

T.C.
ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
YÜKSEK LİSANS TEZİ

YALITKAN FİLMERİN YANSIMA SPEKTRUMU
KULLANILARAK GABOR DALGACIĞI İLE
KIRILMA İNDİSİNİN BELİRLENMESİ

Erhan TİRYAKİ

Fizik Anabilim Dalı

Tezin Sunulduğu Tarih: **28/01/2015**

Tez Danışmanı:
Prof. Dr. Serhat ÖZDER

ÇANAKKALE

Erhan TIRYAKI tarafından Prof. Dr. Serhat ÖZDER yönetiminde hazırlanan ve 28/01/2015 tarihinde aşağıdaki jüri karşısında sunulan “**Yalıtkan Filmlerin Yansıma Spektrumu Kullanılarak Gabor Dalgacı İle Kırılma İndisinin Belirlenmesi**” başlıklı çalışma, Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı**’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak oybirliği ile kabul edilmiştir.

JÜRİ

Prof. Dr. Serhat ÖZDER

.....

Başkan

Doç. Dr. Vildan BİLGİN

.....

Üye

Doç. Dr. İbrahim BULUT

.....

Üye

Sıra No:.....

İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI

Bu tezde görsel, işitsel ve yazılı biçimde sunulan tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uyularak tarafımdan elde edildiğini, tez içinde yer alan ancak bu çalışmaya özgü olmayan tüm sonuç ve bilgileri tezde kaynak göstererek belirttiğimi beyan ederim.

Erhan TİRYAKİ

TEŞEKKÜR

İlk olarak yüksek lisansa beni öğrencisi olarak kabul eden, tez çalışmam boyunca her türlü bilgi ve deneyimini esirgemeyen sonsuz saygı duyduğum Sayın hocam Prof. Dr. Serhat ÖZDER'e teşekkür ederim.

Yüksek lisansa başlamamda büyük katkısı ve desteği olan, gerek tez çalışmamda akademik olarak paylaştığı bilgi ve deneyim için gerek sosyal anlamda vermiş olduğu moral ve motivasyon için Sayın hocam Arş. Gör. Dr. Emre COŞKUN'a saygı ve teşekkürü bir borç bilirim.

Sayın hocam. Okt. Mustafa TEKİN'e, Sayın hocam Uzm. Dr. Mehmet TÜYSÜZ'e, Sayın hocam Yrd. Doç. Melis ULU DOĞRU'ya, Sayın Hocam Yrd. Doç. Sezgin AYGÜN'e ve diğer hocalarıma tez çalışmam boyunca yardımlarını esirgemedikleri için teşekkür ederim.

Lisans döneminden bugünlere kadar hep yanımda olan, desteklerini hiç esirgemeyen, moral ve motivasyonumu hep yüksek tutan arkadaşlarım, Emre Hakan AHISKALI, Sezgin TOPAL, Muhammet Abdullah BALDEMİR, Ömer SERT, Ayşe AYDOĞDU, Serhat SÖNMEZ, Sedat AVCI, Kamer ATAÇ, Barbaros DEMİRSELÇUK, Tunç ŐENYÜZ, Halil ÇETİNKAYA, Arş. Gör. Fahri ALİÇAVUŐ ve diğer bütün arkadaşlarıma sevgi ve teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak da, hayatımın her anında yanıma olan, beni yetiőtirip bugünlere gelmemi sağlayan, madden ve manen beni hep destekleyen, anneme, babama, abime ve kız kardeőtime sonsuz sevgi ve teşekkürlerimi sunarım.

Erhan TİRYAKI

Çanakkale, Ocak, 2015

SİMGELER VE KISALTMALAR

SDD	Sürekli dalgacık dönüşümü
FD	Fourier dönüşümü
TFD	Ters Fourier dönüşümü
KZFD	Kısa zaman Fourier dönüşümü
d	Filmin kalınlığı
D	Optik kalınlık
n	Kırılma indisi
κ	Sönüm katsayısı
n_0	Boşluğun kırılma indisi
n_a	Anlık titreşim sıklığına karşılık gelen kırılma indisi
n_{SDD}	SDD yöntemi ile belirlenen kırılma indisi
k_0	Dalga sayısı
x_0	k_0 uzayının Fourier uzayı
λ	Dalgaboyu
\vec{E}_i	Sınıra gelen elektrik alan vektörü
\vec{E}_r	Sınırdan yansıyan elektrik alan vektörü
\vec{E}_t	Sınırdan geçen elektrik alan vektörü
\vec{H}_i	Sınıra gelen manyetik alan vektörü
\vec{H}_r	Sınırdan yansıyan manyetik alan vektörü
\vec{H}_t	Sınırdan geçen manyetik alan vektörü
\vec{k}_i	Sınıra gelen elektromanyetik dalganın ilerleme yönü
\vec{k}_r	Sınırdan yansıyan elektromanyetik dalganın ilerleme yönü
\vec{k}_t	Sınırdan geçen elektromanyetik dalganın ilerleme yönü
ϵ_0	Boşluğun elektriksel geçirgenliği
μ_0	Boşluğun manyetik geçirgenliği
r	Yansımaya genlik katsayısı
t	Geçme genlik katsayısı
R	Yansımaya spektrumu
\hat{R}	Yansımaya spektrumunun Fourier uzayı
$\alpha_0, \alpha_q, \beta_q$	Fourier katsayıları

t	Zaman
f	Frekans
L	Periyot
Ψ	Dalgacık fonksiyonu
$\hat{\Psi}$	Dalgacık fonksiyonun Fourier uzayı
a	Dalgacığın ölçek parametresi
b	Dalgacığın öteleme parametresi
σ	Gabor dalgacığının genişlik parametresi
w_0	Morlet dalgacığının merkez frekansı
k_{0m}	Dalgacığın k_0 uzayındaki merkezi
Δk_0	Dalgacığın k_0 uzayındaki değişimi
x_{0m}	Dalgacığın x_0 uzayındaki merkezi
Δx_0	Dalgacığın x_0 uzayındaki değişimi
A, B, C	Cauchy parametreleri
C_1, C_2	Sabitler
ϵ_m	Mutlak hata

ÖZET

YALITKAN FİMLERİN YANSIMA SPEKTRUMU KULLANILARAK GABOR DALGACIĞI İLE KIRILMA İNDİSİNİN BELİRLENMESİ

Erhan TİRYAKİ

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof. Dr. Serhat ÖZDER

28/01/2015, 35

Bu çalışmada yalıtkan bir film için teorik olarak elde edilen yansıma spektrumu analiz edilerek kırılma indisi dağılımı, sürekli dalgacık dönüşümü (SDD) yöntemi ile Gabor dalgacığı kullanılarak belirlenmiştir. Fourier dönüşümü (FD) ve SDD yöntemleri, zamana bağlı sinyallerin frekans bilgilerini elde etmek için kullanılan yöntemlerdir. Bu çalışmada FD ve SDD yöntemleri yalıtkan filmlerin kırılma indisini belirlemek için uyarlanmıştır. Önceki çalışmalarda, SDD yöntemi ince filmlerin geçirgenlik spektrumu analizinde kullanılmıştır. Bu çalışmada ise SDD yöntemi; yalıtkan filmlerin yansıma spektrumunun analizinde kullanılmıştır. Bu çalışma için ilk olarak yalıtkan filmlerin yansıma spektrumu teorik olarak elde edilmiştir. Sonrasında elde edilen teorik yansıma spektrumunun SDD ile analizi yapılarak, yalıtkan filmin kırılma indisi belirlenmiştir. Yapılan tez çalışmasının sonucu olarak yalıtkan filmlerin optik analizlerinde kullanılabilecek yeni bir yöntem geliştirilmiştir.

Anahtar sözcükler: Yalıtkan Filmler, Yansıma Spektrumu, Kırılma İndisi, Fourier Dönüşümü, Sürekli Dalgacık Dönüşümü.

ABSTRACT

DETERMINATION OF THE REFRACTIVE INDEX OF DIELECTRIC FILMS FROM THE REFLECTANCE SPECTRUM BY USING GABOR WAVELET

Erhan TİRYAKI

Çanakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Science and Engineering

Master of Science Thesis in Physics

Advisor: Prof. Dr. Serhat ÖZDER

28/01/2015, 35

In this work, the refractive index dispersion of a dielectric film whose reflectance spectrum is achieved as theoretically is determined by using continuous wavelet transform (CWT) with Gabor wavelet. Fourier transform (FT) and CWT are methods which are used for determining frequency informations of the time dependent signals. In this study, FT and CWT methods are adapted for determining refractive index of dielectric films. In previous works, CWT method was used for analysing the transmittance spectrum of thin films. In case of this study, CWT method is used for analysing reflectance spectrum of a dielectric film. Primarily, the theoretical reflectance spectrum of a dielectric film is derived, then the refractive index of dielectric film was determined from the analysing of theoretical reflectance spectrum of the dielectric film by using the CWT method. Consequently, a new method that can be used in optical analysis of dielectric films is improved.

Keywords: Dielectric Films, Reflectance Spectrum, Refractive Index, Fourier Transform, Continuous Wavelet Transform.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
TEZ SINAV SONUÇ FORMU	ii
İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR	v
ÖZET	vii
ABSTRACT.....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xii
BÖLÜM 1 – GİRİŞ	1
BÖLÜM 2 – ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	2
2.1. İnce Filmlerin Optik Analizleri Hakkında Önceki Çalışmalar.....	2
2.2. Sürekli Dalgacık Dönüşümü Hakkında Önceki Çalışmalar	3
BÖLÜM 3 – MATERYAL VE YÖNTEM	4
3.1. Yalıtkan Filmlerin Yansıma Spektrumunun Matematiksel İfadesi	4
3.2. Sürekli Dalgacık Dönüşümü	8
3.3. Gabor Dalgacığı	14
BÖLÜM 4 – ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	19
4.1. Yalıtkan Filmlerin Sürekli Dalgacık Dönüşümü Yöntemi ile Analizi ve Simülasyonu	19
BÖLÜM 5 – SONUÇLAR VE ÖNERİLER	32
KAYNAKLAR	33
ÖZGEÇMİŞ	I

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 3.1.	TE modda polarize olmuş ışığın, n_1 , n_2 ve n_3 kırılma indislerine sahip ortamlardaki ilerleyişini gösteren diyagram	4
Şekil 3.2.	(a) 2π periyotlu kare dalga sinyal. (b) Kare dalga sinyal ve Fourier serisi ile 5. terime kadar açılmış hali. (c) Kare dalga sinyal ve Fourier serisi ile 15. terime kadar açılmış hali. (d) Kare dalga sinyal ve Fourier serisi ile 100. terime kadar açılmış hali. Düz çizgiler kare dalga sinyali, kesikli çizgiler Fourier seri açılımını göstermektedir	9
Şekil 3.3.	(a) Sabit frekanslı $g_1(t)$ sinyali (b) Sabit ve iki frekanslı $g_2(t)$ sinyali (c) Frekansı zamanla değişen $g_3(t)$ sinyali (d) $g_1(t)$ sinyalinin FD'si $G_1(f)$ (e) $g_2(t)$ sinyalinin FD'si $G_2(f)$ (d) $g_3(t)$ sinyalinin FD'si $G_3(f)$	11
Şekil 3.4.	(a) $\sigma = 1$ için ve (b) $\sigma = 3$ için Gabor dalgacı. Düz çizgi real, kesikli çizgiler sanal kısımları göstermektedir.	15
Şekil 3.5.	(a) $a = 2 \mu m^{-1}$, $b = 2 \mu m^{-1}$ için, (b) $a = 2 \mu m^{-1}$, $b = 5 \mu m^{-1}$ için ve (c) $a = 4 \mu m^{-1}$, $b = 2 \mu m^{-1}$ için k_0 uzayındaki analiz Gabor dalgacı. Düz çizgi reel, kesikli çizgi sanal kısımları ifade etmektedir	16
Şekil 3.6.	(a) $a = 2 \mu m^{-1}$ için (b) $a = 6 \mu m^{-1}$ için x_0 uzayındaki analiz Gabor dalgacı.....	17
Şekil 4.1.	Yalıtkan filmler için yansıma spektrumu $[R(k_0)]$	19
Şekil 4.2.	$R(k_0)$ sinyalinin FD'si. x_{01} ve x_{02} , x_0 uzayındaki alt ve üst sınırlardır	20
Şekil 4.3.	Farklı n değerleri için α_q/α_1 Fourier katsayıları.....	21
Şekil 4.4.	$R(k_0)$ 'ın SDD analizi sonucu elde edilen $a \times b$ boyutlu $ SDD(a, b) ^2$ matrisi	24
Şekil 4.5.	Kenar etkisi azaltılmış $ SDD(a, b) ^2$ matrisi	25
Şekil 4.6.	$R(k_0)$ sinyalinin SDD analizi sonucu elde edilen $n_a(k_0)$, $n_{SDD}(k_0)$ ve $n(k_0)$ değerleri.....	25
Şekil 4.7.	(a) $\sigma = 5$ için (b) $\sigma = 10$ için $R(k_0)$ sinyalinin SDD yöntemi ile analizinden elde edilen $a \times b$ boyutlu $ SDD(a, b) ^2$ matrisleri	26
Şekil 4.8.	(a) $\sigma = 5$ için (b) $\sigma = 10$ için elde edilen $ SDD(a, b) ^2$ matrisinden hesaplanan $n_a(k_0)$, $n_{SDD}(k_0)$ ve $n(k_0)$ değerleri	27
Şekil 4.9.	%20 gürültü eklenmiş $R(k_0)$ sinyali.....	28

Şekil 4.10. %20 gürültü eklenmiş $R(k_0)$ sinyalinin SDD analizden elde edilen $a \times b$ boyutlu $ SDD(a, b) ^2$ matrisi.....	28
Şekil 4.11. %20 gürültü eklenmiş $R(k_0)$ sinyalinin SDD yöntemi ile analizinden elde edilen $n_a(k_0)$, $n_{SDD}(k_0)$ ve $n(k_0)$ değerleri	29
Şekil 4.12. $\sigma = 1$, $\sigma = 5$ ve $\sigma = 10$ için mutlak hata değerleri	30

ÇİZELGE DİZİNİ

	Sayfa No
Çizelge 4.1. Yalıtkan filmlerin SDD yöntemi ile analizinden elde edilen Cauchy parametreleri ve ortalama mutlak hata değerleri.....	31

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Kırılma indisi bilim ve teknoloji alanlarında ışığın kontrolü amacıyla kullanılan önemli parametrelerden birisidir. Birçok optik ve elektro-optik cihaz bu parametre kullanılarak üretilmiş ve geliştirilmiştir. Kırılma indisinin bu önemi ve yaygın kullanımı sebebiyle yalıtkan ve yarıiletken materyallerin kırılma indislerinin belirlenmesi büyük önem taşır.

Bu tez çalışmasında, birçok bilimsel alanda kullanılan analiz yöntemlerinden biri olan sürekli dalgacık dönüşümü (SDD) kullanılarak yalıtkan filmlerin kırılma indislerinin belirlenebileceği bir yöntem geliştirilmiştir. SDD yöntemi sinyal işleme yöntemlerinden biridir. Temeli Fourier Dönüşümüne (FD) dayanmaktadır. Durağan olmayan yani frekansı zaman içerisinde değişen sinyallerin frekans bilgisini zamana bağlı bir biçimde elde etmek için kullanılır.

Bu çalışmada da SDD yöntemi ile yalıtkan filmlerin yansıma spektrumu analiz edilmiştir ve yalıtkan filmlerin yansıma spektrumunun titreşim sıklığı bilgisi kullanılarak kırılma indisi dağılımı ($n(k_0)$) görünür bölge aralığında belirlenmiştir

BÖLÜM 2

ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

2.1. İnce Filmlerin Optik Analizleri Hakkında Önceki Çalışmalar

İnce filmlerin ve birçok optik malzemenin kırılma indisi ve diğer optik parametrelerini belirlemek için çok sayıda çalışma yapılmış ve çeşitli yöntemler geliştirilmiştir. Hem katı hem sıvı malzemelerin kırılma indisini belirlemede Abbe refraktometresi kullanılabilir (Bailey, 1965). Elipsometri, ince filmlerin optik özelliklerini belirlemede kullanılan etkili ve kullanışlı bir araçtır (Bortchagovsky, 1997). Elipsometri yönteminde; film üzerine gönderilen ışığın, film üzerinden yansması veya içinden geçmesi sonucunda ışığın polarizasyonundaki değişim ölçülür ve elde edilen verilerden çeşitli matematiksel yöntemler kullanılarak filmin kırılma indisi (n), sönüm katsayısı (κ) ve kalınlık (d) değerleri hesaplanır (Fujiwara, 2007). Girişim saçakları metodu ile ince filmlerin n , κ ve d değerleri belirlenebilir. Bu yöntemde ince filmlerin yansıma ve geçirgenlik spektrumlarının saçaklarının maksimum ve minimum değerleri kullanılır (Al-Ani, 2008). Zarf metodu ile yarıiletken ince filmlerin geçirgenlik spektrumundan soğurmanın zayıf olduğu bölge aralığından n , κ ve d değerleri belirlenebilir (Manifacier ve ark., 1976). Swanepoel zarf metodunu geliştirerek daha doğru sonuç vermesini sağlamıştır (Swanepoel, 1983). Yarıiletken ince filmlerin yansıma spektrumu kullanılarak da n , κ ve d değerleri belirlenebilir (Minkov, 1989; Müllerová ve Mudron, 2000). SDD yöntemi yalıtkan filmlerin kırılma indisi analizi için uyarlanmıştır, sunulan çalışmadan farkı filmin geçirgenlik spektrumu kullanılmıştır (Özder ve ark., 2004).

Zarf metodu n , κ ve d değerlerinin bulunmasını sağlayan komple bir metod olmasına rağmen, spektrumdaki küçük gürültüler, sonuçlar üzerinde büyük hatalara neden olmaktadır (Coşkun ve ark., 2008). Zarf metodunda, girişim saçakların maksimum minimum değerleri için hesaplama yapıldığından, elde edilen n ve κ değerlerine fitting (uydurma) işlemi uygulanarak dağılım şeklinde ifade edilebilir. Elipsometri yönteminde elde edilen n ve κ değerleri dağılım şeklinde olmasına rağmen, düşük soğurma katsayısının bulunduğu örneklerin analizinde zorluklar yaşanmaktadır (Fujiwara, 2007). SDD yöntemleri ile yapılan analizlerde görünür bölge aralığında kırılma indisi değerleri dağılım şeklinde belirlenebilmektedir.

2.2. Sürekli Dalgacık Dönüşümü Hakkında Önceki Çalışmalar

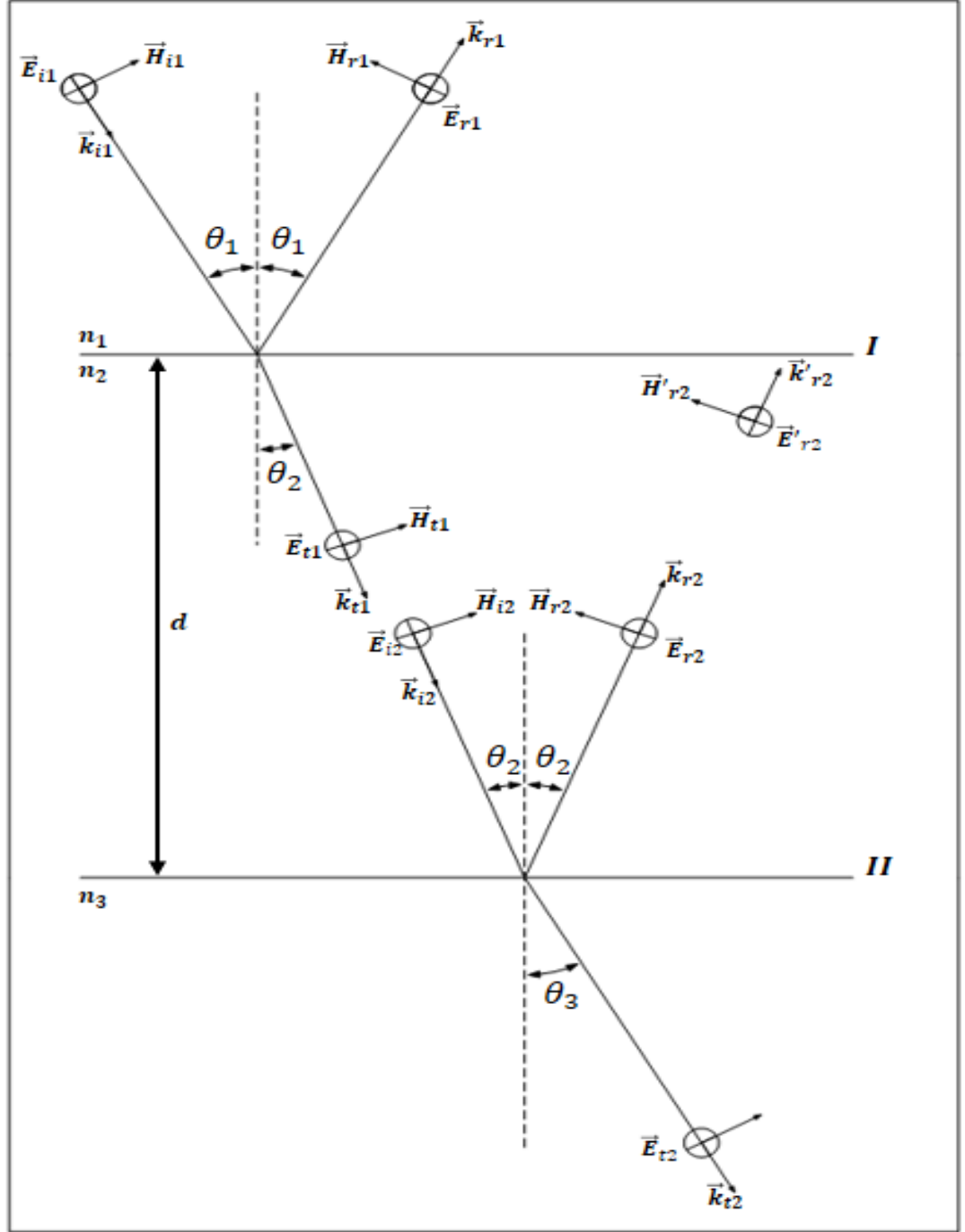
SDD yönteminin tarihçesi FD ile başlamaktadır. Fransız Matematikçi Joseph Fourier, 1807'de herhangi bir periyodik fonksiyonun, sinüs ve kosinüs fonksiyonlarının toplamı şeklinde ifade edilebileceğini gösterdi (Polikar, 1999). Bu toplam, Fourier serisi olarak adlandırılır. Daha sonra bu ifadeyi genişleterek, periyodik olmayan sinyallerin, sinüs ve kosinüs fonksiyonlarının integrali şeklinde ifade edilebileceğini gösterdi (Gao ve Yan, 2011). Bu integral FD olarak adlandırılır. FD, durağan yani frekansının zamanla değişmeyen sinyallerin analizi için uygun olmasına karşın, durağan olmayan yani frekansı zamanla değişen sinyallerin analizi için uygun değildir.

Dennis Gabor'un, FD üzerindeki yaptığı değişiklik ile durağan olmayan sinyallerin analizi mümkün hale gelmiştir. Gabor'un yapmış olduğu değişiklik; sinyalin zaman alanında pencereleme bölünerek, her bir pencereleme bölümü için FD uygulanması işlemidir. Bu işlem Gabor dönüşümü olarak adlandırılır (Gabor, 1946). Gabor dönüşümü aynı zamanda Kısa Zaman Fourier Dönüşümü (KZFD) olarak bilinir (Gao ve Yan, 2011). KZFD, zaman ve frekansın eş zamanlı belirlenmesini sağlar. Fakat bu analizde düşük çözünürlüklü bir sonuç elde edilmektedir (Polikar, 1999).

Jeofizik mühendisi J. Morlet, KZFD'nin dezavantajlarını gidermek için çeşitli frekans bantlarının analizi için farklı bir pencere fonksiyonu kullanımı fikrini öne sürdü. Bu pencere fonksiyonları, Gaussian fonksiyonunun genişletilmesi ve sıkıştırılması ile oluşturuldu. J. Morlet bu yaklaşımını sağlam matematiksel kaynaklarla ispatlamak için teorik kuantum fizikçi A. Grossman'dan yardım aldı. A. Grossman ve J. Morlet, dalgacık dönüşümü ve ters dönüşümü işlemlerini formüle ettiler (Grossman ve Morlet, 1984). S. Mallat, 1989 yılında çoklu-çözünürlük analizi fikrini geliştirdi (Mallat, 1989).

BÖLÜM 3 MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Yalıtkan Filmlerin Yansım Spektrumunun Matematiksel İfadesi



Şekil 3.1. TE modda polarize olmuş ışığın, n_1, n_2 ve n_3 kırılma indislerine sahip ortamlardaki ilerleyişini gösteren diyagram

Şekil 3.1 polarize olmuş ışık ile yalıtkan filmin etkileşimini göstermektedir. Şekilde ışığın elektrik alan vektörü yüzey normaline diktir (TE mod). n_1, n_2 ve n_3 ortamların kırılma indisleridir. n_2 kırılma indisine sahip ortam, d kalınlığında yalıtkan filmi temsil etmektedir. θ_1 , I sınırına gelen ve sınırdan yansıyan ışığın yüzey normali ile yaptığı açıdır. θ_2 , I sınırından geçen, II sınırına gelen ve sınırdan yansıyan ışığın, yüzey normalleri ile yaptığı açıdır. θ_3 , II sınırından geçen ışığın yüzey normali ile yaptığı açıdır. $\vec{E}_{i1}, \vec{H}_{i1}$ ve \vec{k}_{i1} , I sınırına gelen ışığın; $\vec{E}_{r1}, \vec{H}_{r1}$ ve \vec{k}_{r1} , I sınırından yansıyan ışığın; $\vec{E}_{t1}, \vec{H}_{t1}$ ve \vec{k}_{t1} , I sınırından geçen ışığın; $\vec{E}_{i2}, \vec{H}_{i2}$ ve \vec{k}_{i2} , II sınırına gelen ışığın; $\vec{E}_{r2}, \vec{H}_{r2}$ ve \vec{k}_{r2} , II sınırından yansıyan ışığın; $\vec{E}_{t2}, \vec{H}_{t2}$ ve \vec{k}_{t2} , II sınırından geçen ışığın; $\vec{E}'_{r2}, \vec{H}'_{r2}$ ve \vec{k}'_{r2} , II sınırdan yansıyıp I sınırına gelen ışığın sırasıyla elektrik alanlarını, manyetik alanlarını ve ilerleme doğrultularını göstermektedir. I ve II sınırındaki elektrik ve manyetik alan eşitlikleri;

I sınırında;

$$\vec{E}_{i1} + \vec{E}_{r1} = \vec{E}_{t1} + \vec{E}'_{r2} \quad (3.1)$$

$$E_I = E_{i1} + E_{r1} = E_{t1} + E'_{r2} \quad (3.2)$$

$$\vec{H}_{i1} \cos \theta_1 + \vec{H}_{r1} \cos \theta_1 = \vec{H}_{t1} \cos \theta_2 + \vec{H}'_{r2} \cos \theta_2 \quad (3.3)$$

$$H_I = (H_{i1} - H_{r1}) \cos \theta_1 = (H_{t1} - H'_{r2}) \cos \theta_2 \quad (3.4)$$

II sınırında;

$$\vec{E}_{i2} + \vec{E}_{r2} = \vec{E}_{t2} \quad (3.5)$$

$$E_{II} = E_{i2} + E_{r2} = E_{t2} \quad (3.6)$$

$$\vec{H}_{i2} \cos \theta_2 + \vec{H}_{r2} \cos \theta_2 = \vec{H}_{t2} \cos \theta_3 \quad (3.7)$$

$$H_{II} = (H_{i2} - H_{r2}) \cos \theta_2 = H_{t2} \cos \theta_3 \quad (3.8)$$

gibi olur. Elektrik ve manyetik alan arasındaki bağıntı eşitlik 3.9 ile verilmiştir.

$$\vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n \hat{k} \times \vec{E} \quad (3.9)$$

Eşitlik 3.9 kullanılarak eşitlik 3.4 ve eşitlik 3.8 yeniden yazılırsa, sırasıyla eşitlik 3.10 ve

3.11'e ulaşılır.

$$H_I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{i1} - E_{r1}) n_1 \cos \theta_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{t1} - E'_{r2}) n_2 \cos \theta_2 \quad (3.10)$$

$$H_{II} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{i2} - E_{r2}) n_2 \cos \theta_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{t2} n_3 \cos \theta_3 \quad (3.11)$$

Burada ϵ_0 ve μ_0 sırasıyla boşluğun elektriksel iletkenliği ve manyetik geçirgenliğidir. n_1 ortamından n_2 ortamına geçen ışık faz kaymasına uğrar (Hecht, 2002).

$$E_{i2} = E_{t1} e^{-ik_0 h} \quad (3.12)$$

$$E_{r2} = E'_{r2} e^{ik_0 h} \quad (3.13)$$

$$h = 2\pi n_2 d \cos \theta_2 \quad (3.14)$$

Eşitlik 3.12 ve 3.13 kullanılarak eşitlik 3.6 ve eşitlik 3.11 yeniden yazılırsa, eşitlik 3.15 ve 3.16'ya ulaşılır.

$$E_{II} = E_{t1} e^{-ik_0 h} + E'_{r2} e^{ik_0 h} = E_{t2} \quad (3.15)$$

$$H_{II} = (E_{t1} e^{-ik_0 h} - E'_{r2} e^{ik_0 h}) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_2 \cos \theta_2 = E_{t2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_3 \cos \theta_3 \quad (3.16)$$

Eşitlik 3.15 ve 3.16, " E_{t1} ve E'_{r2} " için çözümlenerek; eşitlik 3.2 ve 3.10'da yerine yazılırsa, eşitlik 3.17 ve 3.18'e ulaşılır.

$$E_I = E_{II} \cos(k_0 h) + H_{II} (i \sin(k_0 h)) / \gamma_2 \quad (3.17)$$

$$H_I = E_{II} \gamma_2 (i \sin(k_0 h)) + H_{II} \cos(k_0 h) \quad (3.18)$$

$$\gamma_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_2 \cos \theta_2 \quad (3.19)$$

Eşitlik 3.17 ve 3.18 matris formunda yazılırsa, eşitlik 3.20'ye ulaşılır.

$$\begin{bmatrix} E_I \\ H_I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_0 h) & (i \sin(k_0 h) / \gamma_2) \\ (\gamma_2 i \sin(k_0 h)) & \cos(k_0 h) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{II} \\ H_{II} \end{bmatrix} = M_I \begin{bmatrix} E_{II} \\ H_{II} \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

Eşitlik 3.21'deki M_I ifadesi, tek katmanlı film için karakteristik matris eşitliğidir.

$$M_I = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_0 h) & (i \sin(k_0 h) / \gamma_2) \\ (\gamma_2 i \sin(k_0 h)) & \cos(k_0 h) \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

Eğer iki film üst üste kaplanırsa, karakteristik matris eşitliği 3.22'deki gibi olur.

$$\begin{bmatrix} E_{II} \\ H_{II} \end{bmatrix} = M_{II} \begin{bmatrix} E_{III} \\ H_{III} \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_I \\ H_I \end{bmatrix} = M_I M_{II} \begin{bmatrix} E_{III} \\ H_{III} \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

Eğer film p tane film üst üste kaplanırsa, karakteristik matris 3.23'deki gibi olur.

$$\begin{bmatrix} E_I \\ H_I \end{bmatrix} = M_I M_{II} \dots M_p \begin{bmatrix} E_{p+1} \\ H_{p+1} \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

Yansıma ve geçme genlik katsayılarını (r ve t) bulmak için; eşitlik 3.2, 3.10, 3.15 ve 3.16 kullanılarak, eşitlik 3.20 yeniden formülize edilirse eşitlik 3.24'e ulaşılır.

$$\begin{bmatrix} E_{i1} + E_{r1} \\ (E_{i1} - E_{r1})\gamma_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{t2} \\ E_{t2}\gamma_3 \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_1 \quad (3.25)$$

$$\gamma_3 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_3 \cos \theta_3 \quad (3.26)$$

$$r = \frac{E_{r1}}{E_{i1}}, \quad t = \frac{E_{t2}}{E_{i1}} \quad (3.27)$$

Eşitlik 3.27 kullanılarak, eşitlik 3.24'de verilen matris formu açılarak yazılırsa, eşitlik 3.28 ve 3.29 elde edilir.

$$1 + r = m_{11}t + m_{12}t\gamma_3 \quad (3.28)$$

$$(1 - r)\gamma_1 = m_{21}t + m_{22}t\gamma_3 \quad (3.29)$$

Bu eşitlikler r ve t için çözümlerse, eşitlik 3.30 ve 3.31 elde edilir.

$$r = \frac{\gamma_1 m_{11} + \gamma_1 \gamma_3 m_{12} - m_{21} - \gamma_3 m_{22}}{\gamma_1 m_{11} + \gamma_1 \gamma_3 m_{12} + m_{21} + \gamma_3 m_{22}} \quad (3.30)$$

$$t = \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 m_{11} + \gamma_1 \gamma_3 m_{12} + m_{21} + \gamma_3 m_{22}} \quad (3.31)$$

Yalıtkan filmler için yansıma spektrumunun (R) matematiksel ifadesi eşitlik 3.32 ile

verilmiştir (Hecht, 2002).

$$R(k_0) = |r|^2 = \left| \frac{\gamma_1 m_{11} + \gamma_1 \gamma_3 m_{12} - m_{21} - \gamma_3 m_{22}}{\gamma_1 m_{11} + \gamma_1 \gamma_3 m_{12} + m_{21} + \gamma_3 m_{22}} \right|^2 \quad (3.32)$$

3.2 Sürekli Dalgacık Dönüşümü

Dönüşüm yöntemleri; $g(t)$ gibi t 'ye bağlı bir sinyal veya fonksiyonu, $G(f)$ gibi f 'ye bağlı bir şekilde ifade etmeye yarayan matematiksel araçlardır. Fourier serisi; periyodik bir fonksiyonu, trigonometrik fonksiyonların (sinüs ve kosinüs) toplamı şeklinde ifade etmeye yarar. Eşitlik 3.33 periyodik olma özelliğinin matematiksel ifadesidir (Karaoğlu,1997).

$$g(t + L) = g(t) \quad (3.33)$$

Burada L , $g(t)$ fonksiyonun periyodudur. $g(t)$ fonksiyonunun Fourier serisi açılımı eşitlik 3.34 ile verilmiştir (Karaoğlu,1997).

$$g(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos \frac{n2\pi t}{L} + b_n \sin \frac{n2\pi t}{L} \right) \quad (3.34)$$

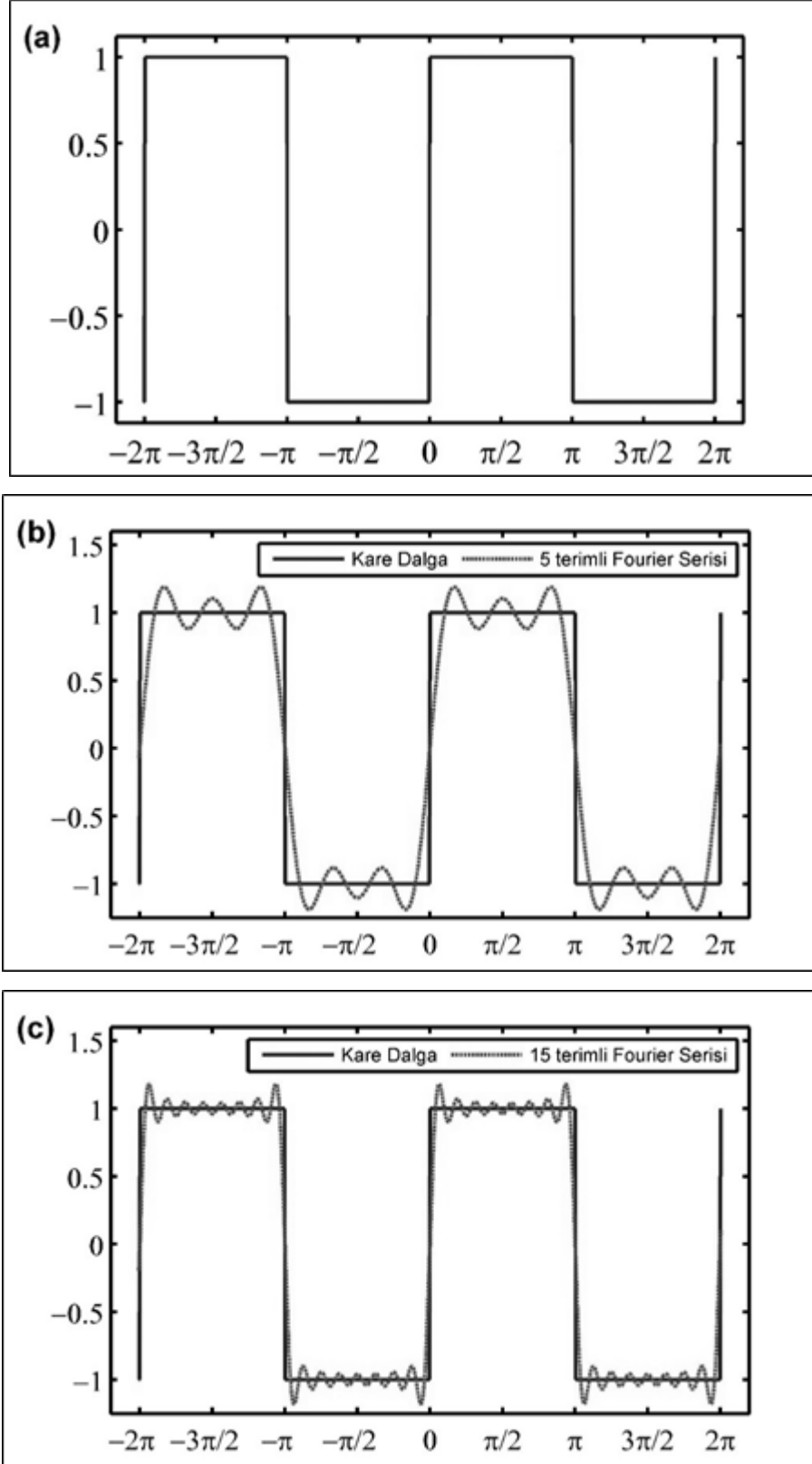
Burada a_0, a_n, b_n Fourier katsayılarıdır ve sırasıyla eşitlik 3.35, 3.36 ve 3.37 ile hesaplanırlar.

$$a_0 = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} g(t) dt \quad (3.35)$$

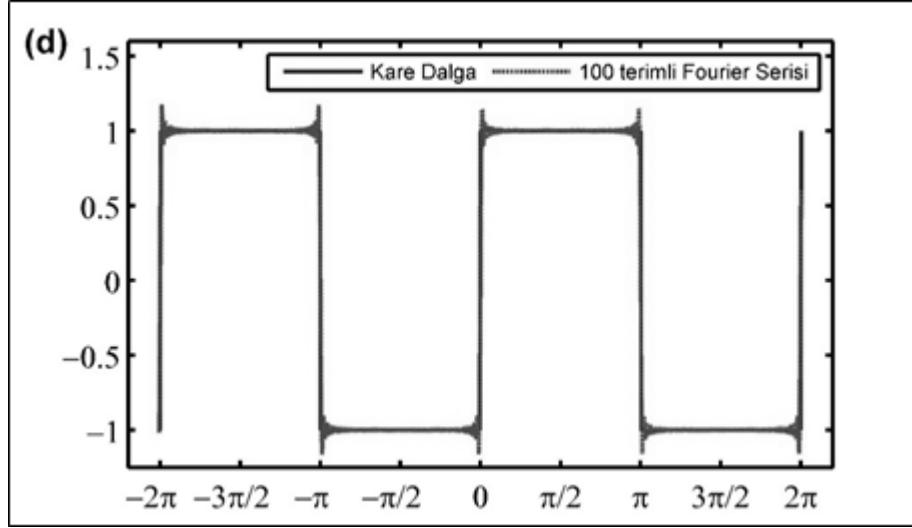
$$a_n = \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} g(t) \cos \frac{n2\pi t}{L} dt \quad (3.36)$$

$$b_n = \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} g(t) \sin \frac{n2\pi t}{L} dt \quad (3.37)$$

Fourier serisi sayesinde harmonik fonksiyonların frekansı kolaylıkla belirlenebilir. Şekil 3.2'de kare dalga fonksiyonu ve bunun Fourier serisinden elde edilmiş hali gösterilmektedir. Şekil 3.2. (a)'da kare dalga sinyalini gösterilmektedir. Şekil 3.2 (b), (c), ve (d)'de kare dalga sinyal ve kare dalga sinyal için Fourier serisinin, sırasıyla 5,15 ve 100. seriye kadar açılmış hali gösterilmektedir.



Şekil 3.2. (a) 2π periyotlu kare dalga sinyali. (b) Kare dalga sinyali ve Fourier serisi ile 5. terime kadar açılmış hali. (c) Kare dalga sinyali ve Fourier serisi ile 15. terime kadar açılmış hali. (d) Kare dalga sinyali ve Fourier serisi ile 100. terime kadar açılmış hali. Düz çizgiler kare dalga sinyali, kesikli çizgiler Fourier seri açılımını göstermektedir



Şekil 3.2'nin devamı

Sinyal; farklı frekans bileşenlerine sahip sinyallerin toplamı şeklinde ise yani anharmonik, böyle sinyalleri analiz etmek ve frekans bilgilerini öğrenmek için FD kullanılır. Frekans uzayından zaman uzayına geçiş işlemi için TFD kullanılır. FD ve TFD işlemlerinin eşitlikleri sırasıyla, eşitlik 3.38 ve 3.39'daki gibidir (Karaoğlu, 1997).

$$G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (3.38)$$

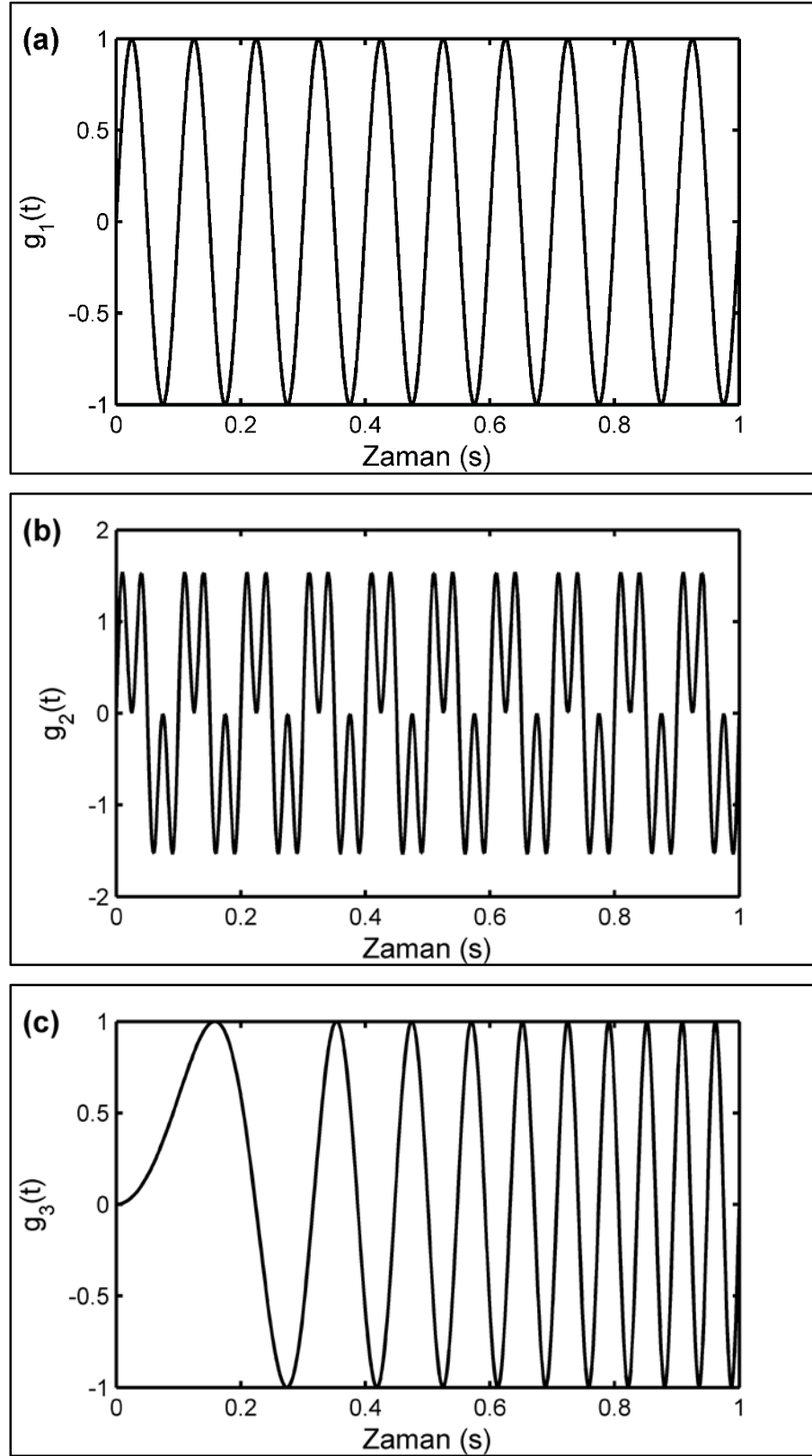
$$g(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(f) e^{i2\pi ft} df \quad (3.39)$$

Bu eşitliklerde $g(t)$ zamanlı bağlı, $G(f)$ frekansa bağlı fonksiyonları temsil etmektedir. t , zaman ve f , frekanstır. $G(f)$ fonksiyonu, $g(t)$ fonksiyonun frekans bilgisini verir. FD işlemi daha iyi anlayabilmek için değişik sinyaller incelenmiştir. Eşitlik 3.40'de sabit frekanslı $g_1(t)$, eşitlik 3.41'de sabit ve iki frekanslı $g_2(t)$ ve eşitlik 3.42'te frekansı zamanla değişen $g_3(t)$ sinyallerin fonksiyonları verilmiştir ve $t = 0 - 1$ s aralığında çizdirilmiş ve şekil 3.3.(a), (b) ve (c)'de gösterilmiştir. Eşitlik 3.40, 3.41 ve 3.42'e FD işlemi uygulanmış ve sırasıyla şekil 3.3.(d),(e) ve (f)'de gösterilmiştir.

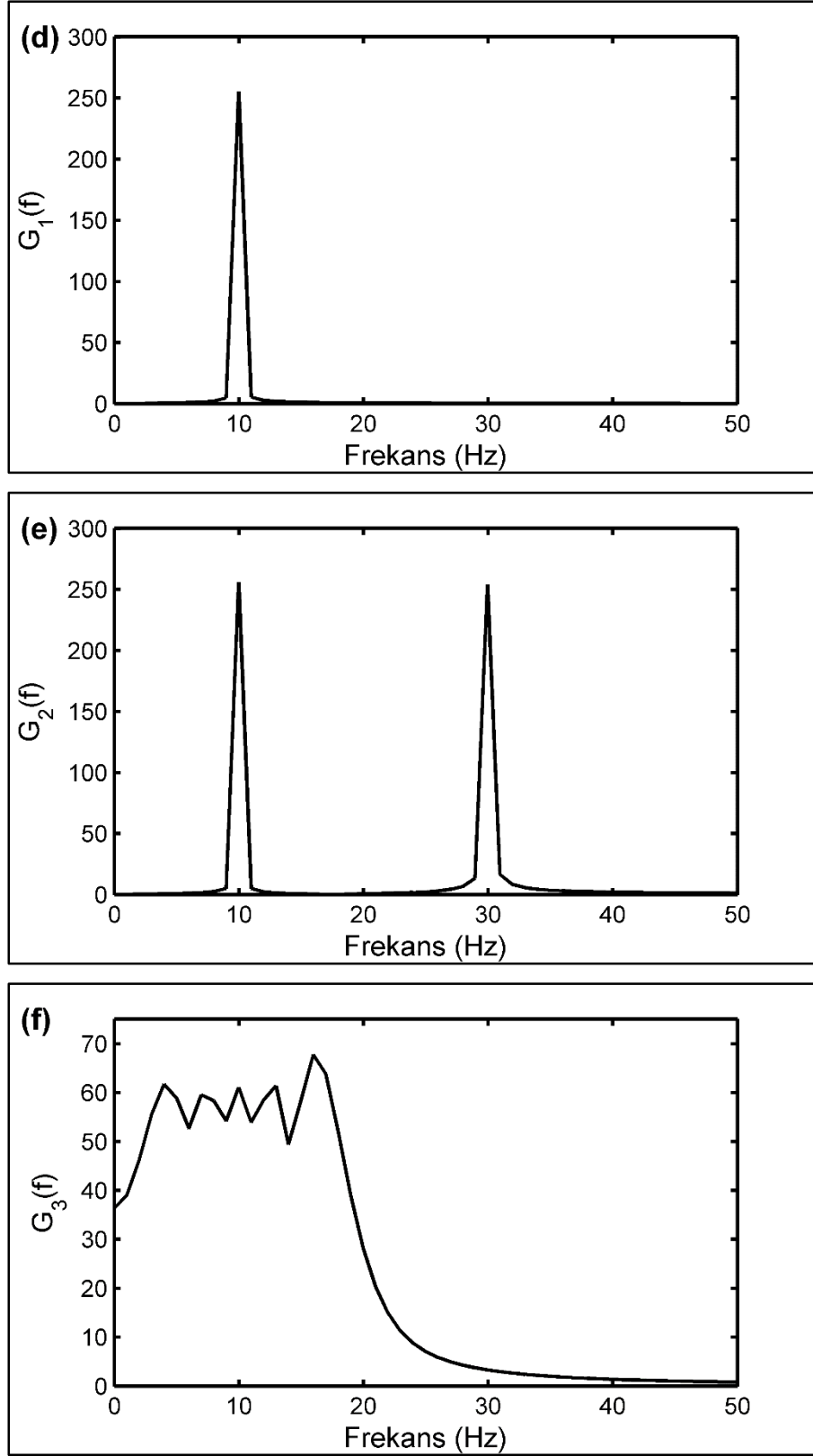
$$g_1(t) = \sin(2\pi f_1 t), \quad f_1 = 10 \text{ Hz} \quad (3.40)$$

$$g_2(t) = \sin(2\pi f_1 t) + \sin(2\pi f_2 t), \quad f_2 = 30 \text{ Hz} \quad (3.41)$$

$$g_3(t) = \sin(2\pi f_3 t), \quad f_3 = 10t \text{ Hz} \quad (3.42)$$



Şekil 3.3 (a) Sabit frekanslı $g_1(t)$ sinyali. (b) Sabit ve iki frekanslı $g_2(t)$ sinyali. (c) Frekansı zamanla değişen $g_3(t)$ sinyali. (d) $g_1(t)$ sinyalinin FD'si $G_1(f)$. (e) $g_2(t)$ sinyalinin FD'si $G_2(f)$. (d) $g_3(t)$ sinyalinin FD'si $G_3(f)$



Şekil 3.3'ün devamı

FD; şekil 3.3.(c)'de gösterilen frekansı zamanla değişen $g_3(t)$ sinyalinin frekans bilgisini elde ederken, şekil 3.3.(f)'de görüldüğü gibi frekansın değişim aralığını vermektedir.

Frekansın zaman ile olan ilişkini belirleyememektedir. Bu dezavantajı gidermek için Dennis Gabor'un geliştirdiği KZFD yöntemi kullanılır. KZFD yöntemi, eşitlik 3.43 ile tanımlanmıştır (Gröchenig, 2001).

$$KZFD(b, f) = \int x(t)u(t - b)e^{-i2\pi ft} dt \quad (3.43)$$

Bu eşitlikte $u(t - b)$ pencere fonksiyonu olarak bilinir. b öteleme parametresidir; pencere fonksiyonun zaman uzayındaki konumunu belirler. KZFD işleminde, sinyal ile pencere fonksiyonu çarpılır ve FD işlemi uygulanır. KZFD ile zaman-frekans bilgisi eş zamanlı elde edilebilir. Bu yöntemin dezavantajı ise pencere fonksiyonun sabit olması nedeniyle, zaman ve frekans aynı kesinlikle belirlenemez. Eğer pencere boyutu dar seçilirse; zaman çözünürlüğü yüksek, frekans çözünürlüğü zayıftır. Eğer pencere boyutu geniş seçilirse; zaman çözünürlüğü zayıf, frekans çözünürlüğü yüksektir (Polikar, 1999).

J. Morlet, KZFD yönteminde farklı pencere fonksiyonu kullanılarak, KZFD yöntem kısıtlamalarına çözüm olabileceği fikrini ortaya attı. Grossman ve Morlet, SDD yöntemini geliştirdi (Grossman ve Morlet, 1984). SDD yönteminde, pencere fonksiyonu yerine ana dalgacık olarak adlandırılan $\Psi(k_0)$ fonksiyonu kullanılır. $\Psi(k_0)$, ana dalgacık fonksiyonu aşağıdaki özelliklere sahip olmalıdır. (Meyers ve ark., 1993).

- I. Ana dalgacık fonksiyonun merkezi sıfırda olmalıdır ve $k_0 \rightarrow \infty$ giderken $\Psi(k_0) \rightarrow 0$ gitmelidir.

Bu özelliğe göre, ana dalgacık fonksiyonu, $k_0 = d$ pozisyonundayken, analiz edilen sinyale etki konisi olarak adlandırılan bölgede etkir. Bu dalgacık analizinin temel koşuludur (Coşkun, 2012).

- II. $\Psi(k_0)$ 'ın ortalama değeri sıfır olmalıdır. Bu kabul edilebilirlik koşulu olarak bilinir.

Bu özellik dalgacık dönüşümünün tersinir olduğu anlamına gelmektedir. Bir diğer ifadeyle analiz edilen sinyal, dalgacık katsayılarından elde edilebilir (Coşkun, 2012).

- III. $\hat{\Psi}(x_0 \leq 0) = 0$ olur.

Bu özellik $-x_0$ değerlerini elemine eder. Bu durum dalgacık dönüşümünü basitleştirir (Coşkun, 2012).

$\Psi(k_0)$, ana dalgacık fonksiyonuna, genişlemesini sağlayan a ve ötelenmesini sağlayan

b parametreleri eklenerek, $\Psi_{a,b}(k_0)$ analiz dalgacık fonksiyonu elde edilir ve eşitlik 3.44 ile ifade edilir (Debnath ve Bhatta, 2006).

$$\Psi_{a,b}(k_0) = \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi\left(\frac{k_0-b}{a}\right) \quad (3.44)$$

Burada, $a(> 0)$ ve b reel sayılardır. $1/\sqrt{a}$ normalizasyon sabitidir.

SDD metodu; $R(k_0)$ sinyali için eşitlik 3.45 ile tanımlanmıştır (Meyers ve ark., 1993).

$$SDD(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} R(k_0) \Psi_{a,b}^*(k_0) dk_0 \quad (3.45)$$

Parseval teoremi kullanılarak, eşitlik 3.45, daha kullanışlı olan eşitlik 3.46'daki gibi yazılabilir (Coşkun, 2012).

$$SDD(a, b) = \sqrt{a} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \hat{\Psi}^*(ax_0) \hat{R}(x_0) \exp(i2\pi bx_0) dx_0 \right] \quad (3.46a)$$

$$SDD(a, b) = \sqrt{a} TFD\{\hat{\Psi}^*(ax_0) \hat{R}(x_0)\} \quad (3.46b)$$

Eşitlik 3.46a, hızlı Fourier dönüşümü (HFD) algoritması kullanımına imkân verir ve eşitlik 3.45'e göre daha hızlı analiz yapılabilir (Addison, 2005).

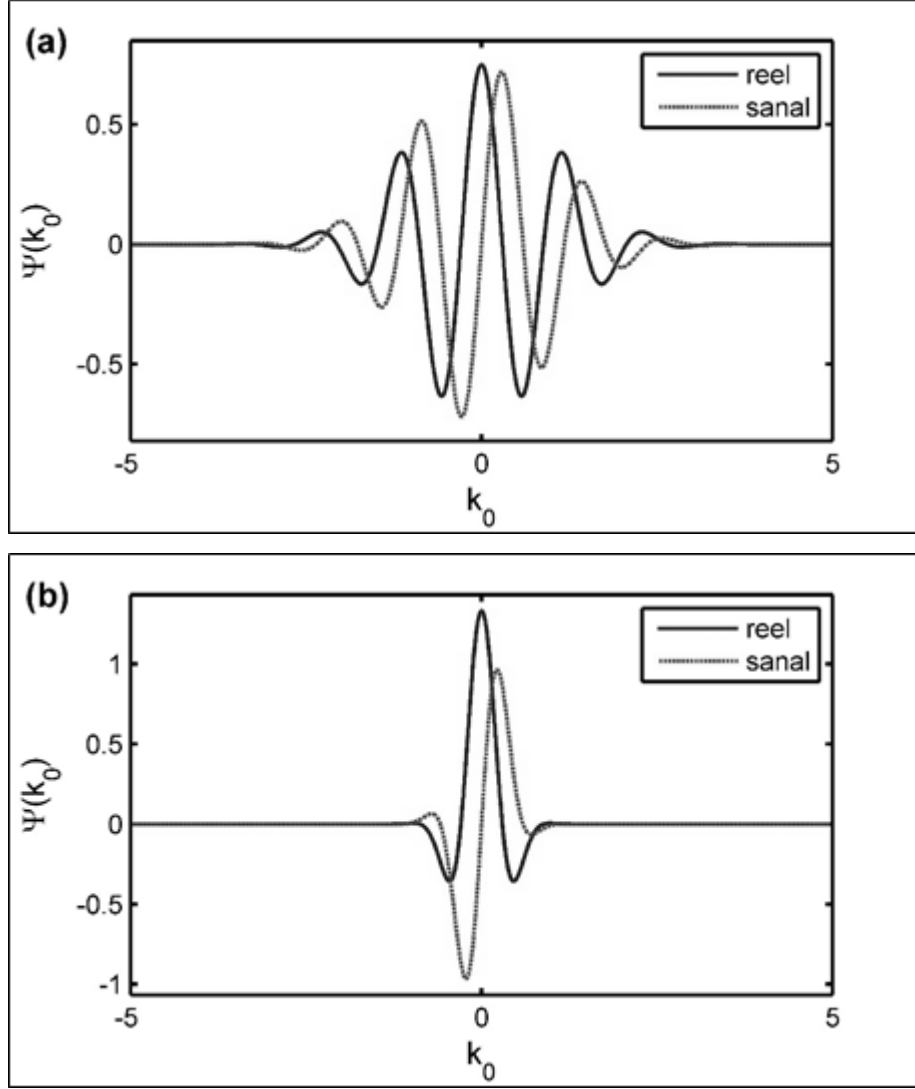
SDD yönteminde seçilen dalgacığın şekli, analizin sonuçlarını büyük ölçüde etkilemektedir (Meyers ve ark., 1993). Bu sebepten ötürü analizde kullanılacak dalgacığın şeklini iyi belirlemek gerekir. Bu tez çalışmasında ana dalgacık olarak Gabor dalgacığı kullanılmıştır.

3.3. Gabor Dalgacığı

k_0 uzayındaki Gabor dalgacığı eşitlik 3.47 ile verilmiştir (Özder ve ark., 2004).

$$\Psi(k_0) = \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}} \exp(iw_0 k_0) \exp\left(-\frac{\sigma k_0^2}{2}\right) \quad (3.47)$$

Eşitlikte $w_0 = \pi\sqrt{2/\ln(2)}$ sabittir. $\sigma(> 0)$ parametresi dalgacığın genişliğini belirler (Özder ve ark., 2004). Şekil 3.4'te σ parametresinin, k_0 uzayındaki Gabor dalgacığına etkisi gösterilmiştir.

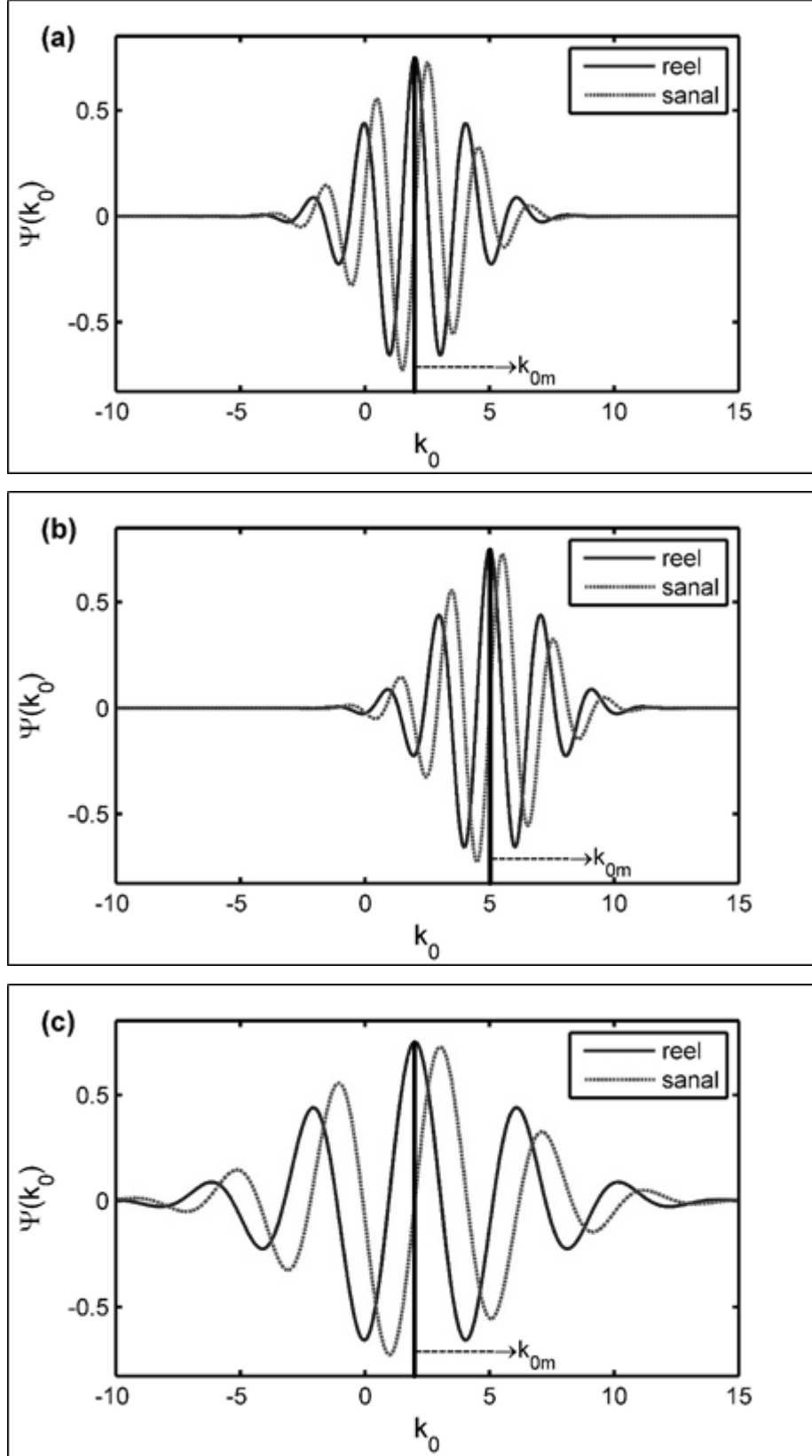


Şekil 3.4. (a) $\sigma = 1$ için, (b) $\sigma = 3$ için k_0 uzayındaki Gabor dalgacı. Düz çizgi reel, kesikli çizgiler sanal kısımları göstermektedir

Eşitlik 3.44'teki, k_0 uzayındaki analiz Gabor dalgacığını elde etmek için, eşitlik 3.47'ye a ve b parametreleri eklenerek eşitlik 3.48 elde edilir.

$$\Psi_{a,b}(k_0) = \frac{1}{\sqrt{a}} \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}} \exp \left[i w_0 \left(\frac{k_0 - b}{a} \right) \right] \exp \left[-\frac{\sigma}{2} \left(\frac{k_0 - b}{a} \right)^2 \right] \quad (3.48)$$

Eşitlik 3.48'deki analiz Gabor dalgacığına a ve b parametrelerinin etkileri şekil 3.5'te gösterilmiştir.



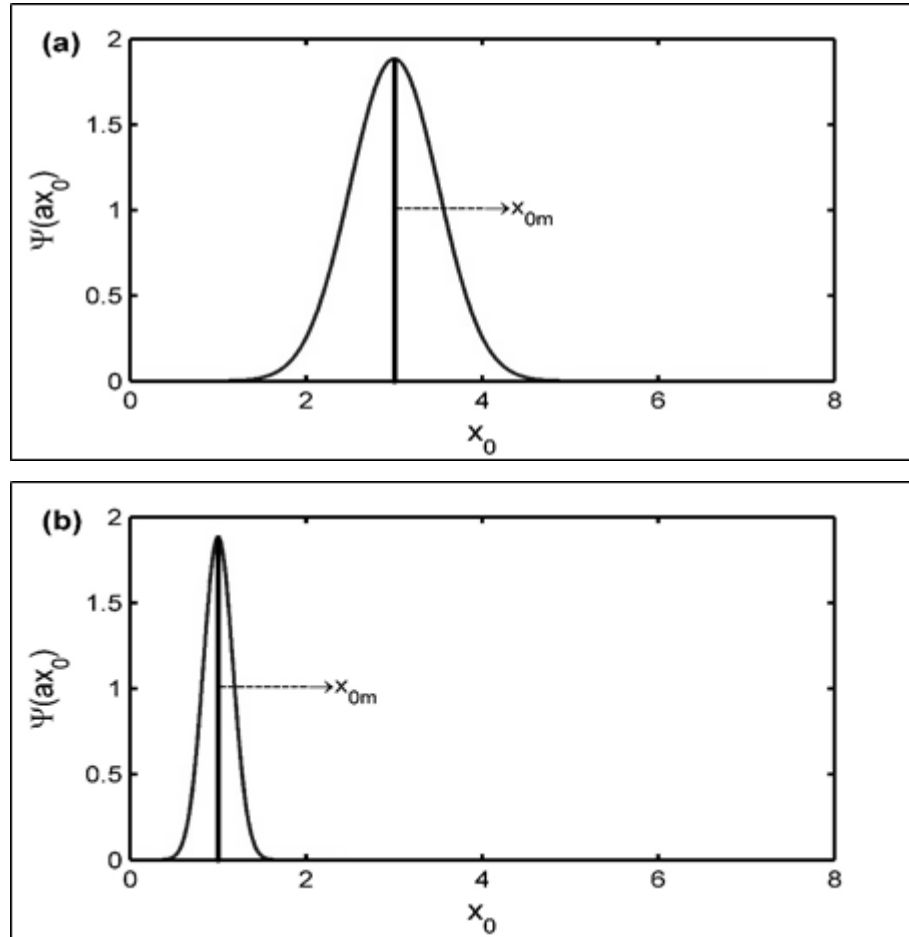
Şekil 3.5. (a) $a = 2 \mu m^{-1}$, $b = 2 \mu m^{-1}$ için (b) $a = 2 \mu m^{-1}$, $b = 5 \mu m^{-1}$ için (c) $a = 4 \mu m^{-1}$, $b = 2 \mu m^{-1}$ için k_0 uzayındaki analiz Gabor dalgacı. Düz çizgi reel, kesikli çizgiler sanal kısımları göstermektedir

Şekil 3.5.(a) ve (b)'ye baktığımızda b parametresi, k_0 uzayındaki analiz Gabor dalgacığının konumunu belirlediği görülmektedir. Şekil 3.5.(a) ve (c)'ye baktığımızda a parametresi, k_0 uzayındaki analiz Gabor dalgacığının genişliğini belirlediği görülmektedir. Eşitlik 3.46'daki x_0 uzayındaki $\hat{\Psi}(ax_0)$ analiz Gabor dalgacığını elde etmek için, ilk önce eşitlik 3.47'deki k_0 uzayındaki Gabor dalgacığının FD'si alınarak, eşitlik 3.49'da verilmiştir. Daha sonra eşitlik 3.49'dan $\hat{\Psi}(ax_0)$ türetilerek eşitlik 3.50 ile verilmiştir.

$$\hat{\Psi}(x_0) = \sqrt{2\pi}^4 \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}} \exp \left[-\frac{(x_0 - w_0)^2}{2\sigma} \right] \quad (3.49)$$

$$\hat{\Psi}(ax_0) = \sqrt{2\pi}^4 \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}} \exp \left[-\frac{(ax_0 - w_0)^2}{2\sigma} \right] \quad (3.50)$$

Eşitlik 3.50'deki x_0 uzayındaki analiz Gabor dalgacığına a parametresinin etkileri şekil 3.6'da gösterilmiştir.



Şekil 3.6. (a) $a = 2 \mu m^{-1}$ için (b) $a = 6 \mu m^{-1}$ için x_0 uzayındaki analiz Gabor dalgacığı

Şekil 3.6.(a) ve (b)'de görüldüğü gibi a parametresi, x_0 uzayındaki analiz Gabor dalgacığının hem genişliğini hem konumunu belirlemektedir.

Gabor dalgacığının çözünürlüğü incelenmek istenirse; k_0 uzayındaki analiz Gabor dalgacığının merkezi (k_{0m}) ve değişiminin karesi $((\Delta k_0)^2)$ sırasıyla eşitlik 3.51 ve 3.52 ile verilmiştir.

$$k_{0m} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} k_0 |\Psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0} = b \quad (3.51)$$

$$(\Delta k_0)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (k_0 - k_{0m})^2 |\Psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0} = \frac{a^2}{2\sigma} \quad (3.52)$$

x_0 uzayındaki analiz Gabor dalgacığının merkezi (x_{0m}) ve değişiminin karesi $((\Delta x_0)^2)$ sırasıyla eşitlik 3.53 ve 3.54 ile verilmiştir.

$$x_{0m} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x_0 |\Phi(ax_0)|^2 dx_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Phi(ax_0)|^2 dx_0} = \frac{w_0}{a} \quad (3.53)$$

$$(\Delta x_0)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x_0 - x_{0m})^2 |\Phi(ax_0)|^2 dx_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Phi(ax_0)|^2 dx_0} = \frac{\sigma}{2a^2} \quad (3.54)$$

Analiz Gabor dalgacığının çözünürlüğü eşitlik 3.55 ile verilmiştir.

$$\Delta k_0 \times \Delta x_0 = \frac{1}{2} \quad (3.55)$$

Eşitlik 3.55'teki değer, Gabor dalgacığının diğer dalgacılardan daha iyi bir çözünürlüğe sahip olduğunu göstermektedir (Özder ve ark., 2004). Gabor dalgacı $\sigma = 1$ için Morlet dalgacı olarak bilinir (Simonovski ve Boltežar, 2003).

BÖLÜM 4

ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

SDD yönteminin, yansıma spektrumu kullanılarak, optik analizlere uyarlanması yalıtkan filmler için simülasyon çalışması üzerinde yapılmıştır.

4.1. Yalıtkan Filmlerin SDD Yöntemi ile Analizi ve Simülasyonu

Monokromatik ışığın film yüzeyüne dik gelmesi durumunda eşitlik 3.32'deki $R(k_0)$ ifadesi; eşitlik 4.1'deki durumlar için yeniden yazılarak düzenlenirse, eşitlik 4.2'deki gibi olur.

$$n_1 = n_0, \quad n_2 = n, \quad n_3 = n_0 \quad \theta_1 = 0^\circ \quad (4.1)$$

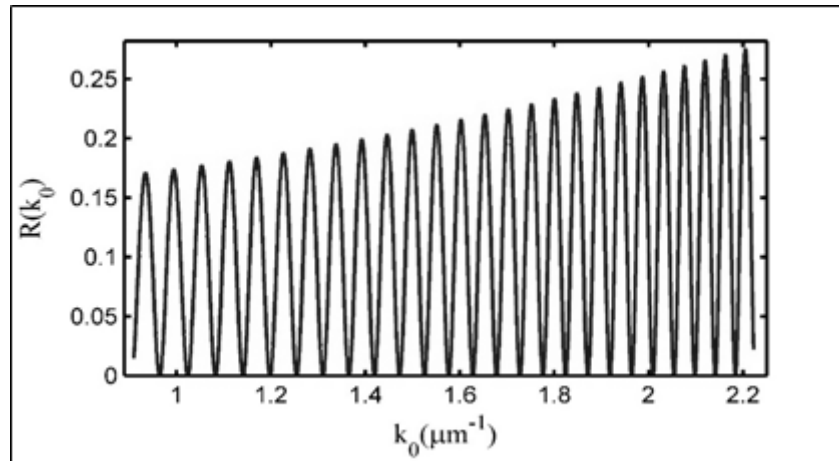
$$R(k_0) = \left[1 + \left(\frac{2nn_0}{n^2+n_0^2} \right)^2 \sin^{-2}(2\pi k_0 D) \right]^{-1} \quad (4.2)$$

Eşitlik 4.3 'te verilen değerler doğrultusunda, eşitlik 4.2 kullanılarak $0,9090 - 2,2222 \mu m^{-1}$ dalga sayısı aralığında yalıtkan filmler için $R(k_0)$ ifadesi hesaplanıp şekil 4.1'de gösterilmiştir.

$$n(k_0) = A + Bk_0^2 + Ck_0^4,$$

$$A = 1.5, \quad B = 6 \times 10^{-2} \mu m^2, \quad C = 8 \times 10^{-6} \mu m^4, \quad (4.3)$$

$$\theta_1 = 0^\circ, \quad d = 5 \mu m, \quad n_0 = 1,$$



Şekil 4.1. Yalıtkan filmler için yansıma spektrumu $[R(k_0)]$

Eşitlik 4.2’de verilen $R(k_0)$ ifadesinin Fourier seri açılımı, eşitlik 3.34 kullanılarak eşitlik 4.4’teki gibi yazılabilir.

$$R(k_0) = \alpha_0 + \sum_{q=1}^{\infty} \left(\alpha_q \cos \frac{2\pi q k_0}{L} + \beta_q \sin \frac{2\pi q k_0}{L} \right) \quad (4.4)$$

Eşitlikteki α_0, α_q ve β_q Fourier katsayıları, $L = \frac{1}{2D}$ için sırasıyla eşitlik 3.35, 3.36 ve 3.37 kullanılarak hesaplanıp, sırasıyla eşitlik 4.5, 4.6 ve 4.7 ile verilmiştir.

$$\alpha_0 = \frac{1}{L} \int_{k_{0c}-L/2}^{k_{0c}+L/2} R(k_0) dk_0 = \frac{(n-n_0)^2}{n^2+n_0^2} \quad (4.5)$$

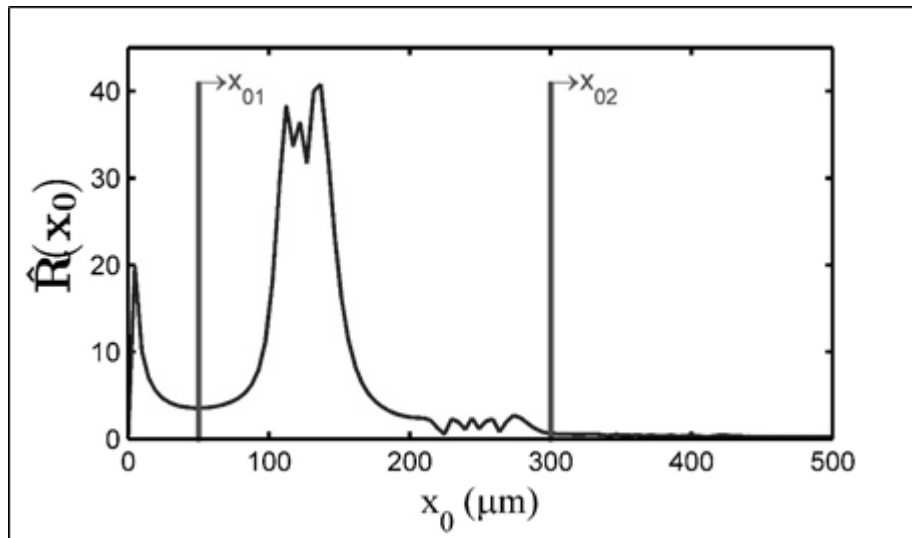
$$\alpha_q = \frac{1}{2L} \int_{k_{0c}-L/2}^{k_{0c}+L/2} R(k_0) \cos\left(\frac{2\pi q k_0}{L}\right) dk_0 = -4nn_0\alpha_0 \left[\frac{(n-n_0)^{2q-2}}{(n+n_0)^{2q}} \right] \quad (4.6)$$

$$\beta_q = \frac{1}{2L} \int_{k_{0c}-L/2}^{k_{0c}+L/2} R(k_0) \sin\left(\frac{2\pi q k_0}{L}\right) dk_0 = 0 \quad (4.7)$$

Eşitlik 3.54’de kullanılacak olan $\hat{R}(x_0)$ ifadesi eşitlik 4.4’ün FD’si alınarak ve Dirac delta fonksiyonun özellikleri kullanılarak, eşitlik 4.8 ile verilmiştir.

$$\hat{R}(x_0) = 2\pi\alpha_0\delta(x_0) + \pi \sum_{q=1}^{\infty} \alpha_q [\delta(x_0 - 2\pi q f) + \delta(x_0 + 2\pi q f)] \quad (4.8)$$

Eşitlik 4.8 ile verilen x_0 uzayındaki $\hat{R}(x_0)$ şekil 4.2 ile gösterilmiştir.



Şekil 4.2. $R(k_0)$ sinyalinin FD’si. x_{01} ve x_{02} , x_0 uzayındaki alt ve üst sınırlardır

Eşitlik 3.46 ile tanımlanan SDD analizi; eşitlik 4.8 kullanılarak ve $\Psi(x_0 \leq 0) = 0$ durumu göz önünde bulundurularak yeniden yazılırsa eşitlik 4.9 elde edilir.

$$SDD(a, b) = \sqrt{a} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\Psi}^*(ax_0) \exp(i2\pi bx_0) \left(\pi \sum_{q=1}^{\infty} \alpha_q \delta(x_0 - 2\pi qf) \right) dx_0 \quad (4.9)$$

Eşitlik 4.10 ile tanımlanan Dirac delta fonksiyonunun özelliği kullanılarak eşitlik 4.9 yeniden yazılırsa, eşitlik 4.11 elde edilir.

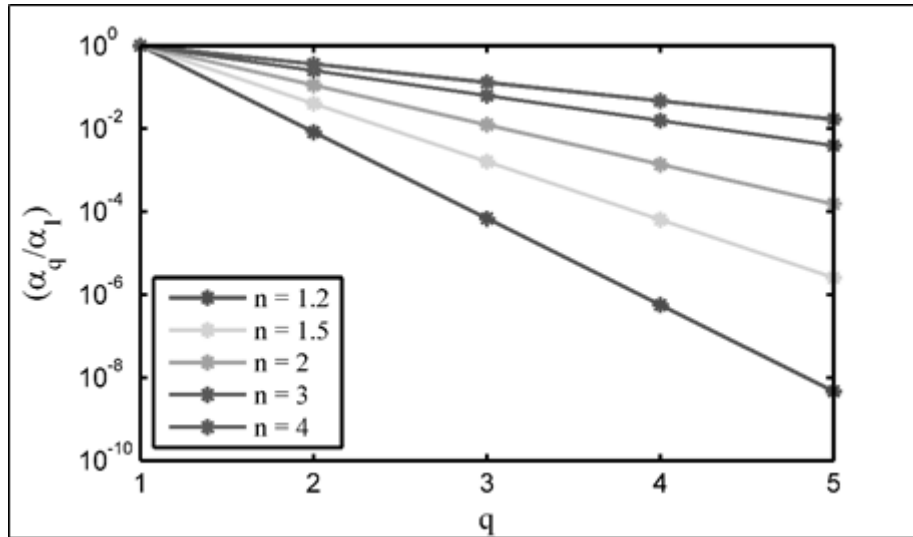
$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x_0) \delta(x_0 - \rho) dx_0 = f(\rho) \quad (4.10)$$

$$SDD(a, b) = \sqrt{a} \pi \sum_{q=1}^{\infty} \alpha_q \hat{\Psi}^*(aqX) \exp(i2\pi bqX) \quad (4.11)$$

Eşitlik 4.11'deki seri açık bir şekilde yazılırsa eşitlik 4.12 elde edilir.

$$SDD(a, b) = \sqrt{a} \pi \left\{ \alpha_1 \hat{\Psi}^*(aX) \exp(i2\pi bX) + \alpha_2 \hat{\Psi}^*(a2X) \exp(i4\pi bX) \right. \\ \left. + \alpha_3 \hat{\Psi}^*(a3X) \exp(i6\pi bX) + \dots \right\} \quad (4.12)$$

Eşitlik 4.12'de önemli bir durum serinin kaçınıcı terime kadar açılacağıdır. α_q Fourier katsayılarının α_1 değerine oranından görel olarak işleme etkileri hakkında bir fikir elde edilebilir. Şekil 4.3'de α_q/α_1 oranı farklı n değerleri için çizilmiştir.



Şekil 4.3. Farklı n değerleri için α_q/α_1 Fourier katsayıları

Şekil 4.3'de görüldüğü gibi α_3 ve daha büyük terimlerin büyüklüğü α_1 'den çok küçük olduğundan, eşitlik 4.12'deki α_q katsayıları için $q \geq 3$ terimleri ihmal edilebilir. Bu

durumda eşitlik 4.12, eşitlik 4.13'deki gibi yazılabilir.

$$SDD(a, b) = \sqrt{a}[\alpha_1 \hat{\Psi}^*(aX) \exp(ibX) + \alpha_2 \hat{\Psi}^*(a2X) \exp(ib2X)] \quad (4.13)$$

Eşitlik 4.13'de sanal terimlerden kurtulmak için ifadenin eşleniği ile çarpımı yapılarak eşitlik 4.14'e ulaşılır (Coşkun ve ark., 2013).

$$|SDD(a, b)|^2 = a[\alpha_1^2 \hat{\Psi}^2(aX) + \alpha_2^2 \hat{\Psi}^2(a2X) + 2\alpha_1^2 \alpha_2^2 \hat{\Psi}(aX) \hat{\Psi}(a2X) \cos(bX)] \quad (4.14)$$

Eşitlik 4.14; eşitlik 4.15 ve 4.16'da verilen ifadeler doğrultusunda yeniden yazılırsa eşitlik 4.17'ye ulaşılır.

$$\hat{\Psi}(a2X) = \hat{\Psi}(aX) \exp\left(-\frac{(3a^2X^2 - 2aXw_0)}{2\sigma}\right) \quad (4.15)$$

$$\alpha_2 = \left(\frac{n-n_0}{n+n_0}\right)^2 \alpha_1 = N\alpha_1 \quad (4.16)$$

$$|SDD(a, b)|^2 = a\alpha_1^2 \hat{\Psi}^2(aX) \left\{ \begin{array}{l} 1 + \left[N \exp\left(-\frac{3a^2X^2 - 2aXw_0}{2\sigma}\right) \right]^2 \\ + 2N \left[\exp\left(-\frac{3a^2X^2 - 2aXw_0}{2\sigma}\right) \right] \cos(bX) \end{array} \right\} \quad (4.17)$$

Eşitlik 4.17, $N \ll 1$ durumu için yeniden yazılırsa eşitlik 4.18'e ulaşılır.

$$|SDD(a, b)|^2 = a\alpha_1^2 \hat{\Psi}^2(aX) = 2a \sqrt{\frac{\pi}{\sigma}} \alpha_1^2 \exp\left[-\frac{(w_0 - aX)^2}{\sigma}\right] \quad (4.18)$$

Her b değeri için $|SDD(a, b)|^2$ 'nin en büyük olduğu değeri karşılık gelen a değerine, a_{max} dersek; eşitlik 4.18'in a parametresine göre türevi alınıp, sıfıra eşitlenerek çözülürse, a_{max} ifadesi eşitlik 4.19'daki gibi bulunur.

$$a_{max} = \frac{w_0 + \sqrt{w_0^2 + 2\sigma}}{2X} \quad (4.19)$$

Eşitlik 4.19'daki a_{max} ifadesi; $a \times b$ boyutlu $|SDD(a, b)|^2$ matrisinde b değerlerinin sabit olduğu her sütundaki $|SDD(a, b)|^2$ değerinin en büyük olduğu, a değerini ifade etmektedir. Eşitlik 4.19 için $X = 2\pi f$, $f = 2D$ ve $D = nd$ ifadeleri yerine yazılıp n yalnız bırakılırsa, eşitlik 4.20'ye ulaşılır.

$$n_a = \frac{w_0 + \sqrt{w_0^2 + 2\sigma}}{8\pi d a_{max}} \quad (4.20)$$

Eşitlik 4.20'deki n_a ifadesi anlık titreşim sıklığına karşılık gelen kırılma indisidir. Bu eşitlik kullanılarak; $|SDD(a, b)|^2$ için her b değerine karşılık gelen $n_a(b)$ değeri hesaplanır. Analizi yapılan sinyal $[k_0 - \Delta k_0, k_0 + \Delta k_0]$ aralığında bilgi içerir ve eşitlik 3.53'e göre $b \gg a/\sqrt{2}$ ise eşitlik 3.52'ye göre $n_a(b) \cong n_a(k_0)$ olur. Eşitlik 4.3'te verilen $n(k_0)$ ile $n_a(k_0)$ arasındaki bağıntı eşitlik 4.21 ile verilmiştir (Meyer ve Xu, 1997).

$$n_a(k_0) = \frac{dn(k_0)}{dk_0}, \quad \Omega(k_0) = n(k_0)k_0 \quad (4.21)$$

Eşitlik 4.21'de verilen denklemler çözülür ve düzenlenirse, sırasıyla eşitlik 4.22 ve 4.23'e ulaşılır.

$$n_a(k_0) = \frac{dn(k_0)}{dk_0} k_0 + n(k_0) \quad (4.22)$$

$$\frac{1}{k_0} n_a(k_0) = \frac{dn(k_0)}{dk_0} + \frac{1}{k_0} n(k_0) \quad (4.23)$$

Eşitlik 4.23, 1. dereceden lineer diferansiyel denklemdir ve çözümü eşitlik 4.24'de verilmiştir.

$$n_{SDD}(k_0) = \frac{1}{k_0} \left[\int_{k_{oilk}}^{k_0} n_a(k'_0) dk'_0 + C_2 \right] \quad (4.24)$$

Eşitlik 4.24'deki k_{oilk} , $R(k_0)$ sinyali için çalışılan aralığın başlangıç değeridir. C_2 integral sabitidir ve değerini belirlemek için eşitlik 4.21 kullanılarak eşitlik 4.24'de k_{oilk} değeri 0'dan başlatılırsa, $k_0 = 0$ için $\Omega(k_0) = 0$ olacağından eşitlik 4.25'e ulaşılır.

$$\int_0^0 n_a(k'_0) dk'_0 + C_2 = 0 \quad (4.25)$$

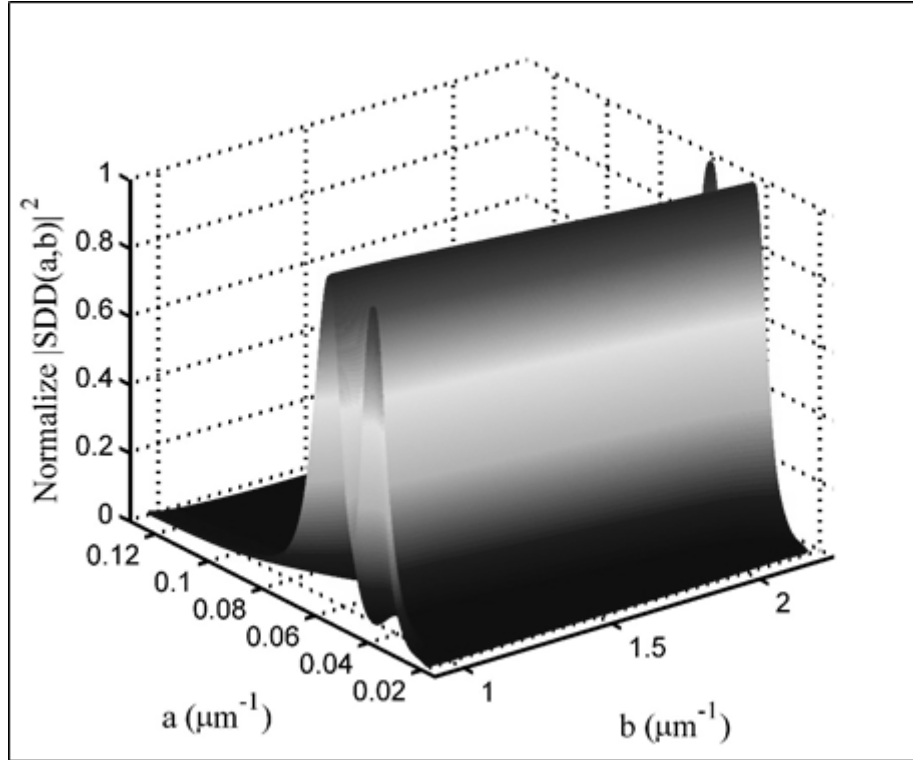
Eşitlik 4.25 belirlenen koşullar altında çözülürse $C_2 = 0$ olarak bulunur. Belirlen koşullar ve elde edilen sonuçlar doğrultusunda eşitlik 4.24 yeniden düzenlenirse, eşitlik 4.26'ya ulaşılır.

$$n_{SDD}(k_0) = \frac{1}{k_0} \left[\int_0^{k_{oilk}} n_a(k'_0) dk'_0 + \int_{k_{oilk}}^{k_0} n_a(k'_0) dk'_0 \right] \quad (4.26)$$

Eşitlik 4.26'da $n_a(k'_0)$, $0 - k_{oilk}$ aralığında tanımlı değildir. Bu işlemin yapılabilmesi için SDD sonucunda elde edilen $n_a(k_0)$ fonksiyonuna fitting (benzetme) işlemi yapılarak,

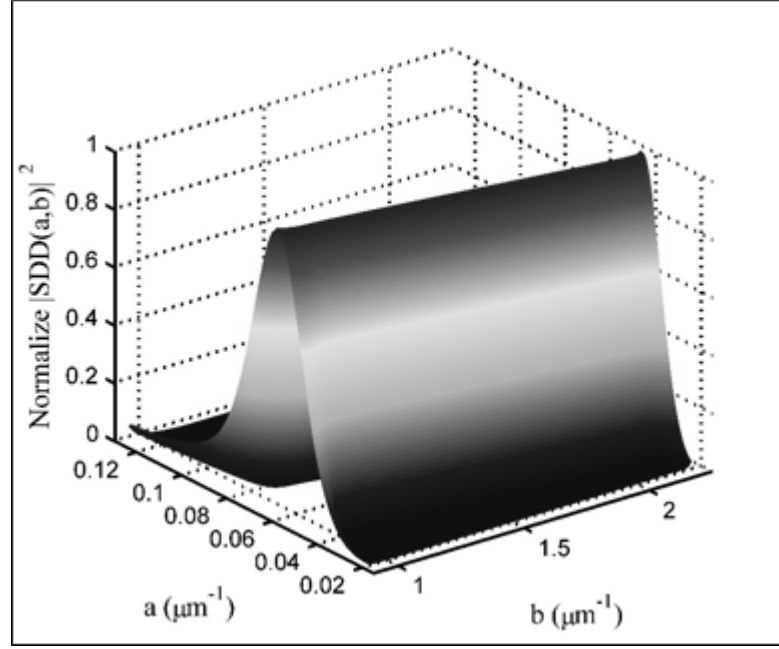
Cauchy katsayıları belirlenir ve belirlenen katsayılar kullanılarak $0 - k_{0ilk}$ aralığı için $n_a(k_0)$ fonksiyonu elde edilebilir. Elde edilen $n_a(k_0)$ fonksiyonu ile eşitlik 4.26'daki integral işlemi hesaplanabilir.

Şekil 4.1'de gösterilen $R(k_0)$ sinyalinin, Gabor dalgacığının $\sigma = 1$ durumu (Morlet dalgacığı) kullanılarak eşitlik 3.54'e göre SDD analizi yapılmıştır ve analizin sonucunda elde edilen $a \times b$ boyutlu $|SDD(a, b)|^2$ matrisi şekil 4.4'de gösterilmiştir.



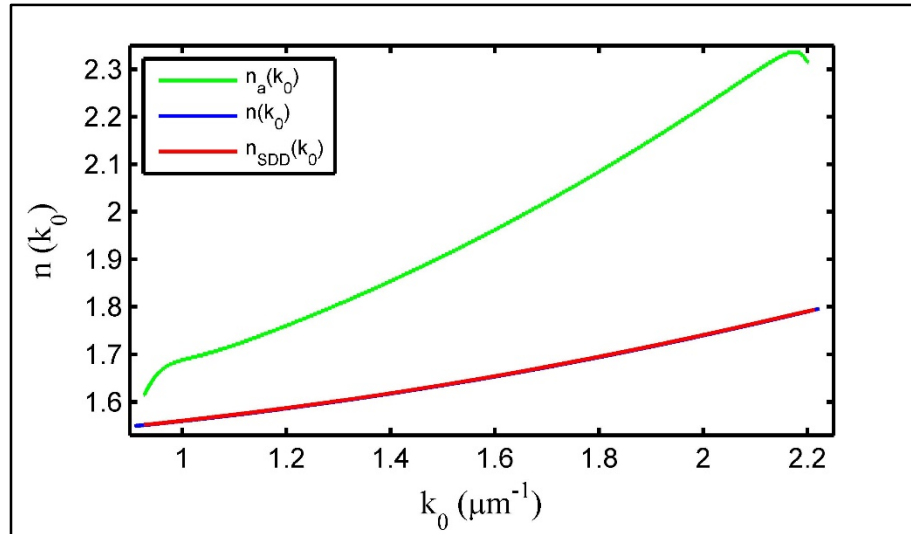
Şekil.4.4. $R(k_0)$ 'ın SDD analizi sonucu elde edilen $a \times b$ boyutlu $|SDD(a, b)|^2$ matrisi

Şekil 4.4'de $|SDD(a, b)|^2$ matrisin, b parametresinin sınır değerlerinde büyük sapmalar görülür. Bu sapmalar, kenar etkisi olarak bilinir ve sebebi; Eşitlik 3.45 göre SDD'nin integral sınırları $[-\infty, \infty]$ iken analizi yapılan $R(k_0)$ sinyalinin; $0,9090 - 2,2222 \mu m^{-1}$ aralığında tanımlı olmasıdır. Kenar etkisi; sıfır ekleme metodu (zero padding) ile azaltılabilir (Özder ve ark., 2004). Sıfır ekleme metodunda; $R(k_0)$ sinyalinin sonuna, SDD işlemi yapılmadan önce sıfır eklenir ve SDD işleminden sonra eklenen sıfırlar kaldırılır (Torrence ve Compo, 1998). Şekil 4.4'de görülen kenar etkisi, sıfır ekleme metodu ile azaltılmıştır ve şekil 4.5'te gösterilmiştir.



Şekil 4.5. Kenar etkisi azaltılmış $|SDD(a, b)|^2$ matrisi

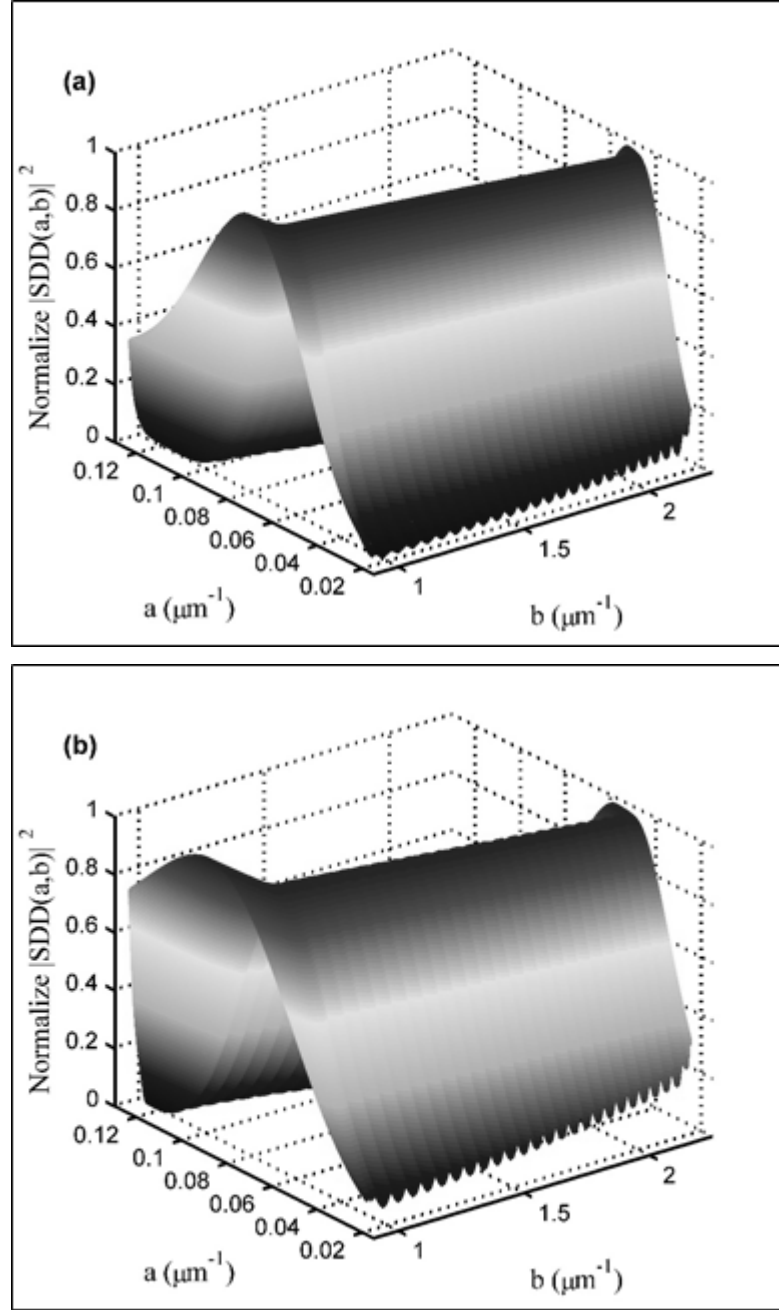
Eşitlik 4.20 kullanılarak normalize edilmiş $|SDD(a, b)|^2$ matrisinden $n_a(k_0)$ değerleri ve elde edilen $n_a(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.26 kullanılarak $n_{SDD}(k_0)$ değerleri hesaplanmıştır. Elde edilen $n_a(k_0)$, hesaplanan $n_{SDD}(k_0)$ ve teorik $n(k_0)$ değerleri şekil 4.6'da gösterilmiştir. Bulunan n_{SDD} değerlerinden hesaplanan A, B, C Cauchy parametreleri sırasıyla $1.500, 0.060 \mu m^2, 1.268 \times 10^{-6} \mu m^4$ olarak belirlenmiştir.



Şekil 4.6. $R(k_0)$ sinyalinin SDD analizi sonucu elde edilen $n_a(k_0)$, $n_{SDD}(k_0)$ ve $n(k_0)$ değerleri

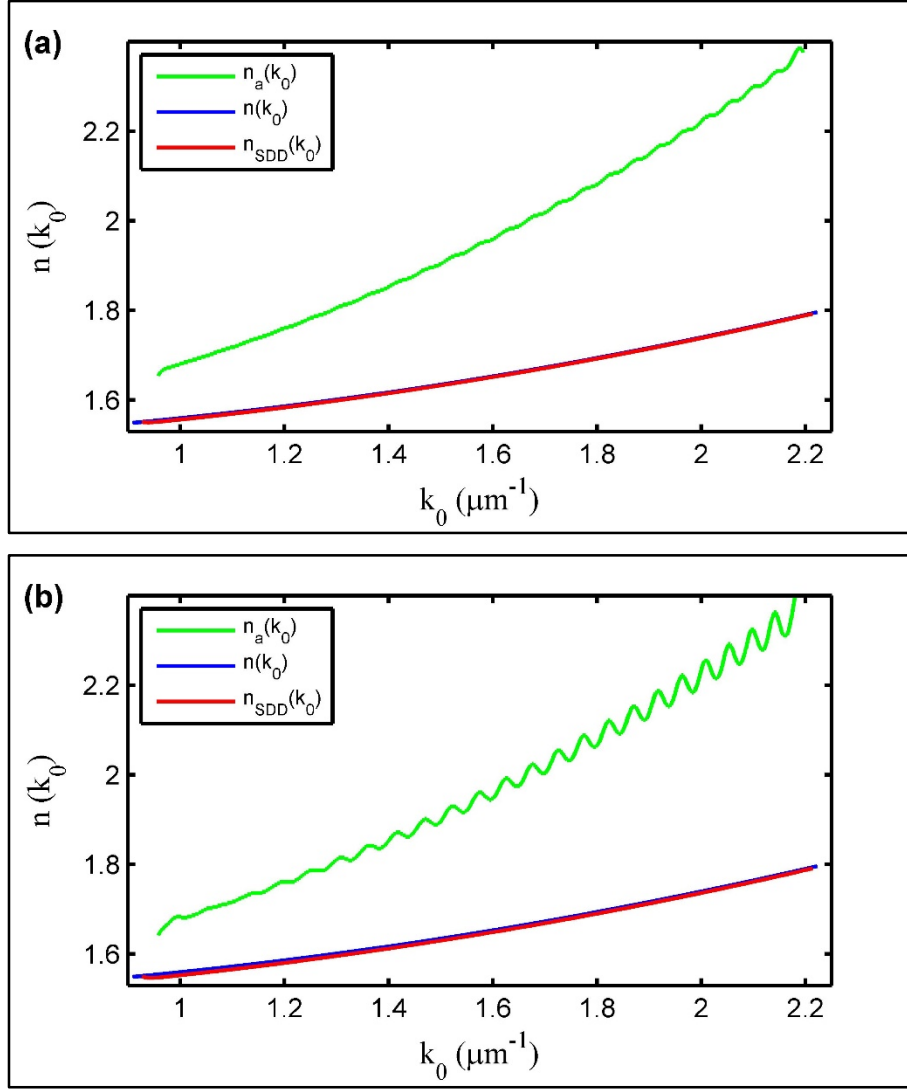
$R(k_0)$ sinyalinin, Gabor dalgacığının $\sigma = 5$ ve $\sigma = 10$ durumu için SDD analizi yapılmıştır

ve analizin sonucunda elde edilen $a \times b$ boyutlu $|SDD(a, b)|^2$ matrisi şekil 4.7 (a) ve (b)'de gösterilmiştir.



Şekil.4.7. (a) $\sigma = 5$ için (b) $\sigma = 10$ için $R(k_0)$ sinyalinin SDD yöntemi ile analizden elde edilen $a \times b$ boyutlu $|SDD(a, b)|^2$ matrisleri

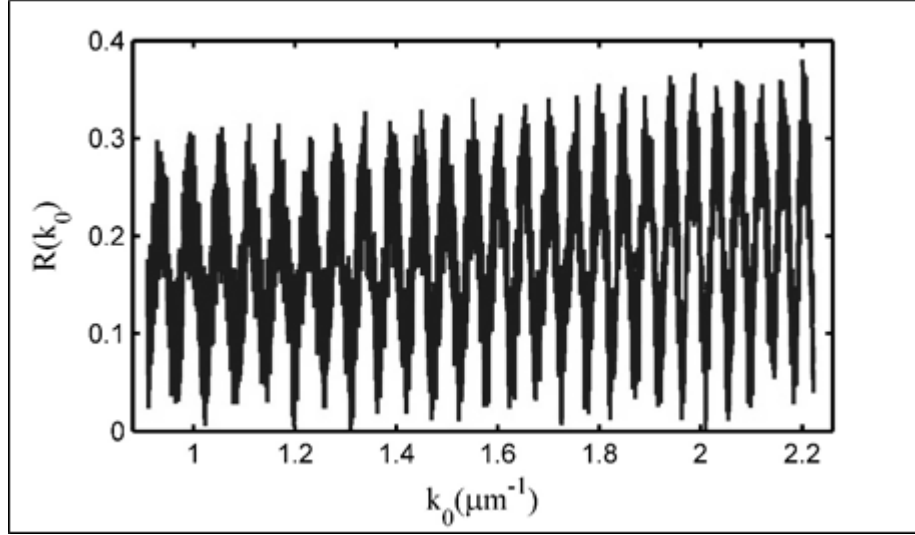
Şekil 4.7.(a) ve (b)'de gösterilen, normalize edilmiş $|SDD(a, b)|^2$ matrislerinden $n_a(k_0)$, $n_{SDD}(k_0)$ değerleri hesaplanmıştır ve teorik $n(k_0)$ değerleri ile birlikte şekil 4.8.(a) ve (b)'de gösterilmiştir.



Şekil 4.8. (a) $\sigma = 5$ için (b) $\sigma = 10$ için elde edilen $|SDD(a, b)|^2$ matrisinden hesaplanan $n_a(k_0)$, $n_{SDD}(k_0)$ ve $n(k_0)$ değerleri

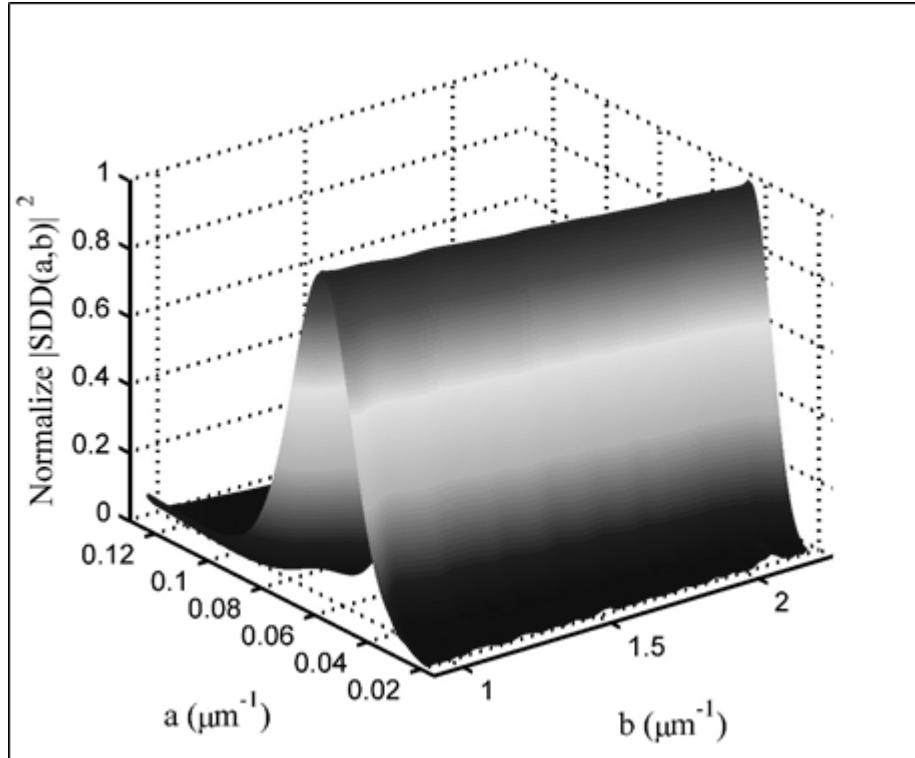
Şekil 4.8.(a) ve (b)'de gösterilen n_{SDD} değerlerinden hesaplanan A, B, C Cauchy parametreleri sırasıyla 1.496, $0.060 \mu m^2$, $1.211 \times 10^{-6} \mu m^4$, ve 1.492, $0.061 \mu m^2$, $1.346 \times 10^{-6} \mu m^4$ olarak belirlenmiştir.

SDD yöntemi; gürültülü sinyallerin analizinde de iyi sonuçlar vermektedir. Bu ifadenin daha iyi anlaşılabilmesi için $R(k_0)$ sinyaline gürültü eklenerek SDD yöntemi ile analizi yapılmıştır. Eşitlik 4.2'de verilen $R(k_0)$ sinyaline %20 gürültü eklenerek şekil 4.9'da gösterilmiştir.



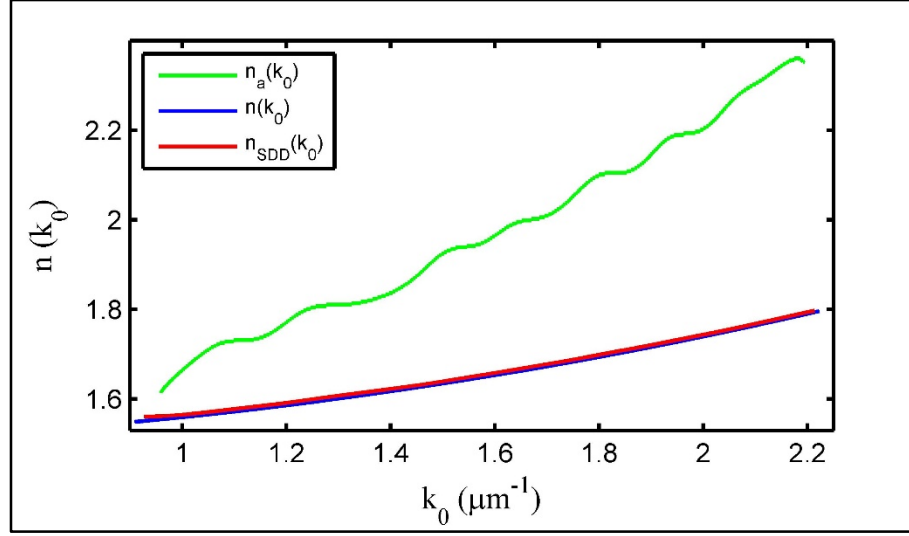
Şekil 4.9. %20 gürültü eklenmiş $R(k_0)$ sinyali

Şekil 4.9’da gösterilen gürültülü $R(k_0)$ sinyalinin Gabor dalgacığının $\sigma = 1$ için SDD yöntemi ile analizi yapılarak elde edilen $a \times b$ boyutlu $|SDD(a, b)|^2$ matrisi şekil 4.10’da gösterilmiştir.



Şekil.4.10. %20 gürültü eklenmiş $R(k_0)$ sinyalinin SDD yöntemi ile analizden elde edilen $a \times b$ boyutlu $|SDD(a, b)|^2$ matrisi

Şekil 4.10’da gösterilen, normalize edilmiş $|SDD(a, b)|^2$ matrisinden $n_a(k_0)$, $n_{SDD}(k_0)$ değerleri hesaplanmıştır ve teorik $n(k_0)$ değerleri ile birlikte şekil 4.11’de gösterilmiştir.



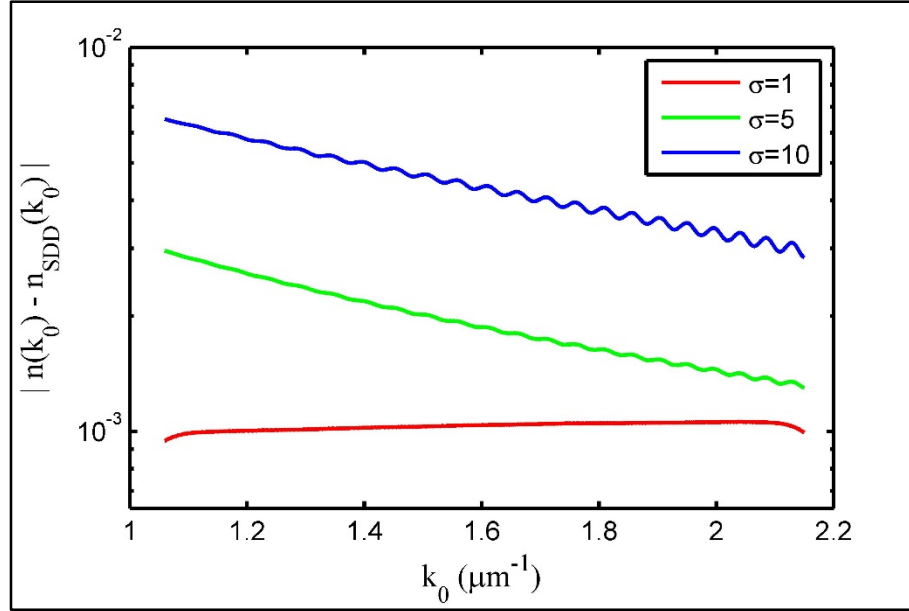
Şekil 4.11. %20 Gürültü eklenmiş $R(k_0)$ sinyalinin SDD yöntemi ile analizinden elde edilen $n_a(k_0)$, $n_{SDD}(k_0)$ ve $n(k_0)$ değerleri

Şekil 4.11’de görüldüğü gibi teorik $n(k_0)$ ile SDD yöntemi ile elde edilen $n_{SDD}(k_0)$ büyük uyum içerisindedir. Bulunan $n_{SDD}(k_0)$ için A, B, C Cauchy parametreleri sırasıyla $1.496, 0.059 \mu\text{m}^2, 1.428 \times 10^{-6} \mu\text{m}^4$ olarak belirlenmiştir.

SDD analizi sonucu elde edilen veriler için hata hesabı yapılmak istenirse, eşitlik 4.27 kullanılmalıdır.

$$\epsilon_m = |n(k_0) - n_{SDD}(k_0)| \quad (4.27)$$

Eşitlik 4.27 mutlak hata olarak bilinir. Bu eşitlik kullanılarak, $\sigma = 1, \sigma = 5$ ve $\sigma = 10$ için şekil 4.5, şekil 4.6.(a) ve (b)’de gösterilen $n(k_0)$ ve $n_{SDD}(k_0)$ değerleri için mutlak hata hesapları yapılmış ve şekil 4.12 ile gösterilmiştir.



Şekil 4.12 $\sigma = 1$, $\sigma = 5$ ve $\sigma = 10$ için mutlak hata değerleri

Şekil 4.12'deki , $\sigma = 1$, $\sigma = 5$ ve $\sigma = 10$ için ortalama hata değerleri sırasıyla, 0.0010, 0.0019 ve 0.0044 olarak hesaplanmıştır. Şekil 4.12'de görüldüğü ve ortalama değerlerden anlaşıldığı gibi artan σ değerleri için mutlak hata oranları da artmaktadır.

SDD yöntemi için belirsizlik analizi yapılmak istenirse; eşitlik 4.28'deki gibi bir fonksiyon için, eşitlik 4.29'daki denklem kullanılmalıdır (Coşkun, 2012).

$$T = T(x_1, x_2, \dots, x_m) \quad (4.28)$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \sqrt{\left[\left(\frac{\partial T}{\partial x_1} \right)^2 \Delta x_1^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial x_2} \right)^2 \Delta x_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial T}{\partial x_m} \right)^2 \Delta x_m^2 \right]} \quad (4.29)$$

Eşitlikte Δx_i değerleri, her bir değişkene ait belirsizlikleri ifade etmektedir. SDD analizi sonucunda elde edilen ve eşitlik 4.20'de verilen $n_a(k_0)$ 'daki belirsizlik eşitlik 4.30 ile verilmiştir.

$$\frac{\Delta n_a}{n_a} = \sqrt{\left(\frac{\Delta a_{max}}{a_{max}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2} \quad (4.30)$$

Eşitlik 4.30'daki a_{max} ölçek parametresi eşitlik 4.31'deki gibi tanımlanmıştır.(Torrence ve Compo, 1998).

$$a_j = \frac{\pi}{x_{02}} 2^{j\Delta j}, \quad \Delta j = \frac{\log_2\left(\frac{x_{02}}{x_{01}}\right)}{N_a}, \quad j = 0, 1, 2, \dots, N_a \quad (4.31)$$

Eşitlikte N_a ölçek sayısı ve x_{01}, x_{02} yansıma spektrumunun Fourier uzayındaki alt ve üst sınırlarıdır. Eşitlik 4.29'daki $\Delta a_{max}/a_{max}$ ifadesi, a_{max} değerindeki belirsizliktir ve eşitlik 4.31'deki ifadeler kullanılarak eşitlik 4.32'deki gibi hesaplanır.

$$\frac{\Delta a_{max}}{a_{max}} = \left(\frac{x_{02}}{x_{01}}\right)^{\frac{1}{N_a}} - 1 \quad (4.32)$$

Eşitlik 4.32; simülasyon çalışmasında kullanılan ve eşitlik 4.33'te verilen değerler için hesaplanırsa eşitlik 3.44'e ulaşılır.

$$x_{01} = 50 \mu m, \quad x_{02} = 300 \mu m, \quad N_a = 1000 \quad (4.33)$$

$$\frac{\Delta a_{max}}{a_{max}} = 0.00179 \quad (4.34)$$

Eşitlik 4.30'daki $\Delta d/d$ ifadesi kalınlık değeri için belirsizliktir. Deneysel çalışmalarda d 'deki belirsizlik ölçüm cihazının hassasiyetine veya kullanılan yönteme bağlı olarak belirlenir. Simülasyon çalışmasında d sabit kabul edilerek analiz yapıldığı için $\Delta d/d = 0$ alınabilir.

Çizelge 4.1. Yalıtkan filmlerin SDD yöntemi ile analizinden elde edilen Cauchy parametreleri ve ortalama mutlak hata değerleri

		Cauchy Parametreleri			Ortalama Mutlak Hata ($\times 10^{-3}$)
		A	B (μm^2)	C (μm^4)	
	Girilen ($n(k_0)$)	1,500	0,060	$8,000 \times 10^{-6}$	
$\sigma = 1$	Bulunan ($n_{SDD}(k_0)$)	1,500	0,060	$1,268 \times 10^{-6}$	1,0
$\sigma = 5$	Bulunan ($n_{SDD}(k_0)$)	1,496	0,060	$1,211 \times 10^{-6}$	1,9
$\sigma = 10$	Bulunan ($n_{SDD}(k_0)$)	1,492	0,061	$1,346 \times 10^{-6}$	4,4
$\sigma = 1$ (%20 Gürültü)	Bulunan ($n_{SDD}(k_0)$)	1,496	0,059	$1,428 \times 10^{-6}$	4,5

BÖLÜM 5

SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında yalıtkan filmlerin kırılma indisi dağılımı, SDD yöntemi ile belirlenmiştir. SDD yöntemi bölüm 3'te ayrıntılı bir biçimde ele alınmıştır. Bu yöntemde seçilen dalgacığın şekli analiz sonuçlarını büyük ölçüde etkilemektedir ve bu çalışmada yansıma spektrumunun analizi için Gabor dalgacığı seçilmiştir. Gabor dalgacığının çözünürlük analizi yapılmıştır ve bulunan sonucun literatürdeki diğer birkaç çalışmayla da desteklenerek, en iyi çözünürlüğe sahip dalgacık olduğu belirlenmiştir. Bölüm 4'te teorik olarak elde edilen $R(k_0)$ sinyalinin, SDD yöntemi ile analizi detaylı bir biçimde ele alınmıştır. Gabor dalgacığı için optik pozisyon (optik kalınlık) ve ölçek parametresi arasındaki ilişki belirlenmiştir. Bu bilgi kullanılarak $R(k_0)$ 'ın SDD analizi sonucu elde edilen verilerden, yalıtkan filmin $n_{SDD}(k_0)$ değerleri hesaplanmıştır. Şekil 4.5, Şekil 4.7.(a) ve (b)'de görüldüğü gibi teorik $n(k_0)$ değerleri ve SDD analizi sonucu elde edilen $n_{SDD}(k_0)$ değerleri arasında büyük bir uyum olduğu belirlenmiştir. Şekil 4.8'de gösterilen, %20 gürültü eklenmiş $R(k_0)$ sinyalinin SDD yöntemi ile analizi yapılmıştır ve elde edilen $n_{SDD}(k_0)$ ile teorik $n(k_0)$ arasındaki uyum Şekil 4.10'da gösterilerek, SDD yönteminin gürültü sinyallerin analizinde de iyi sonuçlar verdiği belirlenmiştir.

Geliştirilen yöntem yalıtkan filmlerin haricinde yarıiletken ve sıvı kristal hücrelere de uygulanabilir. Gerekli matematiksel düzenlemeler yapıldıktan sonra yarıiletken filmlerin n ve κ parametreleri; sıvı kristal hücrelerin de Δn parametresi belirlenebilir. Bu çalışma, SDD ve benzeri yöntemlerin; farklı konular ve diğer bilim dallarındaki çalışmalarda da kullanılabilmesi için örnek teşkil edebilir.

KAYNAKLAR

- Addison P. S., 2005. Wavelet Transform and the ECG: A Review. *Physiological Measurement*, 26: R155-R199.
- Al-Ani S. K., 2005. Methods of Determining the Refractive Index of Thin Solid Films. *The Iraqi Journal of Applied Physics*. 4 (1): 17-23.
- Bailey A. I., Kay S. M., 1965. Measurement of Refractive Index and Dispersion of Mica, Employing Multiple Beam Interference Techniques. *British Journal of Applied Physics*. 1 (1): 39-44.
- Bortchagovsky E. G., 1997. Ellipsometric Method for Investigation of the Optical Anisotropy of Thin Films: Theory and Calculations. *Thin Solid Films*. 307: 192-199.
- Coşkun E., Sel K., Özder S., Kurt M., 2008. Refractive Index and Extinction Coefficient Determination of an Absorbing Thin Film by Using the Continuous Wavelet Transform Method. *Applied Optics*. 47 (27): 4888-4894.
- Coşkun E., 2012. İnce Filmlerin Optik Özelliklerinin İntegral Dönüşüm Yöntemleri ile Belirlenmesi. Doktora Tezi. Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Türkiye.
- Coşkun E., Özder S., Tiryaki E., 2013. The Paul Wavelet Algorithm: an Alternative Approach to Calculate the Refractive Index Dispersion of a Dielectric Film from Transmittance Spectrum. *Applied Physics B Lasers and Optics*. 113 (2): 243-250.
- Debnath L., Bhatta D., 2006. *Integral Transforms and Their Applications (2nd ed.)*. Chapman and Hall/CRC, New York. 728 p.
- Fujiwara H., 2007. *Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications*. John Wiley & Sons Ltd. Tokyo. 392 p.
- Gabor D., 1946. Theory of Communication. *Journal of Institute of Electrical and Electronics Engineers*, 93 (3): 429-457.
- Gao R. X., Yan R., 2011. *Wavelets: Theory and Applications for Manufacturing*. Springer Science+Business Media, London. 18-32 p.

- Grossmann A., Morlet J., 1984. Decomposition of Hardy Functions into Square Integrable Wavelets of Constant Shape. *SIAM Journal on Mathematical Analysis*, 15 (4): 723–736.
- Gröchenig K., 2001. *Foundations of Time-Frequency Analysis*. Springer Science+Business Media. Boston. 359 p.
- Hecht E., 2002. *Optics (4th ed.)*. Addison Wesley, San Francisco. 698 p.
- Karaoğlu B., 1997. *Fizikte ve Mühendislikte Matematik Yöntemler (2. Basım)*. Bilgitek Yayıncılık. İstanbul. 169-188 s.
- Mallat S.G., 1989. A Theory for Multiresolution Signal Decomposition: The Wavelet Representation. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 2 (7): 674–693.
- Manifacier J. C., Gasiot J., Fillard J. P., 1976. A Simple Method for the Determination of the Optical Constants n, κ and the Thickness of a Weakly Absorbing Thin Film. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 9 (11): 1002-1004.
- Meyer Y., Xu H., 1997. Wavelet Analysis and Chirps. *Applied and Computational Harmonic Analysis*. 4 (4): 366-379.
- Meyers S.D., Kelly B.G., O'Brien J.J., 1993. An Introduction to Wavelet Analysis in Oceanography and Meteorology: with Application to the Dispersion of Yanai Waves. *American Meteorological Society, Monthly Weather Review*. 121 (10): 2858–2866.
- Minkov D., 1989. A., Method for Determining the Optical Constants of a Thin Film on a Transparent Substrate. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 22 (1): 199-205.
- Müllerová J., Mudron J., 2000. Determination of Optical Parameters and Thickness of Thin Films Deposited on Absorbing Substrates Using Their Reflection Spectra. *Acta Physica Slovaca*. 50 (4): 477-488.
- Özder S., Köysal O., San S.E., Ecevit F.N., 2004. Determination of the Refractive Index Dispersion of Thick Films by Continuous Wavelet Transform. *Thin Solid Films*. 458 (1): 257-262.

- Polikar R., 1999. The Story of Wavelets. Retrieved Apr 15, 2014, from <http://users.rowan.edu/~polikar/RESEARCH/PUBLICATIONS/wavelet99.pdf>.
- Simonovski I., Boltežar M., 2003. The Norms and Variances of the Gabor, Morlet and General Harmonic Wavelet Functions. *Journal of Sound and Vibration*. 264 (3): 545–557.
- Swanepoel R., 1983. Determination of the Thickness and Optical Constants of Amorphous Silicon. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 16 (12): 1214-1222.
- Torrence C., Compo G., 1998. A Practical Guide to Wavelet Analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*. 79 (1): 61-78.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Erhan Tiryaki
Doğum Yeri : Taşova / Amasya
Doğum Tarihi : 01.10.1985

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi : Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi,
Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, (2006-2011)
Yüksek Lisans Öğrenimi : Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi,
Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı (2011-2015)

Bildiği Yabancı Diller : İngilizce

BİLİMSEL FAALİYETLERİ

a) Yayınlar -SCI -Diğer

- i. Coşkun. E., Özder S., Tiryaki E., 2013. The Paul Wavelet Algorithm: An Alternative Approach to Calculate The Refractive Index Dispersion of A Dielectric Film From Transmittance Spectrum. *Applied Physics B Lasers and Optics*. 113 (2): 243-250.

b) Bildiriler -Uluslararası –Ulusal

- i. Bilgin V., Sel K., Özenir U., Erdem İ., Tiryaki E., 2011. Electrical and Optical Characterization of Zinc Sulphide Thin Films. *7th Nanoscience and Nanotechnology Conference (NANOTR-VII)*, Sabancı Üniversitesi, İstanbul.

c) Katıldığı Projeler

İŞ DENEYİMİ

Çalıştığı Kurumlar ve Yıl :

İLETİŞİM

E-posta Adresi : erhantiryaki@gmail.com