmal edilebilir. Metaller gibi yüksek Q 'ya sahip maddeler için bu deneyler tavsiye edilir.

REZONANS ÇUBUK YÖNTEMİ

İnce, uzun silindirik çubuk, bir uçtan uygulanan sinüsoidal kuvvetle harekete geçirilir ve karşı uça boylamasına titreşim genliği ölçülür. Az farklı bir dü zenleme ile hareketli uça bir dönme momenti üretilir ve diğer uça açısal hız genliği ölçülür. Düşük frekans aralığında, kayıpları olmayan boyuna dalgalar young modülünün belirlediği bir hızda dispersiyonsuz olarak hareket ederler.

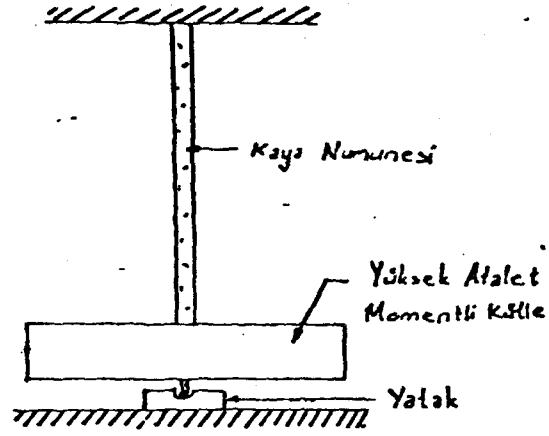
$$C_y = (E/\rho)^{1/2} \quad (2.8)$$

Boyuna dalgalar'da aslında aynı hızda hareket ederler ve kayıpların etkisi hareketle birlikte genlikte üstel bir azalmaya neden olur. Sinyal değişimi olmadan oluşan yansımalarla beraber, dalgaların herbiri uygulanan kuvvet yerine tanezik hızıyla karakterize edilebilir. Çubuğun karakteristik empedansı Z_0 pozitif yöndeki tek bir dalga için kuvvet/hız oranını belirler. Çubuğun bir ucundaki hız, diğer uça sabit bir hareket kuvveti varken şöyle ifade edilir. :

$$V_0 = \frac{F_L/Z_0}{\sinh(a_y L + i\omega L/c_y)} \quad (2.9)$$

Burada rezonans şiddeti $Q = 1/241$ 'dir. Boyuna rezonans durumunda ise bir çubuğun Q 'su ve Young modülü ile ilgili soğurması arasın- da şöyle bir ilişki vardır. :

$$\frac{1}{Q_y} = \frac{a_y \cdot c_y}{\pi f} \quad (2.10)$$



Şekil 2.1- Yay ile hareket eden sarkaç elemanlarının şeması

2.4- NİTELİK FAKTÖRÜ (Q)

Soğurma üzerine yapılan bir çok çalışmada ve literatürde boyutsuz kalite faktörü (Q) veya tersi olan kayıp faktörü (1/Q) ile karşılaşırız. Kayacın gerçek özelliği olan Q, depolanan enerjinin yayılan enerjiye oranıdır.

Gerçek Q, bazı koşullar altında çeşitli işlemlerle türetilen Q'dan farklıdır. Eğer farzedilen kayıplar küçük olursa ($Q > 10$), Q'nun bulunmuş değişik değerleri gerçek Q'ya eşit olur.

Gerçek Q şu şekilde saptanır. :

$$Q = \frac{wE}{-dE/dt} = \frac{2\pi w}{\Delta W} \quad (2.11)$$

E : anlık enerji

dE/dt : enerji kaybı oranı

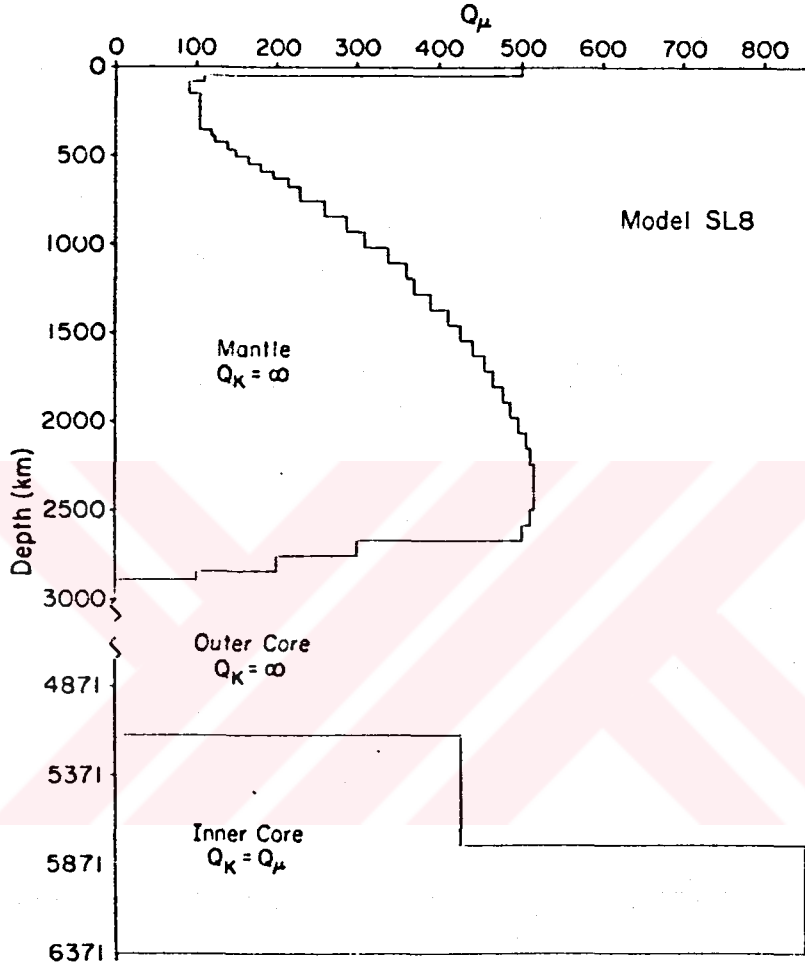
W : maksimum basınç ve gerilmedeki elastik enerji

ΔW : birim enerji kaybı

Hız ve soğurma katsayısı cinsinden ise Q şöyle ifade edilir. :

$$Q = \frac{w}{2\alpha v} \quad (2.12) \quad \begin{array}{l} \alpha' : \text{soğurma katsayısı} \\ v : \text{hız} \end{array}$$

Q esasen, malzemenin bir özelliğidir ve ne kadar büyük ise enerji kaybı o derece az olur. Yapılan geniş araştırmalar sonunda periyodu 10 sn.'den büyük olan cisim ve yüzey dalgaları ile yerin serbest titreşimlerinde Q'nun frekansa pek az bağlı olduğu görülmüştür. Buna karşılık periyodu 10 sn.'den küçük olan dalgalarda ve özellikle sismik prospeksiyonda rastlanan frekanslarda Q, frekansın fonksiyonudur. Bu periyotlarda Q frekans arttıkça azalır. Başka bir deyişle frekans arttıkça soğurma artar. Şekil (2.2)'de Q'nun yeri içinde derinlikle nasıl değiştiğini görüyoruz.



Sekil 2.2- Q 'nun derinlikle değişimi

Kabuk'ta Q yüksektir. Q , 80-150 km.'ler arası 85 gibi bir değer almaktadır. $T=60-180$ sn. arasında Love dalgalarında düşük Q zonunun etkisi görülür. Düşük hız tabakası ile düşük Q 'nun rasgeldiği derinlikler çakışmaktadır. Bundan sonra Q dik bir şekilde yükselir ve 1800-2700 km.'ler arasında en büyük değerini alır (~ 550). Alt mantoda da son 200 km.'de Q düşer. Çekirdeğe bakarsak, dış çekirdekte PKP, PKKP dalgaları hiç soğurulmadan yayılır. İç çekirdekte ise PKIKP cisim dalgalarından ve serbest titreşimlerden tahmin edilen $Q_p = Q_s$ 'dır ve $\sim 400-700$ " mertebesinde. Sismik dalgalarla ilgili olarak aşağıdaki tür nitelik faktörleri vardır. :

- Q_p , Q_s :P veya basınç dalgaları için Q
- Q_p , Q_s :S veya kayma dalgaları için Q
- Q_R :Rayleigh dalgaları ve küresel serbest titreşimler için Q
- Q_L :Love dalgaları ve burulma serbest titreşimler için Q

Bunlarla beraber Q_p , Q_s ve Q_R 'nın fonksiyonu, Q_L ise, Q_p 'nın derinlikle değişiminin fonksiyonudur.

2.4.1- CİSİM DALGALARI İÇİN Q

S dalgalarının yeryüzü ile çekirdek-manto sınırı arasındaki ardışık yansımalarından Q 'yu hesaplamak olanağı vardır. ScS_1 ve ScS_2 yada ScS_2 ve ScS_3 'ün ardışık genliklerini araştırmakla Q_p 'nın manto için radyal değeri tahmin edilebilir. Heriki arayüzeyde yansıma katsayısı "1" alınarak geometrik saçılma da hesaplanabilir. Gözlemler bazı önemli değişimleri gösteriyorsa da bunların ortalaması $Q_p = 285$ 'dir. (Anderson ve Hart, 1978)

Derin depremleri kullanarak ve ScS ile $sScS$ 'nin genliklerini mukayese ederek 600-700 km. derinlik ile yeryüzü arasındaki

hesaplanmış ve yaklaşık 165 bulunmuştur. Q_s 'nın bulunabilmesi için PcP kullanılabilirse de manto-çekirdek sınırındaki yansıma katsayısı tam olarak bilinemediğinden güvenilir sonuç alınamaz.

2.4.2- YÖZEY DALGALARINDA Q

Q 'yu yüzey dalgalarından ölçmek için önce dalga treninin spektral analizi yapılarak belli periyotlardaki dalga izole edilir. Daha sonra genliğin sönümü büyük daire yörüngesi boyunca bulunan iki istasyon kullanılarak bulunur. Fakat bu arada geometrik yayılma ve diğer etkiler için gerekli düzeltmeler yapılmalıdır. Böylece yüzey dalgası spektrumunun seçilecek periyotları için Q belirlenmiş olur.

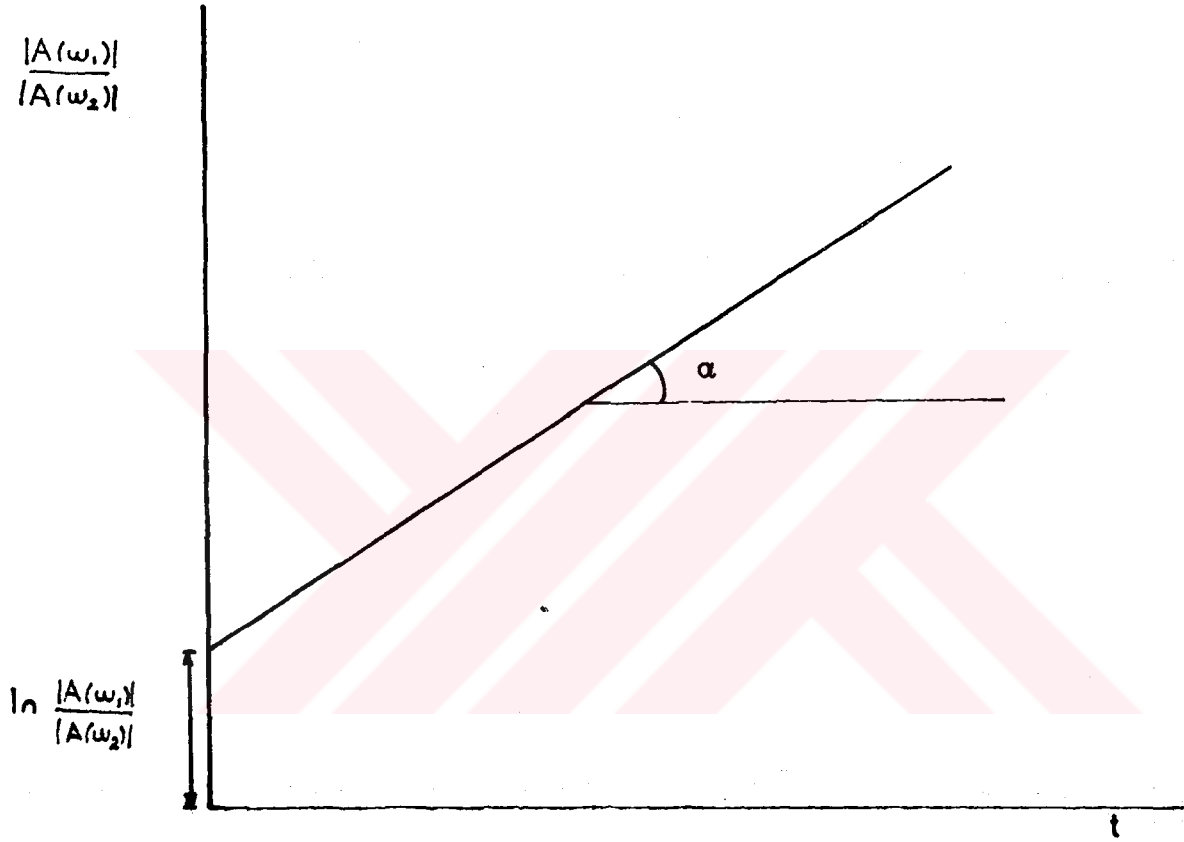
Daha uzun periyotlar için, serbest titreşimin sönümü, titreşimin başından başlayarak yamulma sismografı yada gravimetrelerin ardışık periyotlarındaki kayıtların analizi sonunda ölçülür. Spektrum içindeki Love dalgaları ile burulma salınımlarından elde edilen Q_L değerlerinin inversiyonu ile Q_s 'nın manto içinde yarıçapla değişimi tahmin edilmiş olur. Q_s bu şekilde bulunduğundan sonra, Rayleigh dalgalarından ve küresel salınımlardan elde edilen Q_R değerlerinin inversiyonu ile doğruluk derecesi daha az olan Q_s tahmin edilmiş olur.

2.4.3- Q'NUN BULUNMA YÖNTEMLERİ

Arazide ölçülmüş verilerden faydalanılarak da Q 'yu bulmamız mümkündür. Bunun için aşağıdaki 3 yöntem en çok kullanılan yöntemlerdir.

- FREKANS ORANI YÖNTEMİ

Yeriçindeki bir yörünge boyunca soğurma değişken olacağından:



Şekil 2.3- Frekans oranı yöntemi için Q 'nun değeri bu eğrinin eğiminden bulunur.

$$\exp\left[-\frac{w}{2} \int \frac{dr}{Q(w,r)v(r)}\right] \quad (2.13)$$

şeklinde yazılır. (Manto etkisi)

Genel olarak iki genel durumun oranını alırsak :

$$|A(w)| = |A_0(w)| \exp\left[-\frac{w}{2} \int \frac{dr}{Q(w,r)v(r)}\right] \quad (2.14)$$

$$|A(w)| = |A_0(w)| \exp\left(-\frac{w}{2} \cdot \frac{t}{Q}\right) \quad (2.15)$$

olur.

$\bar{Q}$: ortalama Q

t : geçiş zamanı

iki ayrı frekans olan w_1 ve w_2 için genlik spektrumlarının oranını alırsak ve bunun da doğal logaritmasını alırsak :

$$\ln \frac{|A(w_1)|}{|A(w_2)|} = \ln \frac{|A_0(w_1)|}{|A_0(w_2)|} - \frac{w_1 - w_2}{2} \cdot \frac{t}{\bar{Q}} \quad (2.16)$$

Eşitliğin sol tarafını zamanın fonksiyonu olarak çizersek, veya bir istasyonda kaydedilen bir çok olayı zamanın fonksiyonu olarak çizersek yaklaşık olarak bir doğru elde ederiz (şekil 2.3). Bu doğrunun eğiminden Q 'yu bulabiliriz.

$$\tan \alpha = \frac{w_1 - w_2}{2} \cdot \frac{1}{Q} \quad (2.17)$$

- İSTASYON ORANI YÖNTEMİ

Bu yöntem iki ayrı uzaklıktaki iki istasyonun genlik spektrumu oranlarına dayanır. Tek istasyonda kaydedilmiş farklı uzaklıktaki iki episantır için de kullanılabilir. Yöntemin adı bazı

yerlerde uzaklık oranı yöntemi olarak da geçebilir.

Aynı profil boyunca olan istasyonlar için yaklaşık olarak

$$|S_1(w)| = |S_2(w)| \quad (2.18)$$

$$|B_1(w)| = |B_2(w)| \quad (2.19)$$

$$\ln \frac{|A(w)|_1}{|A(w)|_2} = \ln \frac{G_1}{G_2} \cdot \frac{|C_1(w)|}{|C_2(w)|} - \frac{w}{2} \int_1 \frac{dr}{Qv} - \int_1 \frac{dr}{Qv} - \int_2 \frac{dr}{Qv} \quad (2.20)$$

Eş özellikte aletler için aletsel düzeltmeler yapıldıktan sonra :

$$\ln \frac{|A(w)|_1}{|A(w)|_2} = \ln \frac{|C_1(w)|}{|C_2(w)|} + \ln \frac{G_1}{G_2} - \frac{w}{2Q} \cdot (t_1^* - t_2^*) \quad (2.21)$$

$$t_1^* - t_2^*$$

diferansiyel atenüasyon diye adlandırılır. İki istasyon arasında bir ortalama Q değeri düşünülürse :

$$\ln \frac{|A(w)|}{|A(w)|} = \ln \frac{G_1}{G_2} \cdot \frac{C_1(w)}{C_2(w)} + \frac{w(t_2 - t_1)}{2Q} = \ln \frac{G_1}{G_2} \cdot \frac{|C_1(w)|}{|C_2(w)|} + \frac{w(t_2 - t_1)}{2Qv} \quad (2.22)$$

Bu şekildeki bir denklem Frasier ve Filson(1972) tarafından aynı bir depremin 2 istasyon kaydı için uygulanmıştır. Eşitliği biraz daha sadeleştirerek genliklerin geometrik dağılıma ve yer-abuğu etkileri için düzeltilmesi durumunda :

$$\ln \frac{|A(w)_2|}{|A(w)_1|} \cdot \frac{G_1(C_1(w))}{G_2(C_2(w))} = \frac{w(r_1 - r)}{2Qv} \quad (2.23)$$

Eşitliği iki istasyona uygulamak için

$$\frac{|A(w)_1|}{|A(w)_2|}$$

açısal frekansın (w) fonksiyonu olarak çizilir. Doğrunun eğiminden Q bulunur. Bu değer iki istasyon arasındaki ortalama değerdir.

DALGA ORANI YÖNTEMİ

Bu yöntemde bir depremde kaydedilen farklı dalgaların spektral genlik oranları kullanılır. Press'in normal gelişler için çekirdekten yansıyan dalgalara uyguladığı yöntem budur.

$$\ln \frac{|A_1(w)|}{|A_2(w)|} = \ln \frac{G_1}{G_2} + \ln \frac{S_1}{S_2} + \ln \frac{C_1}{C_2} + \ln \frac{R_{e1}}{R_{e2}} + \ln \frac{R_{e1}}{R_{e2}} - w \int_M \frac{dr}{Qv} \quad (2.24)$$

yenilenmiş yansımali ScS dalgaları oranı için :

$$\ln \frac{|A_1(w)|}{|A_2(w)|} = \ln \frac{G_1}{G_2} - w \int_M \frac{dr}{Qv} = \ln \frac{G_1}{G_2} - 2\alpha h \quad (2.25)$$

BÖLÜM 3- SOĞURMA ÜZERİNE KURULAN DEĞİŞİK MODELLER

Yeraltının soğurma özelliklerinin incelenmesi, kurulabilecek çeşitli matematiksel modellerle de incelenmiştir. Burada, bu matematiksel modellerden "Viskoelastik ortam" ve Voigt adlı kişinin ismiyle anılan "Voigt katısı" modellerini açıklayacağız.

3.1- VİSKOELASTİK ORTAM (Ricker, 1977)

Vizkozite ile meydana gelen kayıp için Stokes tarafından

$$\left(\frac{4\eta}{3\rho c^2}\right) \left(\frac{d}{dt}\right) \quad (3.1)$$

terimi ile ortaya konmuştur. Stokes'a göre, vizkozite kesme gerilmesine dahildir. Son zamanlarda onun hacim değişikliğine de neden olduğu görülmüştür. Eğer stokes dalga denklemini aşağıdaki form'da çözersek :

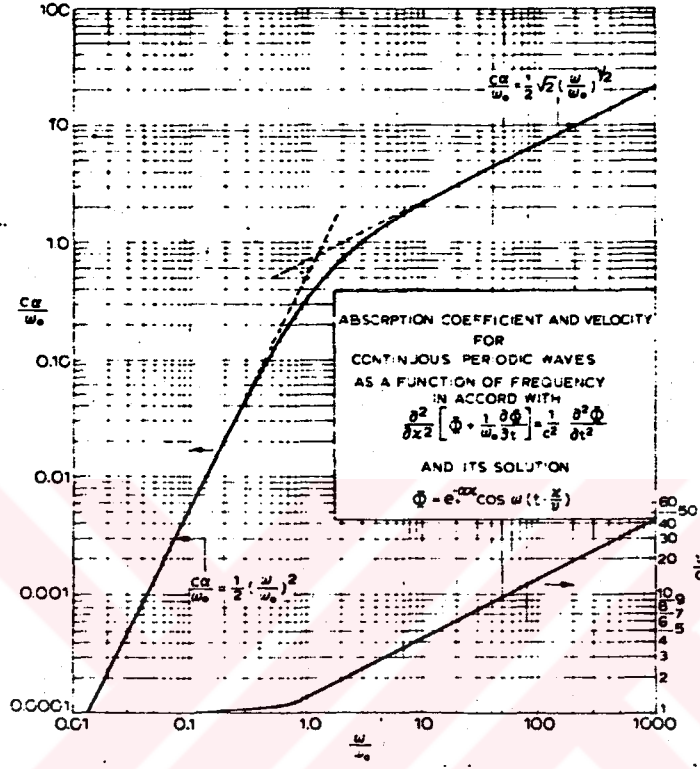
$$\chi_1 = A \exp(-\alpha x) \cos w(t - x/v) \quad (3.2)$$

χ_1 , başlangıç genliği A olan $w/2\pi$ frekansındaki dalga treni- ni ifade etmektedir. α , ortamdaki soğurma katsayısıdır. Eğer bu ifadeyi eşitlik 3.1'de yerine koyarsak soğurma katsayısını ve faz hızını veren eşitliği bulmuş oluruz ve bu eşitlik w_0 'ın terimi olarak bulunur.

$$\Delta^2 \left(\chi_1 + \frac{1}{w_0} \cdot \frac{d\chi_1}{dt} \right) = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{d^2 \chi_1}{dt^2} \quad (3.3)$$

α , c ve w_0 'dan oluşan cebirsel ifadeyi bu haliyle kontrol etmek güçtür.

Fakat gerekli dönüşümleri yaparsak eşitlik parametrik form'da simetrik olur.



Şekil 3.1- Soğurma katsayısının, Stokes dalga denkleminin harmonik çözümü için frekansa karşı noktalanmış hali.

$$w/w_0 = \tan 2\theta \quad (3.4)$$

$$\alpha = \frac{w_0}{c} \tan 2\theta \sqrt{\cos 2\theta} \sin \theta \quad (3.5)$$

haline gelir.

$$\frac{w}{v} = \frac{w_0}{c} \tan 2\theta \sqrt{\cos 2\theta} \cos \theta \quad (3.6)$$

Şekil (3.1)'de logaritmik olarak α/w_0 'ın fonksiyonu olarak noktalanmıştır. Bu eğriden de görülebileceği gibi w/w_0 'ın küçük değerleri için eğim "2" 'dir ve α , frekansın karesiyle orantılıdır. w/w_0 'ın daha yüksek frekanslardaki değerlerinde eğim "1/2" olur ve doğru bir çizgi halini alır.

3.2- VOIGT KATISI

GERİLME YAMULMA İLİŞKİSİ

Gerilme-yamulma davranışı bu tip katılarda Hook kanunuyla tanımlanmıştır.

$$P_{xx} = (\lambda + 2\mu)\epsilon_{xx} + \lambda\epsilon_{yy} + \lambda\epsilon_{zz} + (\lambda + 2\mu) \cdot \frac{d\epsilon_{xx}}{dt} + \lambda \cdot \frac{d\epsilon_{yy}}{dt} + \lambda \cdot \frac{d\epsilon_{zz}}{dt} \quad (3.7)$$

$$P_{yy} = \lambda\epsilon_{xx} + (\lambda + 2\mu)\epsilon_{yy} + \lambda\epsilon_{zz} + \lambda \cdot \frac{d\epsilon_{xx}}{dt} + (\lambda + 2\mu) \cdot \frac{d\epsilon_{yy}}{dt} + \lambda \cdot \frac{d\epsilon_{zz}}{dt} \quad (3.8)$$

$$P_{zz} = \lambda\epsilon_{xx} + \lambda\epsilon_{yy} + (\lambda + 2\mu)\epsilon_{zz} + \lambda \cdot \frac{d\epsilon_{xx}}{dt} + \lambda \cdot \frac{d\epsilon_{yy}}{dt} + (\lambda + 2\mu) \cdot \frac{d\epsilon_{zz}}{dt} \quad (3.9)$$

$$P_{xy} = \mu \epsilon_{xy} + \mu \frac{d\epsilon_{xy}}{dt} \quad (3.10)$$

$$P_{yz} = \mu \epsilon_{yz} + \mu \frac{d\epsilon_{yz}}{dt} \quad (3.11)$$

$$P_{xx} = \mu \epsilon_{xx} + \mu \frac{d\epsilon_{xx}}{dt} \quad (3.12)$$

HIZ VE SOĞURMA

Yüzeysel P dalgasının davranışı doğrudan (3.11) eşitliğinden tecrübe edilebilir.

$$(\lambda + 2\mu) \frac{d^2 u_x}{dt^2} = p \frac{d^2 u_x}{dt^2} \quad (3.13)$$

Buradan u_x 'i çözersek (d'Alambert çözümü) :

$$u_x = f\left(t - \frac{x}{\alpha}\right) + g\left(t + \frac{x}{\alpha}\right) \quad (3.14)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (3.15)$$

bulunur.

Burada u_x yerdeğiştirme bileşenidir ve y-z koordinatlarından bağımsızdır.

$$(\lambda + 2\mu) d^2 \frac{u_x}{dt^2} + (\lambda + 2\mu) \frac{d^2}{(dtdx)} \cdot u_x \quad (3.16)$$

Literatüre uygun olarak biz $(\lambda + 2\mu)$ 'yü yüzey dalgasının modülleri olan M ile, benzer olarak $(\lambda + 2\mu)'$ 'yü ise M' ile ifade edebiliriz.

Eğer (3.14) eşitliğini değişkenlerine ayırarak çözersek :

$$(M + i\omega M') \frac{d^2 u}{dx^2} = -\rho \omega^2 u \quad (3.17)$$

olarak bulunur.

$$u(x, \omega) = u_0 e^{i c x} \quad (3.18)$$

$$G = [-\rho \omega^2 / (M + i\omega M')]^{1/2} \quad (3.19)$$

$w = M/M'$ olmak üzere (Ricker, 1953) :

$$a_p = \frac{w_0 (w^2 / w_0^2)}{[2(M/\rho)(1 + w^2 / w_0^2)(\sqrt{1 + w^2 / w_0^2} + 1)]^{1/2}} \quad (3.20)$$

$$c_p = \left[\frac{2(M/\rho)(1 + w^2 / w_0^2)}{\sqrt{1 + w^2 / w_0^2} + 1} \right]^{1/2} \quad (3.21)$$

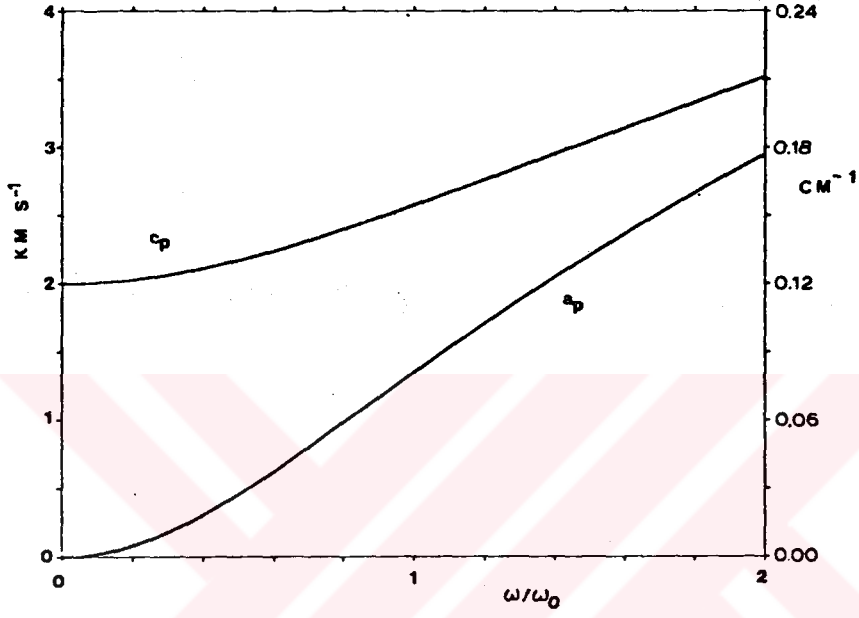
Bunlar şekil (3.2)'de gösterilmiştir. Datalar Ricker'in 1953'deki Pierre Shale çalışmasından alınarak seçilmiştir.

$$(M/\rho) = 2.0 \text{ km}^{-1}$$

$$w_0 = 16000 \pi \text{ s}^{-1}$$

seçilmiştir.

Sismik sinyaller çoğu zaman düşük frekanslı bileşenlerinin birleşimlerinden oluşmuştur ve $w^2 \ll w_0^2$ kabul edilir. Böylece soğurma frekansın karesiyle artar ve hız yaklaşık olarak sabittir. (Voigt, 1983)



Şekil 3.2- Voigt katısında soğurmanın frekansa karşılık noktalanmış hali. (a_p : soğurma katsayısı , c_p : hız)

BÖLÜM 4- GİRİŞ DALGACIĞI VE YER TEPKİ SİNYALİNDEN YARARLANILARAK ÇIKIŞ DALGASININ BULUNMASI

Bu çalışmada kullanılan $t=5$ anındaki Ricker dalgacığının değişik soğurma özellikli ortamlarla etkileşiminin çıkış dalgacığı üzerine etkileri incelenmiş ve elde edilen sonuçlar irdelenmiştir. Çalışma sırasında şu şekilde bir yol izlenmiştir.

$t=5$ zamanındaki Ricker dalgacığı oluşturulduktan sonra örnekleme aralığı $DT=0.002$ ms. olan, $FS=0.0$ frekansından başlayıp $FE=250$ frekansında son bulan ve 76 noktada örneklenmiş bulunan yer tepki sinyalinin genlik spektrumu oluşturulmuştur. Genlik spektrumu olarak, üstel olarak değişen $e^{-\alpha\omega}$ fonksiyonunun $(-\alpha\omega)$ kısmı kullanılmıştır.

$Q=100$	(Kalite faktörü)
$c=3$ km/sn	(Ortamın hızı)
$a=2$ km.	(Uzaklık)

seçilerek genlik spektrumu bulunmuştur.

Yer tepki sinyalinin oluşturulabilmesi için fazın bulunması gerekmektedir. Faz, genlik spektrumunun logaritmasının Hilbert dönüşümüyle bulunmuştur. Bu yöntem yöntemi bulan kişinin adıyla "Kolmogorov metodu" diye anılmaktadır.

Yer tepki sinyalinin genlik spektrumu (A) ve faz spektrumu (B) bilindiği için sinyalin gerçel ve sanal yarıları bulunabilir. Buradan alınan ters Fourier dönüşümü yer tepki sinyalinin bulunmasına yardımcı olur.

Yer tepki sinyalinin :

$$a_s = e^A \cdot \cos(B) \quad (4.1)$$

$$b_a = e^A \cdot \sin(B) \quad (4.2)$$

a: gerçel yan

b: sanal yan

olarak bulunur.

Giriş sinyaliyle yer tepki sinyalinin evrişimi veya burada kullandığımız şekliyle, kompleks çarpım yardımıyla çıkış sinyalimizi bulabiliriz.

A :Yer tepki sinyalinin genlik spektrumu

B :Yer tepki sinyalinin faz spektrumu

X :Giriş sinyalinin gerçel yanı

Y :Giriş sinyalinin sanal yanı ise :

$$\text{Çıkışsinyali} = e^{(A \cdot B)} \cdot [X + iY] \quad (4.3)$$

$$\text{Çıkışsinyali} = e^A \cdot e^B \cdot [X + iY] \quad (4.4)$$

$$\text{Çıkışsinyali} = e^A [\cos B + i \sin B] [X + iY] \quad (4.5)$$

$$\text{Çıkışsinyali} = [e^A \cos B + i e^A \sin B] [X + iY] \quad (4.6)$$

Daha sonraki iki bölümde minimum faz yaklaşımı ve nedensellik ile Kolmogorov metodu ayrı ayrı başlıklar halinde incelenmiştir.

4.1- RICKER DALGACIĞI VE ÖZELLİKLERİ

Hız tipi Ricker dalgacığın aşağıdaki gibi bir denklemle ifade edilir.

$$v(u/\infty) = \left(\frac{u^2}{4} - \frac{1}{2} \right) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp\left(-\frac{u^2}{4}\right) \quad (4.7)$$

$$u = 2\sqrt{6} \cdot \frac{\tau}{b} \quad (4.8)$$

b :dalgacığın iki maksimum genliği arasındaki zaman aralığı

τ :dalgacığın merkezinden ölçülen zaman

Bu dalgacık bir integralle'de temsil edilebilir.

$$v(u/\infty) = - \int_0^\infty \xi^2 \exp(-\xi^2) \cos \xi 2\sqrt{6} \cdot \frac{\tau}{b} d\xi \quad (4.9)$$

ξ :integral değişkeni

Eğer biz f frekansını şu şekilde tanımlarsak :

$$f_1 = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \cdot \frac{1}{b} \quad (4.10)$$

$$f = f_1 \cdot \xi$$

integralin son şekli :

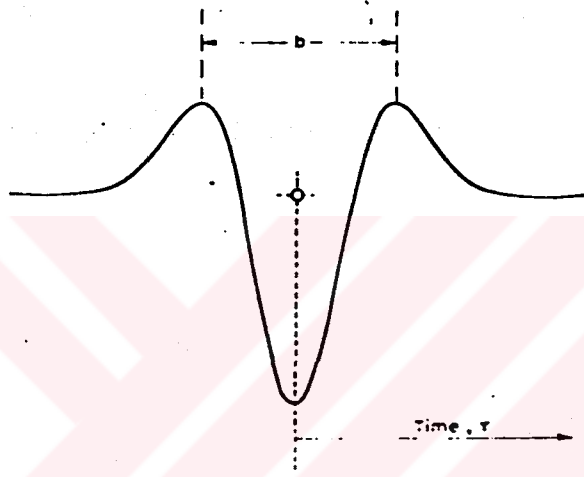
$$v(u/\infty) = - \int_0^\infty \frac{f^2}{f_1^2} \exp\left(-\frac{f^2}{f_1^2}\right) \cos 2\pi f \tau \frac{df}{f_1} \quad (4.11)$$

Bu son integralde de görüldüğü gibi dalgacık, sıfırdan sonsuza kadar olan sonsuz sayıdaki tek frekanslı sinüs bileşenlerinin toplamıdır. Aynı zamanda bu integralden tüm tek frekanslı bileşenlerin hepsinin dalgacığın ortasına gelen noktada aynı fazda olduklarını anlamaktayız. Bu ise dalgacığın ortasındaki derin vadiye neden olmaktadır.

Bir frekans bileşeninin maksimum genlikteki frekansı :

$$\frac{1}{(\pi b)} \sqrt{6} \quad (4.12)$$

ile verilir.



Şekil 4.1- Hız tipi ricker dalgacı

Yani eğer dalga aralığı 0.002 sn. ise maksimum genlikteki bileşenin spektrumu 39 Hz. frekansa sahiptir.

$t=0$ zamanında başlayan bir Ricker dalgacığı fazı lineer olarak giden bir dalgacıktır. Yani gecikmesi sıfırdır.

Biz çalışmamızda $t=5$ zamanındaki Ricker dalgacığını kullandık. Şekil (4.2), şekil (4.3), şekil (4.4) 'de sırasıyla kullandığımız Ricker dalgacığı, genlik spektrumu ve faz spektrumu görülmektedir. (Keçeci, 1989)

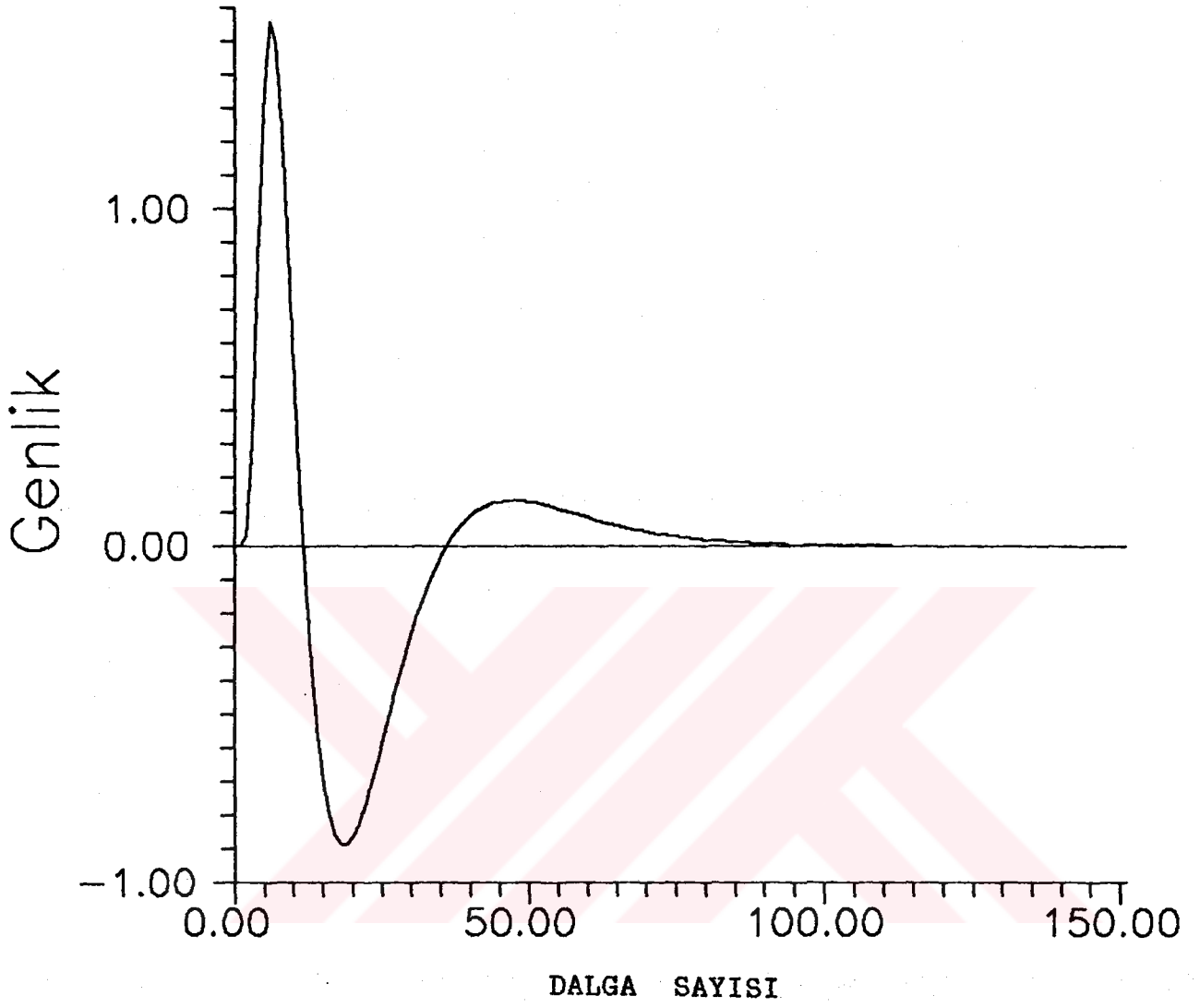
4.2- MINIMUM FAZ YAKLAŞIMI VE NEDENSELLİK

Yeriçinde elde edilen sinyallerin spektrumları incelendiğinde bunların minimum faz özelliği gösterdiği görülmüştür. Biz'de çalışmalarımızı bu temele dayandırmaktayız. Minimum faz kabülü esasen aksi ispat edilene kadar geçerli olan bir durumdur. (Anstey, 1981)

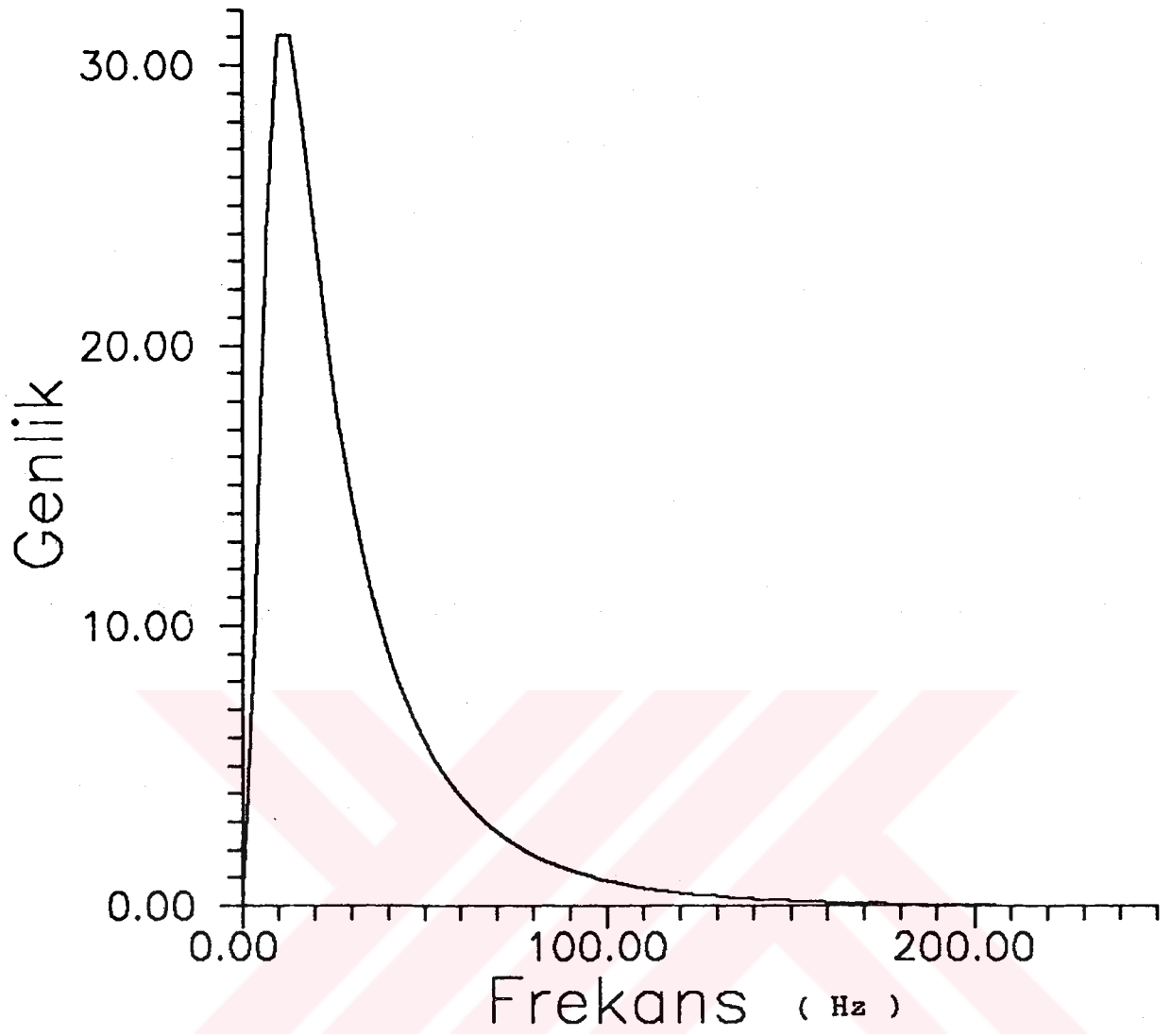
Sistemin minimum faz özelliği göstermesi, nedenselliğin korunmasıyla mümkündür. Minimum faz özelliği gösteren bir sistemin z dönüşümü alındığında sistemi oluşturan kutuplardan hiçbir birim çemberin içine düşmemelidir. Bu tip sistemler aynı zamanda nedensellik özelliğini de korur.

Aynı sinyalin nedensel hali ile τ kadar kaymış halini ayıran tek fark faz spektrumları arasındaki farktır. ki iki sinyal arasındaki tek fark (2) sinyalinin τ kadar kaymış bir sinyal olmasındadır. (1) sinyali minimum faz özelliği gösteren nedensel bir sinyaldir. (2) sinyali ise kaymadan ötürü nedensel bir sinyal değildir. Bu iki sinyalin de genlik spektrumları aynıdır. Aralarındaki tek fark faz spektrumlarındadır.

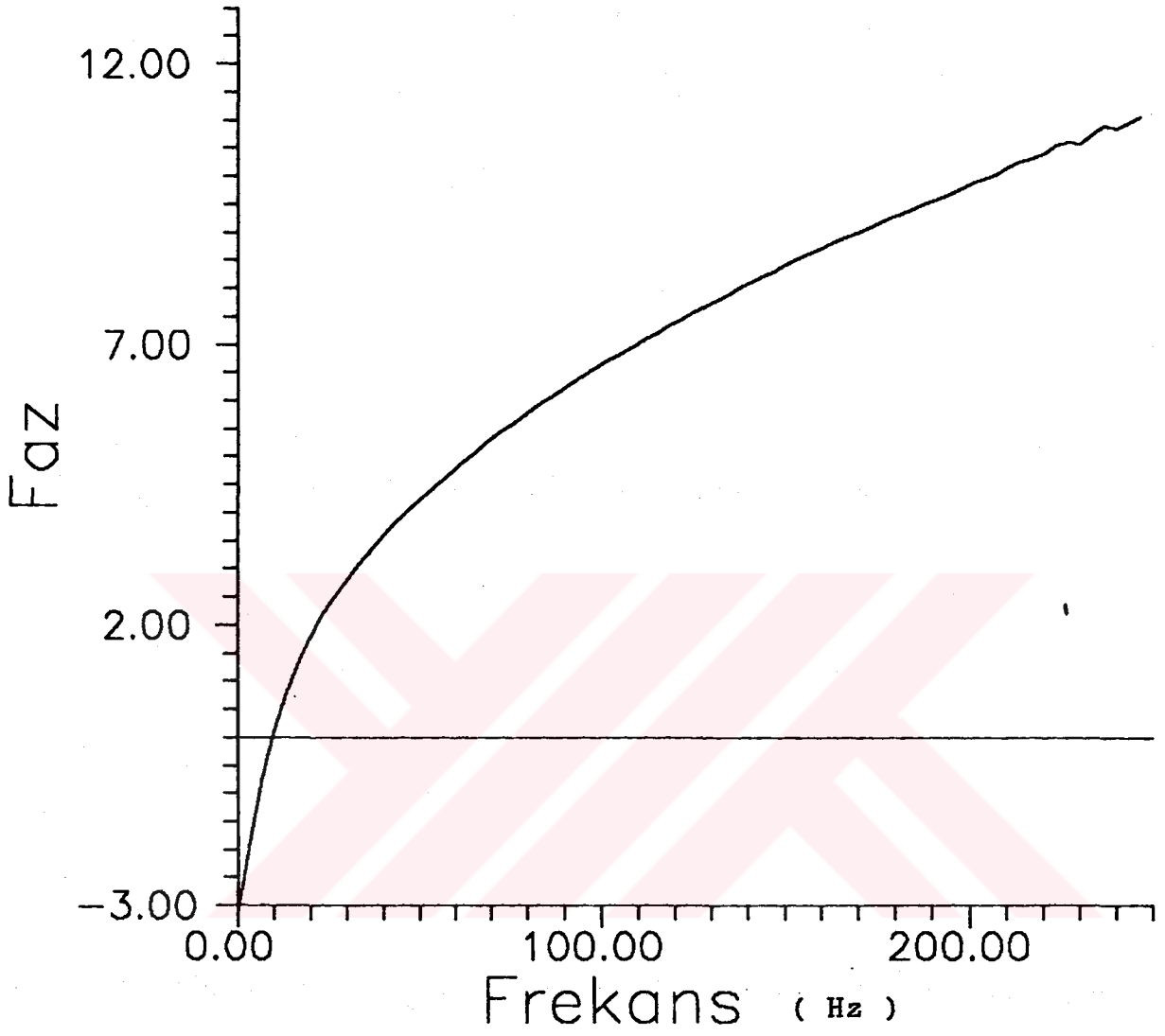
Bizim amacımız (2) sinyalini minimum faz özelliği gösteren nedensel bir sinyal haline getirmek ve yer tepki fonksiyonunu bu



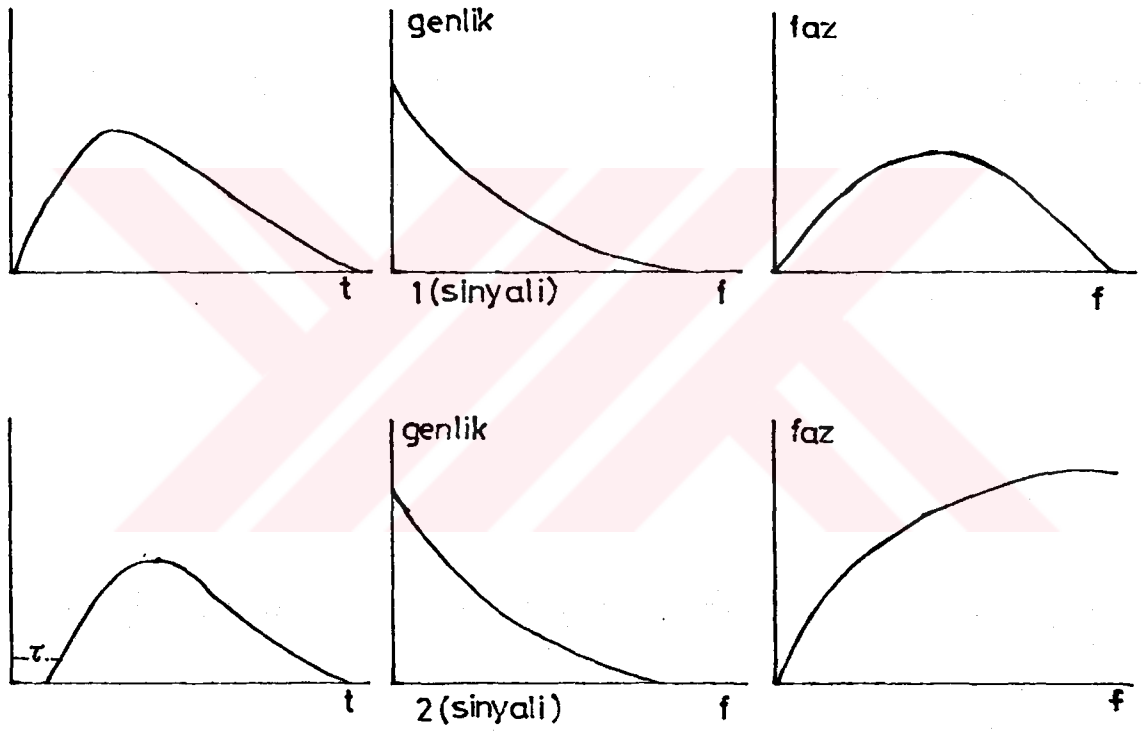
Sekil 4.2- $t=5$ anındaki Ricker dalgacığ₁



Sekil 4.3- $t=5$ anındaki Ricker dalgacığının genlik spektrumu



Şekil 4.4- $t=5$ anındaki Ricker dalgacığının faz spektrumu



Şekil 4.5- Aynı sinyalin kendisi ve kaymış hali ile bunların genlik ve faz spektrumları

hali ile işleme sokmaktır.

(2) sinyali şekil 4.5 'de görüldüğü gibi bir faz spektrumuna sahiptir.

Nyquist frekansında son bulan bu faz spektrumunda da, sıfır frekansındaki faz değeri ile nyquist frekansındaki faz değeri arasında gizli olan bir lineer faz bulunmaktadır. Faz eğrisi ile, içinde gizli bulunan lineer fazın farkını alırsak bula-
cağımız faz eğrisi, (1) sinyalinin faz spektrumu olacaktır. Yani sinyalin nedensel halindeki faz spektrumunu elde etmiş olacağız. Fakat sistemin z dönüşümü alındığında en az bir kutup'un birim çember içinde kaldığını, yani minimum faz özelliği göstermediğini görüyoruz.

Bu yüzden KOLMOGOROV adlı bir Rus tarafından bulunan ve kendi adıyla anılan bir yöntemden yararlanarak bu sorunu çözebiliriz. Sinyalin genlik spektrumunun doğal logaritmasını bulup, bunun Hilbert dönüşümünü alırsak nedensel halde ve minimum faz özelliği gösteren sinyalin faz spektrumu elde edilmiş olur. Kolmogorov metodu "Hilbert dönüşümü ve Kolmogorov metodu" adlı bölüm içinde matematiğiyle birlikte daha ayrıntılı olarak anlatılmıştır.

4.3- HILBERT DÖNÜŞÜMÜ VE KOLMOGOROV METODU

Stabilitenin koşullarını sağlamak için sinyalin sahip olduğu tüm özellikler z düzleminde birim çemberin dışında olmalıdır (Kolmogorov, 1941). Bu görüş Bode (1945) tarafından frekans ortamında faz spektrumlarında bir koşul olarak ortaya konmuştur. Bode, minimum faz kayması üreten bir minimum faz operatörü saptamıştır. Minimum faz transfer fonksiyonunun saptanan özelliklerinden biridir.

Bir sistemin gerçel ve sanal yanları arasındaki ilişki Hilbert dönüşümü vasıtasıyla verilebilir.

Bir fonksiyonu tek ve çift fonksiyonların toplamı şeklinde ifade edebiliriz.

$$f(t) = f_o(t) + f_e(t) \quad (4.13)$$

$$f_o(t) = h_o(-t) \quad (4.14)$$

$$f_e(t) = -h_e(t) \quad (4.15)$$

$$f_o(t) = \frac{1}{2}[f(t) + f(-t)] \quad (4.16)$$

$$f_e(t) = \frac{1}{2}[f(t) - f(-t)] \quad (4.17)$$

Bu yüzden nedensel sistemler için signum fonksiyonu kullanılır.

$$f_o(t) = f_o(t) \cdot Sgnt \quad (4.18)$$

$$f_e(t) = f_e(t) \cdot Sgnt \quad (4.19)$$

$F(w)$ Fourier dönüşümünün gerçel tarafı çift iken sanal tarafı tektir.

$$F_o(w) = \frac{-i}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_o(W)}{w - W} dW = F_R(w) \quad (4.20)$$

$$F_e(w) = \frac{-i}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_e(W)}{w - W} dW = iF_I(w) \quad (4.21)$$

Nedensel bir fonksiyonun gerçel ve sanal kısımları birbirinin Hilbert dönüşümüdür.

$$F_R(w) = \pi^{-1} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_I(w)}{w - W} dW \quad (4.22)$$

$$F_I(w) = \pi^{-1} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_R(w)}{w - W} dW \quad (4.23)$$

Dönüşüm fonksiyonu şöyle yazılabilir :

$$Y(w) = |Y| e^{i\phi(w)} \quad (4.24)$$

Her iki tarafın doğal logaritmasını alırsak :

$$\ln Y(w) = \ln |Y(w)| + i\phi(w) \quad (4.25)$$

Farzedelim ki tepki fonksiyonu nedensel bir fonksiyon olsun. Biz $\ln(Y)$ fonksiyonunu aşağıdaki eşitliğe benzetebiliriz.

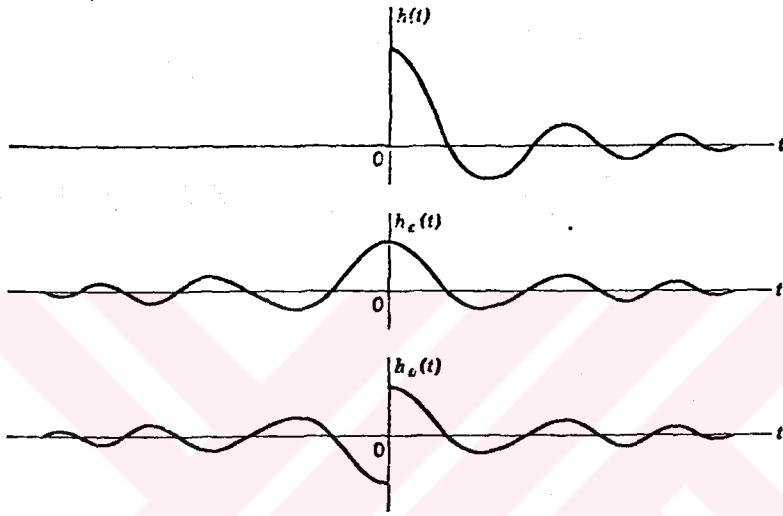
$$F_R(w) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cos wt dt \quad (4.26)$$

Böylece $\ln|Y|$ ve ϕ , $F_R(w)$ ve $F_I(w)$ 'nın Hilbert dönüşümleri olacaklardır.

$$\ln |Y(w)| = -(\pi)^{-1} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\phi(w)}{W - w} dW \quad (4.27)$$

$$\phi(w) = (\pi)^{-1} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln |Y(w)|}{W - w} dW \quad (4.28)$$

$Y(w)$ transfer fonksiyonun logaritması analitik ve yarı-düzlemle sınırlı olmak zorundadır. Yarı-düzlem kutup ve sıfırlara sahip olmadığından minimum fazlı sistem olacaktır.



Şekil 4.6- Nedensel bir sinyal tek ve çift bileşenlerinin toplamı olarak ifade edilebilir.

- BÖLÜM 5-SÖNÜMLENMENİN BİR SİNYAL ÜZERİNE ETKİLERİ

Daha önceki bölümlerde yeriçinde soğurmanın lineer olarak arttığını veya en azından öyle kabul edildiğini belirtmiştik. Aynı zamanda soğurmanın :

$$aa = \frac{\pi f}{Qc} a$$

şeklinde değiştiğini biliyoruz.

Gerçekte üstel olarak değişen soğurma :

$$e^{-aa}$$

şeklinde ifade edilir.

Eğer

$$b = \frac{\pi a}{Qc}$$

dersek

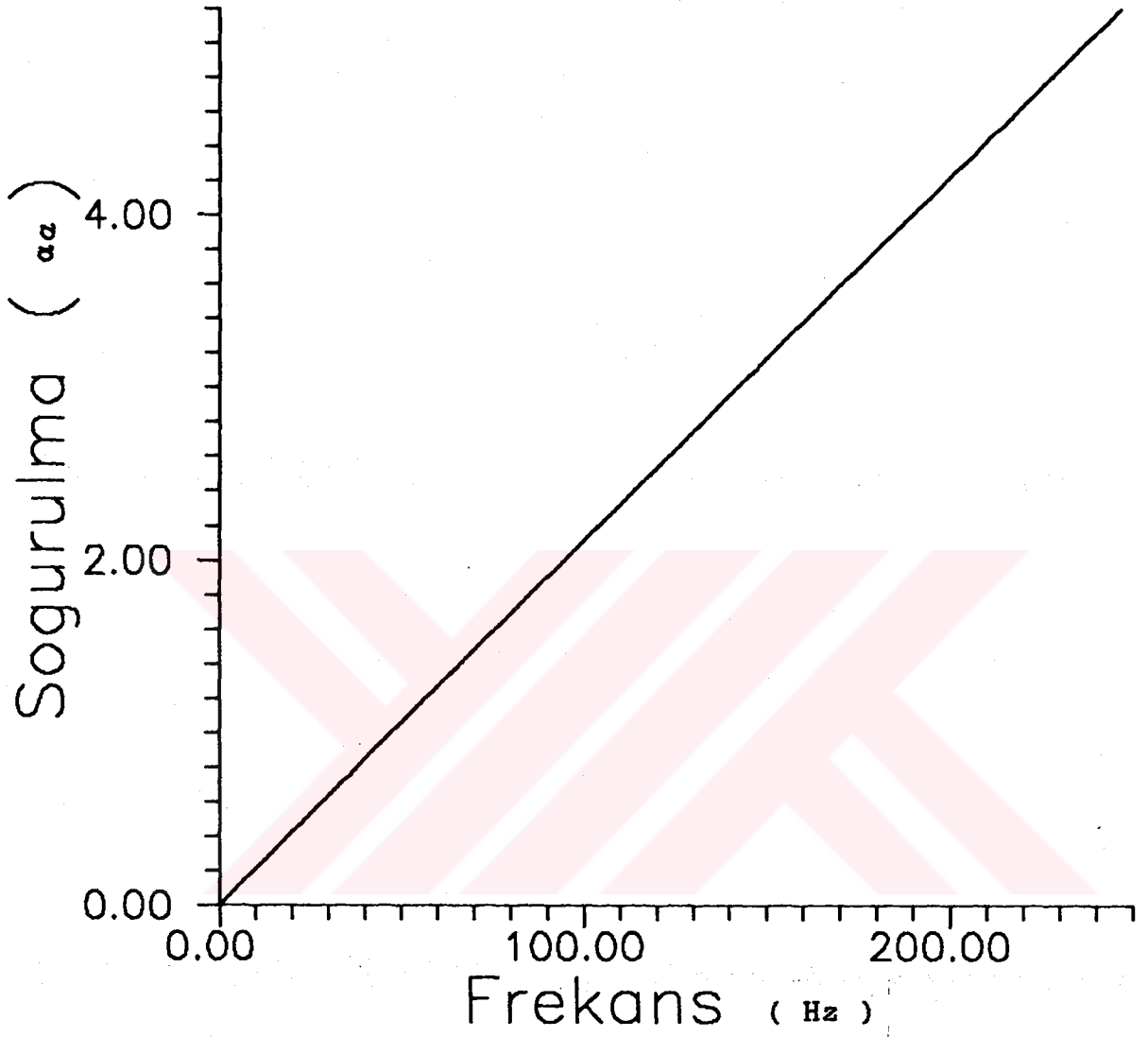
$$aa = bf$$

olacaktır.

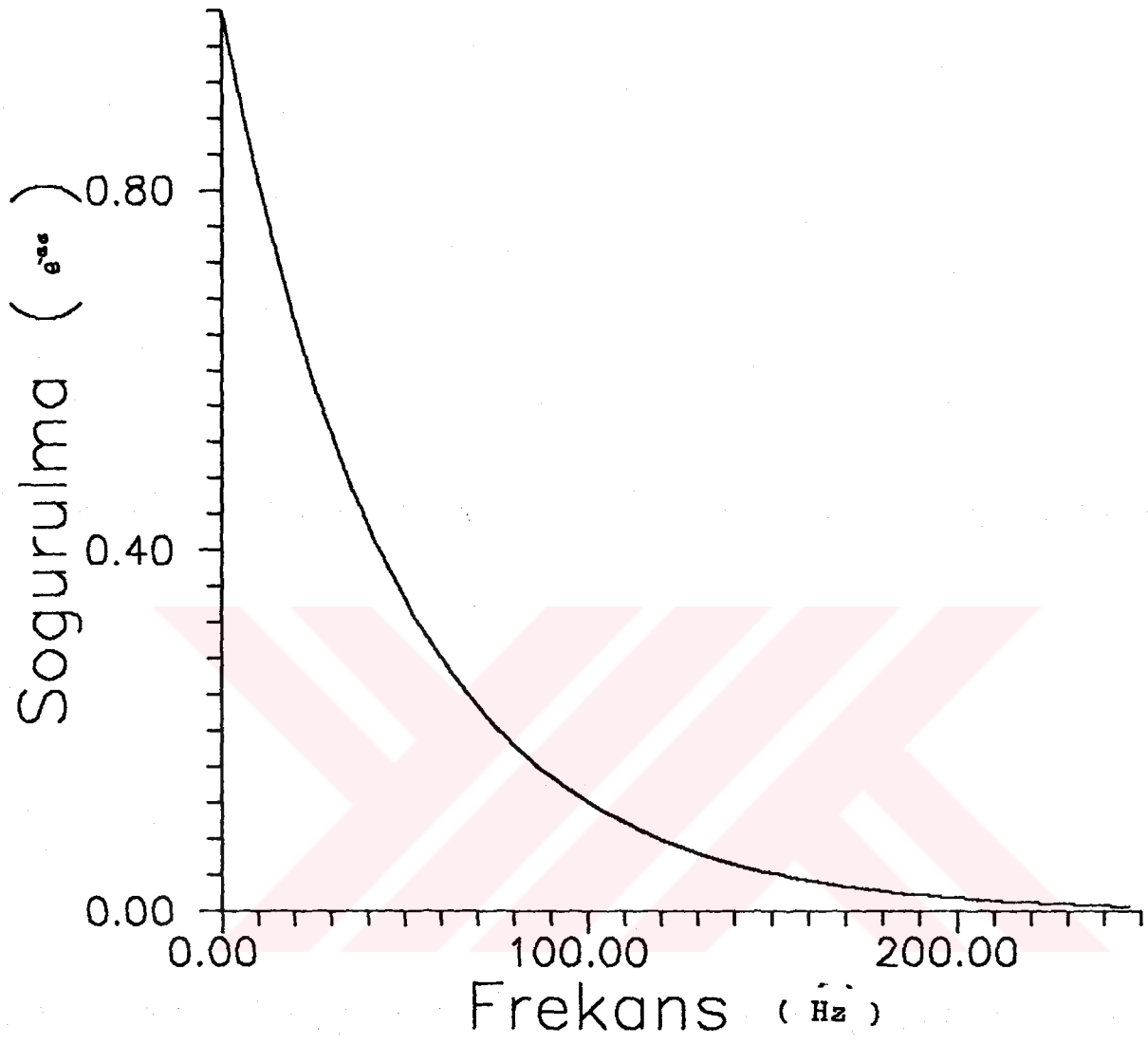
$$e^{-aa} = e^{-bf}$$

yazabiliriz.

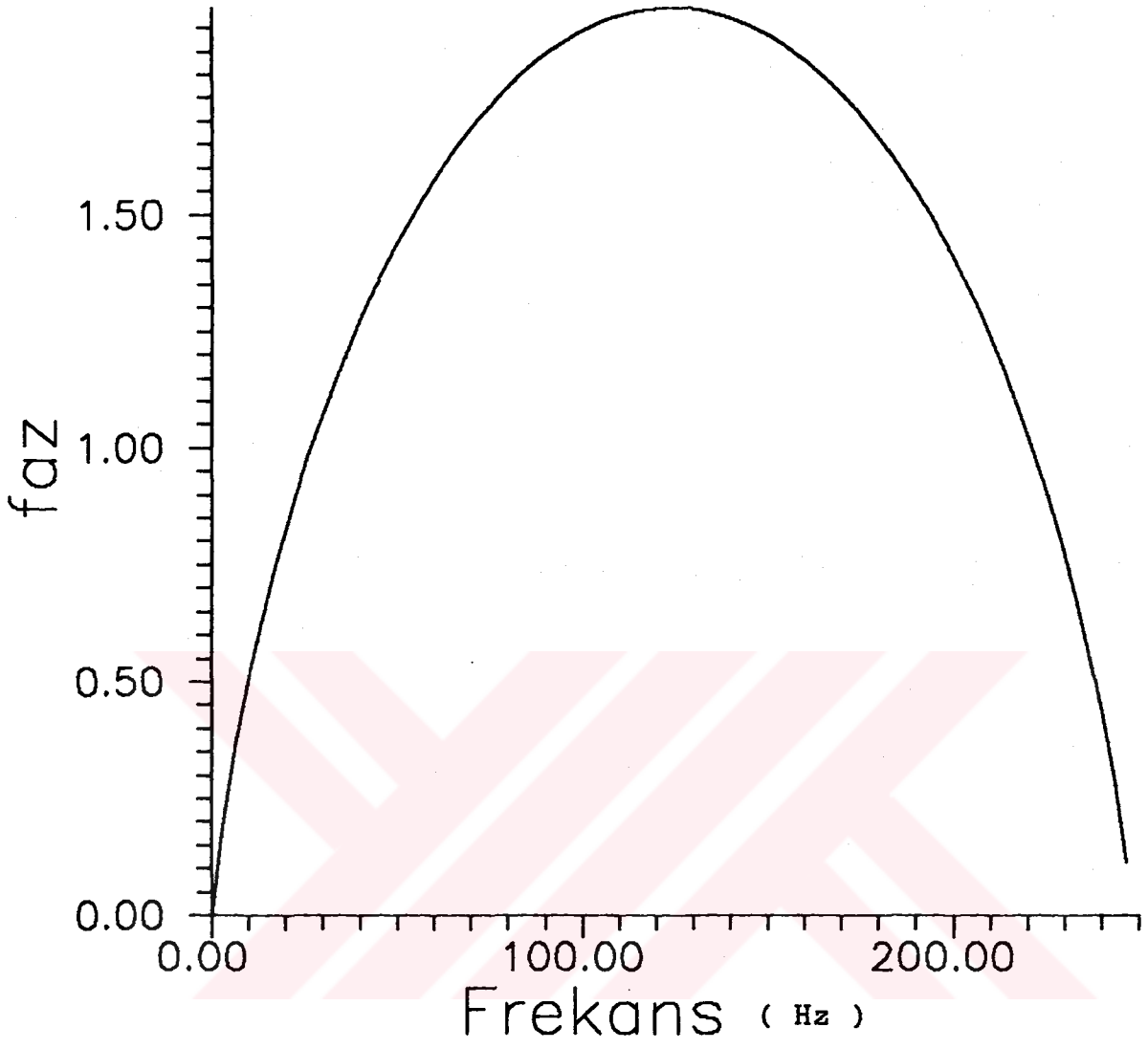
Şekil (5.1)'de soğurmanın lineer olarak değişimini görüyoruz. Şekil (5.2)'de ise uzaklıkla üstel olarak değişen soğurma frekans fonksiyonu olarak noktalanmıştır. Genlik spektrumunun doğal logaritmasının Hilbert dönüşümünden bulunan (Kolmogorov metodu)



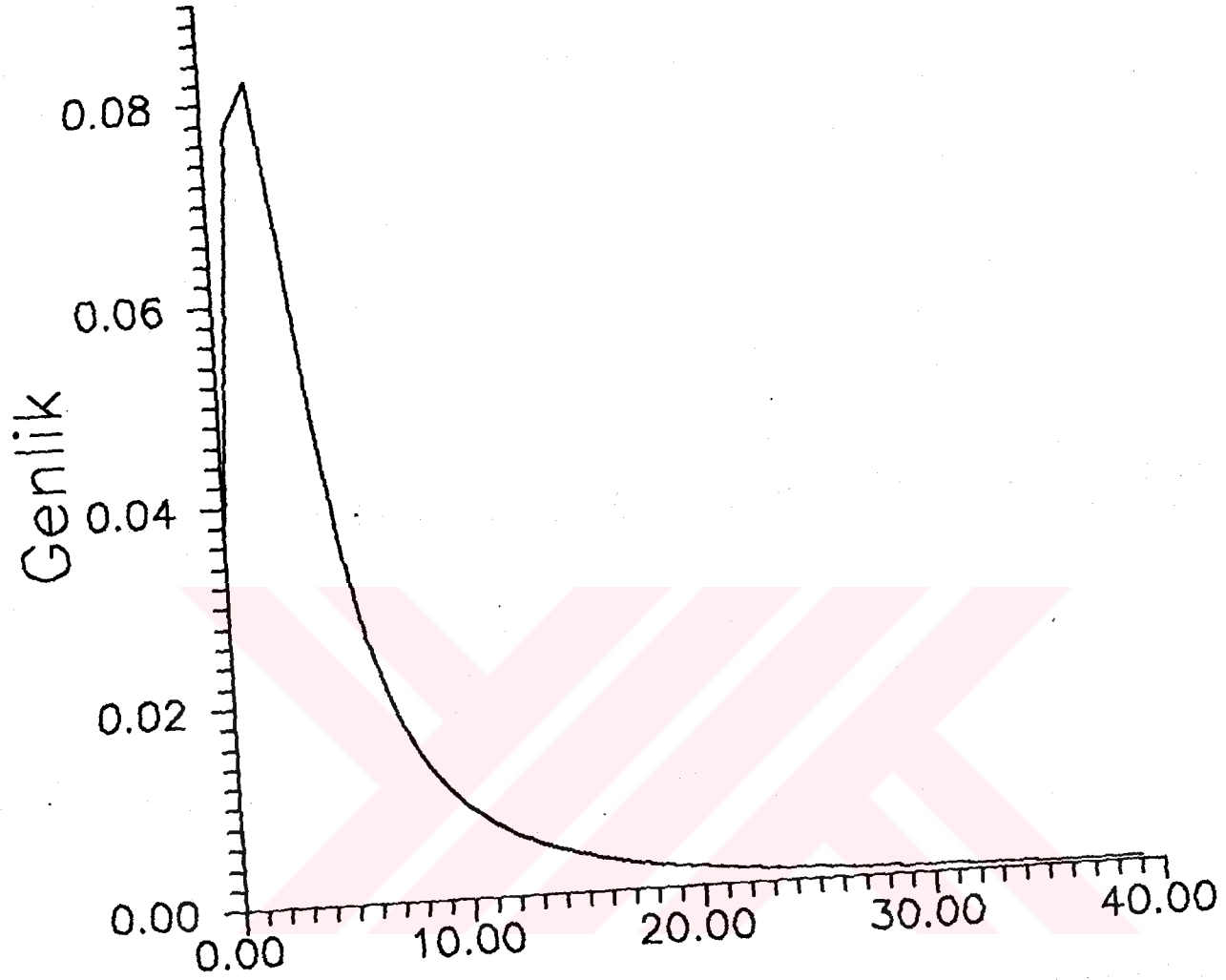
Şekil 5.1- Lineer değişimli soğurma eğrisi ($\propto f$) a)



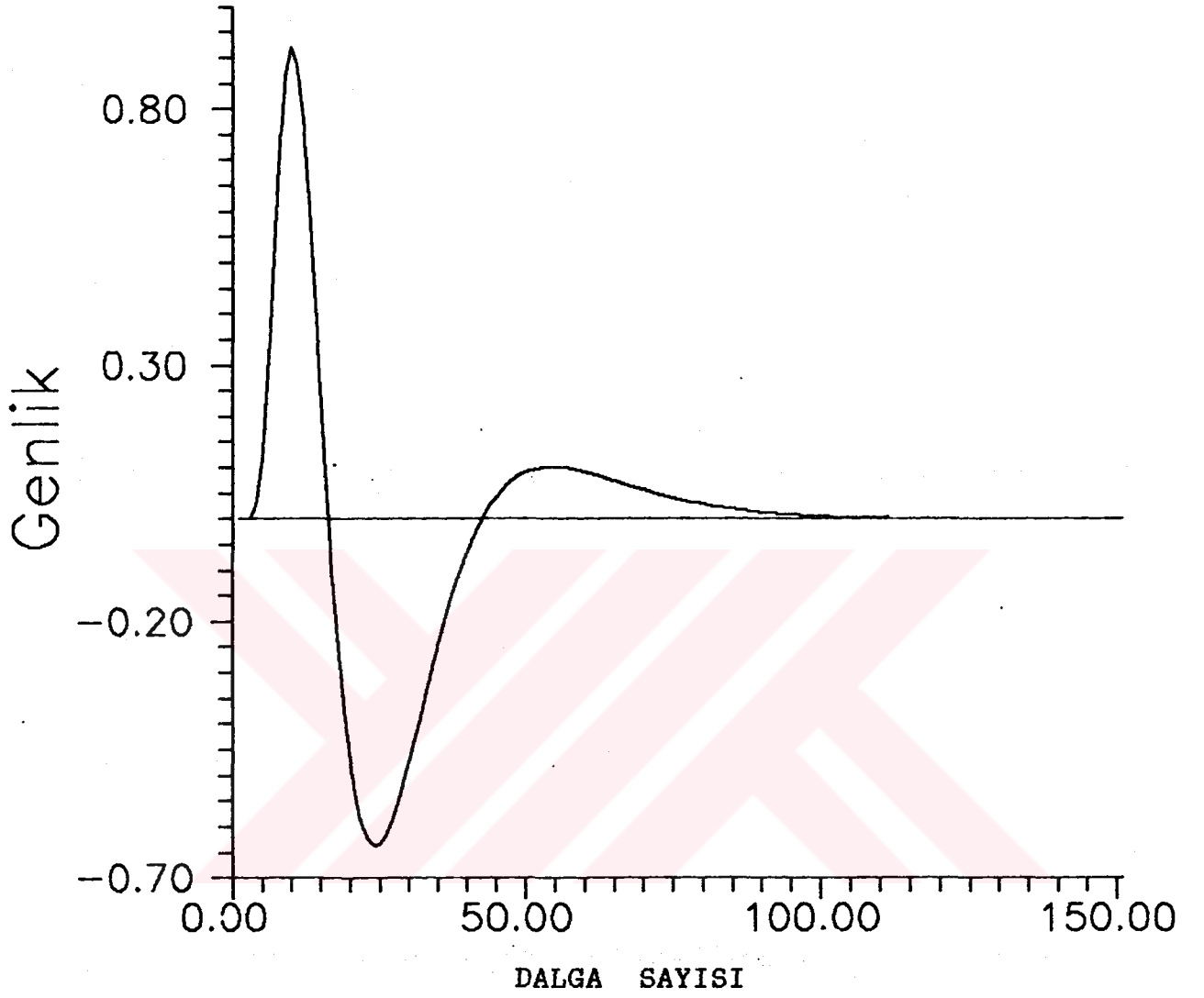
şekil 5.2- Uzaklıkla üstel olarak değişen soğurma eğrisi ($e^{-\alpha f/a}$)



şekil 5.3- Kolmogorov metoduyla bulunan faz spektrumu



Sekil 5.4- Soğurmanın lineer olması hali için yer tepki sinyali



Şekil 5.5- Soğurmanın lineer olması hali için giriş sinyalinin yer tepki sinyaliyle evrilmiş hali (çıkış sinyali)

faz spektrumu ise şekil (5.3)'de gösterilmektedir. Bu faz ve genlik spektrumlarının ters Fourier'i alınmak suretiyle bulunan yer tepki sinyali ve bunun giriş sinyali ile evrişmiş hali ise şekil (5.4) ve şekil (5.5)'de gösterilmiştir.

Aşağıda 2 alt bölüm halinde, belli frekans bantlarında daha az veya çok soğurmanın çıkış sinyaline etkileri sistematik olarak irdelenecektir. Bu iki bölüm :

- Aynı frekans bandında soğurmanın değişiminin (artması veya azalması) çıkış sinyali üzerine etkileri;

- Farklı frekans bantlarında aynı oranda soğurmanın çıkış sinyali üzerine etkileri;

Yaptığımız çalışmada incelediğimiz frekans bandında soğurmanın gittikçe artmasının veya azalmasının etkileri incelenmiştir. incelediğimiz her üç durum içinde soğurulmuş bölgenin etkisini kademe kademe değiştirerek (arttırarak veya azaltarak) elde edilen çıktılar biraraya getirilmiş ve yoruma gidilmiştir.

5.1- Aynı frekans bandında soğurmanın değişiminin (artması veya azalması) çıkış sinyali üzerine etkileri

Esasen beklenen şey soğurmanın gittikçe artması ile çıkış sinyali yeriçinde daha fazla soğurulacak ve bu anda yeriçinde enerji çok daha fazla tutulacaktır. Şu halde soğurmanın lineer olduğu hale göre çıkış sinyalinin genliğinin gittikçe düşmesi sinyalin biraz geç gelmesini bekleyebiliriz.

Sözkonusu frekans bandında soğurma miktarını gittikçe arttırınca beklediğimiz sonuçlara ulaşıyoruz. Sinyalin şekli bozulmamasına rağmen gittikçe daha geç gelmeye başlıyor ve maksimum değeri'de gittikçe düşüyor.

Şekil (5.6)'da aynı frekans bandında fakat farklı miktarlarda soğurma özelliğine sahip genlik spektrumlarının hepsi birarada görülmüyor. Burada hepsini birarada göstermemizin avantajı soğurmanın artış miktarları arasında bir fikir sahibi olmak içindir. Aynı zamanda sözkonusu soğurma alanının hangi frekans aralığına karşılık geldiğinin de aynı şekil'den görebiliriz. Şekil (5.7), şekil (5.8) ve şekil (5.9)'da ise bu soğurma genlik spektrumlarının giriş sinyaliyle evrişimi sonucu elde edilen çıkış sinyalleri görülmektedir. Çıkış sinyallerini gösterdiğimiz her şekil'de, giriş dalgacığı (Ricker sinyali), soğurmanın lineer olduğu hal için elde edilen çıkış sinyali de beraberinde çizilmektedir.

Aynı frekans bandında soğurmanın daha düşük olması hali için beklenen; sinyalin, lineer durumlu soğurma hali için elde edilen çıkış sinyaline göre daha erken gelmesi ve sinyalin maksimum değerinin daha yüksek olmasıdır. Şekiller incelendiğinde bu beklentilerimizin doğru olduğunu, bunlara ek olarak ilginç bir sonuçta sinyalde soğurmanın düşmesiyle ters orantılı olarak artan salınımlardır. Bu salınımlar soğurmanın daha da azalması durumunda daha da artmakta, hatta etkilerini yüksek frekanlarda bile göstermektedir.

Şekil (5.10), incelediğimiz genlik spektrumlarını, şekil (5.11), şekil (5.12) ve şekil (5.13) ise giriş sinyaliyle evrişim sonucu elde edilen çıkış sinyallerini göstermektedir.

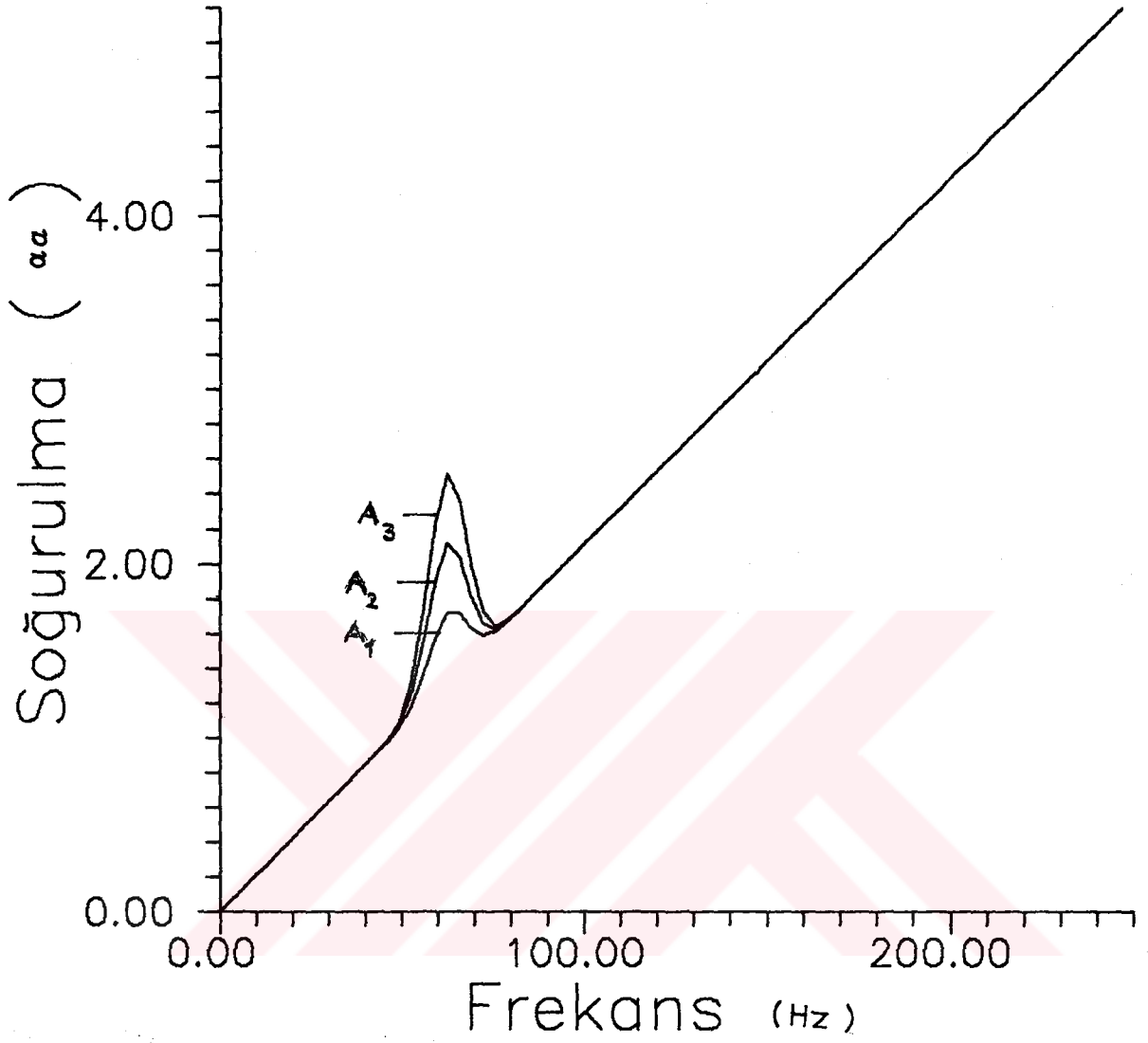
5.2-Farklı frekans bantlarında aynı oranda soğurmanın çıkış sinyali üzerine etkileri

Lineer halde devam edegelen genlik spektrumunda frekans bandı aralığı ve soğurma miktarı aynı kalmak üzere düşük frekanslardan yüksek frekanslara doğru gidildikçe, soğurmanın daha az veya daha çok olması hali için (soğurma miktarı değişmeden) çıkış sinyalinin nasıl etkileneceğini bu alt paragrafta inceleyeceğiz.

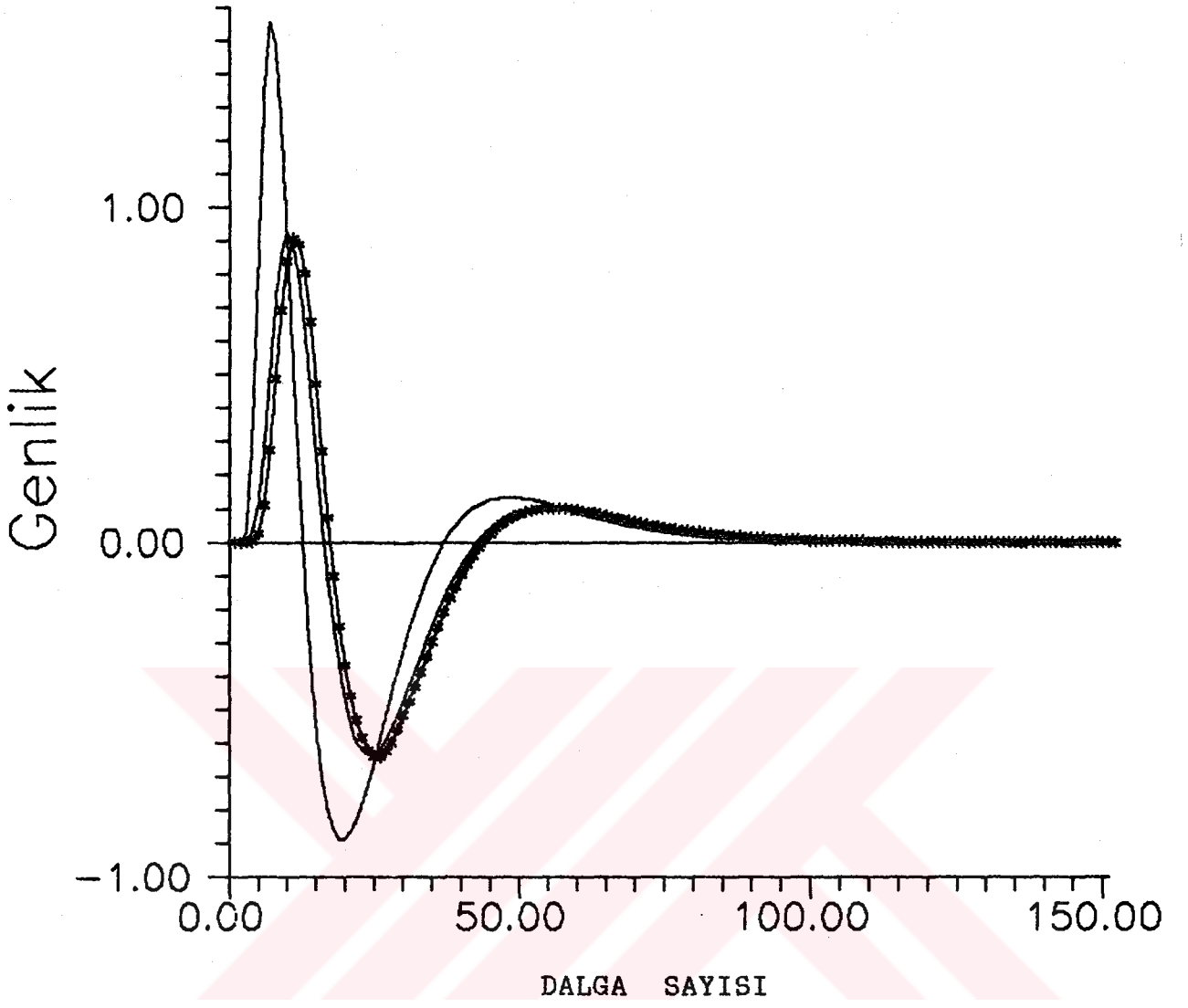
Soğurmanın belli bir bant aralığında daha yüksek olması durumunda, sinyalin daha geç geldiğini ve maksimum değerinin daha da düşük olduğunu göstermiştik. Daha yüksek frekanslara doğru gidildikçe, giriş sinyalinin genlik spektrumundan uzaklaştığı için iki çıkış sinyali gittikçe birbirlerine yaklaşmaktadırlar. Uygulanan genlik spektrumları ve bunlardan elde edilen çıkış sinyalleri şekil (5.14), şekil (5.15), şekil (5.16), şekil (5.17) ve şekil (5.18)'de gösterilmektedir.

Soğurmanın daha düşük olduğu frekans bantlarını incelersek; sinyalin en yüksek frekanstaki hali için çıkış sinyali lineer soğurma haline göre daha çabuk gelmekte, yani enerji yeriçinde daha az tutulmakta ve enerji kaybı çok daha az olmakta, maksimum değeri daha büyük olmaktadır. Yine iki sinyal yüksek frekanslara doğru birbirlerine gittikçe yaklaşmaktadırlar. Fakat yüksek frekanslı hale göre en önemli farkı, sinyalin maksimum pik'inden sonra meydana gelen ve az veya çok miktarda yüksek frekanslara kadar devam eden salınımlardır.

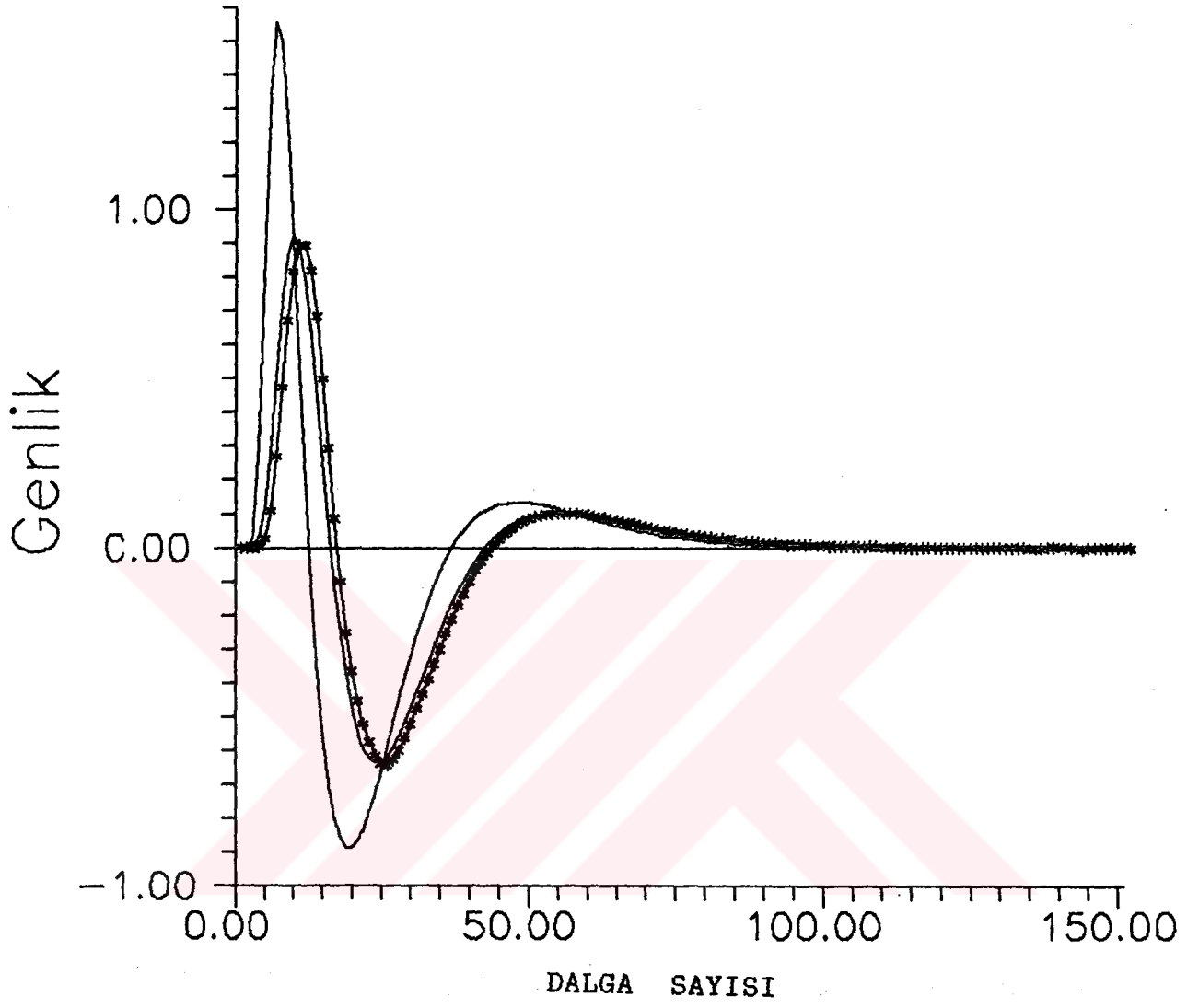
Şekil (5.19) genlik spektrumlarını, şekil (5.20), şekil (5.21), şekil (5.22) ve şekil (5.23)'de ise çıkış sinyallerini göstermektedir.



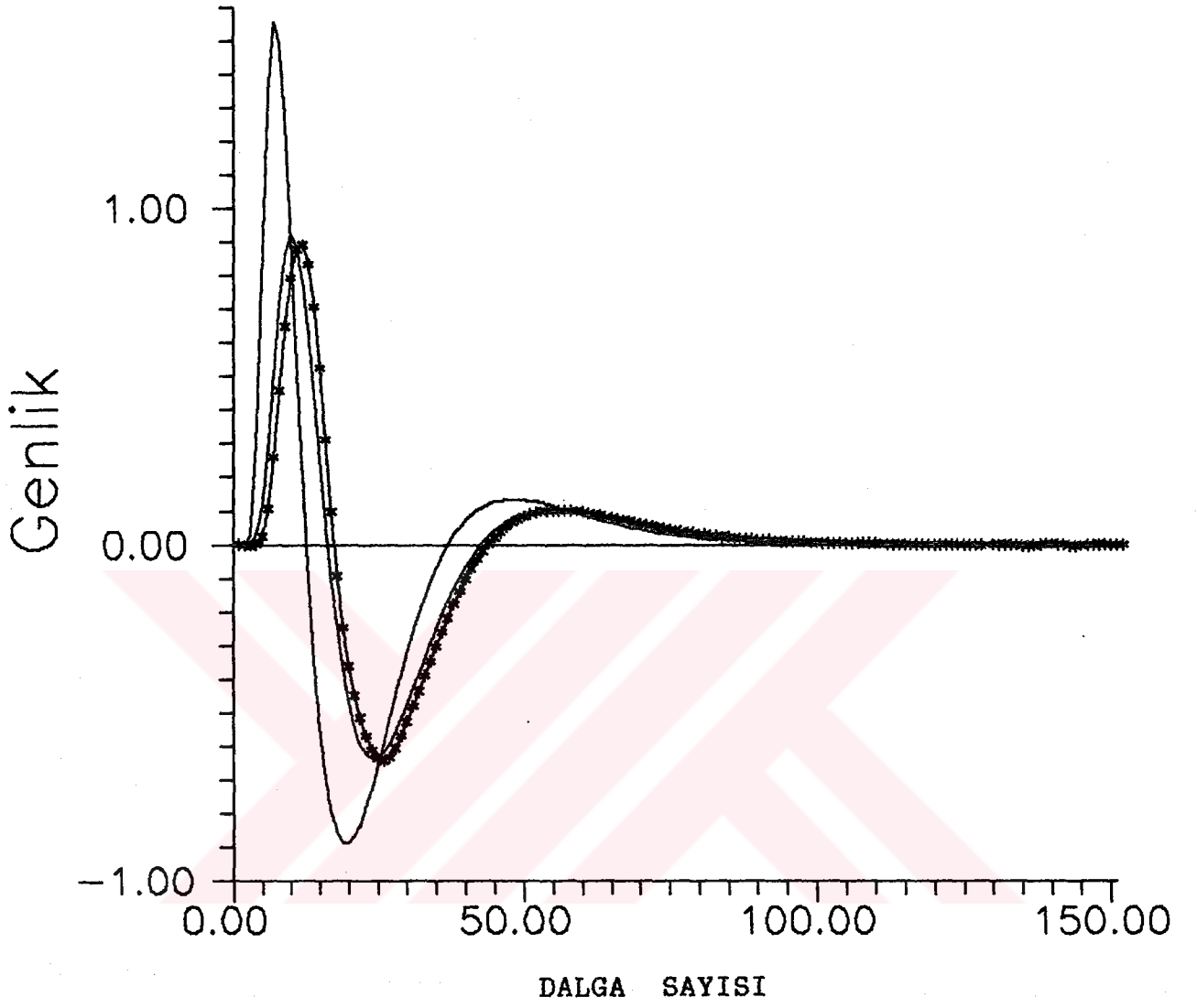
Sekil 5.6 - Aynı frekans bandında soğurmanın artması halini gösteren genlik spektrumlarının üst üste çizilmiş hali



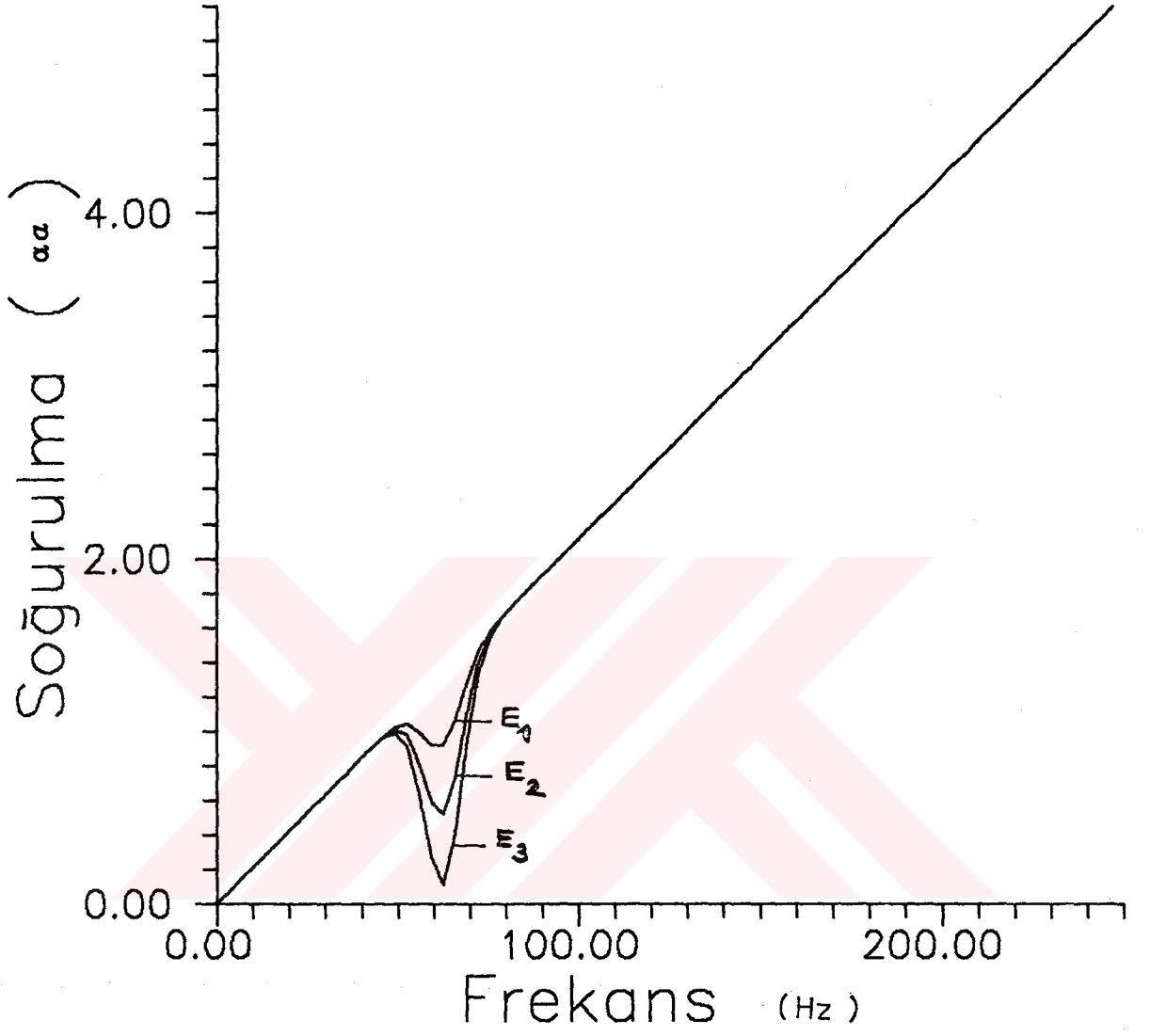
Şekil 5.7- (A1) genlik spektrumu için çıkış sinyali



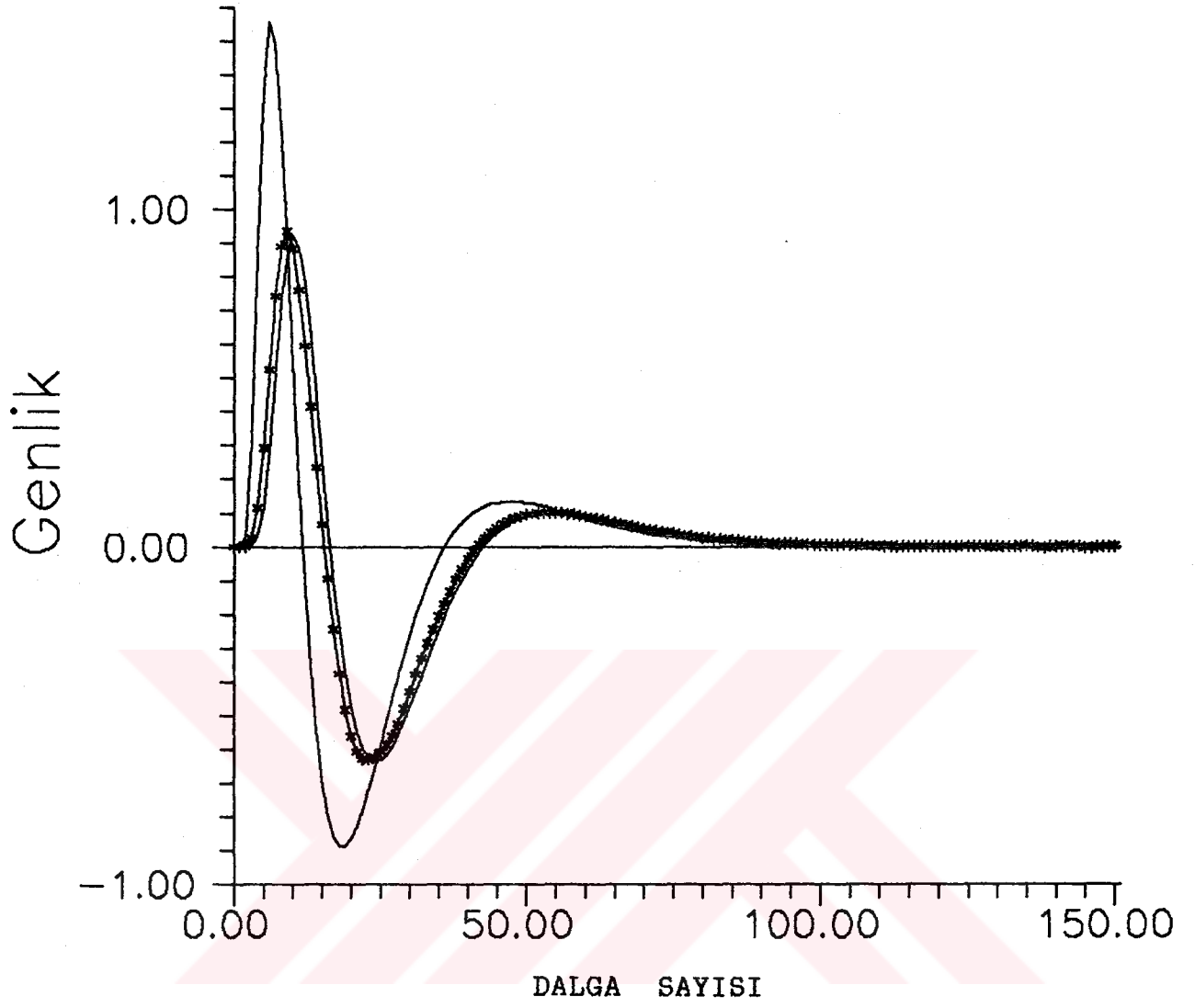
Şekil 5.8- (A2) genlik spektrumu için çıkış sinyali



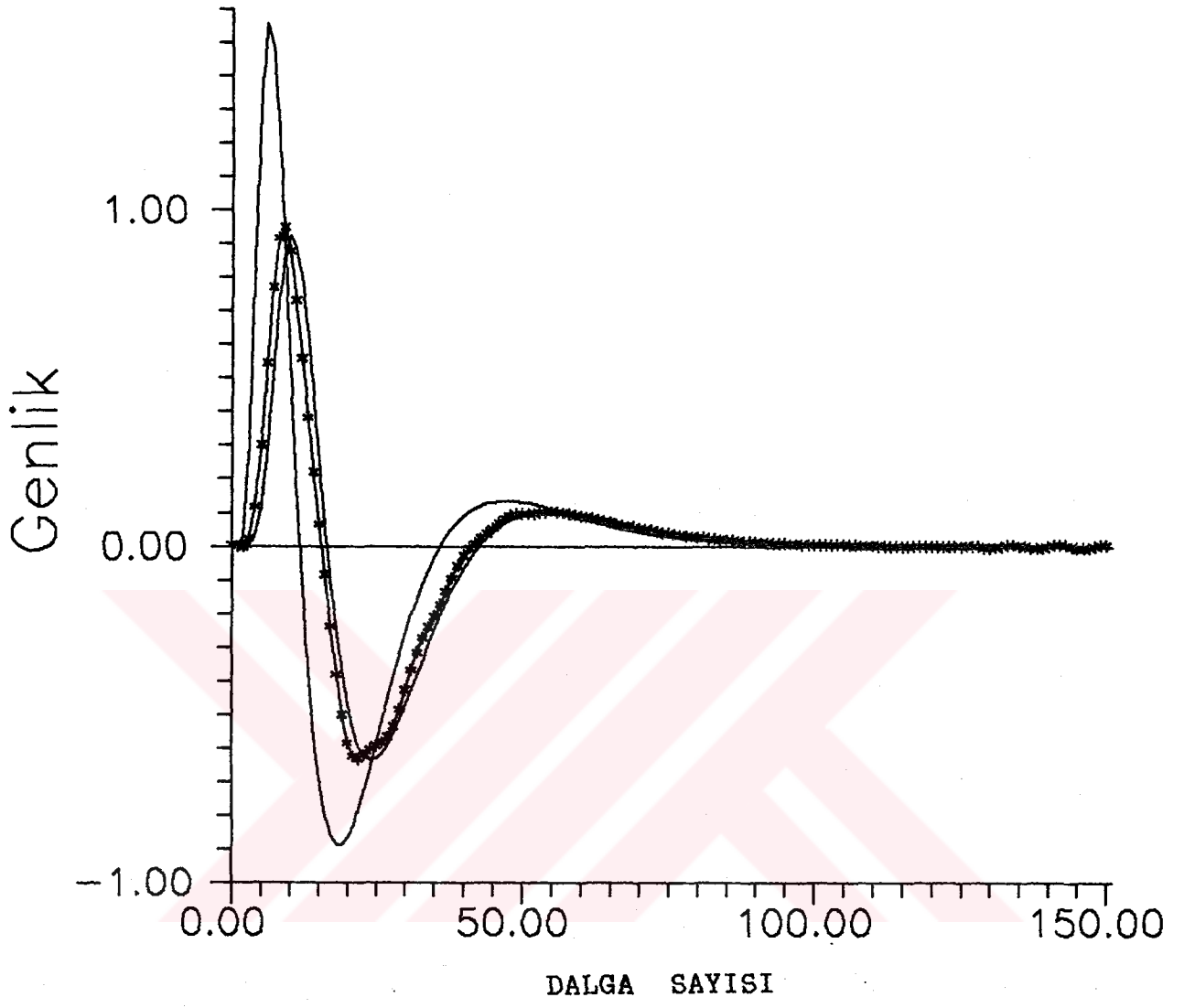
Sekil 5.9- (A3) genlik spektrumu için çıkış sinyali



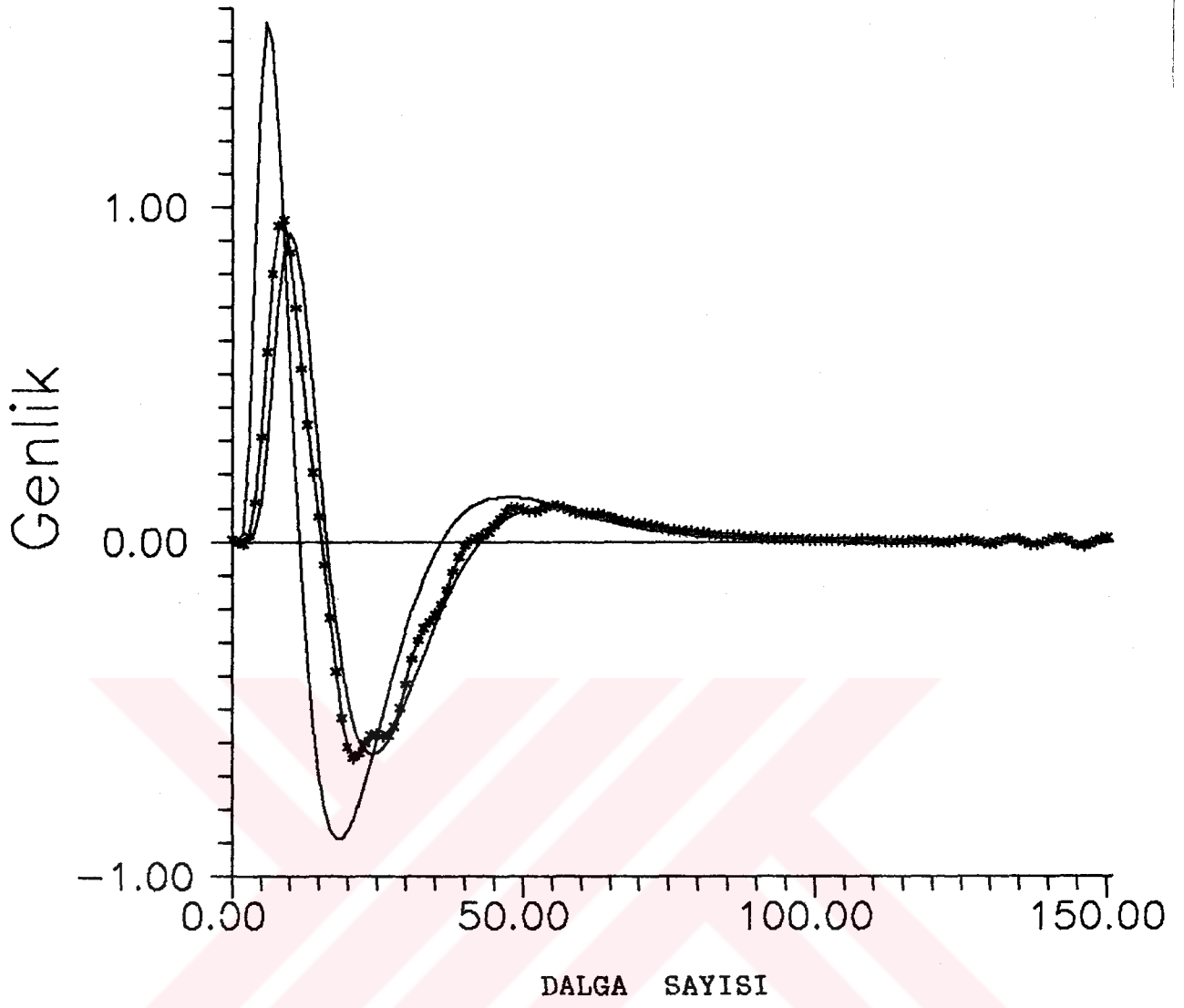
Şekil 5.10- Aynı frekans bandında soğurmanın azalması halini gösteren genlik spektrumlarının üst üste çizilmiş hali



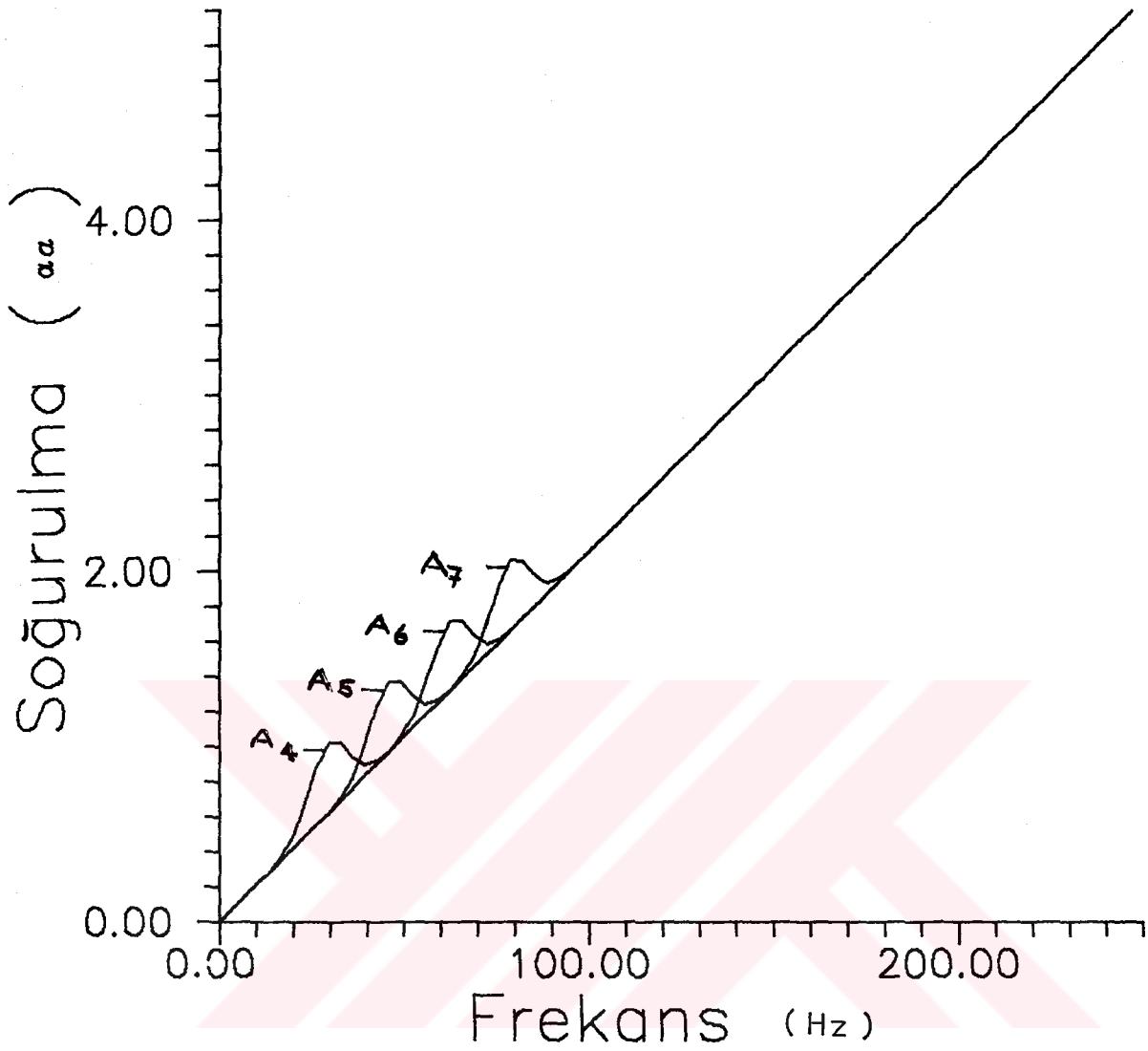
Şekil 5.11- (E1) genlik spektrumu için çıkış sinyali



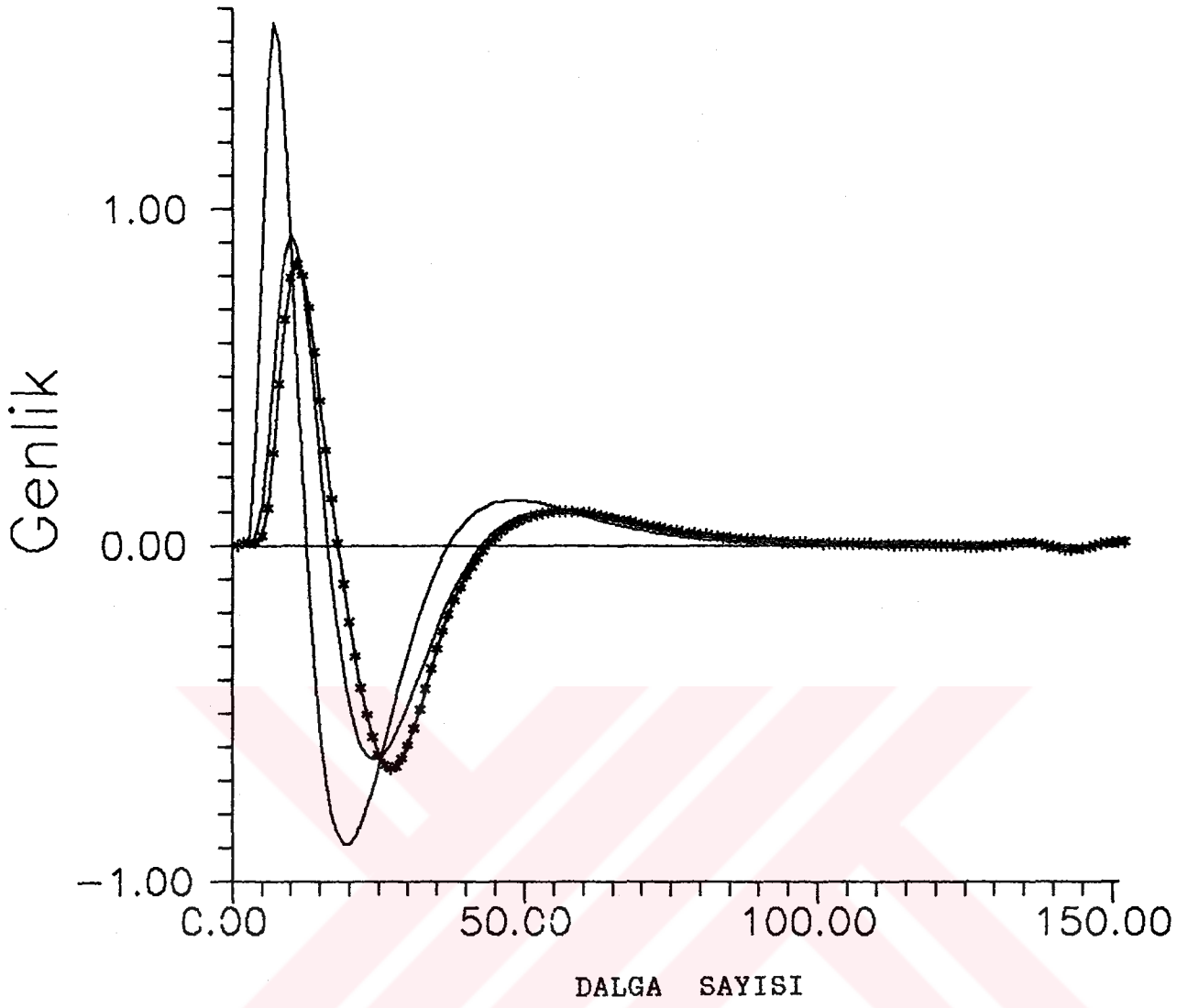
Şekil 5.12- (E2) genlik spektrumu için çıkış sinyali



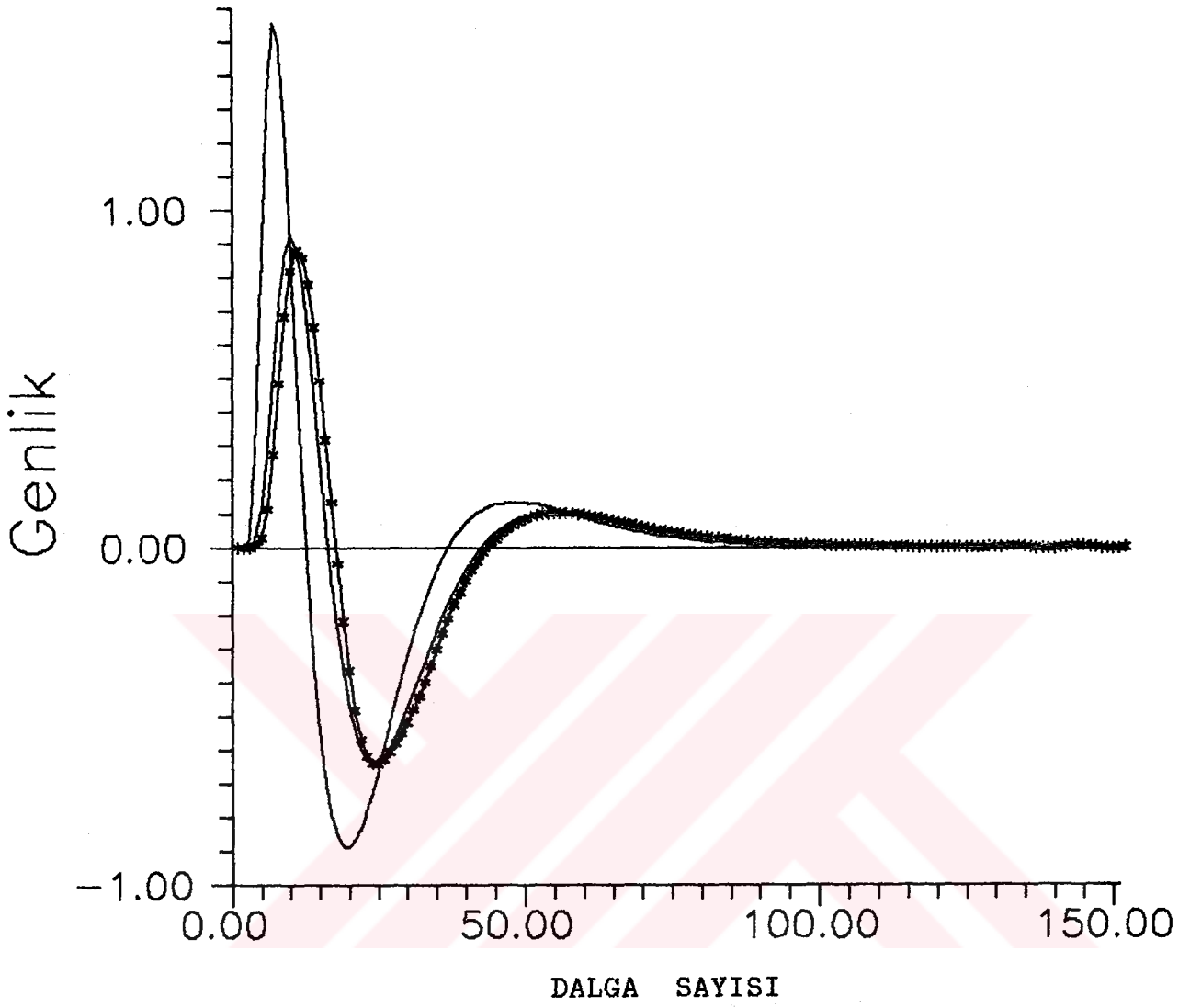
Şekil 5.13- (E3) genlik spektrumu için çıkış sinyali



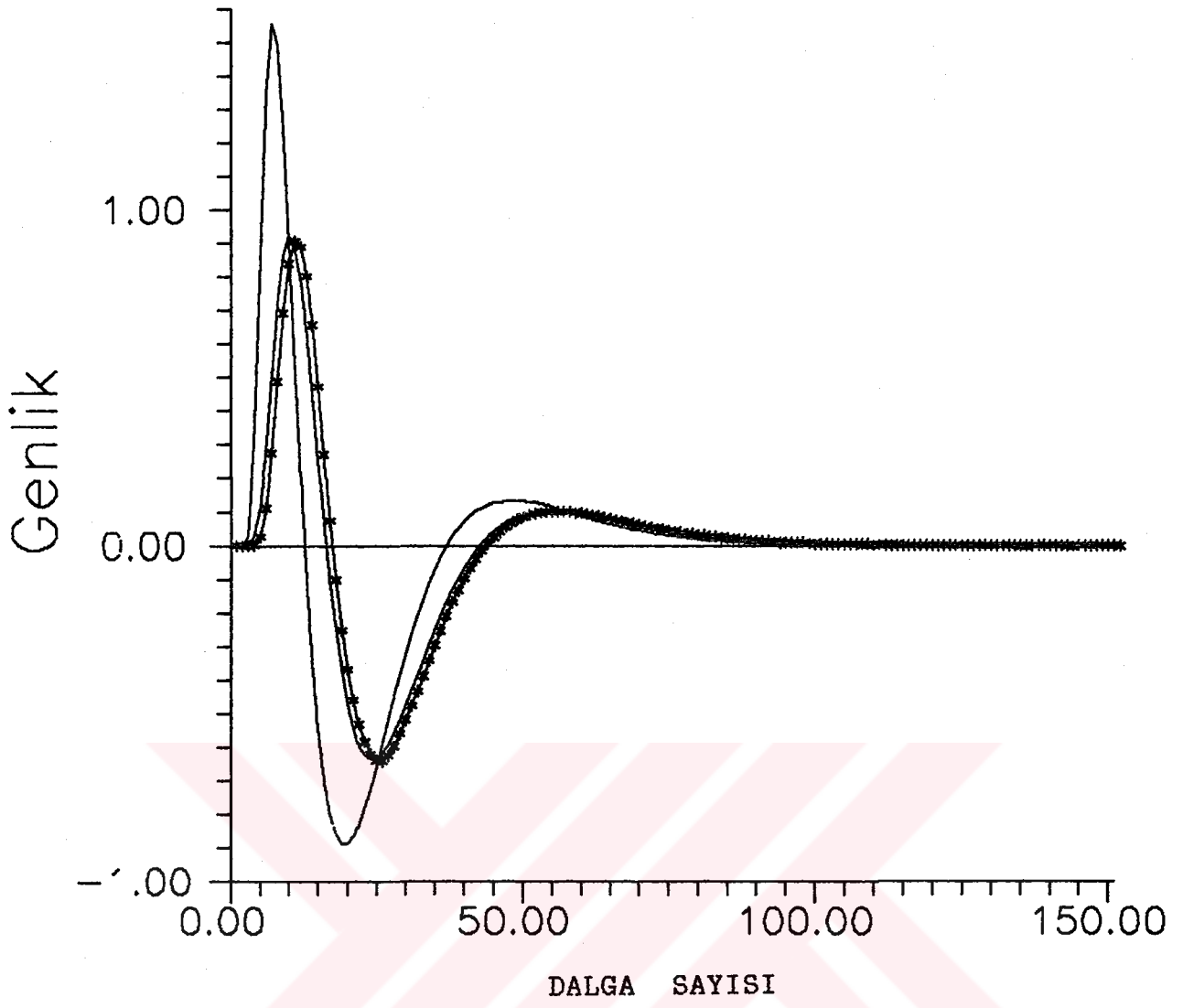
Şekil 5.14- Belli frekans bandında fazla olan soğurmanın düşük frekanslardan yüksek frekanslara doğru kaymasını gösteren genlik spektrumlarının üst üste çizilmiş hali



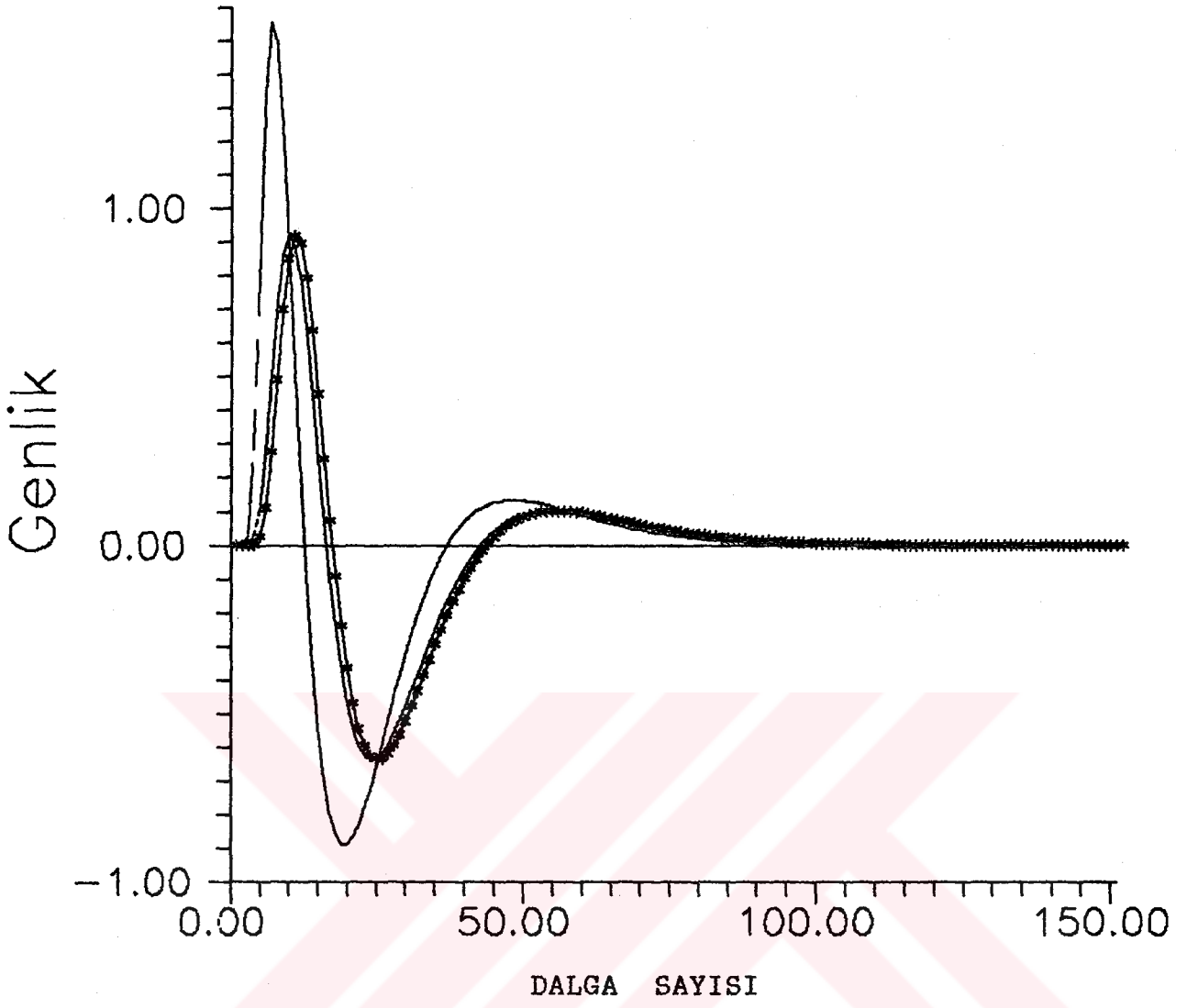
Şekil 5.15- (A4) genlik spektrumu için çıkış sinyali



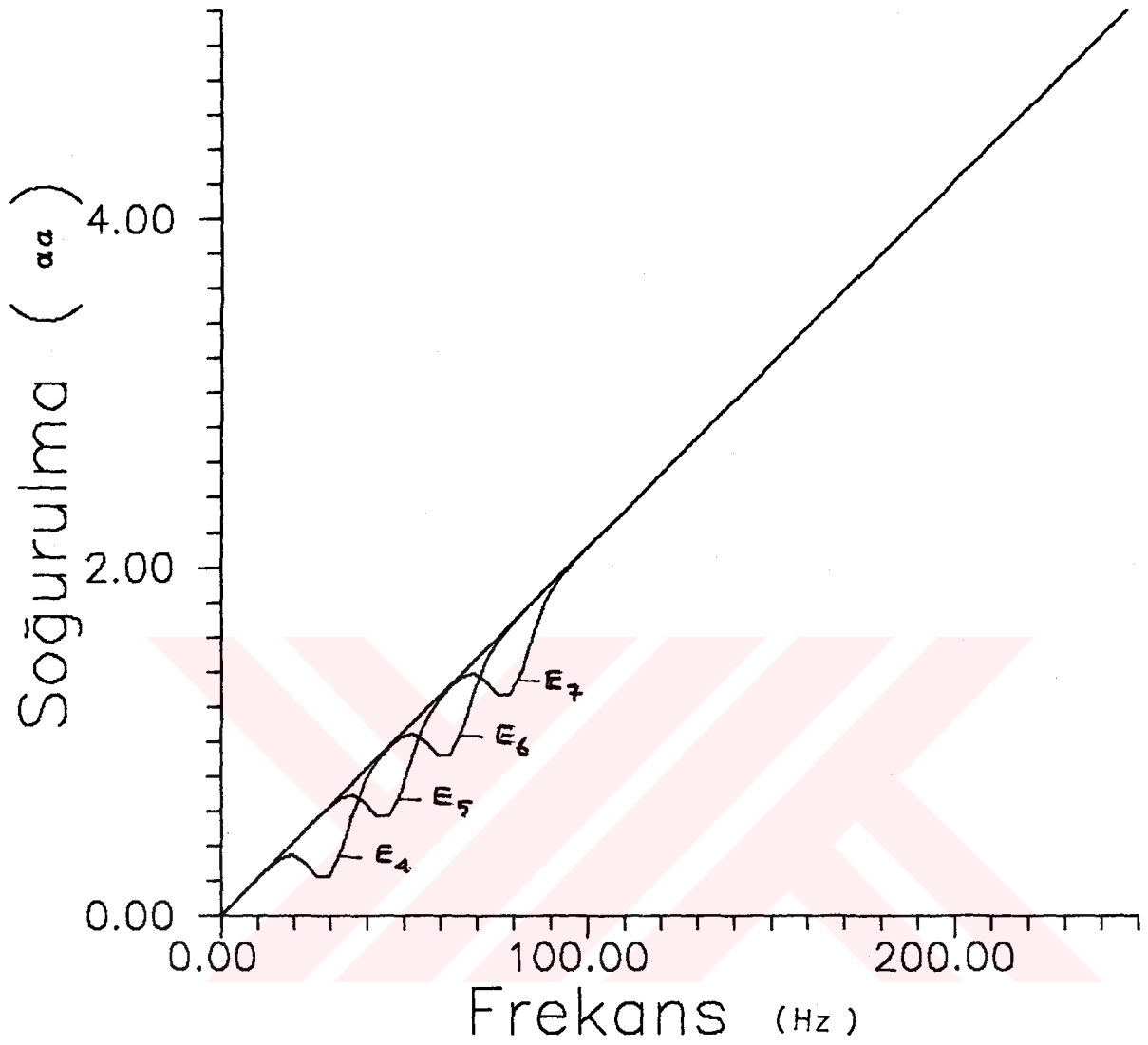
Şekil 5.16- (A5) genlik spektrumu için çıkış sinyali



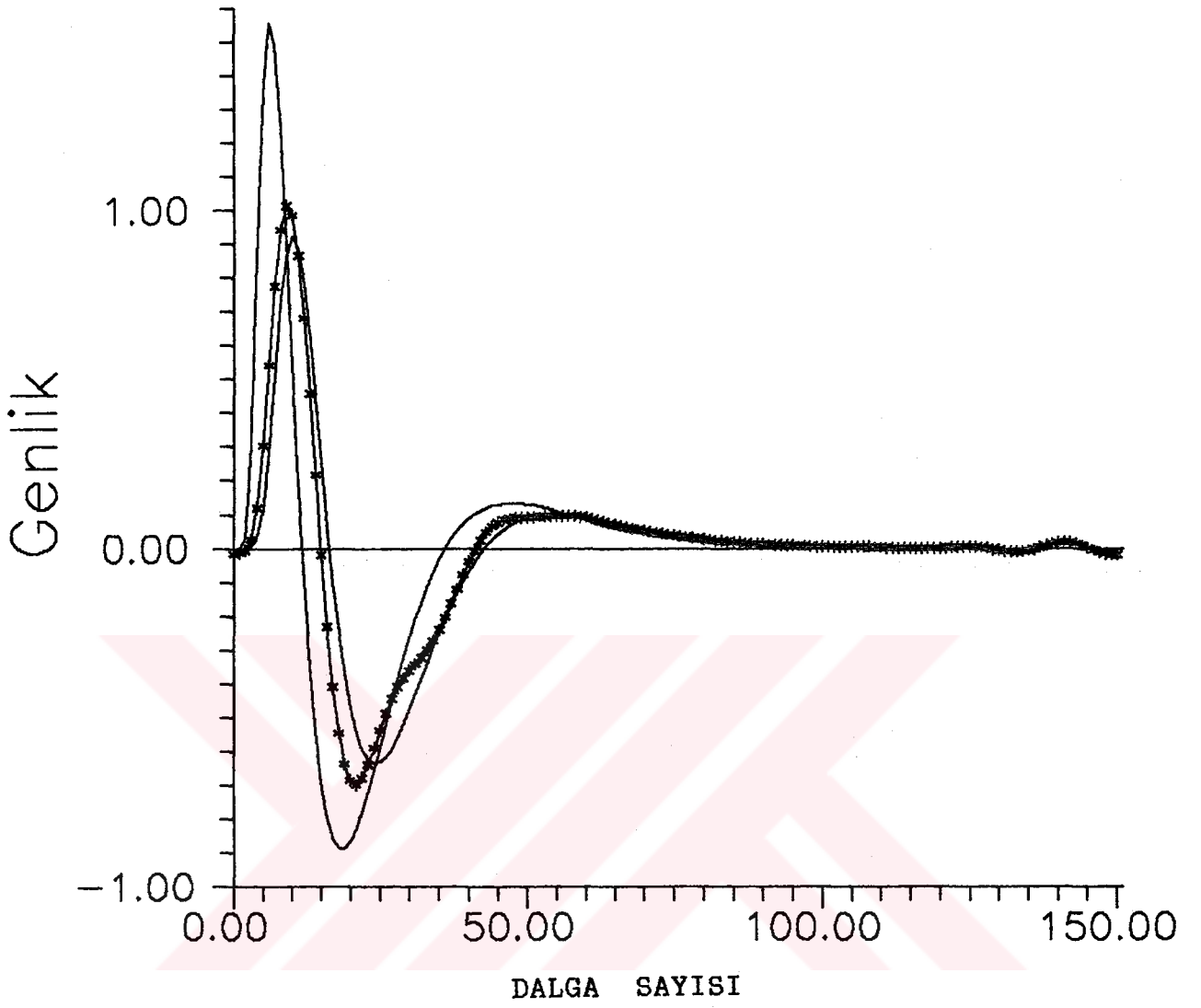
Şekil 5.17- (A6) genlik spektrumu için çıkış sinyali



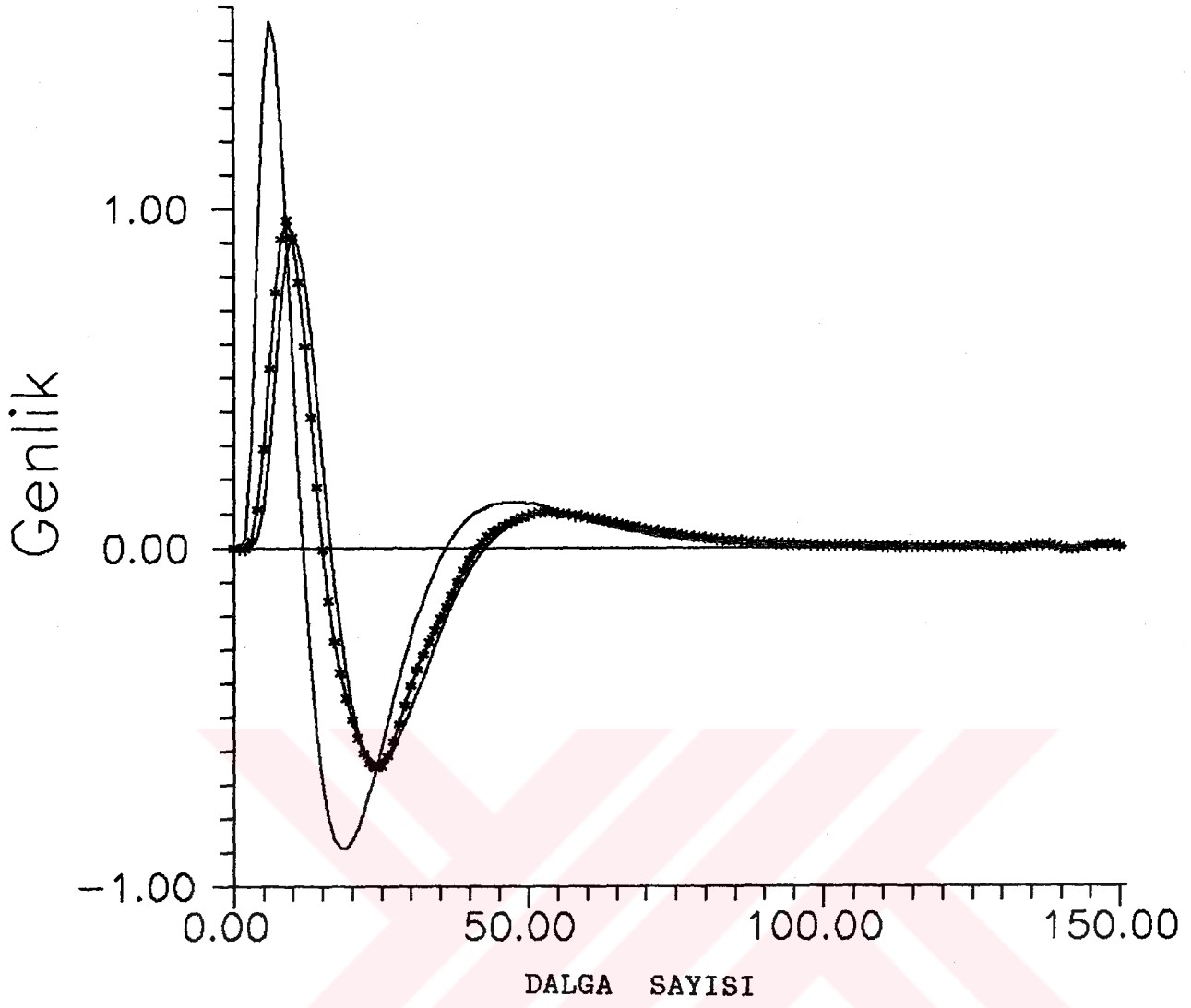
Şekil 5.18- (A7) genlik spektrumu için çıkış sinyali



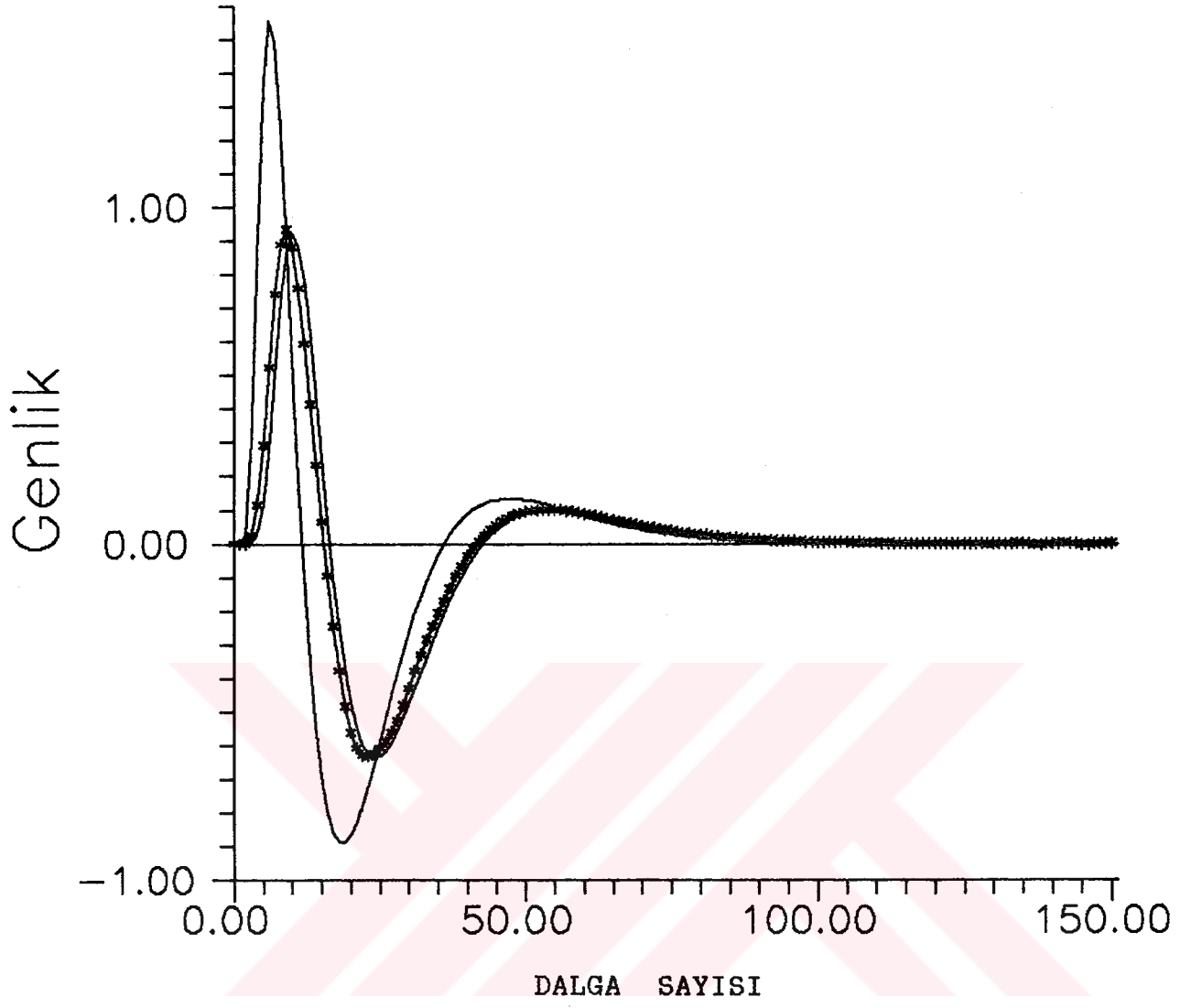
Şekil 5.19- Belli frekans bandında düşük olan soğurmanın düşük frekanslardan yüksek frekanslara doğru kaymasını gösteren genlik spektrumlarının üst üste çizilmiş hali



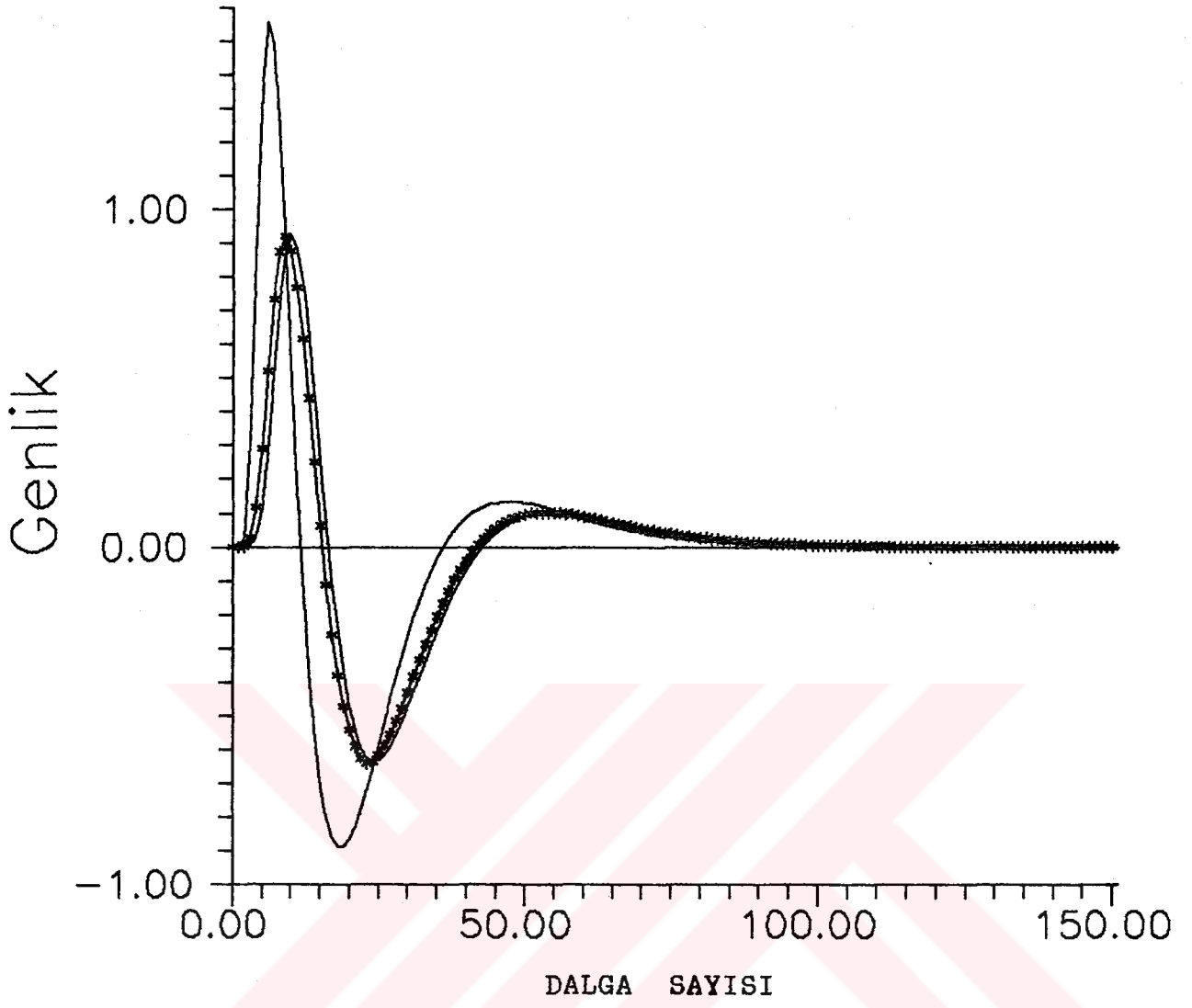
Şekil 5.20- (E4) genlik spektrumu için çıkış sinyali



Şekil 5.21- (E5) genlik spektrumu için çıkış sinyali



Şekil 5.22- (E6) genlik spektrumu için çıkış sinyali



Şekil 5.23- (E7) genlik spektrumu için çıkış sinyali

SONUÇ VE ÖNERİLER

Yeriçine çeşitli sismik kaynaklardan gönderilen dalgacıklar (giriş sinyali), ilerledikleri yol boyunca büyük oranda geometrik azalmadan dolayı ve bir miktar da yeriçinin anelastisitesi dolayısıyla soğurularak ve sonuçta bazı etkilere uğrayarak sismogramlara varırlar. Giriş sinyali "kara kutu" diye de tanımlayabileceğimiz yeraltıyla, özelliklerine(yeraltının) bağlı olarak çeşitli etkileşimlere girer. Bizim jeofizikte amacımız bu kara kutuyu çözmektir. Çözüme ulaşırken elimizde ki iki önemli ipucu giriş ve çıkış sinyalleridir. Bu nedenle bölgenin özelliklerine ve diğer başka özelliklere bağlı kalınarak belli sınırlar içinde modeller kurulur ve çözüme ulaşılmaya çalışılır.

Soğurma, yeriçindeki yapıların en küçük birimleri olan taneciklerin özellikleriyle doğrudan ilgilidir. En önemlisi, bu taneciklerin elastik özellikleri soğurmanın derecesini belirler. Yeriçinde soğurmanın meydana gelebilmesi için, anelastisitenin varlığından söz etmemiz gerekir. Yeriçine göndediğimiz enerjinin büyük bir kısmı yeriçinde ses ve ısı enerjisine dönüşür. Bu dönüşen enerjinin miktarı da anelastisitenin derecesi ile orantılıdır.

Atenüasyonla ilgili literatür incelendiğinde, yeriçinde soğurmanın frekans ve zaman ortamındaki değişimi bir çok bilim adamı tarafından laboratuvar deneyleri ve arazi'de elde edilen verilerden yararlanılarak araştırılmıştır. Çeşitli matematiksel modeller kurulmuş ve yeriçindeki soğurmanın buna yaklaşımı araştırılmıştır. Soğurma üzerine yapılan araştırmalarda nitelik faktörü (Q), bunun tersi olan kayıp faktörü ($1/Q$) ve soğurma katsayısı α ile karşılaşırız. Boyutsuz olarak ifade edilen nitelik faktörü ve bazen "nepers" bazen de "desibel" cinsinden ifade edilen soğurma katsayısı birbirleriyle ters orantılıdır. Yani bir bölgenin nitelik faktörünün yüksek olduğunu söylediğimizde, aynı bölgede soğurmanın düşük olduğunu ifade etmiş oluruz. Nite-

lik faktörü sismolojik amaçlı yani yüksek peryodlu çalışmalarda frekanstan bağımsızdır. Fakat sismik prospeksiyon gibi yüksek frekanslı olaylarda frekansa bağımlı ve ters orantılıdır.

Değişik sismik dalgaların analizi sonucunda, değişik yöntemlerle yapılan hesaplamalar genelde birbirinden farklı Q'lar bulmamıza neden olmuştur. Bu yüzden bulunan her Q bulunduğu dalganın adıyla adlandırılır. Yeriçinde kabukta 85 gibi bir değer alırken düşük hız zonuyla düşük Q zonu da çakışmaktadır. Q en büyük değerini 1800-2700 km.'ler arasında (550) almaktadır.

Bilim adamları tarafından yapılan araştırmalarda elde edilen soğurma eğrilerinin küçük çaplı iniş çıkışlarla, frekans'la arttığını göstermiştir. Bu iniş ve çıkışların etkisinin özellikle aletsel hatalar veya ölçüm hatalarından kaynaklandığı düşünülmüşür. Eğrideki iniş ve çıkışların yeraltındaki malzemelerin özelliklerinden ve çeşitli yapılardan kaynaklanmış olabileceği de hesaba katılmalıdır.

Bu yüksek lisans tez çalışması bu noktadan hareketle; yeraltının çeşitli özellikleri nedeniyle bu iniş ve çıkışların varlığının arazide elde edeceğimiz verileri nasıl etkileyeceği amacını hedeflemiştir. Bu amaçla faz'ı lineer olmayan $t=5$ anındaki ricker sinyali kullanılmıştır.

Soğurma yeriçinde üstel olarak değişir.

$$e^{-a(f/x)}$$

Biz çalışmalarımızda genlik spektrumunu $(-a(f/x))$ kullandık. "hump" veya Türkçe karşılığıyla "kambur" diye adlandırabileceğimiz eğrileri lineer soğurma eğrisinin üzerine ilave ettik ve her iki durum için elde edilen çıkış sinyallerinin karşılaştırmasını yaparak yeriçinde soğurma özelliğinin çıkış sinyali üzerine ne gibi bir etkisi olabileceğini araştırdık. Bu

lineer eğri üzerindeki hump'lar daha önce bahsettiğimiz gibi, arazide çeşitli bilim adamları tarafından ölçülen datalardan elde edilen eğrilerdeki iniş ve çıkışları temsil etmektedir.

Düşük ve yüksek soğurma özelliğine sahip bölgeler diye de adlandırabileceğimiz bu tip bölgelerin çıkış sinyali üzerine etkisini araştırabilmek için sistematik bir yöntemle frekans ortamında çalışma yapılmıştır.

Çalışma iki ayrı bölümde yapılmış ve çıkış sinyalleri lineer haldeki çıkış sinyalleri ile karşılaştırılarak sonuçlar kendi aralarında irdelenmiştir. Yukarıda bahsedilen iki bölüm aynı frekans bandında soğurmanın değişimi ve farklı frekans bantlarında aynı miktardaki soğurmanın çıkış sinyali üzerindeki etkileri şeklinde ifade edilebilir.

Bu genlik spektrumlarından yer tepki sinyallerinin oluşturulabilmesi için gerekli olan faz spektrumu ise Kolmogorov metodu (1941) diye adlandırılan ve genlik spektrumunun doğal logaritmasının Hilbert dönüşümü vasıtasıyla bulunur. Kolmogorov metodunun bize sağladığı en önemli avantaj yer tepki sinyalimizin nedensellik ve minimum faz özelliği gösteren bir sinyal olmasını sağlamasındadır. Diğer bir başka yöntemle sağlayamadığımız bu özellikler Kolmogorov metoduyla elde edilebilmektedir.

Genlik ve faz spektrumlarından elde edebileceğimiz yer tepki sinyali (impulse response) ile giriş dalgacığı olarak gönderdiğimiz ricker sinyalinin evrişimi bize çıkış sinyalini verecektir.

Genel olarak iki durum söz konusudur. Yeriçinde mevcut olan soğurmaya göre daha fazla soğurulmuş bir bölgenin (frekans bandının) veya daha az soğurulmuş bir bölgenin varlığı. Daha fazla soğurulmuş bir bölgeden geçen giriş sinyali o kısımda doğaldır ki anelastitenin yüksekliğinden dolayı enerjisinin daha büyük bir kısmını bırakacak, böylece genliği lineer hale göre

biraz daha düşecektir. Sinyalin orada biraz daha fazla tutulmuş olması ise sinyalde biraz daha fazla gecikmeye neden olacaktır. Aynı şekilde soğurmanın daha düşük olduğu bir frekans bandında ise tam tersi durum ortaya çıkacaktır.

Yapılan çalışmada gerçekten yukarıda bahsettiğimiz beklentilerimize ulaştık. Bunlara ek olarak ilginç bir sonuç ise, mevcut soğurmanın dışında belli bir bölgedeki daha düşük soğurma sinyalde, yüksek frekanslara kadar uzanan salınımlara neden olmaktadır.

Aynı frekans bandında soğurmanın gittikçe artması sinyalin gittikçe daha geç gelmesine ve genlik spektrumunun düşmesine neden olmaktadır. Yine aynı frekans bandında soğurmanın gittikçe düşmesi ise sinyalin gittikçe daha erken gelmesine, genlik spektrumunun gittikçe artmasına ve daha öncede belirttiğimiz gibi salınımlara neden olmaktadır.

Aynı oranda soğurmanın gittikçe yüksek frekanslara doğru ilerlemesi, giriş sinyalinin genliğinden gittikçe uzaklaşmak anlamına geleceğinden çıkış sinyali gittikçe daha az etkiye uğramakta ve sonunda lineer hal için elde edilen çıkış sinyali ile belli frekans bandında daha az veya daha çok soğurulmuş sinyal çakışmaktadır.

Arazide yapılan çalışmalarda elde edilen çıkış sinyalleri veri içindeki çeşitli etkilerden dolayı şekli bozulmuş olarak izlenmektedir. Daha düşük soğurulmanın çıkış sinyali üzerine etkisi, matematiksel modelleme yoluyla yapıldığında, görülen salınımların bundan kaynaklanabileceği düşünülebilir.

Özellikle son yıllarda yaygınlaşan zemin etüdleri açısından büyük önem taşıyan atenüasyonun bu çalışma vasıtasıyla pratiğe dökülmesi, arazi datalarına uygulanması yerinde olur. Belli bir arazide değişik doğrultular boyunca alınacak dataların soğurma

etkileri farklı farklı olacağından bunların doğru bir şekilde yorumlanması bize bir depremin bir bölgede hangi alanlarda daha büyük etkilere neden olabileceğı, alternatiflerimizi nasıl kullanmamız gerektiğı hakkında fikir verecektir.



KAYNAKLAR

- AKI K., RICHARDS P.G., (1980), Quantitative seismology, Theory and Methods: Wave propagation in an attenuating medium, p.167-185
- ANDERSON DON L., HART R.S., 1978, Journal of geophysical research: Q of the earth, v:83, no: b12, p.5869-5882
- BODE H.W., (1945), Network analysis and feedback amplifier design. Princeton, Van Nostrand.
- ECEVİTOĞLU. B., (1987), Velocity and Q form reflection seismic data
- ERĞİN K., (1980), Sismoloji ders notları
- ERĞİN K., (1989), Advanced seismology Lecture notes: Departure from perfect elasticity, p.1.5
- ERĞİN K., (1989), Advanced seismology Lecture notes: Departure from homogeneity, p.1.6-1.8
- JOHNSTON D.H., TOKSÖZ M.N., TİMUR A., (1979), Geophysics, Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks: Mechanism, vol.44, No.4, p.691-711
- KEÇECİ Ç., (1989), Bitirme Ödevi, Bilgisayarla sismik olay belirlenmesi, p.4-5
- KANASEWICH, (1981), Time sequence analysis in geophysics: The Hilbert Transforms, s.361-371
- KOLMOGOROV A.N., (1941), Stationary sequences in Hilbert space, Bull. Moscow State Univ. math.2, 40

- O'CONNELL, R.J., and BUDIANSKY, B., (1978), Measures of dissipation in viscoelastic media: Geophys. Res. Lett., v.5, p.5-8.
- ODISHAW H., (1964), Research in Geophysics: Dissipation in the earth, p.20-22
- RICKER N.H., (1977), Transient waves in elastic media, p.31-36
- TOKSÖZ M.N., JOHNSTON D.H., (1979), Seismic wave attenuation: Definition and Terminology, p.1-11
- TUTLU H., (1986), bitirme ödevi, Denizel sedimanlarda P dalgası atenuasyonu
- WHITE, J.E., (1965), Seismic Waves: Radiation, transmission and attenuation in rocks: New York, McGraw-Hill Book Co., Inc.

ÖZGEÇMİŞ

A. Oğuz KOÇ, 1963 yılında İstanbul'da doğdu. 1980'de İzmit Lisesinden , 1986'da İ.T.Ü Maden Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümünden mezun oldu.

