

T.C.
ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
DOKTORA TEZİ

İNCE FİLMLERİN OPTİK ÖZELLİKLERİNİN
İNTEGRAL DÖNÜŞÜM YÖNTEMLERİ İLE
BELİRLENMESİ

Emre COŞKUN

Fizik Anabilim Dalı

Tezin Sunulduğu Tarih: Şubat 2012

Tez Danışmanı

Prof. Dr. Serhat ÖZDER

ÇANAKKALE

DOKTORA TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

Emre COŞKUN tarafından **Prof. Dr. Serhat ÖZDER** yönetiminde hazırlanan “**İNCE FİLMLEİN OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNTEGRAL DÖNÜŞÜM YÖNTEMLERİ İLE BELİRLENMESİ**” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Serhat ÖZDER

Danışman

Prof. Dr. Ferhunde ATAY

Jüri Üyesi

Doç. Dr. Vildan BİLGİN

Jüri Üyesi

Doç. Dr. Oğuz KÖYSAL

Jüri Üyesi

Yrd. Doç. Dr. Fatma AYDIN

Jüri Üyesi

Sıra No: 2012 / 01

Tez Savunma Tarihi: 03/02/2012

Prof. Dr. İsmet KAYA

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

Hazırlanan bu Doktora tezi BAP tarafından 2010/243 no’lu projeden desteklenmiştir.

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.

Emre COŞKUN

TEŞEKKÜR

Doktora eğitimim boyunca her tŸrlŸ bilgi ve tecrŸbelerinden faydalandığım ve yanında çalıŐmaktan onur duyduğum sayın hocam Prof. Dr. Serhat ÖZDER'e; eğitim hayatım boyunca yardımları dokunan değerli hocalarıma; sağladığı proje desteklerinden dolayı Çanakkale Onsekiz Mart Őniversitesi'ne ve TŸBİTAK'a; her tŸrlŸ destekleri ve sabırları ile her zaman yanımda olan aileme yŸrekten teŐekkŸr ederim.

Emre COŞKUN

Rahmetli anneannem Zühre ÇALUK'un anısına,

SİMGELER VE KISALTMALAR

SDD	Sürekli dalgacık dönüşümü
SD	Stockwell dönüşümü
k_0	Dalga sayısı
λ	Dalgaboyu
n	Kırılma indisi
κ	Sönüm katsayısı
Δn	Çift kırılım
FD	Fourier dönüşümü
d	Film kalınlığı
α	Soğurma katsayısı
TFD	Ters Fourier dönüşümü
KZFD	Kısa zamanlı Fourier dönüşümü
DD	Dalgacık dönüşümü
\mathbf{E}_i	Sınıra gelen elektrik alan vektörü
\mathbf{E}_t	Sınırdan geçen elektrik alan vektörü
\mathbf{E}_r	Sınırdan yansıyan elektrik alan vektörü
\mathbf{H}_i	Sınıra gelen manyetik alan vektörü
\mathbf{H}_t	Sınırdan geçen manyetik alan vektörü
\mathbf{H}_r	Sınırdan yansıyan manyetik alan vektörü
\mathbf{k}	Elektromanyetik dalganın ilerleme doğrultusu
ϵ_0	Boşluğun elektriksel geçirgenliği
ϵ	İncelenen ortamın elektriksel geçirgenliği
μ_0	Boşluğun manyetik geçirgenliği
μ	İncelenen ortamın manyetik geçirgenliği
r	Yansıma genlik katsayısı
t	Geçme genlik katsayısı
\mathbf{D}_e	Elektrik deplasman vektörü

δp	Faz farkı
I	Işık şiddeti
f_r	Frekans
t	Zaman
w	Gabor, kısa zamanlı Fourier dönüşümü, Stockwell dönüşümü pencere fonksiyonu
b	Pencere fonksiyonunun konumunu belirleyen parametre
x_0	k_0 uzayının Fourier uzayı
ψ	Sürekli dalgacık dönüşümünün pencere fonksiyonu
a	Ölçek parametresi
$\hat{\psi}$	ψ fonksiyonunun Fourier uzayı
z_0	Merkez frekans
k_{0m}	Dalgacık merkezi
$(\Delta k_0)^2$	Dalgacığın değişiminin karesi
m	Paul dalgacığının derecesi
ξ	Heaviside fonksiyonu
s	DOG dalgacığının mertebesi
Γ	Gama fonksiyonu
f	Stockwell dönüşümü pencere fonksiyonunun genişliğini belirleyen parametre
A, B, C	Cauchy parametreleri
C_1, C_2, C_3, C_4	Sabitler
p	Genelleştirilmiş Stockwell dönüşümünde çözünürlüğü kontrol eden parametre
x_{01}, x_{02}	Sırasıyla Fourier uzayındaki geçirgenlik sinyallerinin alt ve üst sınırları
N_a	Toplam ölçek sayısı
Δa	a parametresindeki belirsizlik
Δd	Kalınlıktaki belirsizlik
$\Delta(\Delta n)$	Çift kırılımdaki belirsizlik

Δf

f parametresindeki belirsizlik

N_f

Toplam f parametresi sayısı

ÖZET

İNCE FİMLERİN OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNTEGRAL DÖNÜŞÜM YÖNTEMLERİ İLE BELİRLENMESİ

Emre COŞKUN

Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı Doktora Tezi

Danışman: Prof. Dr. Serhat ÖZDER

Şubat 2012, 99

Bu çalışmada sürekli dalgacık dönüşümü (SDD) ve Stockwell dönüşümü (SD) kullanılarak, oda sıcaklığında, görünür bölge yakın kırmızı altı bölge aralığında, ince filmlerin ve sıvı kristal hücrelerin optik özellikleri *sürekli* olarak belirlenmiştir. Literatürde, SDD ve SD metotları, zamana bağlı sinyallerin frekans bilgilerini elde etmek için kullanılır. Bu çalışmada, SDD ve SD gibi, integral dönüşüm metotları, ince filmlerin ve sıvı kristal hücrelerin optik özelliklerinin belirlenebileceği bir metot olarak geliştirilmiştir. Yalıtkan ve yarıiletken (soğurucu) filmlerin geçirgenlik spektrumlarının tekrarlama frekansları kırılma indisıyla, sıvı kristal hücrelerin geçirgenlik spektrumlarının tekrarlama frekansları çift kırılımla değişir. Bu çalışmanın amacı çalışılan geçirgenliğin tekrarlama frekansının belirlenmesi ve tekrarlama frekansı bilgisi kullanılarak incelenen örneğin kırılma indisinin veya çift kırılımlının belirlenmesidir. Bu amaç için yalıtkan filmler, yarıiletken filmler ve sıvı kristal hücreler için teorik geçirgenlik sinyalleri oluşturuldu. SDD ve SD metotları kullanılarak teorik geçirgenliklerin tekrarlama frekansları belirlendi, bu durum bölüm 4’de ayrıntılarıyla çalışıldı. Simülasyon çalışmalarında SDD metodu, Morlet, Paul ve DOG dalgacıkları için incelendi. Simülasyon çalışmalarının sonuçlarına göre geliştirilen metotlar yalıtkan filme örnek olarak *mikaya*, yarıiletken filme örnek olarak *hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür* filme ve sıvı kristale örnek olarak *5CB kodlu sıvı kristal* hücreye uygulanmıştır. Sonuç olarak *mika* ve *hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür*

filmlerin kırılma indisleri ve 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin çift kırılımı *sürekli* olarak belirlenmiştir. Geliştirilen metotların gürültülü sinyal analizi ve hata analizleri de çalışılmıştır.

Anahtar Sözcükler: Optik özellikler, yalıtkan ince filmler, yarıiletken ince filmler, sıvı kristaller, kırılma indisi, çift kırılım, sönüm katsayısı, Fourier dönüşümü, sürekli dalgacık dönüşümü, Stockwell dönüşümü.

ABSTRACT

DETERMINATION OF THE OPTICAL PROPERTIES OF THIN FILMS BY INTEGRAL TRANSFORM METHODS

Emre COŞKUN

Çanakkale Onsekiz Mart University

Graduate School of Science and Engineering

Chair for Physics Thesis of Ph.D.

Advisor: Prof. Dr. Serhat ÖZDER

February 2012, 99

In this study the optical properties of thin films and liquid crystal samples were determined *continuously* by using the continuous wavelet transforms (CWT/SDD) and Stockwell transform (ST/SD) in visible and near infrared region at room temperature. The CWT and ST methods are used to determine the frequency information of any time-dependent signal in literature. In this study the integral transform methods, like the CWT and ST, are improved as a tool to be able to determine the optical properties of thin films and liquid crystal samples. The repetition frequencies of transmittance spectra of dielectric and absorbing films vary with refractive index and of liquid crystal samples vary with birefringence. The aim of this study is to determine the repetition frequency of the transmittance and by using the repetition frequency information, to determine the refractive index or birefringence dispersions of the studied samples. For this purpose, theoretical transmittance signals were generated for dielectric films, absorbing films and liquid crystal samples. The repetition frequencies of the generated transmittance signals were determined by using the CWT and ST methods which were briefly studied in chapter 4. The CWT method was investigated for Morlet, Paul and DOG wavelets in simulation works. Due to the simulation results, the improved methods were executed for *mica* sampled as a dielectric film, for *hydrogenated amorphous silicon carbide* film sampled as an absorbing film and *5CB coded nematic liquid crystal* sampled as a liquid crystal. Consequently, the

refractive index of *mica* and *hydrogenated amorphous silicon carbide* films and the birefringence of the 5CB coded nematic liquid crystal were determined *continuously*. The noisy signal analysis and error analysis of the improved methods were also studied.

Keywords: Optical properties, dielectric thin films, semiconductor thin films, liquid crystals, refractive index, birefringence, extinction coefficient, Fourier transform, continuous wavelet transform, Stockwell transform.

İÇERİK

	Sayfa
TEZ SINAV SONUÇ FORMU	i
İNTİHAL (AŞIRMA) BEYAN SAYFASI	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR	v
ÖZET	viii
ABSTRACT	x
BÖLÜM 1 – GİRİŞ	1
1.1. Giriş	1
BÖLÜM 2 – ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	3
2.1. Optik Analiz Yöntemlerinin Tarihsel Gelişimi	3
2.2. İntegral Dönüşüm Yöntemlerinin Tarihsel Gelişimi	4
2.2.1. Sürekli Dalgacık Dönüşümünün Tarihsel Gelişimi	5
2.2.2. Stockwell Dönüşümünün Tarihsel Gelişimi	6
BÖLÜM 3 – MATERYAL VE YÖNTEM	7
3.1. İnce Filmlerin ve Sıvı Kristallerin Geçirgenlik Spektrumları	7
3.1.1. Yalıtkan Filmlerin Geçirgenlik Spektrumunun Matematiksel İfadesi	7
3.1.2. Yarıiletken Filmlerin Geçirgenlik Spektrumunun Matematiksel İfadesi	12
3.1.3. Sıvı Kristal Hücrelerin Geçirgenlik Spektrumunun Matematiksel İfadesi	12
3.2. İntegral Dönüşüm Yöntemleri	14
3.2.1. Sürekli Dalgacık Dönüşümü	17
3.2.1.1. Morlet Dalgacığı	20
3.2.1.2. Paul Dalgacığı	24
3.2.1.3. DOG Dalgacığı	26
3.2.2. Stockwell Dönüşümü	29

BÖLÜM 4 – ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	33
4.1. Yalıtkan Filmlerin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu	33
4.1.1. Yalıtkan Filmlerin SDD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu	34
4.1.1.1. Yalıtkan Filmlerin Morlet Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu	34
4.1.1.2. Yalıtkan Filmlerin Paul Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu	38
4.1.1.3. Yalıtkan Filmlerin DOG Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu	40
4.1.2. Yalıtkan Filmlerin SD Yöntemi ile Analizi ve Simülasyonu	43
4.2. Yarıiletken Filmlerin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu	46
4.2.1. Yarıiletken Filmlerin SDD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu	47
4.2.1.1. Yarıiletken Filmlerin Morlet Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu	47
4.2.1.2. Yarıiletken Filmlerin Paul Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu	49
4.2.1.3. Yarıiletken Filmlerin DOG Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu	51
4.2.2. Yarıiletken Filmlerin SD Yöntemi ile Analizi ve Simülasyonu	52
4.3. Sıvı Kristal Hücrelerin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu	54
4.3.1. Sıvı Kristal Hücrelerin SDD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu	55
4.3.1.1. Sıvı Kristal Hücrelerin Morlet Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu	55
4.3.1.2. Sıvı Kristal Hücrelerin Paul Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu	57
4.3.1.3. Sıvı Kristal Hücrelerin DOG Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu	59

4.3.2. Sıvı Kristal Hücrelerin SD Yöntemi ile Analizi ve Simülasyonu	60
4.4. Simülasyon Çalışmalarının Sonuçları	62
BÖLÜM 5 - SONUÇLAR VE ÖNERİLER	65
5.1. Deneysel Kurulum	65
5.2. Mika Yalıtkan Filmin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi	67
5.2.1. Mika Yalıtkan Filmin SDD Yöntemleri ile Analizi	68
5.2.1.1. Mika Yalıtkan Filmin Morlet Dalgacığı ile SDD Analizi	68
5.2.1.2. Mika Yalıtkan Filmin Paul Dalgacığı ile SDD Analizi	70
5.2.2. Mika Yalıtkan Filmin SD Yöntemi ile Analizi	71
5.3. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Karbür Yariletken Filmin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi	73
5.3.1. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Karbür Yariletken Filmin SDD Yöntemleri ile Analizi	74
5.3.1.1. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Karbür Yariletken Filmin Morlet Dalgacığı ile SDD Analizi	74
5.3.1.2. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Karbür Yariletken Filmin Paul Dalgacığı ile SDD Analizi	76
5.3.2. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Karbür Yariletken Filmin SD Yöntemi ile Analizi	77
5.4. 5CB Kodlu Sıvı Kristal Hücrenin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi	79
5.4.1. 5CB Kodlu Sıvı Kristal Hücrenin SDD Yöntemleri ile Analizi	79
5.4.1.1. 5CB Kodlu Sıvı Kristal Hücrenin Morlet Dalgacığı ile SDD Analizi	80
5.4.1.2. 5CB Kodlu Sıvı Kristal Hücrenin Paul Dalgacığı ile SDD Analizi	81
5.4.2. 5CB Kodlu Sıvı Kristal Hücrenin SD Yöntemi ile Analizi	82
5.5. Bulunan Sonuçların Yorumu ve Hata Analizleri	84
5.6. Yöntemlerin Geliştirilmesi ve İleri Çalışmalar için Öneriler	92
KAYNAKLAR	94

Çizelgeler	I
Şekiller	II
Özgeçmiş	XI

BÖLÜM 1

GİRİŞ

1.1. Giriş

Günümüzde optik ve elektro-optik cihazlar; görüntü ve optik sinyal oluşturma, algılama, iletme ve işleme; çok çeşitli optik özelliklerde yüzey kaplamaları oluşturma gibi pek çok amaç için yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu cihazların olabildiğince kompakt-üretim maliyetleri ve harcadıkları enerji miktarları düşük ve fonksiyonel- olabilmeleri için ince filmler çok büyük öneme sahiptir. Bu sebeple ince filmlerin optik özelliklerinin belirlenmesi kaçınılmaz bir gerekliliktir.

Bu tez çalışmasında literatürdeki analiz yöntemlerine ek olarak integral dönüşüm yöntemleri olan sürekli dalgacık dönüşümü (SDD) ve Stockwell dönüşümü (SD) optik analizlere uyarlanmıştır. SDD ve SD dalga sayısına ($k_0 = 1/\lambda$) bağımlı olarak kalınlığı bilinen ince filmlerin kırılma indislerinin ($n(k_0)$) ve sönüm katsayılarının ($\kappa(k_0)$) bulunması (Coşkun ve ark. 2008), sıvı kristallerin çift kırılım ($\Delta n(k_0)$) değerlerinin bulunması için bir analiz yöntemi olarak geliştirilmiştir (Özder ve ark., 2007a).

SDD ve SD, zamana bağlı sinyallerin zaman-frekans bilgilerini elde etmek için geliştirilmiştir. Zamana bağlı sinyallerin frekans bilgileri birçok alanda kullanılmaktadır. İlk olarak Fourier dönüşümü (FD) yöntemi ile frekans analizi yapılmıştır. Kararlı yani frekansı zamanla değişmeyen sinyallerin frekans bilgilerini elde etmede kullanılan bu yöntem birçok integral dönüşümüne öncülük etmiştir ve günümüzde de popülerliğini korumaktadır. Eğer sinyalin frekansı zamanla değişiyorsa, FD hangi frekansın hangi zamanda olduğu bilgisini elde etmede yetersiz kalmaktadır. Geliştirilen SDD ve SD bu eksikliği gidermekte yani frekansı zamanla değişen sinyallerin zaman frekans bilgilerini elde etmede kullanılmaktadır.

Bu çalışmada SDD ve SD, ince filmlerin ve sıvı kristallerin görünür ve yakın kırmızı altı bölge için alınan geçirgenlik spektrumlarına uygulanmıştır. SDD ve SD ile geçirgenlik spektrumlarından elde edilen titreşim sıklığı bilgisinden optik parametreler belirlenmiştir. Sunulan iki yöntemle belirlenen optik parametreler, incelenen dalgaboyu aralığında *sürekli* olarak bulunmuştur. Geçirgenlik bilgisiyle analizlerin yapıldığı ve optik parametrelerin dalgaboyu aralığında sürekli olarak belirlenemediği diğer yöntemlerin yanında SDD ve SD yöntemleri bu özelliği ile büyük bir avantaj sağlamaktadır.

Tez çalışmasında SDD ve SD yöntemleri ile yapılan hesaplamalar diğer yöntemlerle kıyaslanmış ve geliştirilen iki yöntem ile yapılan analizlerin doğruluğu ve uygulanabilirliği incelenmiş, üstün ve zayıf yönleri tartışılmıştır.

BÖLÜM 2

ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

2.1. Optik Analiz Yöntemlerinin Tarihsel Gelişimi

İnce filmlerin optik parametrelerini belirlemek için çok sayıda çalışma yapılmış ve uygulama alanlarına göre çeşitli yöntemler geliştirilmiştir. Çok ince kalınlığa (d) sahip filmlerin analizinde spektroskopik elipsometri yöntemi kullanılabilir (Xie ve ark., 2009). Bu yöntemle belirli bir açıda gönderilen lazer ışığının filmde yansımaları sonucunda polarizasyonundaki değişimi gösteren verilerden çeşitli nümerik analiz yöntemleri kullanılarak filmin n ve d değerleri belirlenebilir (Tonova ve Konova, 2001). Schulz 1947 yılında yaptığı çalışmalarla Abbe refraktometre yönteminin filmin yapısını belirlemek için büyük bir potansiyeli olduğunu göstermiştir (Heavens, 1991) ve günümüzde Abbe Refraktometresi malzemelerin n değerlerini belirlemek için yaygın olarak kullanılmaktadır (Rheims ve ark., 1997). Chang 1972 yılında saçak sayma yöntemiyle kalınlığı bilinen bir sıvı kristal hücrenin çift kırılım (Δn) değerlerini hesaplamıştır (Chang, 1972). Saçak sayma yöntemi filmlerin kalınlıklarını belirlemede de kullanılabilir (Köysal ve ark., 2002). 1983 yılında Swanepoel'ün geliştirdiği zarf metodu, günümüz itibarıyla oldukça sık kullanılan komple bir metottur ve zarf metoduyla incelenen filmin n , κ ve d değerleri bulunabilir (Swanepoel, 1983).

Zarf ve saçak sayma metotlarında, geçirgenlik spektrumunun saçaklarının maksimum ve minimum kısımları kullanılarak hesaplamalar yapılır. Bu durum sonuçların sadece maksimum ve minimumlara karşılık gelen dalgaboyu değerleri için elde edilmesini sağlayacağından zarf ve saçak sayma metotları ile bulunan optik parametreler için bir süreklilik yoktur. Yukarıda bahsedilen yöntemlerin büyük çoğunluğunda da belirli dalgaboyları için optik parametreler hesaplanmaktadır. Optik ölçümlerin yapıldığı cihazlarla birlikte gelen programlarda bulunan eğim ayarlama yöntemleri ile d , n ve κ değerleri sürekli olarak belirlenebilir. Spektroskopik elipsometri yöntemi ile çalışılan aralıkta $n(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri sürekli bir şekilde bulunabilmektedir ve piyasada en çok kullanılan metotlardan birisidir. Bu yöntemin dezavantajı ise düşük soğurma katsayısının ($\alpha < 100 \text{ cm}^{-1}$) analizinde zorluklar olmasıdır (Fujiwara, 2007).

Tez çalışmasında sunulan SDD ve SD yöntemleri ile oda sıcaklığında, görünür ve yakın kırmızı altı bölge aralığında incelenen filmin veya sıvı kristal hücrenin $n(k_0)$, $\kappa(k_0)$

veya $\Delta n(k_0)$ değerleri *sürekli* olarak bulunabilmektedir ve bu durum SDD ve SD yöntemlerinin en önemli avantajıdır.

2.2. İntegral Dönüşüm Yöntemlerinin Tarihsel Gelişimi

İntegral dönüşüm yöntemlerinin tarihçesi Laplace ve Fourier dönüşümleri ile başlar (Debnath ve Bhatta, 2007). P.S. Laplace'ın 1780'lerde çalıştığı olasılık teorisine dayandırılabilen Laplace dönüşümü, lineer diferansiyel denklemlerin ve integral eşitliklerin çözümünde günümüzde de etkin bir şekilde kullanılmaktadır. J. Fourier ise ısı transferi konusundaki çalışmaları sonucunda adına atfedilen Fourier integral teoremini geliştirmiştir. Fourier, bu teoreme ulaşmasını sağlayan çok önemli çalışmalar yapmıştır. İlk olarak sonlu bir aralıkta tanımlanan keyfi bir fonksiyonun trigonometrik fonksiyonlarla tanımlanabileceği göstermiş, bir sonraki adımda ise sınırları sonsuz tanımlayarak bugün Fourier dönüşümü (FD) ve ters Fourier dönüşümü (TFD) olarak bilinen integral dönüşümlerine ulaşmıştır (Debnath ve Bhatta, 2007). Fourier İntegral Teoremi'nin büyük önemi, ondokuzuncu ve yirminci yüzyıllarda matematikçiler ve matematiksel fizikçiler tarafından fark edilmiştir. Bu teoreme dayandırılarak O. Heaviside ikinci dereceden kısmi diferansiyel denklemlerin çözümünde önemli çalışmalar yapmıştır. Bu gelişmelerle adi ve kısmi diferansiyel denklemler içeren sınır değer problemlerini çözmek için Mellin, Hankel, Hilbert ve Stieltjes dönüşümleri gibi Laplace ve Fourier dönüşümleri ile doğrudan ilişkili dönüşümler geliştirilmiştir (Bracewell, 2000). 1917 yılında J. Radon tarafından geliştirilen Radon dönüşümü o zaman dikkat çekmemiş olsa da 1960'larda tomografi çalışmalarında kullanılmış olup integral dönüşümleri içinde önemli bir yere sahiptir (Debnath ve Bhatta, 2007; Teryaev, 2001). Literatürde var olan integral dönüşümlerinin büyük bir bölümü Erdelyi ve arkadaşları tarafından iki ciltlik bir kitapta toplanmıştır (1954). 1940 yılında Macar-İngiliz fizikçi D. Gabor iletişim teorisi çalışmasında Gabor dönüşümünü geliştirmiştir (Gabor, 1946; Debnath, 2002). Bu dönüşüme göre bir pencere fonksiyonu sayesinde, sinyale pencere genişliğince FD uygulanarak fonksiyonda hangi frekansın hangi zaman aralıklarında olduğu bilgisine ulaşılabilmektedir. Kısa zamanlı Fourier dönüşümü (KZFD) olarak da bilinen Gabor dönüşümü FD'nin yetersiz kaldığı bu bilgiye ulaşılmasını sağlayarak integral dönüşümü alanında çok büyük bir adım olmuştur (Debnath, 2002). KZFD temeline dayanarak, 1982 yılında Fransız jeofizik mühendisi J. Morlet ve arkadaşları tarafından, sismik sinyallerin analizinde kullanılmak üzere dalgacık dönüşümü (DD) ve 1996 yılında R. G. Stockwell ve arkadaşları tarafından da SD geliştirilmiştir. Bu

yöntemler günümüzde de sıklıkla kullanılan integral dönüşüm yöntemleridir (Morlet ve ark., 1982; Debnath ve Bhatta, 2007; Stockwell ve ark., 1996).

İntegral dönüşüm yöntemleri ilk olarak Köysal ve arkadaşlarının 2002 yılındaki FD'yi kullanarak yalıtkan filmlerin kalınlığının belirlenmesi çalışması ile optik analiz alanına girmiştir. Bu çalışmada kırılma indisinin dalgaboyu bağımlılığı göz ardı edilerek bulunan optik yol değerinden filmin kalınlık bilgisine ulaşılmıştır (Köysal ve ark., 2002). Bu çalışmadan sonra SDD ve SD integral dönüşüm yöntemleri optik analizlere uyarlanmış ve bu tez çalışmasında sunulmuştur.

2.2.1. Sürekli Dalgacık Dönüşümünün Tarihsel Gelişimi

Fransız mühendis J. Morlet ve arkadaşlarının, sismik sinyaller üzerindeki çalışmalarında, D. Gabor'un 1946 yılında iletişim teorisi üzerine yapmış olduğu çalışmalarda sunduğu Gabor dönüşümü sonuçlarını geliştirerek DD eşitliklerine ulaşmışlardır (Her iki çalışmanın da ortak yönü sinyallerin frekans bilgilerinin kullanılmış olmalarıdır) (Morlet ve ark., 1982; Gabor, 1946). Gabor çalışmasını zaman ve frekansın eş zamanlı olarak bulunabilmesi temeline dayandırmıştır. Bu amaç için zaman uzayında ilerleyen Gaussien şekilli temel bir sinyal oluşturmuş ve bu sinyal aralığında FD uygulayarak o zamana ait frekans bilgisini elde etmiştir. *Gabor dönüşümü* olarak adlandırılan bu yöntem KZFD olarak da bilinir ve integral dönüşüm çalışmalarında çok önemli bir yere sahiptir (Gabor, 1946; Debnath, 2002). Morlet ve arkadaşları Gabor dönüşümünü, kullandıkları dalgacık ile daha da ileri seviyeye taşımışlardır. Grup sismik yansıma metodunun çözünürlüğünü arttırmak amacıyla Gabor dalgacıklarının (temel sinyal) sabit oranını değiştirmişlerdir. Bu değişim dalgacık genişliğinin frekansa göre değişimidir. Bu katkı ile yüksek frekansta düşük zaman çözünürlüğü ve düşük frekansta yüksek zaman çözünürlüğü veren fonksiyon analizini geliştirmişlerdir (Morlet ve ark., 1982). Fransız teorik fizikçi A. Grossman, Morlet ve arkadaşlarının çalışmalarındaki sonuçların önemini fark ederek Morlet ile birlikte integral dönüşümleri üzerine 1984 yılında yaptıkları çalışma ile mühendislikte ve matematiksel fizik çalışmalarında çığır açacak olan SDD matematiksel eşitliğine ulaşmışlardır (Grossman ve Morlet, 1984). Bu çalışmadan sonra Fransız matematikçi S. Mallat 1989 yılında görüntü analizi çalışmalarında SDD'nin matematiksel ifadesinden çok-çözünürlü analizi (multiresolution analysis) geliştirmiştir (Mallat 1989 a,b). Günümüzde SDD; jeofizik alanında tropikal konveksiyon (Weng ve Lau, 1994), atmosferik soğuma (Gamage ve Blumen, 1993),

okyanus dalgalarının dağılımı (Meyers ve ark., 1993), kimya alanında kimyasal analiz çalışmalarında (Leung ve ark. 1998), nesne tanımlama alanında insan yüzü tanıma (Choi ve ark., 2008) gibi çok çeşitli alanlarda kullanılmaktadır. Bu örnekleri çoğaltmak mümkündür.

2.2.2. Stockwell Dönüşümünün Tarihsel Gelişimi

R. G. Stockwell ve arkadaşları 1996 yılında yapmış oldukları çalışmada SDD yönteminden farklılıklar içeren SD isimli yeni bir dönüşüm yöntemi geliştirmiştir. Bu yöntemde geliştirilen matematiksel farklılıklar ileriki bölümlerde tartışılacaktır. Geliştirilen bu yöntemin de çok kısa bir geçmişinin olmasına rağmen; jeoloji alanında buzul tortuların gerçek görüntülerinin elde edilmesinde (Eramian ve ark., 1999), beyaz ışık interferogram çalışmalarında yüzey profili ölçümünde (Saraç, 2008), nesne tanımlama alanında periyodik ve periyodik olmayan şekillerin analizinde (Mansinha ve ark., 1997), 2 boyutlu resimlerde faz kayması bilgisinden 3 boyutlu şekle ulaşma (Özder ve ark., 2007b) çalışmaları gibi birçok alanda kullanılmaktadır.

BÖLÜM 3

MATERYAL VE YÖNTEM

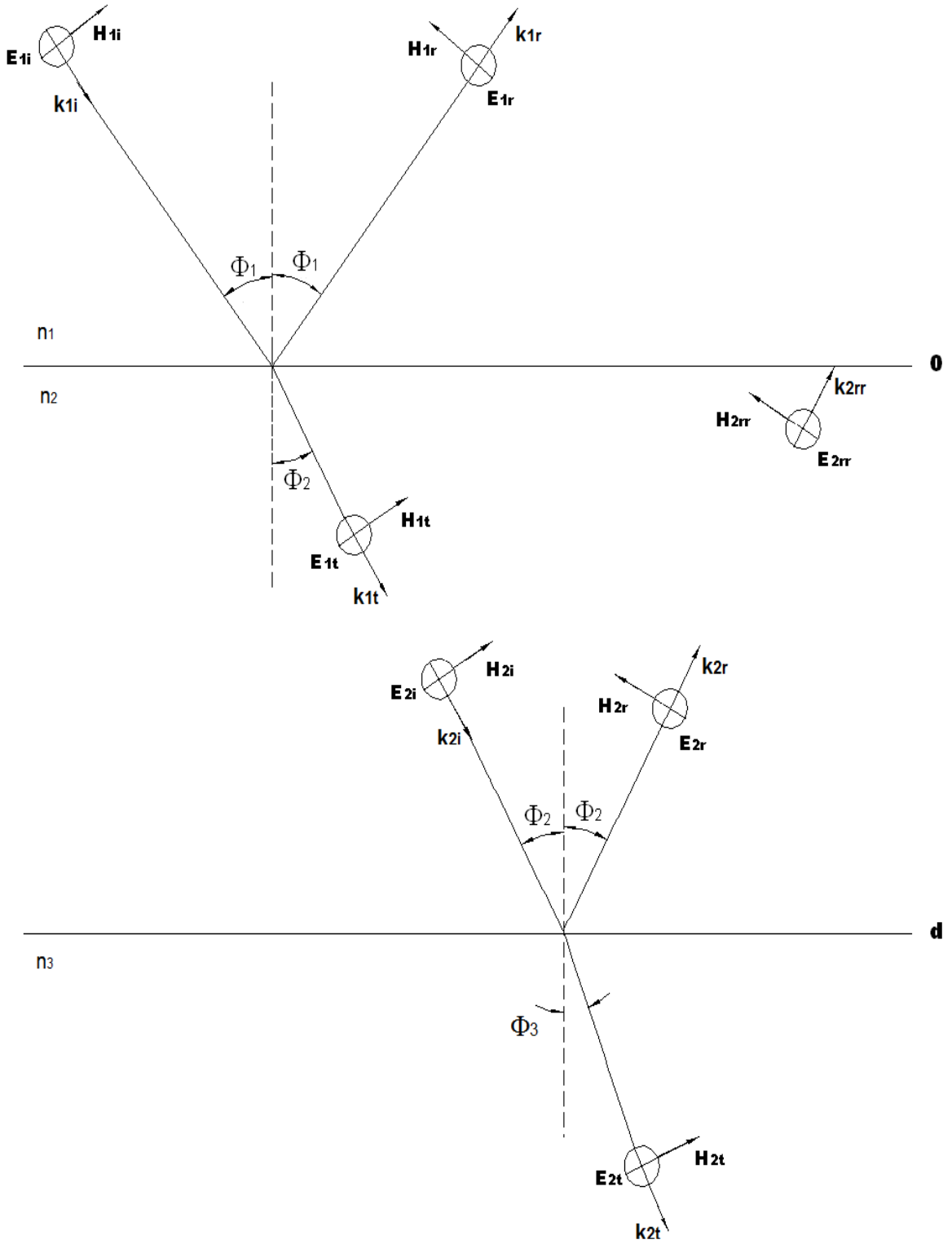
3.1. İnce Filmlerin ve Sıvı Kristallerin Geçirgenlik Spektrumları

İnce filmlerin optik analizlerinde film ile ışık arasındaki etkileşim kullanılır. Spektroskopik elipsometri yönteminde film üzerine düşürülen ışığın polarizasyonundaki değişimden faydalanılır (Tonova ve Konova, 2001). Zarf (Swanepoel, 1983) ve saçak sayma (Köysal ve ark., 2002) metotlarında filmin geçirgenlik spektrumlarının maksimum ve minimum değerleri kullanılır. SDD ve SD yöntemlerinde de filmlerin ve sıvı kristallerin geçirgenlik spektrumları incelenmektedir fakat titreşim sıklığı bilgisi kullanılmaktadır.

Analiz yapılacak yönteme göre kullanılacak spektrumun matematiksel ifadesinin belirlenmesi gerekir. Bu çalışmada SDD ve SD yöntemleri ile yalıtkan ince filmlerin, yarıiletken ince filmlerin ve sıvı kristal hücrelerin optik özellikleri inceleneceği için bu üç malzemeye ait geçirgenlik spektrumlarının matematiksel ifadeleri belirlenmelidir.

3.1.1. Yalıtkan Filmlerin Geçirgenlik Spektrumunun Matematiksel İfadesi

Şekil 3.1’de gösterilen diyagram yardımıyla yalıtkan bir film için geçirgenlik ifadesi belirlenebilir. Diyagram, ışığın elektrik alan vektörünün, yüzey normaline dik olduğu durum için (*TE mod*) çizilmiştir. Şekilde n_1 , n_2 ve n_3 üç farklı geçirgen ortamın kırılma indislerini göstermektedir. \mathbf{E}_{0i} ve \mathbf{H}_{0i} , n_1 ortamından 0 sınırına \mathbf{k}_{1i} doğrultusunda gelen ışığın; \mathbf{E}_{1t} ve \mathbf{H}_{1t} , 0 sınırından n_2 ortamına \mathbf{k}_{1t} doğrultusunda geçen ışığın; \mathbf{E}_{1r} ve \mathbf{H}_{1r} , 0 sınırından \mathbf{k}_{1r} doğrultusunda yansıyan ışığın sırasıyla elektrik ve manyetik alanlarını göstermektedir. \mathbf{E}_{2i} ve \mathbf{H}_{2i} , d sınırına \mathbf{k}_{2i} doğrultusunda gelen ışığın; \mathbf{E}_{2r} ve \mathbf{H}_{2r} , d sınırından \mathbf{k}_{2r} doğrultusunda yansıyan ışığın; \mathbf{E}_{2t} ve \mathbf{H}_{2t} , d sınırından \mathbf{k}_{2t} doğrultusunda n_3 ortamına geçen ışığın sırasıyla elektrik ve manyetik alanlarını göstermektedir. \mathbf{E}_{2rr} ve \mathbf{H}_{2rr} , 0 sınırına n_2 ortamından \mathbf{k}_{2rr} doğrultusunda gelen ışığın sırasıyla elektrik ve manyetik alanlarını göstermektedir. ϕ_1 , 0 sınırına gelen ve sınırdan yansıyan ışıkların sınır normali ile yaptıkları açığı göstermektedir. ϕ_2 , 0 sınırından geçen, d sınırına gelen ve sınırdan yansıyan ışıkların sınır normali ile yaptığı açığı göstermektedir. ϕ_3 , d sınırından geçen ışığın sınır normali ile yaptığı açıdır. n_2 kırılma indisine sahip ortam, d kalınlığında yalıtkan ince film olarak kabul edilmiştir.



Şekil 3.1. n_1 ve n_3 kırılma indisine sahip iki geçirgen ortamın arasında bulunan d kalınlığında ve n_2 kırılma indisine sahip yalıtkan film üzerine gelen, polarize olmuş ışığın sınır durumlarındaki diyagram gösterimi.

0 sınırında;

$$\vec{E}_{1i} + \vec{E}_{1r} = \vec{E}_{1t} + \vec{E}_{2rr} , \quad (3.1)$$

$$E_{1i} + E_{1r} = E_{1t} + E_{2rr} , \quad (3.2)$$

$$\vec{H}_{1i} \cos \phi_1 + \vec{H}_{1r} \cos \phi_1 = \vec{H}_{1t} \cos \phi_2 + \vec{H}_{2rr} \cos \phi_2 , \quad (3.3)$$

$$(H_{1i} - H_{1r}) \cos \phi_1 = (H_{1t} - H_{2rr}) \cos \phi_2 , \quad (3.4)$$

olur. Elektrik alan ile manyetik alan arasında, eşitlik 3.5 bağıntısı kullanılarak eşitlik 3.4, eşitlik 3.6 gibi düzenlenebilir,

$$\vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n \vec{k} \times \vec{E} , \quad (3.5)$$

$$\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{1i} - E_{1r}) n_1 \cos \phi_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{1t} - E_{2rr}) n_2 \cos \phi_2 . \quad (3.6)$$

ϵ_0 ve μ_0 sırasıyla boşluğun elektriksel ve manyetik geçirgenlikleridir.

d sınırında;

$$\vec{E}_{2i} + \vec{E}_{2r} = \vec{E}_{2t} , \quad (3.7)$$

$$E_{2i} + E_{2r} = E_{2t} , \quad (3.8)$$

$$\vec{H}_{2i} \cos \phi_2 + \vec{H}_{2r} \cos \phi_2 = \vec{H}_{2t} \cos \phi_3 , \quad (3.9)$$

$$\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{2i} - E_{2r}) n_2 \cos \phi_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_{2t} n_3 \cos \phi_3 , \quad (3.10)$$

olur. n_2 ortamında oluşacak faz farkından dolayı;

$$E_{2i} = E_{1t} \exp(ik_0 h), \quad E_{2r} = E_{2rr} \exp(ik_0 h), \quad h = 2\pi n_2 d \cos \phi_2 , \quad (3.11)$$

eşitlikleri yazılabilir (Hecht, 2002). Bu eşitlikler eşitlik 3.8 ve 3.10'da kullanılırsa sırasıyla eşitlik 3.12 ve 3.13'e ulaşılır,

$$E_{1t} \exp(-ik_0 h) + E_{2rr} \exp(ik_0 h) = E_{2t}, \quad (3.12)$$

$$n_2 [E_{1t} \exp(-ik_0 h) - E_{2rr} \exp(ik_0 h)] \cos \phi_2 = n_3 E_{2t} \cos \phi_3. \quad (3.13)$$

Eşitlik 3.2, 3.4 ve eşitlik 3.12, 3.13 için sırasıyla “ E_1, H_1 ” ve “ E_2, H_2 ” tanımlamaları yapılarak eşitlik 3.14-3.17’ye ulaşılır,

$$E_1 = E_{1t} + E_{2rr}, \quad (3.14)$$

$$H_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_{1t} - E_{2rr}) n_2 \cos \phi_2, \quad (3.15)$$

$$E_2 = E_{1t} \exp(-ik_0 h) + E_{2rr} \exp(ik_0 h), \quad (3.16)$$

$$H_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_2 [E_{1t} \exp(-ik_0 h) - E_{2rr} \exp(ik_0 h)] \cos \phi_2. \quad (3.17)$$

Eşitlik 3.16 ve 3.17, E_{1t} ve E_{2rr} için çözümlenerek eşitlik 3.14 ve 3.15’de kullanılırsa eşitlik 3.18-3.20 bulunur,

$$E_1 = E_2 \cos(k_0 h) + H_2 (i \sin(k_0 h)) / Y_2, \quad (3.18)$$

$$H_1 = E_2 Y_2 i \sin(k_0 h) + H_2 \cos(k_0 h), \quad (3.19)$$

$$Y_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_2 \cos \phi_2. \quad (3.20)$$

Bulunan eşitlikler matris formunda yazılırsa eşitlik 3.21’e ulaşılır,

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_0 h) & (i \sin(k_0 h)) / Y_2 \\ Y_2 i \sin(k_0 h) & \cos(k_0 h) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix}. \quad (3.21)$$

Şekil 3.1.’de gösterilen tek katmanlı bir film için karakteristik matris eşitlik 3.22 gibi olur,

$$M_1 = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_0 h) & (i \sin(k_0 h)) / Y_2 \\ Y_2 i \sin(k_0 h) & \cos(k_0 h) \end{bmatrix}. \quad (3.22)$$

Eğer iki film üst üste kaplanırsa, matris formları eşitlik 3.23, u katmanlı film üst üste kaplanırsa eşitlik 3.24 gibi olur (Hecht, 2002),

$$\begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} = M_2 \begin{bmatrix} E_3 \\ H_3 \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = M_1 M_2 \begin{bmatrix} E_3 \\ H_3 \end{bmatrix}, \quad (3.23)$$

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = M_1 M_2 \dots M_u \begin{bmatrix} E_{u+1} \\ H_{u+1} \end{bmatrix}. \quad (3.24)$$

Tek katmanlı film için yansıma ve geçme genlik katsayılarının (r ve t) bulunması için, eşitlik 3.2, 3.4, 3.12 ve 3.13, eşitlik 3.21’de gösterilen matris formunda kullanılırsa eşitlik 3.25’e ulaşılır,

$$\begin{bmatrix} E_{1i} + E_{1r} \\ Y_1(E_{1i} - E_{1r}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{2t} \\ Y_3 E_{2t} \end{bmatrix}, \quad (3.25)$$

$$Y_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \phi_1, \quad Y_3 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_3 \cos \phi_3. \quad (3.26)$$

Eşitlik 3.26 ile gösterilen matris formları açılarak ve eşitlik 3.27 ile verilen r ve t kullanılarak eşitlik 3.28 ve 3.29’a ulaşılır (Hecht, 2002),

$$r = \frac{E_{1r}}{E_{1i}}, \quad t = \frac{E_{2t}}{E_{1i}}, \quad (3.27)$$

$$m_{11}t + m_{12}Y_3t = 1 + r, \quad (3.28)$$

$$m_{21}t + m_{22}Y_3t = Y_1(1 - r). \quad (3.29)$$

Eşitlik 3.28 ve 3.29, r ve t için çözülürse eşitlik 3.30 ve 3.31’e ulaşılır

$$r = \frac{Y_1 m_{11} + Y_1 Y_3 m_{12} - m_{21} - Y_3 m_{22}}{Y_1 m_{11} + Y_1 Y_3 m_{12} + m_{21} + Y_3 m_{22}}, \quad (3.30)$$

$$t = \frac{2Y_1}{Y_1 m_{11} + Y_1 Y_3 m_{12} + m_{21} + Y_3 m_{22}}. \quad (3.31)$$

Yalıtkan filmler için TE modda geçirgenlik (T) ifadesi eşitlik 3.32 gibi olur (Hecht, 2002)

$$T(k_0) = \left(\frac{n_3 \cos(\phi_3)}{n_1 \cos(\phi_1)} \right) t^2 = \left(\frac{n_3 \cos(\phi_3)}{n_1 \cos(\phi_1)} \right) \left[\frac{2Y_1}{Y_1 m_{11} + Y_1 Y_3 m_{12} + m_{21} + Y_3 m_{22}} \right]^2. \quad (3.32)$$

Yalıtkan filmler için manyetik alanın, yüzey normaline dik olduğu durum için (*TM* mod) eşitlik 3.20'deki Y_2 ifadesi eşitlik 3.33'deki gibi olacaktır,

$$Y_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{n_2}{\cos \phi_2}. \quad (3.33)$$

Bu değişim yapıldıktan sonra yukarıdaki işlemler tekrarlanırsa bulunan geçirgenlik (T) ifadesi eşitlik 3.32 ile aynı olur (Hecht, 2002).

3.1.2. Yarıiletken Filmlerin Geçirgenlik Spektrumunun Matematiksel İfadesi

Elektromanyetik dalga bazı malzemelerden geçerken enerjisinin bir miktarını kaybeder. Soğurma özelliği gösteren böyle ortamların kırılma indisleri gerçek ve sanal kısımlardan oluşur (Singh, 2006). Toplam kırılma indisinin gerçek kısmına kırılma indisi, sanal kısmına sönüm katsayısı denir. Yarıiletken filmler de ışığın geçişinde bir enerji kaybına neden oldukları için sönüm katsayısına sahiptir (Singh, 2006). Yarıiletken filmlerin $T(k_0)$ matematiksel ifadesini elde etmek için Şekil 3.1.'de n_2 ile gösterilen kırılma indisine, $\hat{n}_2 = n_2 - i\kappa$ olacak şekilde sönüm katsayısı eklenmelidir (Swanepoel, 1983). 3.1.1. bölümünde ulaşılan eşitlik 3.32, $n_2 \rightarrow \hat{n}_2 = n_2 - i\kappa$ değişikliğinin yapılması kaydı ile aynıdır.

3.1.3. Sıvı Kristal Hücrelerin Geçirgenlik Spektrumunun Matematiksel İfadesi

Sıvı kristaller katı ile sıvı arasında yeni bir faz olarak kabul edilirler. Optik özellikleri bakımından kristallerin optik özelliklerini gösterir fakat sıvılar gibi bulunduğu kabın şeklini alırlar. Bu özellikleri bakımından teknolojiye oldukça büyük bir kullanım alanına sahiptirler (Özder ve ark., 2007a). Sıvıların optik özellikleri yönelime bağımlı olarak değişmez yani izotropiktir. Kristallerde ise moleküllerinin dizilimleri uzaysal olarak farklılıklar gösterir. Bu durum kristallerin elektriksel geçirgenliklerinin (ϵ) ve manyetik geçirgenliklerinin (μ), yönelime bağımlı olarak değerlerinin değişmesine ve dolayısıyla kırılma indisinin $\left(n = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}} \right)$ yönelime bağımlı olarak değişmesine neden olur (Born, 1980). Kristallerin kırılma indisindeki yönelime bağımlı bu değişim sıvı kristal hücrelerde

de görülür. İncelenecek olan nematik sıvı kristaller ipliksi moleküllerin yönelimsel olarak aynı fakat pozisyon olarak düzensiz dizilimlerinden oluşurlar (Nesrullazade ve ark., 2000). İpliksi moleküller optiksel bir eksenin oluşmasını sağlar. Optiksel bir eksenli kristallerin özelliği iki kırılma indisinin olmasıdır. Bu iki kırılma indisi arasındaki farka çift kırılım (Δn) denir.

Çift kırılım biraz daha ayrıntılı incelenecek olursa, incelenen ortamda; homojenliğin olduğu, bağıl yükün olmadığı, μ değerinin yönelimle değişmediği ve ε değerinin yönelimle değiştiği kabul edilirse,

$$De_k = \sum_l \varepsilon_{kl} E_l, \quad k, l = x, y, z, \quad (3.34)$$

olur. De vektörü elektrik deplasman vektörüdür (Born, 1980). Bir polarizörden geçerek doğrusal polarize olmuş bir ışığın d kalınlığındaki kristal düzlemine geldiği kabul edilsin. Kristalde ışık eşitlik 3.34'e ve Maxwell Denklemlerine göre farklı hızlarda iki yola ayrılır. Işıklar kristalden δp faz farkı yaratacak şekilde çıkarlar. Kristal arkasına bir analizör koyularak farklı yollardaki ışınlar ayırt edilebilir. Şekil 3.2.'de yukarıda bahsedilen düzenek izdüşüm olarak gösterilmiştir ve sayfa düzlemi kristal düzlemine paraleldir. De' ve De'' kristalin titreşim doğrultularıdır ve birbirlerine diktir (Born, 1980). OP ve OA sırasıyla polarizörün ve analizörün titreşim doğrultularıdır. ϕ , OP ile De' arasındaki ve χ , OP ile OA arasındaki açıdır. Kristal düzlemine gelen ışığın genliği OE ile gösterilmiştir ve De' ve De'' bileşenleri eşitlik 3.35 ile verilmiştir.

$$OB = E \cos \phi, \quad OC = E \sin \phi. \quad (3.35)$$

Analizör, ışığın sadece OA doğrultusuna paralel bileşenini geçirecektir. Dolayısıyla, eşitlik 3.36'ya ulaşılır,

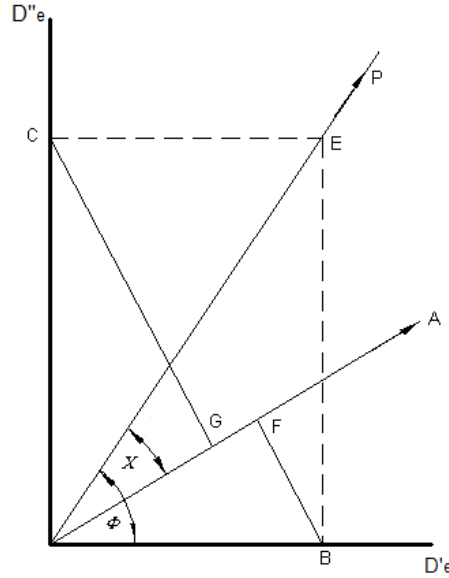
$$OF = E \cos \phi \cos(\phi - \chi), \quad OG = E \sin \phi \sin(\phi - \chi). \quad (3.36)$$

Kristal düzleminden çıkan ışıkların arasındaki faz farkı eşitlik 3.37 ile verilir,

$$\delta p = 2\pi k_0 (n'' - n') d. \quad (3.37)$$

δp faz farkına sahip iki monokromatik ışığın girişimlerinden oluşan ışığın şiddeti eşitlik 3.38 ile verilir,

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta p . \quad (3.38)$$



Şekil 3.2. Bir kristal düzlemi ve kristal düzleme göre polarizör ve analizörün izdüşümünün çizimi.

Eşitlik 3.38, eşitlik 3.36'ya göre düzenlenirse eşitlik 3.39'a ulaşılır,

$$I = E^2 \left[\cos^2 \chi - \sin 2\phi \sin 2(\phi - \chi) \sin^2 \frac{\delta p}{2} \right]. \quad (3.39)$$

Eşitlik 3.39'dan sıvı kristal hücrelerin geçirgenlik ifadesi için, k_0 'a bağlı olarak, eşitlik 3.40'a ulaşılır,

$$T(k_0) = \cos^2 \chi - \sin 2\phi \sin 2(\phi - \chi) \sin^2 \left(\frac{2\pi k_0 (n'' - n') d}{2} \right). \quad (3.40)$$

$(n'' - n')$ ifadesi *çift kırılım* (Δn) olarak adlandırılır,

$$\Delta n = (n'' - n'). \quad (3.41)$$

3.2. İntegral Dönüşüm Yöntemleri

Aynı frekanslı çok sayıda harmonik dalga toplandığında, dalga boyları ve fazları farklı olsa bile, yine aynı frekanslı bir harmonik dalga oluşturur. Eğer bindirilmiş dalgaların frekansları farklı olursa, bu kez sonuç “periyodik ama anharmonik” olur ve

sinüzoidal dalga formundan farklı şekiller ortaya çıkabilir. Bu şekilde sonsuz sayıda farklı şekil oluşturulabilir. Verilen dalga formunu ters işlemle harmonik bileşenlerine ayrıştırmaya FD denir (Pedrotti ve Pedrotti, 1993). FD ve TFD sırasıyla, eşitlik 3.42 ve 3.43 ile tanımlanır (Kammler, 2007),

$$H(fr) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp(-i 2\pi fr t) dt, \quad (3.42)$$

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(fr) \exp(i 2\pi fr t) dfr. \quad (3.43)$$

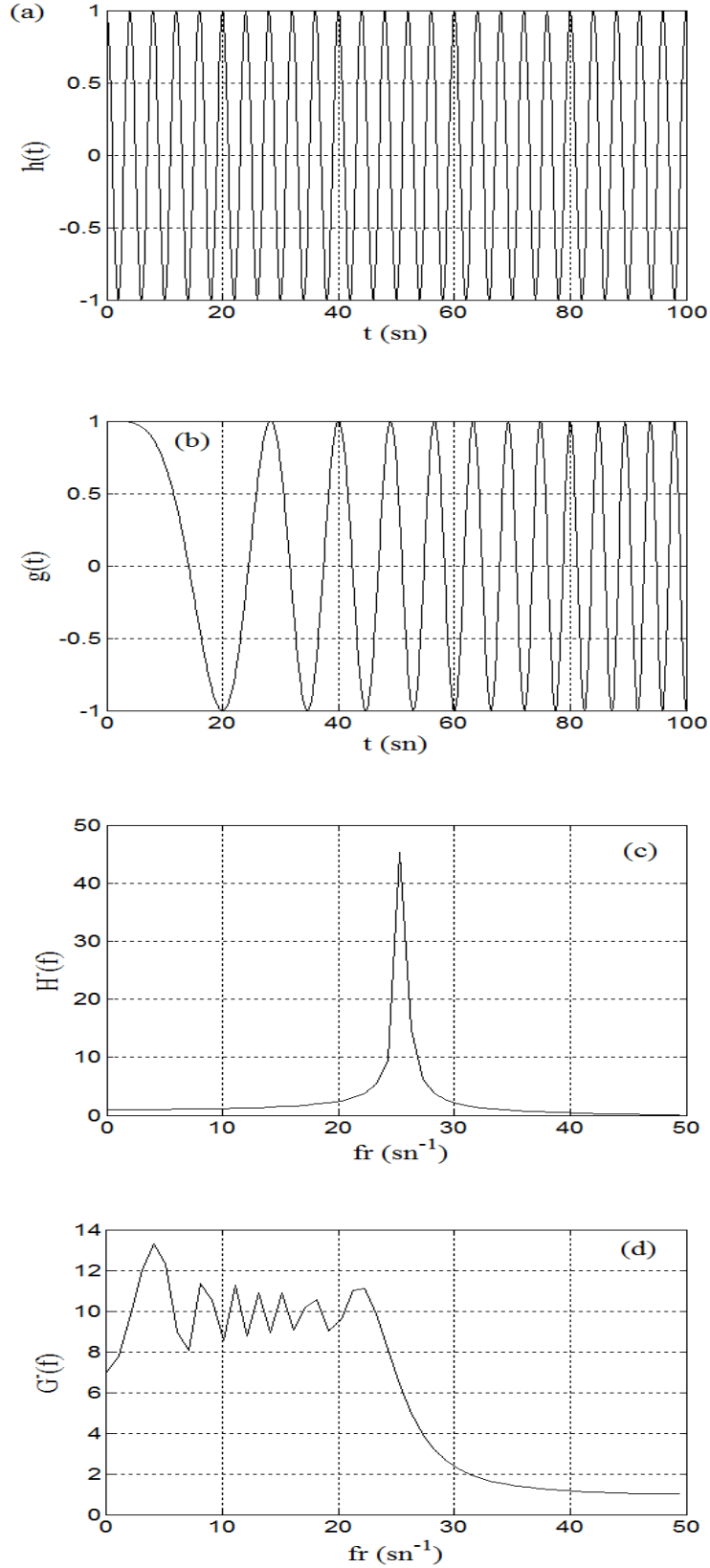
Burada $h(t)$, zamana bağımlı olan sinyal; $H(fr)$, frekansa bağımlı olan sinyal; t , zaman ve fr , frekanstır. Eşitlik 3.42'de $H(fr)$ fonksiyonu, $h(t)$ fonksiyonunun *Fourier dönüşümü*; eşitlik 3.43'de ise $h(t)$ fonksiyonu, $H(fr)$ fonksiyonunun *ters Fourier dönüşümü* adını alır. $H(fr)$ fonksiyonu, $h(t)$ fonksiyonunun frekans-genlik gösterimini verir. Bu gösterim sinyalde hangi frekansın hangi ağırlıkta bulunduğunu verir. FD işlemi, daha iyi anlaşılması için sabit frekanslı $h(t)$ ve zamana göre değişen frekanslı $g(t)$ fonksiyonlarına uygulanmıştır. $h(t)$ ve $g(t)$ fonksiyonları sırasıyla eşitlik 3.44 ve 3.45 ile verilmiştir ve bu fonksiyonlar Şekil 3.3.(a) ve (b)'de gösterilmiştir,

$$h(t) = \cos\left(2\pi 25 \frac{t}{100}\right), \quad t = 0, 1, \dots, 99, 100, \quad (3.44)$$

$$g(t) = \cos\left[2\pi \left(25 \frac{t}{2 \times 100}\right) \frac{t}{100}\right], \quad t = 0, 1, \dots, 99, 100. \quad (3.45)$$

$h(t)$ ve $g(t)$ fonksiyonlarına FD işlemi uygulanarak elde edilen sonuçlar sırasıyla Şekil 3.3.(c) ve (d)'de verilmiştir. Şekil 3.3.(c)'de sabit frekanslı sinyallerin FD işleminin sonucunda frekans bilgisine ulaşıldığı görülmektedir. Şekil 3.3.(d)'de ise frekansın zamanla değiştiği durumda FD işleminin sonucunun bir frekans bandı verdiği görülmektedir. Bu frekans bandında hangi frekansın hangi zamanda olduğu bilinmemektedir.

Sinyal analizleri için temel oluşturan FD geliştirilerek sinyallerin zaman-frekans bilgilerini elde etmek için de çeşitli yöntemler bulunmuştur. Gabor'un geliştirdiği, sinyalin pencere fonksiyonu ile harmanlanması çalışmaları ile başlayan süreç sonrasında KZFD,



Şekil 3.3. (a) Eşitlik 3.44’de verilen frekansı zamanla değişmeyen $h(t)$ fonksiyonu. (b) Eşitlik 3.45’de verilen frekansı zamanla değişen $g(t)$ fonksiyonu. (c) $h(t)$ fonksiyonunun FD işlemi sonucu ($\hat{H}(fr)$). (d) $g(t)$ fonksiyonunun FD işlemi sonucu ($\hat{G}(fr)$).

SDD, SD gibi yöntemlerle kararlı olmayan sinyallerin de frekans analizleri yapılabilmektedir (Chui, 1992; Torrence ve Compo, 1998; Stockwell ve ark., 1996).

Gabor, pencere fonksiyonu olarak Gauss fonksiyonunu seçmiştir fakat hesaplamalardaki verimlilik, uygulamalardaki kolaylıklar gibi nedenlerle farklı pencere fonksiyonları da kullanılabilir (Chui, 1992). Gabor dönüşümünü de içeren ve pencere fonksiyonlarına çeşitlilik getiren bu dönüşüm KZFD olarak adlandırılır (Seçilen pencere fonksiyonunun sağlaması gereken koşullar için bakınız (Chui, 1992)). KZFD işlemi eşitlik 3.46 ile tanımlanmıştır (Mallat, 1999),

$$KZFD(b, fr) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) w(t - b) \exp(-i 2\pi fr t) dt . \quad (3.46)$$

Burada $w(t-b)$ pencere fonksiyonudur. b , pencere fonksiyonunun zaman uzayındaki konumunu belirleyen parametredir. Eşitlik 3.46'dan da görülebileceği gibi KZFD yöntemi, sinyalin pencere fonksiyonu ile çarpılmış haline FD işleminin uygulanmasıdır. KZFD yönteminde sabit bir pencere fonksiyonu kullanıldığı için, hangi zaman aralıklarında hangi frekans bantlarının bulunduğu sonucuna ulaşılır, fakat frekans bileşenlerinin ayırt edilme gücü düşüktür. Bu durum Heisenberg Belirsizlik İlkesi ile bağdaştırılabilir. Yani, KZFD yöntemi için dar bir pencere kullanıldığında iyi bir zaman bilgisi elde edilebilmesine karşın frekans ayırım gücü düşük kalır. Eğer pencere daha geniş seçilirse bu kez de frekans ayırım gücü artmasına rağmen, zaman aralığı çok geniş olur (Mallat, 1999). KZFD yönteminde karşılaşılan çözünürlük problemini aşmak için alternatif yaklaşımlar olan SDD ve SD yöntemleri geliştirilmiştir.

Tez çalışmasında sinyal olarak $T(k_0)$ ifadesi kullanılmıştır. Dolayısıyla SDD ve SD yöntemleri, k_0 uzayı ve k_0 uzayının Fourier uzayı olarak seçilen x_0 uzayı için açıklanacaktır (yani; $t \rightarrow k_0, fr \rightarrow x_0$).

3.2.1. Sürekli Dalgacık Dönüşümü

İlk olarak Grossman ve Morlet tarafından geliştirilen SDD yöntemi (Grossman ve Morlet, 1984), ana dalgacık olarak adlandırılan $\psi(k_0)$ pencere fonksiyonunun a parametresi ile genişlemesinden ve b parametresi ile ötelenmesinden elde edilen $\psi_{a,b}(k_0)$ analiz dalgacık fonksiyonlarının, $T(k_0)$ sinyal fonksiyonu ile harmanlanmasıdır (Meyers ve

ark., 1993; Addison, 2005; Yang, 2007). Ana dalgacık fonksiyonu, $\psi(k_0)$, aşağıdaki üç özelliğe sahip olmak zorundadır (Meyers ve ark., 1993).

- i.* Ana dalgacık fonksiyonunun merkezi sıfırda olmalıdır ve $k_0 \rightarrow \infty$ giderken $\psi(k_0) \rightarrow 0$ gitmelidir.

Bu özelliğe göre ana dalgacık fonksiyonu, incelenen sinyale sadece $t=b$ pozisyonunda etki konisi kadar olan bir bölgede etkir. Bu dalgacığın temel koşuludur (Meyers ve ark. 1993; Torrence ve Compo 1998).

- ii.* $\psi(k_0)$ için ortalama değer sıfır olmalıdır. Bu koşula aynı zamanda kabul edilebilirlik koşulu denir.

Bu özellik dalgacığın tersinirlik özelliğini sağlamaktadır. Yani orijinal sinyal, dalgacık katsayıları kullanılarak elde edilebilir (Meyers ve ark., 1993).

- iii.* Dalgacıklar genellikle düzenlidir (regular), yani $\hat{\psi}(x_0 < 0) = 0$ olur.

Bu özellik dalgacığın $-x_0$ değerlerinin sıfıra eşitlenmesidir, böylece işlemin kolaylaşması sağlanır (Meyers ve ark., 1993).

SDD, eşitlik 3.47 ile verilmiştir (Li ve ark., 1996),

$$SDD(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} T(k_0) \psi_{a,b}(k_0) dk_0 . \quad (3.47)$$

Burada $\psi_{a,b}(k_0)$ fonksiyonu, k_0 uzayındaki ana dalgacık fonksiyonundan üretilen analiz dalgacık fonksiyonudur (Yang, 2007; Li ve ark., 1996) ve eşitlik 3.48 ile tanımlanmıştır. a ($a > 0$) parametresi (ölçek parametresi) ile analiz dalgacık fonksiyonunun genişliği ve b parametresi (pozisyon parametresi) ile analiz dalgacık fonksiyonun pozisyonu belirlenir. a ve b sayıları gerçektir ve analiz dalgacık fonksiyonuna eşitlik 3.48'deki gibi etkir,

$$\psi_{a,b}(k_0) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{k_0 - b}{a}\right). \quad (3.48)$$

Eşitlik 3.48'de $\frac{1}{\sqrt{a}}$ normalizasyon sabitidir (Ergen ve Tatar, 2003). Eşitlik 3.48, eşitlik 3.47'de kullanılırsa, SDD eşitlik 3.49'daki gibi olur.

$$SDD(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} T(k_0) \psi^* \left(\frac{k_0 - b}{a} \right) dk_0 \quad (3.49)$$

Eşitlik 3.49 Parseval teoremi kullanılarak daha kullanışlı bir hale getirilebilir. $\psi_{a,b}(k_0)$ fonksiyonu için FD,

$$\hat{\psi}_{a,b}(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{a}} \psi \left(\frac{k_0 - b}{a} \right) \exp(-i 2\pi k_0 x_0) dk_0 \quad (3.50)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemde $[(k_0 - b)/a] = l$ olacak şekilde değişken tanımlanırsa eşitlik 3.51 elde edilir,

$$\hat{\psi}_{a,b}(x_0) = \sqrt{a} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(l) \exp(-i 2\pi (al + b)x_0) dl. \quad (3.51)$$

Eşitlik 3.51 düzenlenirse eşitlik 3.52'ye ulaşılır:

$$\begin{aligned} \hat{\psi}_{a,b}(x_0) &= \sqrt{a} \exp(-i 2\pi b x_0) \int_{-\infty}^{\infty} \psi(l) \exp(-i 2\pi l (a x_0)) dl \\ &= \sqrt{a} \exp(-i 2\pi b x_0) \hat{\psi}(a x_0) \end{aligned} \quad (3.52)$$

Eşitlik 3.52'deki $\hat{\psi}(a x_0)$, x_0 uzayındaki analiz dalgacık fonksiyonudur. Eşitlik 3.52 için TFD ifadesi yazılırsa eşitlik 3.53'e ulaşılır,

$$\psi_{a,b}(k_0) = \sqrt{a} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i 2\pi b x_0) \hat{\psi}(a x_0) \exp(i 2\pi k_0 x_0) dx_0. \quad (3.53)$$

$\psi_{a,b}(k_0)$ fonksiyonunun kompleks eşleniği eşitlik 3.54'deki gibi olur,

$$\hat{\psi}_{a,b}^*(k_0) = \sqrt{a} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i 2\pi b x_0) \hat{\psi}^*(a x_0) \exp(-i 2\pi k_0 x_0) dx_0. \quad (3.54)$$

Eşitlik 3.54, eşitlik 3.49'da yerine yazılıp düzenlenirse eşitlik 3.55'e ulaşılır,

$$SDD(a,b) = \sqrt{a} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\psi}^*(a x_0) \exp(i 2\pi b x_0) dx_0 \left[\int_{-\infty}^{\infty} T(k_0) \exp(-i 2\pi k_0 x_0) dk_0 \right]. \quad (3.55)$$

Köşeli parantez içindeki ifadenin eşiti, $T(k_0)$ için, FD işlemidir. Bu değişim de yapılnca elde edilen SDD ifadesi eşitlik 3.56 gibidir,

$$\begin{aligned} SDD(a, b) &= \sqrt{a} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\psi}^*(ax_0) \hat{T}(x_0) \exp(i2\pi bx_0) dx_0 \\ &= \sqrt{a} TFD\{\hat{\psi}^*(ax_0) \hat{T}(x_0)\} \end{aligned} \quad (3.56)$$

Burada, $\hat{T}(x_0)$ ve $\hat{\psi}(x_0)$ sırasıyla $T(k_0)$ ve $\psi(k_0)$ eşitliklerinin FD sonucudur (Angrisani ve ark., 1999). Eşitlik 3.56, hızlı Fourier dönüşümü (HFD) algoritmasının kullanımına imkân verir; böylece eşitlik 3.49'a göre daha hızlı işlem yapmak mümkün olur (Addison 2005).

SDD yöntemi ile yapılan analiz sonuçları seçilen ana dalgacığın ($\psi(k_0)$) formuyla büyük değişiklikler gösterir (Meyers ve ark., 1993). Bazı ana dalgacıklarla ilgili örnekler Farge'ın çalışmasında bulunmaktadır (1992). Bu tez çalışmasında ana dalgacık olarak Morlet, Paul ve DOG dalgacık çeşitleri kullanılmıştır.

3.2.1.1. Morlet Dalgacığı

k_0 uzayındaki ana Morlet dalgacığı eşitlik 3.57 ile verilmiştir (Elsayed 2005),

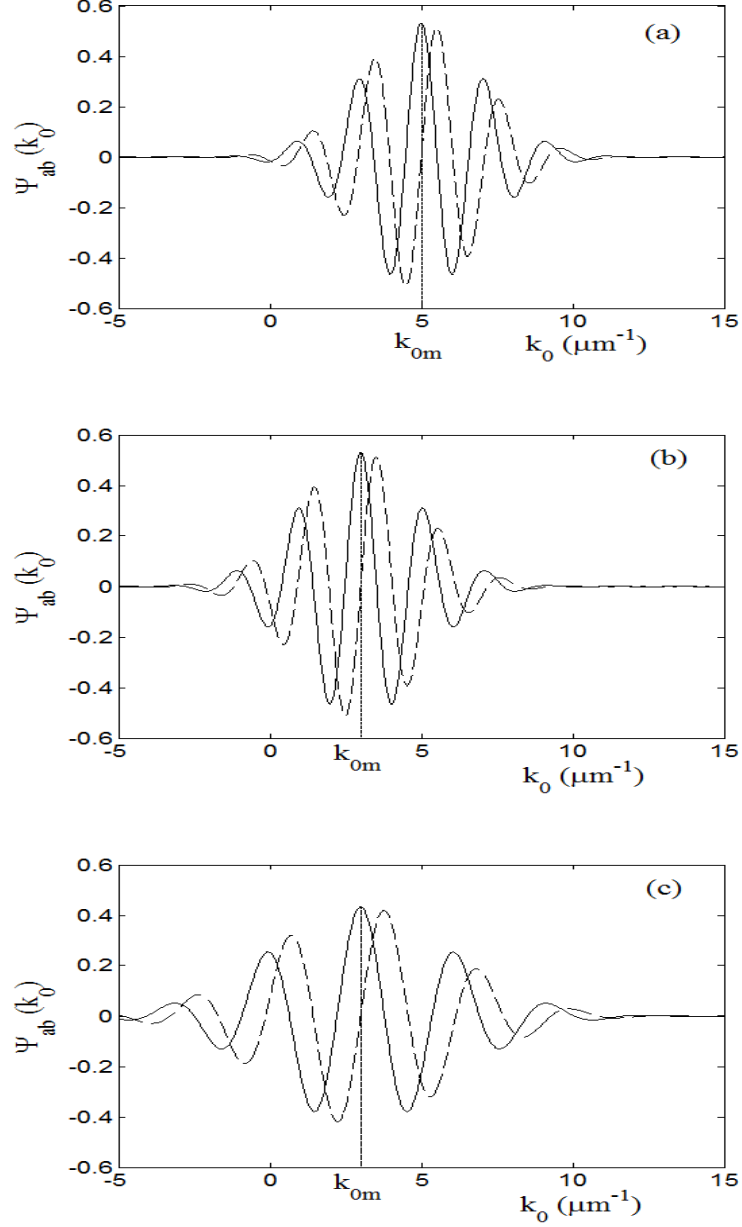
$$\psi(k_0) = \frac{1}{\pi^{1/4}} \exp(i z_0 k_0) \exp\left(-\frac{k_0^2}{2}\right). \quad (3.57)$$

Burada z_0 , merkez frekanstır ve kabul edilebilirlik koşulunu sağlaması için $z_0=6$ olarak seçilmiştir (Torrence ve Compo, 1998). Eşitlik 3.49'da kullanılan analiz dalgacık fonksiyonunu elde etmek için a ve b parametreleri eşitlik 3.48'e göre eklenmelidir. a ve b parametreleri eklenerek k_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacığına ulaşılır ve formülü eşitlik 3.58'deki olur,

$$\psi_{ab}(k_0) = \frac{\pi^{-1/4}}{\sqrt{a}} \exp(i z_0 \left(\frac{k_0 - b}{a}\right)) \exp\left(-\frac{(k_0 - b)^2}{2a^2}\right). \quad (3.58)$$

Eşitlik 3.58, kompleks sinüsoid formdaki fonksiyonun gauss formundaki fonksiyonla çarpılarak sınırlandırılmasıdır. a ve b parametrelerinin k_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacığı üzerindeki etkileri şekil 3.4.(a), (b) ve (c)'de gösterilmiştir. Şekil 3.4.(a)'da $a=2 \mu m^{-1}$, $b=5 \mu m^{-1}$ ve şekil 3.4.(b)'de $a=2 \mu m^{-1}$, $b=3 \mu m^{-1}$ seçilmiştir. Şekil 3.4.(a) ve (b)'ye göre b parametresi k_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacığının konumunu belirlemektedir. Şekil 3.4.(c)'de $a=3 \mu m^{-1}$, $b=3 \mu m^{-1}$ seçilmiştir. Şekil 3.4.(b) ve (c)'ye göre a parametresi k_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacığının genişliğini belirlemektedir. Eşitlik 3.49'a göre k_0

uzayındaki SDD analizi, frekansı zamanla değişen $T(k_0)$ sinyalinin şekil 3.4. ile gösterilen analiz dalgacık fonksiyonun çarpılmasıdır. Bu işlem tüm k_0 uzayı için yapıldıktan sonra, a parametresi değiştirilerek k_0 uzayı boyunca çarpma işlemi tekrar edilir.



Şekil 3.4. (a) $a=2 \mu m^{-1}$, $b=5 \mu m^{-1}$ için k_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacık fonksiyonu. (b) $a=2$, $b=3$ için k_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacık fonksiyonu. (c) $a=3 \mu m^{-1}$, $b=3 \mu m^{-1}$ için k_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacık fonksiyonu. Kesikli çizgi sanal kısımları göstermektedir. Noktalı çizgi k_{0m} değerlerini göstermektedir.

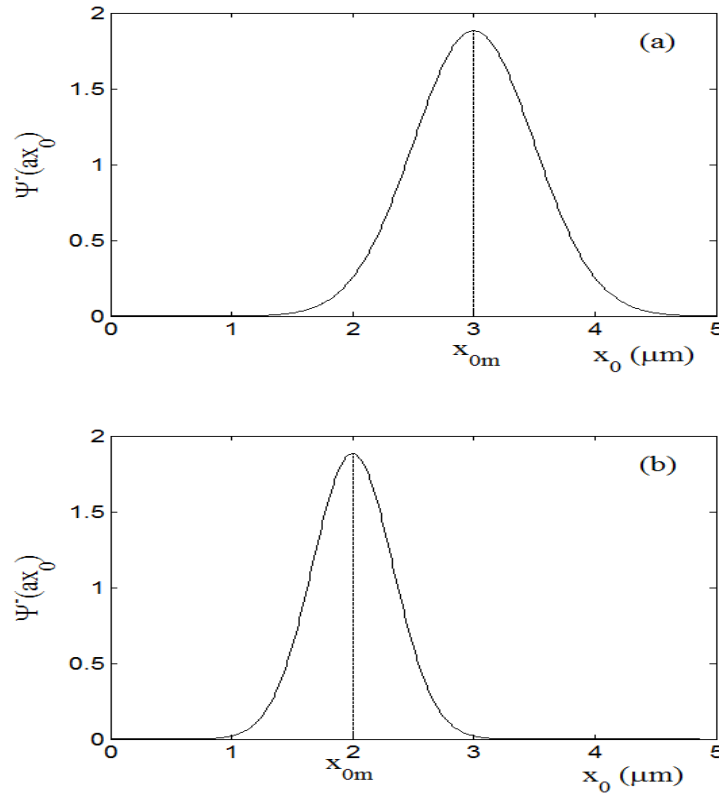
Böylece analiz sonucunda $a \times b$ boyutlu bir matris elde edilir. Parseval teoremi kullanılarak ulaşılan eşitlik 3.56 bu işlem kalabalığını kolaylaştırmaktadır (Angrisani ve

ark., 1999). Eşitlik 3.57 ile verilen k_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacığının FD'si alınarak ulaşılan $\hat{\psi}(x_0)$, eşitlik 3.59'da verilmiştir,

$$\hat{\psi}(x_0) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt[4]{\pi}} \exp\left[-\frac{(x_0 - z_0)^2}{2}\right]. \quad (3.59)$$

Eşitlik 3.56'da kullanılan $\hat{\psi}(ax_0)$ analiz Morlet dalgacığı eşitlik 3.60'da verilmiştir,

$$\hat{\psi}(ax_0) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt[4]{\pi}} \exp\left[-\frac{(ax_0 - z_0)^2}{2}\right]. \quad (3.60)$$



Şekil 3.5. (a) $a=2 \mu m^{-1}$, (b) $a=3 \mu m^{-1}$ için x_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacık fonksiyonu. Noktalı çizgi x_{0m} değerlerini göstermektedir.

a parametresinin x_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacığına etkisi şekil 3.5.(a) ve (b) ile gösterilmiştir.

Şekil 3.5.(a)'da $a=2 \mu m^{-1}$ ve şekil 3.5.(b)'de $a=3 \mu m^{-1}$ seçilmiştir. Şekil 3.5.(a) ve (b)'ye göre a parametresi x_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacığının konumu ve genişliği

üzerinde etkisi olmaktadır. Eşitlik 3.56'dan anlaşıldığı gibi $\hat{T}(x_0)$ sinyali x_0 uzayı boyunca sabit dururken $\hat{\psi}(ax_0)$ fonksiyonu a parametresine bağımlı olarak ilerler ve bu ilerleme sırasında genişliği değişir. Her a değerine göre $\hat{T}(x_0)$ fonksiyonu ile $\hat{\psi}(ax_0)$ fonksiyonunun çarpımlarına TFD işlemi yapılarak $a \times b$ boyutlu matris elde edilir. Eşitlik 3.56'daki işlem kolaylığı TFD işleminden kaynaklanmaktadır.

Analiz Morlet dalgacığının çözünürlüğü incelenirse; k_0 uzayıdaki analiz Morlet dalgacığının merkezi (k_{0m}) eşitlik 3.61 ve değişiminin karesi $((\Delta k_0)^2)$ eşitlik 3.62 ile verilir,

$$k_{0m} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} k_0 |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0} = b, \quad (3.61)$$

$$(\Delta k_0)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (k_0 - k_{0m})^2 |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0} = \frac{a^2}{2}. \quad (3.62)$$

x_0 uzayında analiz Morlet dalgacığının merkezi (x_0) ve değişiminin karesi $((\Delta x_0)^2)$ sırasıyla eşitlik 3.63 ve 3.64 ile verilmiştir,

$$x_{0m} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x_0 |\hat{\psi}(ax_0)|^2 dx_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\hat{\psi}(ax_0)|^2 dx_0} = \frac{z_0}{a}, \quad (3.63)$$

$$(\Delta x_0)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x_0 - x_{0m})^2 |\psi(ax_0)|^2 dx_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(ax_0)|^2 dx_0} = \frac{1}{2a^2}. \quad (3.64)$$

Şekil 3.4. ve 3.5.'de verilen değerler doğrultusunda hesaplanan k_{0m} ve x_{0m} değerleri noktalı çizgi ile gösterilmiştir. Morlet dalgacığının çözünürlüğü eşitlik 3.62 ve 3.64 sonuçlarına göre eşitlik 3.65'deki gibi bulunur,

$$\Delta k_0 \times \Delta x_0 = 1/2 \quad (3.65)$$

Eşitlik 3.65'deki sonuç, Morlet dalgacığının olabilecek en iyi çözünürlüğe sahip olduğunu gösterir (Coşkun ve ark., 2008).

3.2.1.2. Paul Dalgacığı

k_0 uzayındaki ana Paul dalgacığı eşitlik 3.66'daki gibi tanımlanır,

$$\psi(k_0) = \frac{2^m m! (1 - ik_0)^{-(m+1)}}{2\pi \sqrt{(2m)!/2}}, \quad (3.66)$$

burada m , Paul dalgacığının derecesini ve ξ , Heaviside fonksiyonunu göstermektedir (Afifi ve ark., 2002). Eşitlik 3.48'den elde edilen k_0 uzayındaki analiz Paul dalgacığı eşitlik 3.67'de verilmektedir,

$$\psi_{ab}(k_0) = \frac{1}{\sqrt{a}} \frac{2^m m! \left(1 - i \left(\frac{k_0 - b}{a}\right)\right)^{-(m+1)}}{2\pi \sqrt{(2m)!/2}}. \quad (3.67)$$

x_0 uzayındaki analiz için gerekli olan ana Paul dalgacığı eşitlik 3.68'de ve eşitlik 3.52'den elde edilen x_0 uzayındaki analiz Paul dalgacığına da eşitlik 3.69'da verilmektedir,

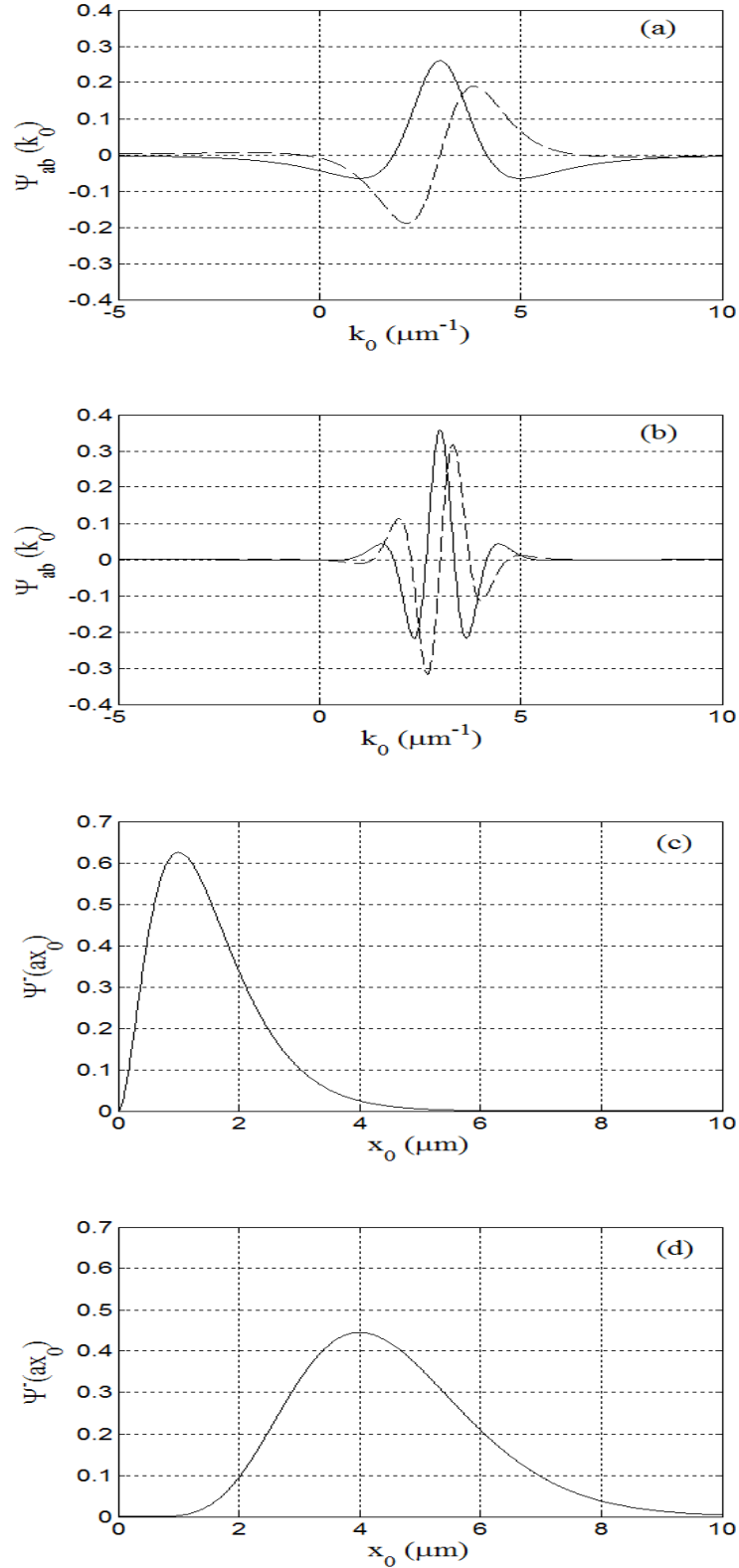
$$\hat{\psi}(x_0) = \frac{2^m}{\sqrt{m(2m-1)!}} (x_0)^m \exp(-x_0) \xi(x_0), \quad (3.68)$$

$$\hat{\psi}(ax_0) = \frac{2^m}{\sqrt{m(2m-1)!}} (ax_0)^m \exp(-ax_0) \xi(ax_0) \quad (3.69)$$

k_0 uzayındaki $b=3 \mu m^{-1}$ değeri için 2. ve 8. derece analiz Paul dalgacıkları sırasıyla şekil 3.6.(a) ve (b)'de gösterilmiştir. Aynı şekilde x_0 uzayındaki 2. ve 8. derece analiz Paul dalgacıkları da sırasıyla şekil 3.6.(c) ve (d) ile gösterilmiştir. Şekillerde $a=2 \mu m^{-1}$ olarak alınmıştır.

k_0 uzayındaki analiz Paul dalgacığının merkezi ve değişiminin karesi sırasıyla eşitlik 3.70 ve 3.71'de gösterilmiştir,

$$k_{0m} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} k_0 |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0} = b, \quad (3.70)$$



Şekil 3.6. (a) k_0 uzayındaki $b=3 \mu\text{m}^{-1}$ için 2. derece analiz Paul dalgacığı. (b) k_0 uzayındaki $b=3$ için 8. derece analiz Paul dalgacığı. (c) x_0 uzayındaki 2. derece analiz Paul dalgacığı. (d) x_0 uzayındaki 8. derece analiz Paul dalgacığı. Kesikli çizgiler sanal kısmını göstermektedir. Şekiller $a=2 \mu\text{m}^{-1}$ değeri için çizilmiştir.

$$(\Delta k_0)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (k_0 - k_{0m})^2 |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0} = \frac{a^2}{2m-1}. \quad (3.71)$$

x_0 uzayındaki analiz Paul dalgacığının, merkezi ve değişiminin karesi sırasıyla eşitlik 3.72 ve 3.73'de gösterilmiştir,

$$x_{0m} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x_0 |\psi(ax_0)|^2 dx_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(ax_0)|^2 dx_0} = \frac{2m+1}{2a}, \quad (3.72)$$

$$(\Delta x_0)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x_0 - x_{0m})^2 |\psi(ax_0)|^2 dx_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(ax_0)|^2 dx_0} = \frac{2m+1}{4a^2}. \quad (3.73)$$

Paul dalgacığının çözünürlüğü eşitlik 3.71 ve 3.73 sonuçlarından eşitlik 3.74'deki gibi bulunur,

$$\Delta k_0 \times \Delta x_0 = \frac{\sqrt{2m+1}}{2\sqrt{2m-1}}. \quad (3.74)$$

Paul dalgacığının çözünürlüğü, eşitlik 3.74'de görüldüğü gibi, dalgacığın derecesine göre değişmektedir.

3.2.1.3. DOG Dalgacığı

DOG dalgacığı, Gauss fonksiyonunun türevi anlamındadır (Derivatives of Gaussian) ve k_0 uzayındaki ana DOG dalgacığı eşitlik 3.75'deki tanımlanır (Torrence ve Compo, 1998),

$$\psi(k_0) = \frac{(-1)^{s+1}}{\sqrt{\Gamma(s + \frac{1}{2})}} \frac{d^s}{dk_0^s} \left(\exp\left(-\frac{(k_0)^2}{2}\right) \right). \quad (3.75)$$

s parametresi DOG dalgacığının mertebesini vermektedir (Torrence ve Compo, 1998). Eşitlik 3.48'den elde edilen k_0 uzayındaki analiz DOG dalgacığı eşitlik 3.76'da verilmektedir,

$$\psi_{a,b}(k_0) = \frac{(-1)^{s+1}}{\sqrt{\Gamma(s + \frac{1}{2})}} \frac{d^s}{dk_0^s} \left(\exp\left(-\frac{\left(\frac{k_0 - b}{a}\right)^2}{2}\right) \right). \quad (3.76)$$

x_0 uzayındaki analiz için gerekli olan ana DOG dalgacığı eşitlik 3.77'de ve eşitlik 3.52'den elde edilen x_0 uzayındaki analiz DOG dalgacığı da eşitlik 3.78'de verilmektedir,

$$\hat{\psi}(x_0) = -\frac{i^s}{\sqrt{\Gamma(s + \frac{1}{2})}} x_0^s \exp\left(-\frac{x_0^2}{2}\right), \quad (3.77)$$

$$\hat{\psi}(ax_0) = -\frac{i^s}{\sqrt{\Gamma(s + \frac{1}{2})}} (ax_0)^s \exp\left(-\frac{(ax_0)^2}{2}\right). \quad (3.78)$$

k_0 uzayındaki $b=3 \mu m^{-1}$ için 2. ve 6. mertebe analiz DOG dalgacıkları sırasıyla şekil 3.7.(a) ve (b)'de gösterilmiştir. Aynı şekilde x_0 uzayındaki 2. ve 6. mertebe analiz DOG dalgacıkları da sırasıyla şekil 3.7. (c) ve (d) ile gösterilmiştir.

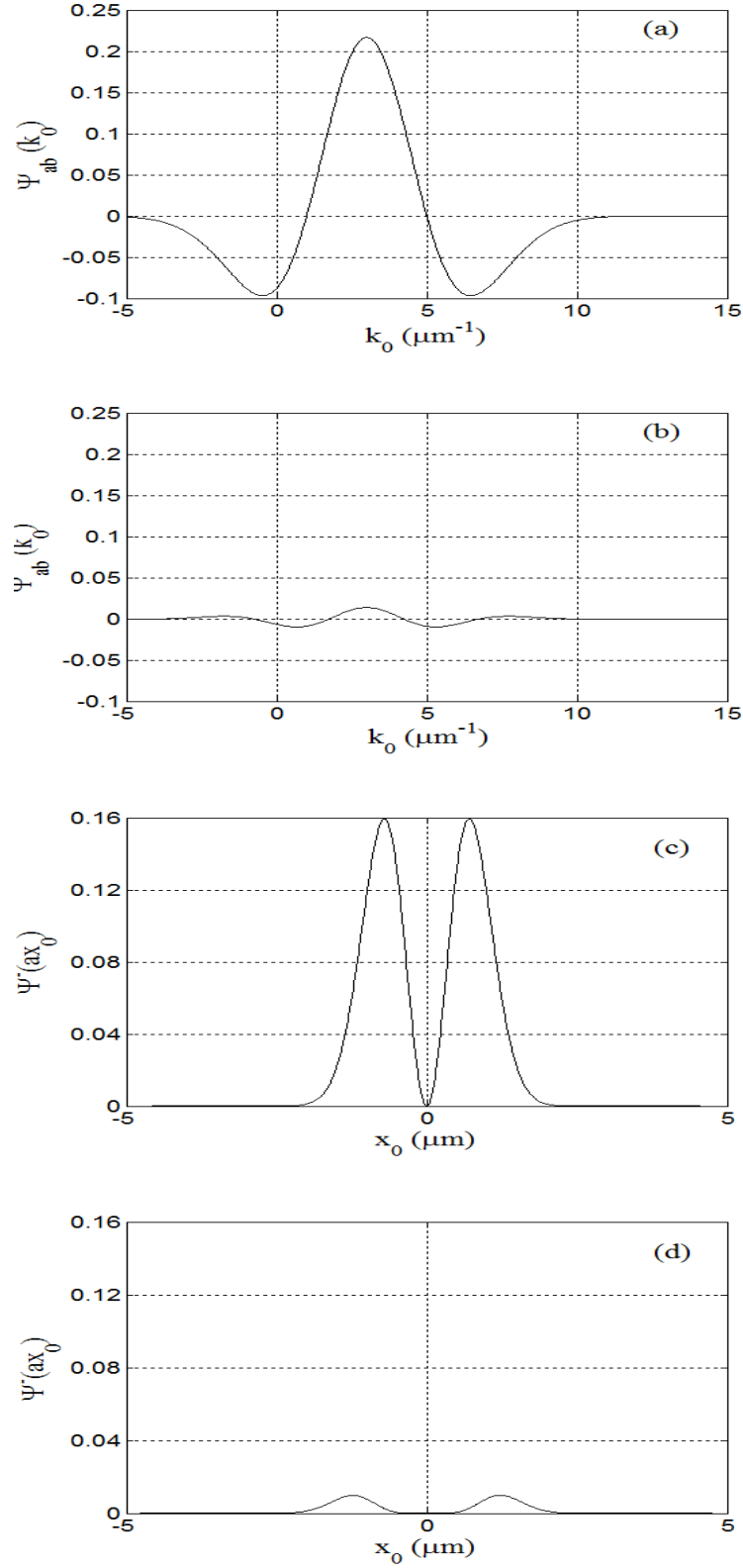
k_0 uzayındaki analiz DOG dalgacığının merkezi ve değişiminin karesi sırasıyla eşitlik 3.79 ve 3.80'de gösterilmiştir,

$$k_{0m} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} k_0 |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0} = b, \quad (3.79)$$

$$(\Delta k_0)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (k_0 - k_{0m})^2 |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi_{a,b}(k_0)|^2 dk_0} = \frac{(3s + 1)a^2}{3s}. \quad (3.80)$$

x_0 uzayındaki analiz DOG dalgacığının merkezi ve değişiminin karesi sırasıyla eşitlik 3.81 ve 3.82'de gösterilmiştir,

$$x_{0m} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x_0 |\psi(ax_0)|^2 dx_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(ax_0)|^2 dx_0} = 0, \quad (3.81)$$



Şekil 3.7. (a) k_0 uzayındaki $b=3 \mu\text{m}^{-1}$ için 2.mertebe analiz DOG dalgacığı. (b) k_0 uzayındaki $b=3$ için 6. mertebe analiz DOG dalgacığı. (c) x_0 uzayındaki 2. mertebe analiz DOG dalgacığı. (d) x_0 uzayındaki 6. mertebe analiz DOG dalgacığı. Şekiller $a=2 \mu\text{m}^{-1}$ değeri için çizilmiştir.

$$(\Delta x_0)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x_0 - x_{0m})^2 |\psi(ax_0)|^2 dx_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(ax_0)|^2 dx_0} = \frac{(2s+1)}{sa^2}. \quad (3.82)$$

3.80 ve 3.82 eşitliklerinden DOG dalgacığının çözünürlüğü eşitlik 3.83'deki gibi bulunur,

$$\Delta k_0 \times \Delta x_0 = \frac{1}{s} \sqrt{\frac{1}{3}(3s+1)(2s+1)}. \quad (3.83)$$

Eşitlik 3.83'den görüldüğü gibi DOG dalgacığının çözünürlüğü s mertebesine bağlıdır. 2. mertebe DOG dalgacığı, *Meksika şapkası dalgacığı* olarak da bilinir (Torrence ve Compo, 1998). Meksika şapkası dalgacığının çözünürlüğü $\sqrt{35/12}$ olarak bulunur. Bu tez çalışmasında DOG dalgacığı ile SDD işlemleri Meksika şapkası dalgacığı için yapılacaktır.

3.2.2. Stockwell Dönüşümü

1996 yılında R. G. Stockwell ve arkadaşları tarafından geliştirilen SD, SDD'nin genişletilmiş bir modeli olarak tanımlanmaktadır ve kararlı olmayan sinyallerin analizinde kullanılmaktadır (Stockwell ve ark., 1996). SD, eşitlik 3.84 ile verilmektedir (Stockwell ve ark., 1996),

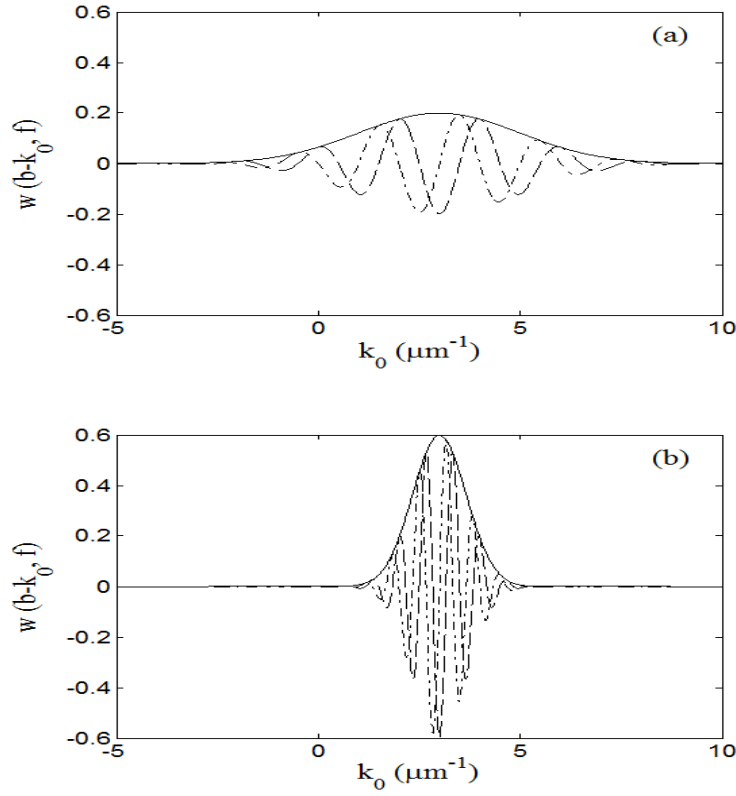
$$SD(b, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(k_0) w(b - k_0, f) \exp(-i 2\pi f k_0) dk_0. \quad (3.84)$$

Eşitlik 3.84'de verilen $w(b - k_0, f)$ pencere fonksiyonu eşitlik 3.85'de tanımlanmıştır,

$$w(b - k_0, f) = \frac{|f|}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{f^2 (b - k_0)^2}{2}\right). \quad (3.85)$$

f , pencere fonksiyonun genişliğini belirleyen bir parametredir ve gauss pencere fonksiyonun genişliği ile ters orantılıdır; b parametresi SDD'de olduğu gibi pencere fonksiyonunun pozisyonu belirleyen parametredir (Stockwell ve ark., 1996). f ve b parametrelerinin k_0 uzayındaki pencere fonksiyonu ve kompleks sinüsoid fonksiyonuna etkileri şekil 3.8.(a) ve (b)'de gösterilmektedir. Eşitlik 3.84'e göre k_0 uzayındaki SD analizi, frekansı zamanla değişen $T(k_0)$ sinyalinin, şekil 3.8. ile gösterilen gauss ve kompleks sinusoid fonksiyonlarının *çarpımları* ile çarpılmasıdır. Bu çarpım tüm k_0 uzayı boyunca yapıldıktan sonra f parametresi değiştirilerek k_0 uzayı boyunca çarpma işlemi

tekrar edilir. Dolayısıyla analiz sonucunda $b \times f$ boyutlu matris elde edilir. SD'de, SDD'den farklı olarak kompleks sinüsoid fonksiyonu b parametresini içermez yani sadece gauss pencere fonksiyonu k_0 uzayı boyunca ilerler, kompleks sinüsoid fonksiyonu k_0 uzayı boyunca sabittir.



Şekil 3.8. (a) $f=0,5 \mu m$, $b=3 \mu m^{-1}$ için k_0 uzayındaki pencere fonksiyonu ile kompleks sinüsoid fonksiyonun çarpımı. (b) $f=1,5 \mu m$, $b=3 \mu m^{-1}$ için k_0 uzayındaki pencere fonksiyonu ile kompleks sinüsoid fonksiyonun çarpımı. Kesikli çizgi kompleks sinüsoid fonksiyonun gerçek kısmını, noktalı kesikli çizgi sanal kısmını göstermektedir.

SDD'de kompleks sinüsoid fonksiyonu da b öteleme parametresini içerdiğinden k_0 uzayı boyunca ilerler. Eşitlik 3.84 de Parseval teoremi kullanılarak daha kullanışlı bir hale getirilebilir. $w(b - k_0, f)$ ifadesi TFD şeklinde yazılırsa eşitlik 3.86'daki gibi olur,

$$w(b - k_0, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{W}(x_0, f) \exp(i 2\pi x_0 (b - k_0)) dx_0. \quad (3.86)$$

Eşitlik 3.86, eşitlik 3.84'de yerine koyularak yeniden düzenlenirse eşitlik 3.87'ye ulaşılır,

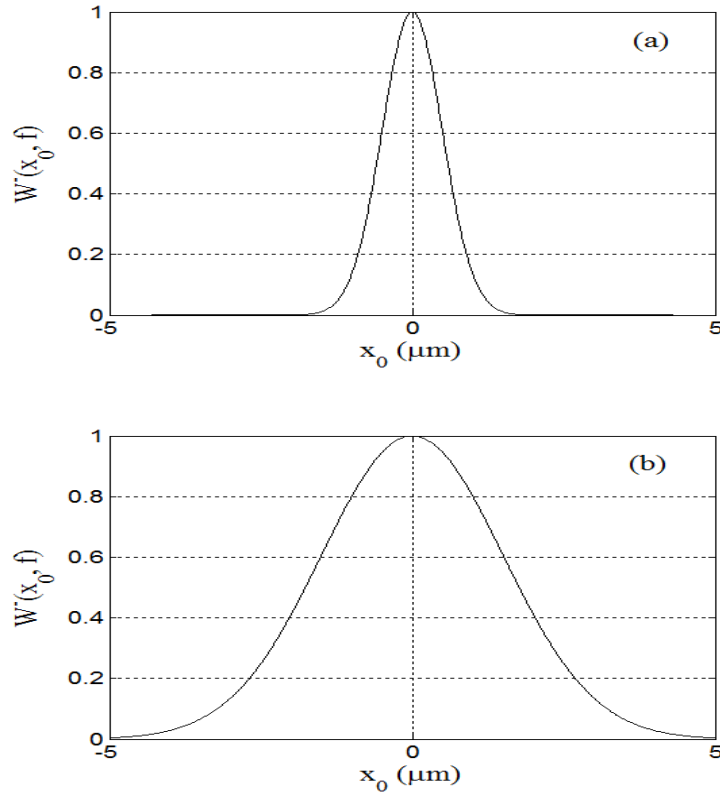
$$SD(b, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{W}(x_0, f) \exp(i 2\pi x_0 b) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} T(k_0) \exp(-i 2\pi k_0 (x_0 + f)) dk_0 \right] dx_0. \quad (3.87)$$

Eşitlik 3.87’de köşeli parantez içindeki kısım FD işlemidir ve $\hat{T}(x_0 + f)$ ile gösterilirse eşitlik 3.88’e ulaşılır,

$$\begin{aligned} SD(b, f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{T}(x_0 + f) \hat{W}(x_0, f) \exp(i 2\pi x_0 b) dx_0 \\ &= TFD \left\{ \hat{T}(x_0 + f) \hat{W}(x_0, f) \right\} \end{aligned} \quad (3.88)$$

Eşitlik 3.85’e göre $\hat{W}(x_0, f)$ ifadesi eşitlik 3.89’da verilmiştir,

$$\hat{W}(x_0, f) = \exp\left(-\frac{x_0^2}{2f^2}\right). \quad (3.89)$$



Şekil 3.9. (a) $f=0,5 \mu m$ için k_0 uzayındaki pencere fonksiyonu ile kompleks sinüsoid fonksiyonun çarpımı. (b) $f=1,5 \mu m$ için k_0 uzayındaki pencere fonksiyonu ile kompleks sinüsoid fonksiyonun çarpımı.

f parametresinin x_0 uzayındaki Gauss pencere fonksiyonuna etkisi şekil 3.9.(a) ve (b)'de gösterilmiştir. x_0 uzayındaki SD analizi ise eşitlik 3.88'den anlaşılmaktadır. $\hat{T}(x_0 + f)$ fonksiyonu x_0 uzayı boyunca f parametresine göre ilerlerken; $\hat{W}(x_0, f)$ gauss fonksiyonu, merkez pozisyonunda hareket etmez fakat f parametresine göre genişliği değişir. Her f değerine göre $\hat{T}(x_0 + f)$ ile $\hat{W}(x_0, f)$ fonksiyonlarının çarpımlarının TFD alınarak $a \times b$ boyutlu matris elde edilir.

SD analizinde kullanılan Gauss pencere fonksiyonunun çözünürlüğü incelenirse; k_0 uzayındaki $w(b - k_0, f)$ fonksiyonunun merkez ve değişiminin karesi sırasıyla eşitlik 3.90 ve 3.91 ile verilmiştir,

$$k_{0m} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} k_0 |w(b - k_0, f)|^2 dk_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |w(b - k_0, f)|^2 dk_0} = b, \quad (3.90)$$

$$(\Delta k_0)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (k_0 - k_{0m})^2 |w(b - k_0, f)|^2 dk_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |w(b - k_0, f)|^2 dk_0} = \frac{1}{2f^2}. \quad (3.91)$$

x_0 uzayındaki $\hat{W}(x_0, f)$ fonksiyonunun merkezi ve değişiminin karesi sırasıyla eşitlik 3.92 ve 3.93 ile verilmiştir,

$$x_{0m} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x_0 |\hat{W}(x_0, f)|^2 dx_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\hat{W}(x_0, f)|^2 dx_0} = 0, \quad (3.92)$$

$$(\Delta x_0)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x_0 - x_{0m})^2 |\hat{W}(x_0, f)|^2 dx_0}{\int_{-\infty}^{\infty} |\hat{W}(x_0, f)|^2 dx_0} = \frac{f^2}{2}. \quad (3.93)$$

SD analizinde çözünürlük eşitlik 3.94'deki gibi bulunur. Bu sonuç SDD analizinde Morlet dalgacığının çözünürlüğü ile aynıdır,

$$\Delta k_0 \times \Delta x_0 = 1/2. \quad (3.94)$$

BÖLÜM 4

ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

SDD ve SD yöntemlerinin optik analizlere uygulanmasının daha iyi anlaşılması için yalıtkan film, yarıiletken film ve sıvı kristal hücre için simülasyon çalışmaları yapılmış ve yapılan çalışmalar bu bölümde sunulmuştur. Yukarıda yapılan çalışmalar ışığında SDD ve SD analizleri için, büyük işlem kolaylığından dolayı sırasıyla eşitlik 3.56 ve 3.88 kullanılacaktır.

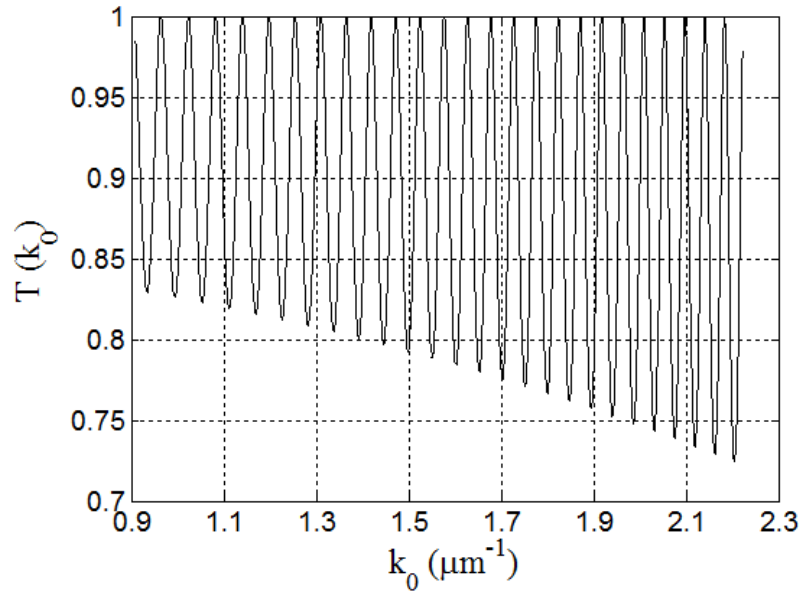
4.1. Yalıtkan Filmlerin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu

Yalıtkan filmlerin $T(k_0)$ ifadesi eşitlik 3.32 ile verilmiştir. Eşitlik 4.1'de verilen değerler doğrultusunda görünür – yakın kırmızı altı bölge spektrumuna karşılık gelen $0,9090-2,2222 \mu m^{-1}$ dalga sayısı ($450-1100 nm$) aralığında hesaplanan $T(k_0)$ değerleri şekil 4.1.'de gösterilmiştir,

$$n_2 = A + Bk_0^2 + Ck_0^4,$$

$$A = 1,5000, B = 6,0000 \times 10^{-2} \mu m^2, C = 8,0000 \times 10^{-6} \mu m^4, \quad (4.1)$$

$$\varphi_1 = 0^0, \quad d = 5,0000 \mu m, \quad n_1 = 1,0000, \quad n_3 = 1,0000.$$



Şekil 4.1. Yalıtkan filmler için eşitlik 4.1 değerlerine göre teorik olarak üretilen $T(k_0)$.

4.1.1. Yalıtkan Filmlerin SDD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu

Eşitlik 3.56'da kullanılacak olan $\hat{T}(x_0)$ ifadesi eşitlik 3.32'ye göre, eşitlik 4.2 ile verilmiştir,

$$\hat{T}(x_0) = C_1 \delta(x_0 - 4\pi D) + C_2 \delta(x_0) + C_3 \delta(x_0 + 4\pi D). \quad (4.2)$$

Burada C_1 , C_2 ve C_3 sabitlerdir ve $D = n_2 d$ eşitliği ile verilen optik kalınlıktır (Siqueiros ve ark., 1988). Eşitlik 3.56, Morlet Paul ve DOG dalgacıkları için incelenecek ve SDD analizi sonucu elde edilen $a \times b$ boyutlu matristen, kalınlığı bilinen yalıtkan bir film için $n_2(k_0)$ ifadesine ulaşılabacaktır.

4.1.1.1. Yalıtkan Filmlerin Morlet Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu

Morlet dalgacığı için eşitlik 3.60 ve 4.2, eşitlik 3.56'da yerlerine koyulursa eşitlik 4.3'e ulaşılır,

$$SDD(a, b) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt[4]{\pi}} \sqrt{a} \int_{-\infty}^{\infty} [C_1 \delta(x_0 - 4\pi D) + C_2 \delta(x_0) + C_3 \delta(x_0 + 4\pi D)] \exp\left[-\frac{(ax_0 - z_0)^2}{2}\right] \exp(i 2\pi bx_0) dx_0 \quad (4.3)$$

a ölçek parametresidir ve 0'dan büyük bir sayıdır. Eşitlik 3.63 ile verilen x_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacığının merkezi $x_{0m} = z_0/a$ olduğundan dolayı, x_{0m} her zaman pozitif olur, dolayısıyla $\hat{T}(x_0)$ ifadesinin negatifteki piklerine ulaşmaz. Bundan dolayı da $\hat{T}(x_0)$ ifadesinin pozitif olan sadece üçüncü piki üzerinde işlem görür. Bu açıklama ışığında eşitlik 4.3, eşitlik 4.4'deki gibi olur,

$$SDD(a, b) = \sqrt{a} C_1 \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt[4]{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x_0 - 4\pi D) \exp\left(-\frac{(ax_0 - z_0)^2}{2}\right) \exp(i 2\pi bx_0) dx_0. \quad (4.4)$$

Dirac Delta fonksiyonunun özellikleri kullanılarak eşitlik 4.5'e ulaşılır,

$$SDD(a, b) = C_1 \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt[4]{\pi}} \sqrt{a} \exp\left(-\frac{(4\pi aD - z_0)^2}{2}\right) \exp(i 8\pi^2 bD). \quad (4.5)$$

SDD(a,b) ifadesi normalize edilerek mutlak değeri alınırsa eşitlik 4.6'ya ulaşılır,

$$|SDD(a,b)| = C_1 \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt[4]{\pi}} \sqrt{a} \exp\left(-\frac{(4\pi aD - z_0)^2}{2}\right). \quad (4.6)$$

Eşitlik 4.6'nın karesinin a parametresine göre türevi alınıp 0'a eşitlenirse, $|SDD(a,b)|$ matrisinde b değerinin sabit olduğu her sütundaki $|SDD(a,b)|$ değerinin en büyük olduğu a değerine ulaşılır (a_{max}) ve bu ifade eşitlik 4.7'de verildiği gibidir,

$$a_{max} = \frac{z_0 + \sqrt{z_0^2 + 2}}{8\pi D} \rightarrow n_{2am} = \frac{z_0 + \sqrt{z_0^2 + 2}}{8\pi a_{max} d}. \quad (4.7)$$

n_{2am} , anlık titreşim sıklığına karşılık gelen kırılma indisidir. Eşitlik 4.7'den her b değeri için $n_{2am}(b)$ değerine ulaşılır. Sinyal $[k_0 - \Delta k_0, k_0 + \Delta k_0]$ aralığında bilgi içerir ve eşitlik 3.62'ye göre eğer $b \gg \frac{a}{\sqrt{2}}$ ise; eşitlik 3.61'e göre $n_{2am}(k_0) \cong n_{2am}(b)$ olur. $n_{2am}(k_0)$ değeri eşitlik 4.1'de belirlenen $n_2(k_0)$ değeri *değildir*. Eşitlik 3.32 ve 3.40 ile verilen $T(k_0)$ sinyalleri, titreşim sıklıkları zamanla değişen sinyallerdir ve bu tür sinyallere cıvıltı (chirp) sinyalleri denir (Kayhan, 1998). $T(k_0)$ sinyallerinde, anlık titreşim sıklığına karşılık gelen $n_{2am}(k_0)$ ile gerçek titreşim sıklığına karşılık gelen $n_2(k_0)$ arasında eşitlik 4.8'de verilen bağıntı vardır (Meyer ve Xu, 1997),

$$n_{2am}(k_0) = \frac{d\Omega(k_0)}{dk_0}, \quad \Omega(k_0) = n_2(k_0)k_0 \quad (4.8)$$

Eşitlik 4.8 çözümlerse,

$$n_2(k_0) = \frac{1}{k_0} \left[\int_{k_{0ilk}}^{k_0} n_{2am}(k_0') dk_0' + C_4 \right], \quad (4.9)$$

burada C_4 integral sabitidir ve k_{0ilk} , $T(k_0)$ sinyalinin çalışılan aralıktaki ilk değeridir (örnek olarak simülasyon çalışmasında $k_{0ilk}=0,9090 \mu m^{-1}$). Eşitlik 4.8 diferansiyel denklem olarak da incelenebilir,

$$n_{2am}(k_0) = \frac{dn_2(k_0)}{dk_0} k_0 + n_2(k_0), \quad (4.10)$$

$$\frac{dn_2(k_0)}{dk_0} + \frac{1}{k_0} n_2(k_0) = \frac{1}{k_0} n_{2am}(k_0), \quad (4.11)$$

Eşitlik 4.11, 1. derece lineer diferansiyel denklemdir ve çözümü eşitlik 4.9 ile aynıdır. C_4 katsayısını bulmak için eşitlik 4.9, k_{0ilk} değeri yerine 0'dan başlatılırsa, eşitlik 4.8 de kullanılarak, $k_0=0$ değeri için $\Omega(0) = 0$ olacağından 4.12'ye ulaşılır,

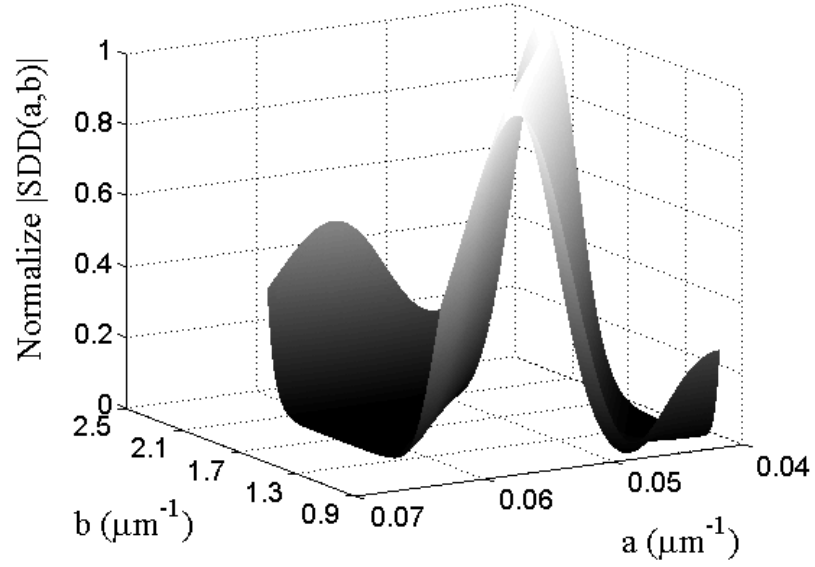
$$\int_0^0 n_{2am}(k_0') dk_0' + C_4 = 0. \quad (4.12)$$

Belirtilen koşullar altında ulaşılan eşitlik 4.12'nin sonucunda $C_4=0$ olarak bulunur. C_4 katsayısından kurtulmaya yarayan bu yaklaşım sonucunda eşitlik 4.9, eşitlik 4.13 gibi yazılabilir,

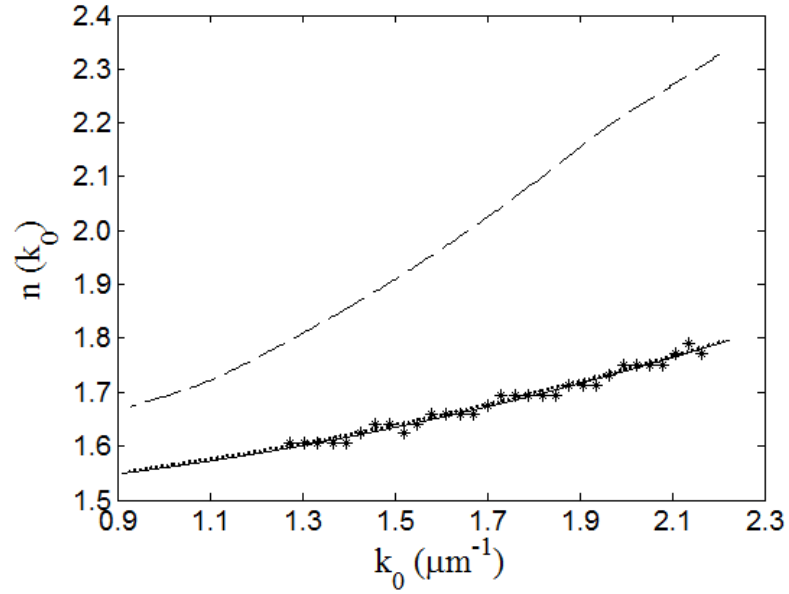
$$n_2(k_0) = \frac{1}{k_0} \left[\int_0^{k_{0ilk}} n_{2am}(k_0') dk_0' + \int_{k_{0ilk}}^{k_0} n_{2am}(k_0') dk_0' \right]. \quad (4.13)$$

Eşitlik 4.13'deki birinci terim, $n_{2am}(k_0)$ fonksiyonunun tanımlı olmadığı aralıktadır ve bu işlemin yapılabilmesi için iki yol vardır. Birinci yol olarak bulunan $n_{2am}(k_0)$ fonksiyonuna ekstrapolasyon işlemi yapılarak başlangıç değeri k_0 uzayında 0'a kadar çoğaltılabilir ve böylece integral hesaplanabilir. İkinci yol olarak, bulunan $n_{2am}(k_0)$ fonksiyonuna ayarlama (fitting) işlemi yapılarak Cauchy parametreleri (A , B ve C katsayıları) bulunur ve bulunan bu parametreler sayesinde, k_0 uzayında, $0-k_{0ilk}$ değerleri arasında $n_{2am}(k_0)$ fonksiyonu üretilir. Üretilen bu fonksiyon ile integral hesaplanabilir. Bu çalışmada ikinci yol uygulanacaktır.

Eşitlik 3.56'ya göre şekil 4.1.'de gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin Morlet dalgacığı ile SDD analizi yapılmış ve eşitlik 4.6'ya karşılık gelen $a \times b$ boyutlu matris şekil 4.2. ile verilmiştir. Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.7 kullanılarak ulaşılan $n_{2am}(k_0)$ değerleri şekil 4.3.'de kesikli çizgi, eşitlik 4.13 kullanılarak ulaşılan $n_2(k_0)$ değerleri noktalı çizgi ile verilmiştir. Teorik olarak üretilen $T(k_0)$ sinyalinin aynı zamanda saçak sayma metodu ile de analizi yapılmıştır. Saçak sayma metodu analizinden bulunan sonuçlar şekil 4.3.'de yıldız ile gösterilmiştir (Chang, 1972).



Şekil 4.2. Teorik yalıtkan filmin $T(k_0)$ sinyalinden Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.



Şekil 4.3. Teorik yalıtkan filmin Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2am}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

Analiz sonuçlarına dikkat edilecek olunursa Morlet dalgacığı ile SDD analizinden bulunan $n_2(k_0)$ değerleri, saçak sayma metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ değerleri ve girilen $n_2(k_0)$ değerleri (şekil 4.3. düz çizgi) ile büyük bir uyum içindedir. Buna karşılık saçak sayma

metodu sonucu bulunan değerler piklerin maksimum ve minimum noktalarından hesaplandığı için sürekli değildir, fakat SDD metodunda her k_0 değeri için $n_2(k_0)$ bulunduğundan sonuçlar *sürekli*dir ve bu sonuç yöntemin en önemli artlarından biridir.

4.1.1.2. Yalıtkan Filmlerin Paul Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu

Paul dalgacığı için eşitlik 3.69 ve 4.2, eşitlik 3.56'da yerlerine koyulursa eşitlik 4.14'e ulaşılır,

$$SDD(a, b) = \sqrt{a} \int_{-\infty}^{\infty} [C_1 \delta(x_0 - 4\pi D) + C_2 \delta(x_0) + C_3 \delta(x_0 + 4\pi D)] \frac{2^m}{\sqrt{m(2m-1)!}} (ax_0)^m \exp(-ax_0) \xi(x_0) \exp(i 2\pi b x_0) dx_0 \quad (4.14)$$

Burada $\xi(x_0)$, $x_0 \leq 0$ durumunda sifira eşit olacağından $\hat{\psi}(ax_0)$ $x_0 \leq 0$ durumlarında 0 olacaktır, dolayısıyla $\hat{T}(x_0)$ ifadesinin negatiftteki piklerine ulaşmaz. Bundan dolayı da $\hat{\psi}(ax_0)$, $\hat{T}(x_0)$ ifadesinin pozitif olan sadece üçüncü piki üzerinde işlem görür. Bu açıklama ışığında eşitlik 4.14, eşitlik 4.15'deki gibi olur,

$$SDD(a, b) = \sqrt{a} C_1 \frac{2^m}{\sqrt{m(2m-1)!}} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x_0 - 4\pi D) (ax_0)^m \exp(-ax_0) \exp(i 2\pi b x_0) dx_0 \quad (4.15)$$

Dirac Delta fonksiyonunun özellikleri kullanılarak eşitlik 4.16'ya ulaşılır,

$$SDD(a, b) = \sqrt{a} C_1 \frac{2^m}{\sqrt{m(2m-1)!}} (4\pi aD)^m \exp(-4\pi aD) \exp(i 8\pi^2 bD). \quad (4.16)$$

SDD(a, b) ifadesi normalize edilerek mutlak değeri alınırsa eşitlik 4.17'ye ulaşılır,

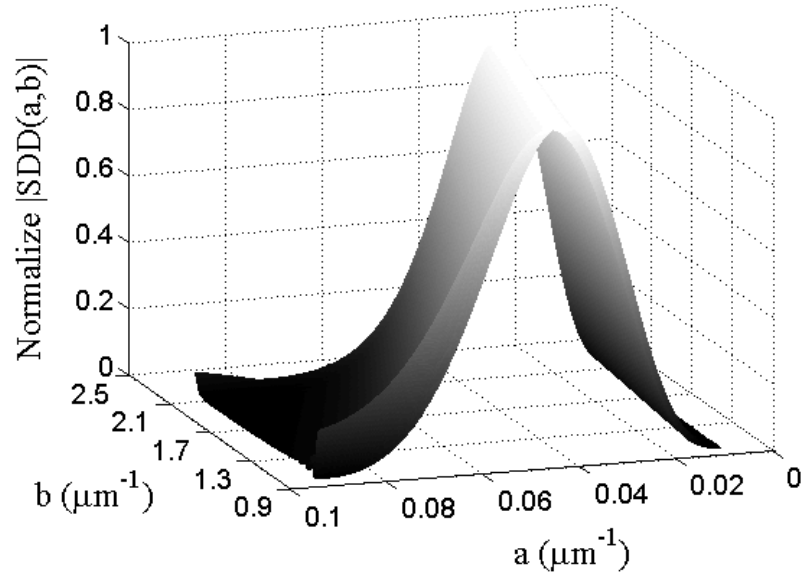
$$|SDD(a, b)| = \sqrt{a} C_1 \frac{2^m}{\sqrt{m(2m-1)!}} (4\pi aD)^m \exp(-4\pi aD). \quad (4.17)$$

Eşitlik 4.17'in karesinin a parametresine göre türevi alınıp 0'a eşitlenirse, $|SDD(a,b)|$ matrisinde b değerinin sabit olduğu her sütundaki $|SDD(a,b)|$ değerinin en büyük olduğu a değerine ulaşılır (a_{max}) ve bu ifade eşitlik 4.18'de verildiği gibidir,

$$a_{\max} = \frac{1+2m}{8\pi D} \rightarrow n_{2ap} = \frac{1+2m}{8\pi a_{\max} d}. \quad (4.18)$$

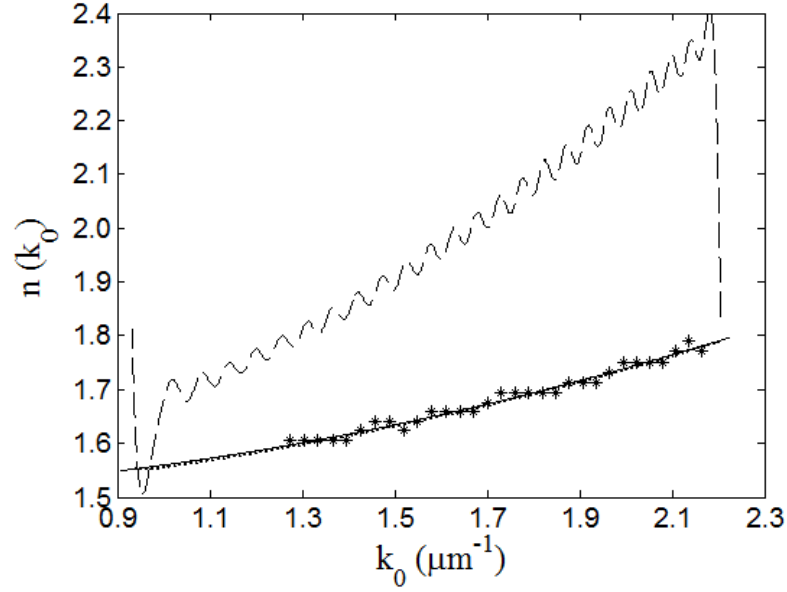
Eşitlik 4.12'den her b değeri için $n_{2ap}(b)$ değerine ulaşılır. Sinyal $[k_0 - \Delta k_0, k_0 + \Delta k_0]$ aralığında bilgi içerir ve eşitlik 3.71'e göre eğer $b \gg \frac{a}{\sqrt{2m-1}}$ ise; eşitlik 3.70'e göre $n_{2ap}(k_0) \cong n_{2ap}(b)$ olur. Bulunan anlık titreşim frekansına karşılık gelen kırılma indisinden, $n_2(k_0)$ değerlerini bulmak için eşitlik 4.8-13 arasındaki işlemler tekrar edilerek elde edilen sonuç eşitlik 4.19 ile gösterilmiştir,

$$n_2(k_0) = \frac{1}{k_0} \left[\int_0^{k_{0ik}} n_{2ap}(k_0') dk_0' + \int_{k_{0ik}}^{k_0} n_{2ap}(k_0') dk_0' \right]. \quad (4.19)$$



Şekil 4.4. Teorik yalıtkan filmin $T(k_0)$ sinyalinden 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.

Eşitlik 3.56'ya göre şekil 4.1.'de gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi yapılmış ve eşitlik 4.17'ye karşılık gelen $a \times b$ boyutlu matris şekil 4.4. ile verilmiştir. Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.18 kullanılarak ulaşılan $n_{2ap}(k_0)$ değerleri şekil 4.5.'de kesikli çizgi ve eşitlik 4.19 kullanılarak ulaşılan $n_2(k_0)$ değerleri noktalı çizgi ile verilmiştir.



Şekil 4.5. Teorik yalıtkan filmin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2ap}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

Şekil 4.5’de $n_{2ap}(k_0)$ değerleri, sınır değerlerinde büyük sapmalar göstermektedir. Bu sapmalar *sınır etkileri* (edge effects) olarak adlandırılır ve sinyalin sonlu olmasından kaynaklanır (Torrence ve Compo, 1999). Teorik olarak üretilen $T(k_0)$ sinyali aynı zamanda saçak sayma metodu ile de analizi yapılmış bulunan sonuçlar Şekil 4.5.’de yıldız ile gösterilmiştir. 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizinde de bulunan $n_2(k_0)$ değerleri, saçak sayma metodu analizinden bulundan $n_2(k_0)$ değerleri ve girilen $n_2(k_0)$ değerleri (Şekil 4.5. düz çizgi) ile uyum içindedir ve Morlet dalgacığı ile SDD analizinde olduğu gibi, *sürekli* olarak bulunmuştur.

4.1.1.3. Yalıtkan Filmlerin DOG Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu

2. mertebe DOG dalgacığı için eşitlik 3.78 ve 4.2, eşitlik 3.56’da yerlerine koyulursa eşitlik 4.20’ye ulaşılır,

$$SDD(a, b) = \sqrt{a} \int_{-\infty}^{\infty} [C_1 \delta(x_0 - 4\pi D) + C_2 \delta(x_0) + C_3 \delta(x_0 + 4\pi D)] \frac{- (i^s)}{\sqrt{\Gamma(s + \frac{1}{2})}} (ax_0)^s \exp(-\frac{(ax_0)^2}{2}) \exp(i 2\pi bx_0) dx_0. \quad (4.20)$$

x_0 uzayındaki analiz DOG dalgacığı da analiz Morlet dalgacığındaki nedenlerden dolayı $x_0 \leq 0$ durumunda sıfır olacaktır dolayısıyla eşitlik 4.20, eşitlik 4.21 formuna dönüşür,

$$SDD(a, b) = -\sqrt{a} C_1 \frac{i^s}{\sqrt{\Gamma(s + \frac{1}{2})}} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x_0 - 4\pi D)(ax_0)^s \exp(-\frac{(ax_0)^2}{2}) \exp(i 2\pi b x_0) dx_0 \quad (4.21)$$

Dirac Delta fonksiyonunun özellikleri kullanılarak eşitlik 4.22'ye ulaşılır,

$$SDD(a, b) = -\sqrt{a} \frac{C_1 i^s}{\sqrt{\Gamma(s + \frac{1}{2})}} (4\pi aD)^s \exp(-\frac{(4\pi aD)^2}{2}) \exp(i 8\pi^2 bD). \quad (4.22)$$

SDD(a, b) ifadesi normalize edilerek mutlak değeri alınırsa eşitlik 4.23'e ulaşılır,

$$|SDD(a, b)| = -\sqrt{a} \frac{C_1 i^s}{\Gamma(s + \frac{1}{2})} (4\pi aD)^s \exp\left[-\frac{(4\pi aD)^2}{2}\right]. \quad (4.23)$$

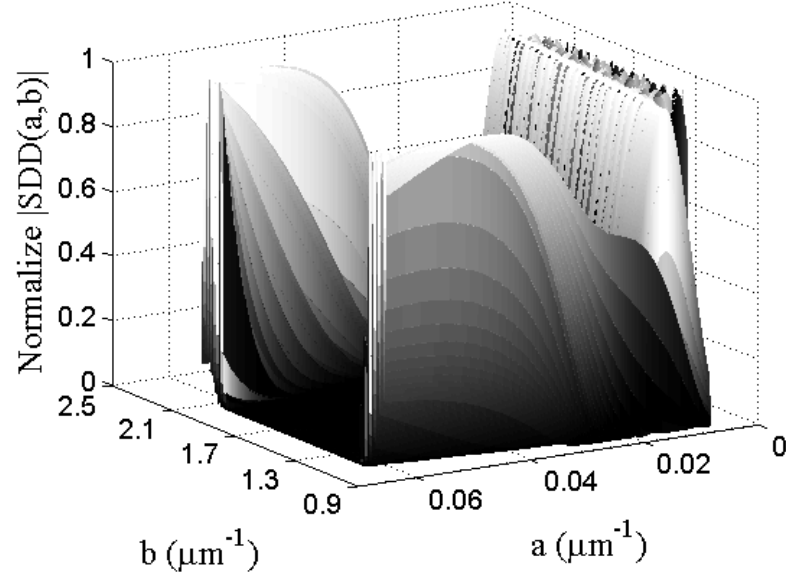
Eşitlik 4.23'ün karesinin a parametresine göre türevi alınıp 0'a eşitlenirse, $|SDD(a,b)|$ matrisinde b değerinin sabit olduğu her sütundaki $|SDD(a,b)|$ değerinin en büyük olduğu a değerine ulaşılır (a_{max}) ve bu ifade eşitlik 4.24'de verildiği gibidir,

$$a_{max} = \sqrt{\frac{1+2s}{2}} \frac{1}{4\pi D} \rightarrow n_{2ad} = \sqrt{\frac{1+2s}{2}} \frac{1}{4\pi a_{max} d}. \quad (4.24)$$

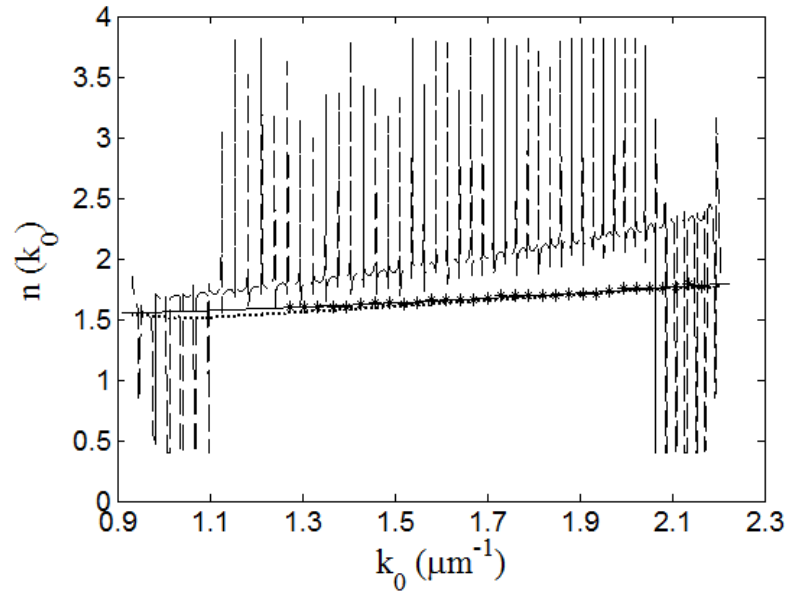
Eşitlik 4.24'ten her b değeri için $n_{2ad}(b)$ değerine ulaşılır. Sinyal $[k_0 - \Delta k_0, k_0 + \Delta k_0]$ aralığında bilgi içerir ve eşitlik 3.80'e göre eğer $b \gg a\sqrt{3s+1}/\sqrt{3s}$ ise; eşitlik 3.79'a göre $n_{2ad}(k_0) \cong n_{2ad}(b)$ olur. Eşitlik 4.8-13 arasındaki işlemler tekrarlanarak $n_2(k_0)$ için bulunan sonuç eşitlik 4.25'de gösterilmiştir,

$$n_2(k_0) = \frac{1}{k_0} \left[\int_0^{k_{0ilk}} n_{2ad}(k_0') dk_0' + \int_{k_{0ilk}}^{k_0} n_{2ad}(k_0') dk_0' \right]. \quad (4.25)$$

Eşitlik 3.56'ya göre şekil 4.1.'de gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi yapılmış ve eşitlik 4.23'e karşılık gelen $a \times b$ boyutlu matris şekil 4.6. ile verilmiştir.



Şekil 4.6. Teorik yalıtkan filmin $T(k_0)$ sinyalinden 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.



Şekil 4.7. Teorik yalıtkan filmin 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2ad}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.24 kullanılarak ulaşılan $n_{2ad}(k_0)$ değerleri şekil 4.7.'de kesikli çizgi ve eşitlik 4.25 kullanılarak ulaşılan $n_2(k_0)$ değerleri noktalı çizgi ile verilmiştir. Teorik olarak üretilen $T(k_0)$ sinyali aynı zamanda saçak sayma metodu ile de analizi yapılmış bulunan sonuçlar şekil 4.7.'de yıldız ile gösterilmiştir. 2.mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizinde de bulunan $n_2(k_0)$ değerleri süreklidir, fakat bulunan sonuç saçak sayma metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ değerleri ve girilen $n_2(k_0)$ değerleri (şekil 4.7. düz çizgi) ile uyumlu değildir. Bunun nedeni, şekil 4.6.'dan anlaşıldığı gibi, kullanılan dalgacık (2. mertebe DOG) ile incelenen sinyalin yüksek bir uyuma sahip olmamasıdır.

4.1.2. Yalıtkan Filmlerin SD Yöntemi ile Analizi ve Simülasyonu

Eşitlik 3.88'de kullanılan $\hat{T}(x_0 + f)$ ifadesi eşitlik 4.26 ile verilmiştir,

$$\hat{T}(x_0 + f) = C_1 \delta(x_0 + f - 4\pi D) + C_2 \delta(x_0 + f) + C_3 \delta(x_0 + f + 4\pi D). \quad (4.26)$$

Burada C_1 , C_2 ve C_3 sabitlerdir. İşlem kolaylığından dolayı eşitlik 3.88 ile SD analizi yapılacak ve elde edilen $b \times f$ boyutlu matrizen, kalınlığı bilinen yalıtkan bir film için $n_2(k_0)$ ifadesine ulaşılabacaktır.

SD analizi için eşitlik 3.89 ve 4.26, eşitlik 3.88'de yerlerine koyulursa eşitlik 4.27'ye ulaşılır,

$$SD(b, f) = \int_{-\infty}^{\infty} [C_1 \delta(x_0 + f - 4\pi D) + C_2 \delta(x_0 + f) + C_3 \delta(x_0 + f + 4\pi D)] \exp\left(-\frac{x_0^2}{2f^2}\right) \exp(i 2\pi b x_0) dx_0 \quad (4.27)$$

$x_0 \leq -f$ durumunda $\hat{W}(x_0, f) = 0$ olur. Dolayısıyla $\hat{W}(x_0, f)$, $\hat{T}(x_0 + f)$ ifadesinin sadece pozitif olan piki üzerinde işlem görür. Bu açıklama ışığında eşitlik 4.27, eşitlik 4.28'deki gibi olur,

$$SD(b, f) = C_1 \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x_0 + f - 4\pi D) \exp\left(-\frac{x_0^2}{2f^2}\right) \exp(i 2\pi b x_0) dx_0. \quad (4.28)$$

Dirac Delta fonksiyonunun özellikleri kullanılarak eşitlik 4.29'a ulaşılır,

$$SD(b, f) = C_1 \exp\left(-\frac{(4\pi D - f)^2}{2f^2}\right) \exp(i 2\pi (4\pi D - f)b). \quad (4.29)$$

$SD(b, f)$ ifadesi normalize edilerek mutlak değeri alınırsa eşitlik 4.30'a ulaşılır,

$$|SD(b, f)| = |C_1| \left| \left(\frac{(4\pi D - f)}{f^2} + \frac{(4\pi D - f)^2}{f^3} \right) \exp\left(-\frac{(4\pi D - f)^2}{2f^2}\right) \right|. \quad (4.30)$$

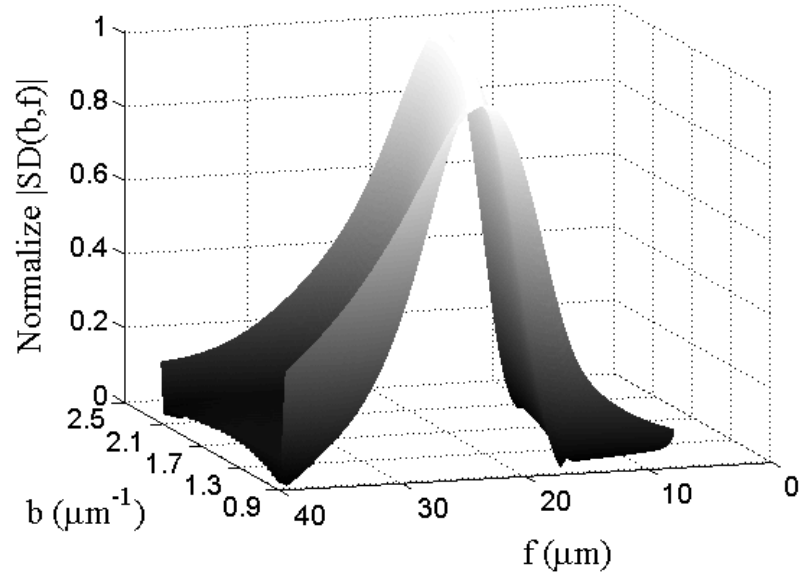
Eşitlik 4.30'un karesinin f parametresine göre türevi alınıp 0'a eşitlenirse, $|SD(b, f)|$ matrisinde b değerinin sabit olduğu her sütundaki $|SD(b, f)|$ değerinin en büyük olduğu f değerine ulaşılır (f_{max}) ve bu ifade eşitlik 4.31'de verildiği gibidir,

$$f_{max} = 4\pi D \rightarrow n_{2f} = \frac{f_{max}}{4\pi d}. \quad (4.31)$$

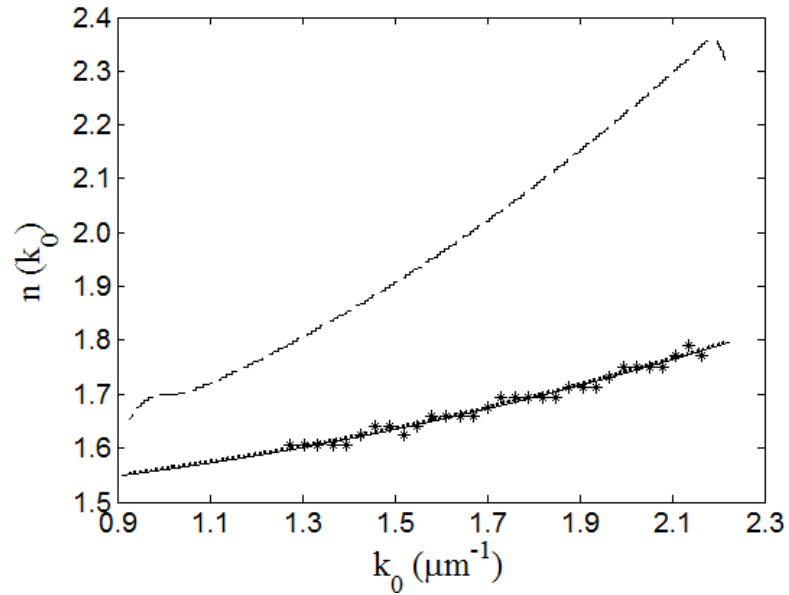
Eşitlik 4.31'den her b değeri için $n_{2f}(b)$ değerine ulaşılır. Sinyal $[k_0 - \Delta k_0, k_0 + \Delta k_0]$ aralığında bilgi içerir ve eşitlik 3.91'e göre eğer $b \gg \frac{1}{\sqrt{2}f}$ ise, eşitlik 3.90'a göre $n_{2f}(k_0) \cong n_{2f}(b)$ olur. Cıvıltı sinyallerinin SD analizi sonucu bulunan $n_{2f}(b)$ değerleri de, SDD'de olduğu gibi anlık titreşim sıklığına karşılık gelen kırılma indisidir ve $n_2(k_0)$ değerlerine ulaşmak için eşitlik 4.8-13 arası işlemler tekrarlanmalıdır. SD analizi için bulunan $n_2(k_0)$ eşitlik 4.32 ile gösterilmiştir,

$$n_2(k_0) = \frac{1}{k_0} \left[\int_0^{k_{0ilk}} n_{2f}(k_0') dk_0' + \int_{k_{0ilk}}^{k_0} n_{2f}(k_0') dk_0' \right]. \quad (4.32)$$

Eşitlik 3.88'e göre şekil 4.1.'de gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin SD analizi yapılmış ve eşitlik 4.30'a karşılık gelen $b \times f$ boyutlu matris şekil 4.8. ile verilmiştir. Normalize edilmiş $|SD(b, f)|$ matrisinden eşitlik 4.31 kullanılarak ulaşılan $n_{2f}(k_0)$ değerleri şekil 4.9.'da kesikli çizgi ve eşitlik 4.32 kullanılarak ulaşılan $n_2(k_0)$ değerleri noktali çizgi ile verilmiştir. Teorik olarak üretilen $T(k_0)$ sinyali aynı zamanda saçak sayma metodu ile de analizi yapılmış bulunan sonuçlar şekil 4.9.'da yıldız ile gösterilmiştir. SD analizinden bulunan $n_2(k_0)$ değerleri, saçak sayma metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ değerleri ile ve girilen $n_2(k_0)$ değerleri (şekil 4.9. düz çizgi) ile büyük bir uyum içindedir ve SDD analizlerinde olduğu gibi, *sürekli* bir şekilde bulunmuştur.



Şekil 4.8. Teorik yalıtkan filmin $T(k_0)$ sinyalinden SD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SD(b,f)|$ matrisi.



Şekil 4.9. Teorik yalıtkan filmin SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

4.2. Yarıiletken Filmlerin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu

Yarıiletken filmlerin $T(k_0)$ ifadesi bölüm 3.1.2.'de belirtilen değişiklik yapılarak eşitlik 3.32 ile verilmiştir. Eşitlik 4.33'de verilen değerler doğrultusunda görünür – yakın kırmızı altı bölge spektrumuna karşılık gelen $0,9090-2,2222 \mu m^{-1}$ dalga sayısı (450-1100 nm) aralığında hesaplanan $T(k_0)$ değerleri şekil 4.10.'da gösterilmiştir,

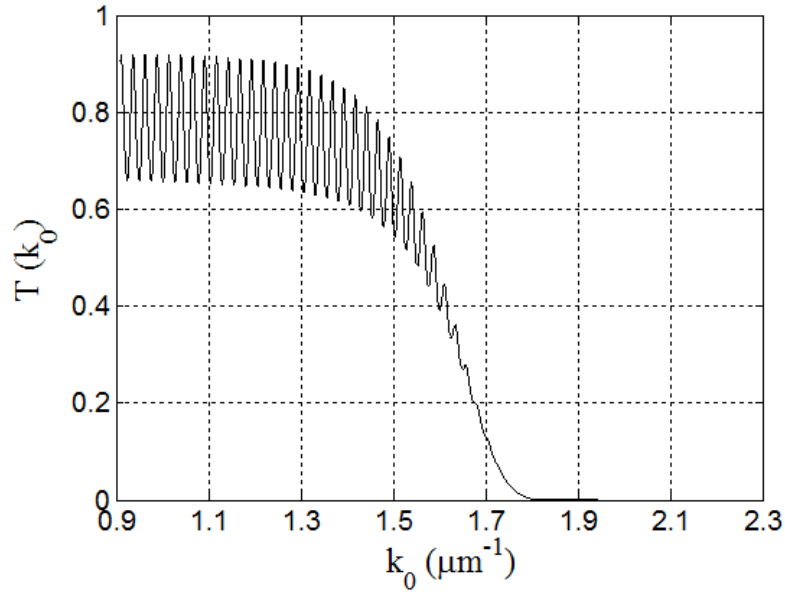
$$n_2 = A + Bk_0^2 + Ck_0^4,$$

$$A = 2,3000, B = 4,0000 \times 10^{-2} \mu m^2, C = 2,0000 \times 10^{-6} \mu m^4,$$

(4.33)

$$\kappa = \left(\frac{10^3}{4\pi k_0} \right) 10^{(1,5 \times k_0^2) - 8}$$

$$\varphi_1 = 0^0, \quad d = 8,0000 \mu m, \quad n_1 = 1,0000, \quad n_3 = 1,5100.$$



Şekil 4.10. Yarıiletken filmler için eşitlik 4.33 değerlerine göre teorik olarak üretilen $T(k_0)$.

İkinci bölümde bahsedilen analiz yöntemlerinin çoğu saçaklara göre işlem yaparlar ve bu durum integral dönüşüm yöntemleri için de geçerlidir. $\kappa(k_0)$ değerlerinin göreceli olarak büyük olduğu bölgeye karşılık gelen k_0 değerlerinde saçaklar analiz edilemeyecek derecede küçülür. Bu sebeple bu bölgede söz konusu analizlerin yapılması güçleşir. Yarıiletken filmler için teorik olarak elde edilen $T(k_0)$ sinyalinin SDD ve SD analizlerinde saçakların

bulduğu geçirgen ve düşük soğurmalı bölge olan $0,9090-1,6600 \mu m^{-1}$ aralığında işlemler yapılmıştır.

4.2.1. Yarıiletken Filmlerin SDD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu

Eşitlik 4.33’de verilen değerlere göre hesaplanan $T(k_0)$ ifadesi, eşitlik 3.56’ya göre Morlet, Paul ve DOG dalgacıları ile incelenecek ve SDD analizi sonucu elde edilen $a \times b$ boyutlu $|SDD(a,b)|$ matrisinden, kalınlığı bilinen yarıiletken bir film için $n_2(k_0)$ değerlerine ulaşılabilecektir. Eşitlik 3.56’daki $\hat{T}(x_0)$ ifadesi, $0,9090-1,6600 \mu m^{-1}$ aralığında $\kappa(k_0)$ değerleri çok küçük olduğu için ihmal edilebileceği ($\kappa(k_0)=0$) yaklaşımına göre belirlenir. Dolayısıyla belirtilen k_0 aralığı içinde, yarıiletken filmler için üretilen $T(k_0)$ değerleri, yalıtkan filmler için üretilen $T(k_0)$ değerleri ile aynıdır ve belirlenmesi gereken $\hat{T}(x_0)$ ifadesi eşitlik 4.2 ile aynı olacaktır. SDD analizleri için teorik yarıiletken filmin $n_2(k_0)$ ifadelerinin bulunacağı matematiksel işlemler de, yalıtkan filmlerin matematiksel işlemleri ile aynı olacaktır. Teorik yarıiletken filmin $\kappa(k_0)$ değerleri çalışılan aralık için eşitlik 4.34 ve 4.35’e göre bulunabilir (Swanepoel, 1983),

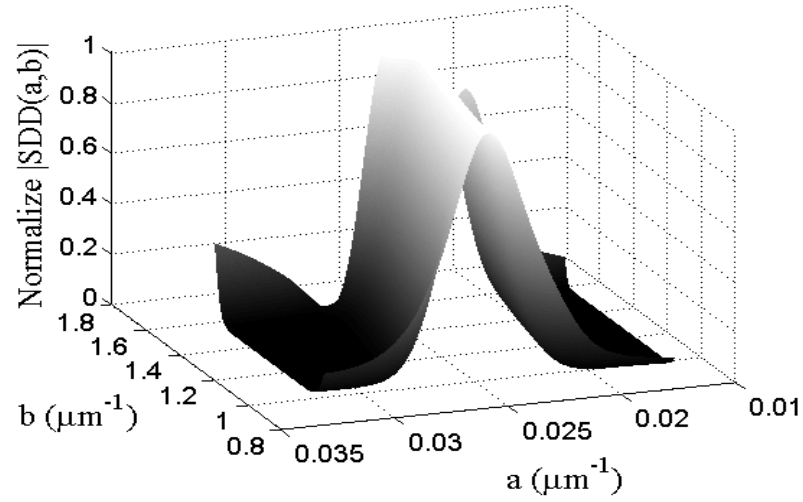
$$\exp(-4\pi \kappa k_0 d) = \frac{E_M - [E_M^2 - (n_2^2 - 1)^3 (n_2^2 - s^4)]^{1/2}}{(n_2 - 1)^3 (n_2 - s^2)}, \quad (4.34)$$

$$E_M = \frac{8n_2^2 s}{T_M} + (n_2^2 - 1)(n_2^2 - s^2). \quad (4.35)$$

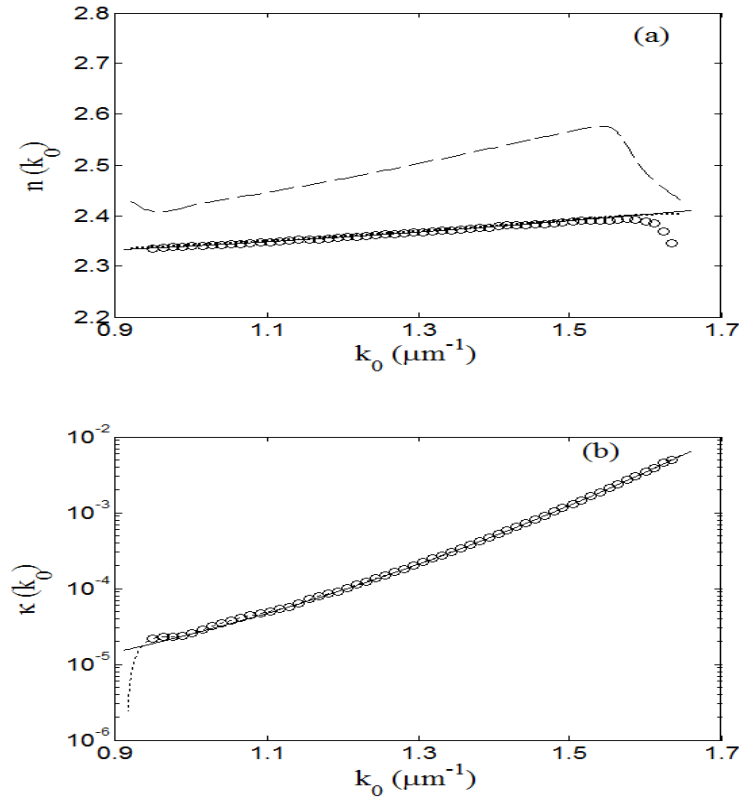
4.2.1.1. Yarıiletken Filmlerin Morlet Dalgacı ile SDD Analizi ve Simülasyonu

Yarıiletken filmler için Morlet dalgacı ile SDD analizi bölüm 4.1.1.1.’deki işlemler ile aynı olacaktır.

Eşitlik 3.56’ya göre şekil 4.10.’da gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin Morlet dalgacı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 4.11. ile verilmiştir. Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.7 kullanılarak ulaşılan $n_{2am}(k_0)$ değerleri şekil 4.12.(a)’da kesikli çizgi, eşitlik 4.13 kullanılarak ulaşılan $n_2(k_0)$ değerleri noktalı çizgi ile verilmiştir (girilen $n_2(k_0)$ değerleri, düz çizgi).



Şekil 4.11. Teorik yarıiletken filmin $T(k_0)$ sinyalinden Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.



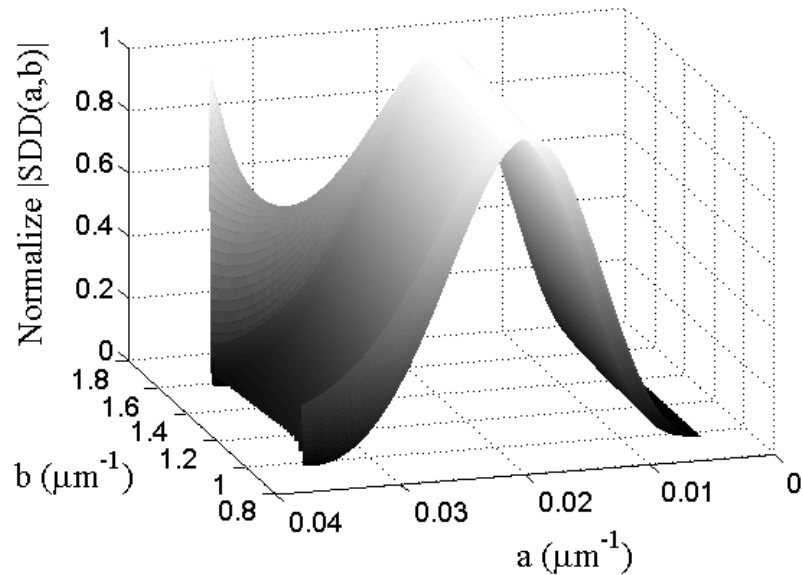
Şekil 4.12. Teorik yarıiletken filmin (a) Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2am}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri. (b) Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

Eşitlik 4.13 kullanılarak bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.34 ve 4.35 kullanılarak elde edilen $\kappa(k_0)$ değerleri şekil 4.12.(b)'de gösterilmiştir (Morlet dalgacığı ile SDD analizi, noktalı çizgi; girilen, düz çizgi). Teorik olarak üretilen $T(k_0)$ sinyalinin aynı zamanda zarf metodu ile de analizi yapılmıştır ve bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri sırasıyla şekil 4.12.(a) ve (b)'de çember ile gösterilmiştir. Şekil 4.12.(a)'da zarf metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ değerlerine dikkat edilecek olursa, saçakların küçülmeye başladığı k_0 ($k_0 \approx 1,51 \mu m^{-1}$) değerinden itibaren, girilen değerlerden sapmaya başlamaktadır. Morlet dalgacığı ile SDD analizinden bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri, zarf metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri ve girilen $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri ile uyum içindedir. Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucunda bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri zarf metodundan farklı olarak *süreklidir* ve bu sonuç yarıiletken filmlerin analizinde SDD yönteminin en önemli avantajlarından biridir.

4.2.1.2. Yarıiletken Filmlerin Paul Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu

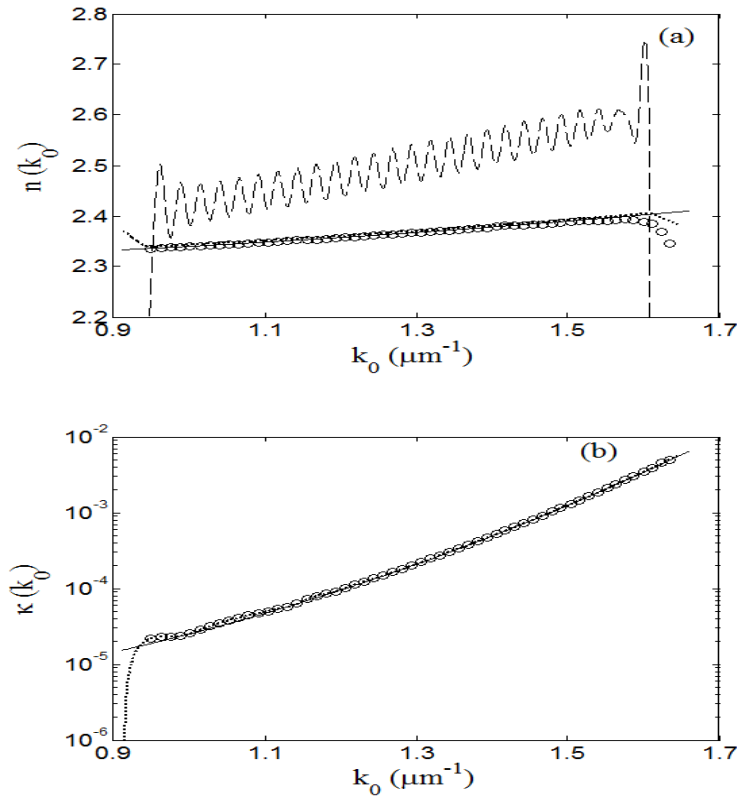
Yarıiletken filmler için Paul dalgacığı ile SDD analizi bölüm 4.1.1.2.'deki işlemler ile aynı olacaktır.

Eşitlik 3.56'ya göre şekil 4.10.'da gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 4.13. ile verilmiştir.



Şekil 4.13. Teorik yarıiletken filmin $T(k_0)$ sinyalinden 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.

Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.18 kullanılarak ulaşılan $n_{2ap}(k_0)$ değerleri şekil 4.14.(a)'da kesikli çizgi, eşitlik 4.19 kullanılarak ulaşılan $n_2(k_0)$ değerleri noktali çizgi ile verilmiştir (girilen $n_2(k_0)$ değerleri, düz çizgi). Eşitlik 4.19 kullanılarak bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.34 ve 4.35 kullanılarak elde edilen $\kappa(k_0)$ değerleri şekil 4.14.(b)'de verilmiştir (4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi, noktali çizgi; girilen, düz çizgi). Teorik olarak üretilen $T(k_0)$ sinyalinin aynı zamanda zarf metodu ile de analizi yapılmıştır ve bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri sırasıyla şekil 4.14.(a) ve (b)'de çember ile gösterilmiştir. 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizinden bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri, zarf metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri ve girilen $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri ile uyum içindedir. 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucunda bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri Morlet dalgacığı ile SDD analiz değerleri gibi *sürekli*dir.

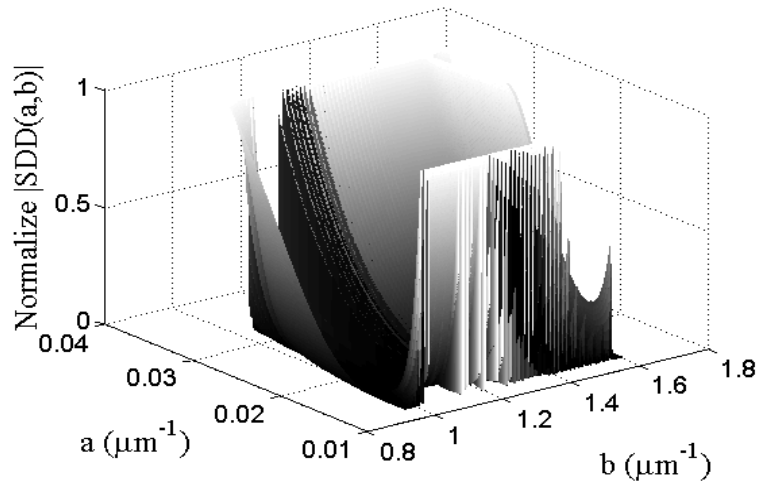


Şekil 4.14. Teorik yarıiletken filmin (a) 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2ap}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktali çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri. (b) 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (noktali çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

4.2.1.3. Yarıiletken Filmlerin DOG Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu

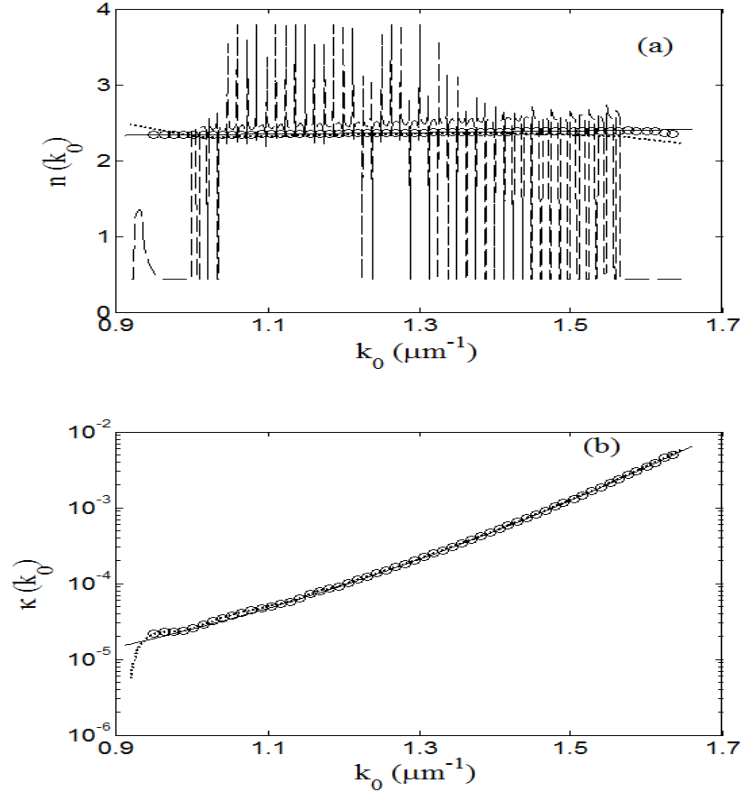
Yarıiletken filmler için DOG dalgacığı ile SDD analizi bölüm 4.1.1.3.'deki işlemler ile aynı olacaktır.

Eşitlik 3.56'ya göre şekil 4.10.'da gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 4.15. ile verilmiştir. Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.24 kullanılarak ulaşılan $n_{2ad}(k_0)$ değerleri şekil 4.16.(a)'da kesikli çizgi, eşitlik 4.25 kullanılarak ulaşılan $n_2(k_0)$ değerleri noktali çizgi ile verilmiştir (girilen $n_2(k_0)$ değerleri, düz çizgi).



Şekil 4.15. Teorik yarıiletken filmin $T(k_0)$ sinyalinden 2.mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.

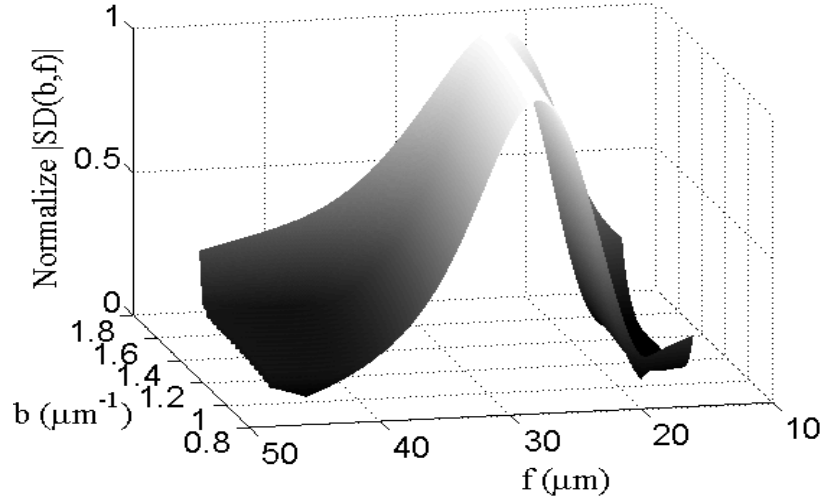
Eşitlik 4.25 kullanılarak bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.34 ve 4.35 kullanılarak elde edilen $\kappa(k_0)$ değerleri şekil 4.16.(b)'de gösterilmiştir (2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi, noktali çizgi; girilen, düz çizgi). Teorik olarak üretilen $T(k_0)$ sinyalinin aynı zamanda zarf metodu ile de analizi yapılmıştır ve bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri sırasıyla şekil 4.16.(a) ve (b)'de çember ile gösterilmiştir. 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizinden bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri, *sürekli* bir değer göstermesine rağmen, zarf metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri ve girilen $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri ile uyumsuzluk içindedir. Yalıtkan filmlerin analizinde olduğu gibi yarıiletken filmlerin analizinde de 2. mertebe DOG dalgacığı uygun dalgacık değildir.



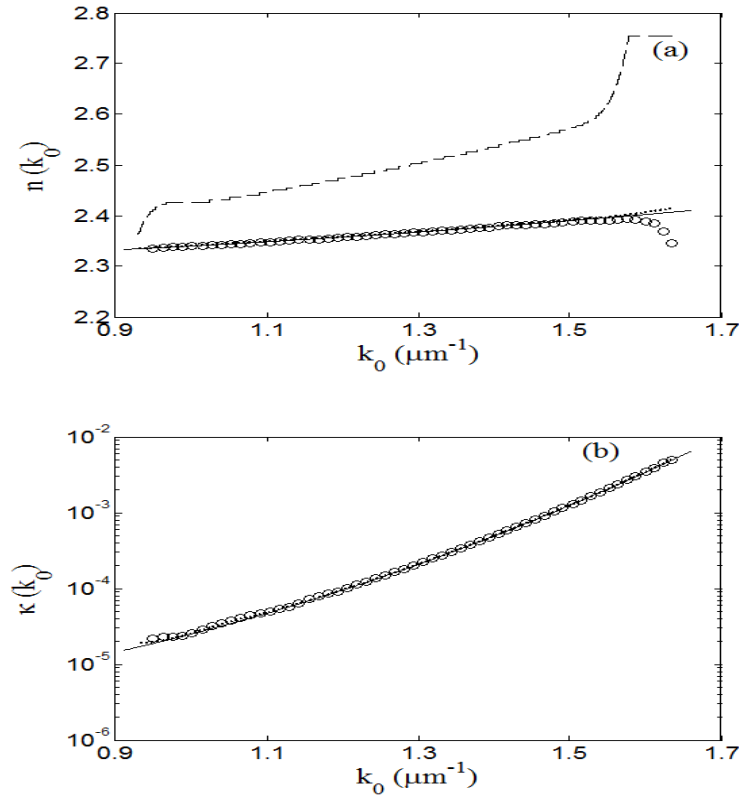
Şekil 4.16. Teorik yarıiletken filmin (a) 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2ad}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri. (b) 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

4.2.2. Yarıiletken Filmlerin SD Yöntemi ile Analizi ve Simülasyonu

Eşitlik 4.33’de verilen değerler için hesaplanan $T(k_0)$ ifadesi, eşitlik 3.88’e göre incelenecek ve SD analizi sonucu elde edilen $b \times f$ boyutlu $|SD(b,f)|$ matrisinden, kalınlığı bilinen yalıtkan bir film için $n_2(k_0)$ ifadesine ulaşılabacaktır. Eşitlik 3.88’de belirlenmesi gereken $\hat{T}(x_0 + f)$ ifadesi bölüm 4.2.1’de yazanlar ışığında eşitlik 4.26 ile verilen ifade olacaktır ve teorik yarıiletken filmin SD analizi sonucu $\kappa(k_0)$ değerleri, eşitlik 4.34 ve 4.35’den bulunacaktır. Yarıiletken filmler için SD analizi bölüm 4.1.2.’deki işlemler ile aynı olacaktır. Eşitlik 3.88’e göre şekil 4.10.’da gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin SD analizi sonucu bulunan normalize $|SD(b,f)|$ matrisi şekil 4.17. ile verilmiştir. Normalize edilmiş $|SD(b,f)|$ matrisinden eşitlik 4.31 kullanılarak ulaşılan $n_2(k_0)$ değerleri şekil 4.18.(a)’da



Şekil 4.17. Teorik yarıiletken filmin $T(k_0)$ sinyalinin SD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SD(b,f)|$ matrisi.



Şekil 4.18. Teorik yarıiletken filmin (a) SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri. (b) SD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

kesikli çizgi, eşitlik 4.32 kullanılarak ulaşılan $n_2(k_0)$ değerleri noktali çizgi ile verilmiştir (girilen $n_2(k_0)$ değerleri, düz çizgi). Bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.34 ve 4.35 kullanılarak elde edilen $\kappa(k_0)$ değerleri şekil 4.18.(b)'de gösterilmiştir (SD analizi, noktali çizgi; girilen, düz çizgi). Teorik olarak üretilen $T(k_0)$ sinyalinin aynı zamanda zarf metodu ile de analizi yapılmıştır ve bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri sırasıyla şekil 4.18.(a) ve (b)'de çember ile gösterilmiştir. SD analizinden bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri, zarf metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri ve girilen $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri ile büyük bir uyum içindedir ve SDD analizlerinde olduğu gibi *sürekli*dir.

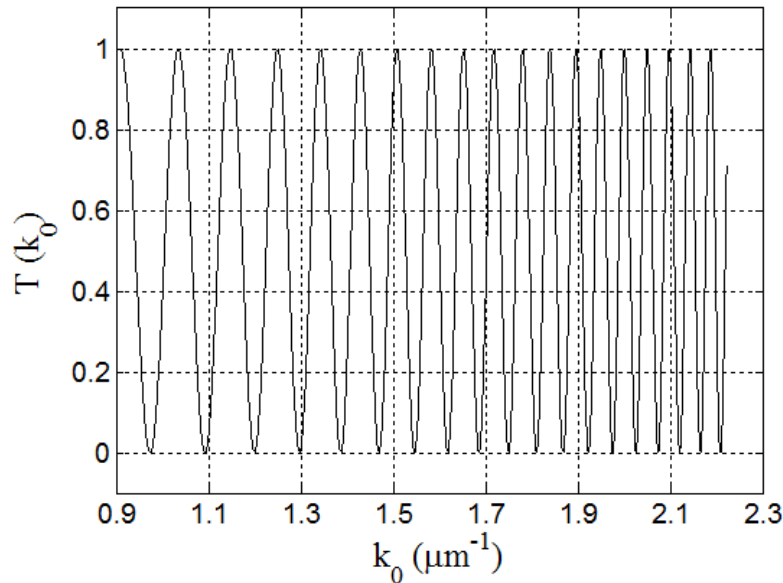
4.3. Sıvı Kristal Hücrelerin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu

Sıvı kristal hücrelerin $T(k_0)$ ifadesi bölüm 3.1.3.'deki işlemler sonrasında eşitlik 3.40'daki gibi bulunmuştur. Eşitlik 4.36'da verilen değerler doğrultusunda görünür- yakın kırmızı altı bölge spektrumuna karşılık gelen $0,9090-2,2222 \mu\text{m}^{-1}$ dalga sayısı (450-1100 nm) aralığında hesaplanan $T(k_0)$ şekil 4.19.'da gösterilmiştir,

$$\Delta n = A + Bk_0^2 + Ck_0^4,$$

$$A = 3,0000 \times 10^{-1}; \quad B = 8,0000 \times 10^{-2} \mu\text{m}^2; \quad C = 8,0000 \times 10^{-4} \mu\text{m}^4 \quad (4.36)$$

$$d = 15,000 \mu\text{m}, \quad \phi = 45^\circ, \quad \chi = 0^\circ.$$



Şekil 4.19. Sıvı kristal hücre için eşitlik 4.36 değerlerine göre teorik olarak üretilen $T(k_0)$.

4.3.1. Sıvı Kristal Hücrelerin SDD Yöntemleri ile Analizi ve Simülasyonu

Eşitlik 3.56'da kullanılacak olan $\hat{T}(x_0)$ ifadesi eşitlik 3.40'a göre, eşitlik 4.37 ile verilmiştir,

$$\hat{T}(x_0) = C_1 \delta(x_0 - 2\pi\Delta nd) + C_2 \delta(x_0) + C_3 \delta(x_0 + 2\pi\Delta nd). \quad (4.37)$$

Burada C_1 , C_2 ve C_3 sabitlerdir. Eşitlik 3.56, Morlet Paul ve DOG dalgacıkları için incelenecek ve SDD analizi sonucu elde edilen $a \times b$ boyutlu matristen, kalınlığı bilinen sıvı kristal bir hücre için $\Delta n(k_0)$ ifadesine ulaşılabacaktır.

4.3.1.1. Sıvı Kristal Hücrelerin Morlet Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu

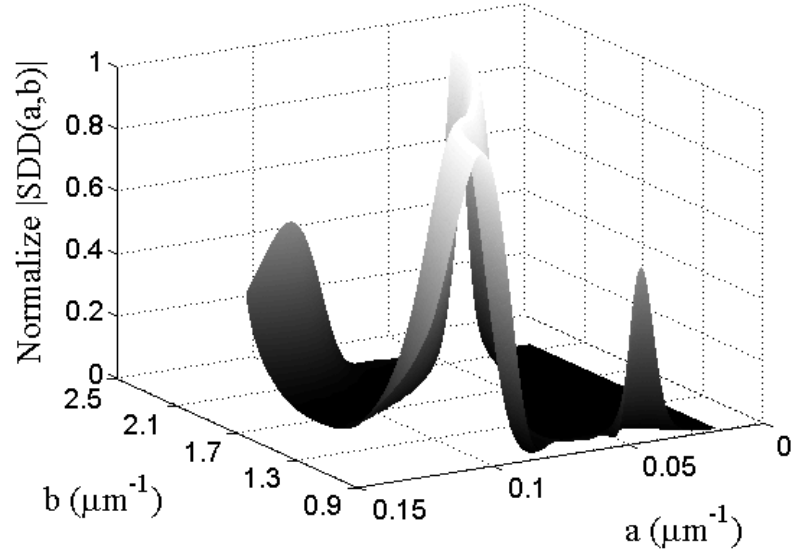
Sıvı kristal hücrelerin Morlet dalgacığı ile SDD analizi için bölüm 4.1.1.1.'deki işlemler tekrar edilirse $\Delta n_{am}(k_0)$ değerleri (Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu anlık titreşim sıklığına karşılık gelen çift kırılımın değerleri) için eşitlik 4.38'e ulaşılır,

$$\Delta n_{am} = \frac{z_0 + \sqrt{z_0^2 + 2}}{4\pi a_{\max} d}. \quad (4.38)$$

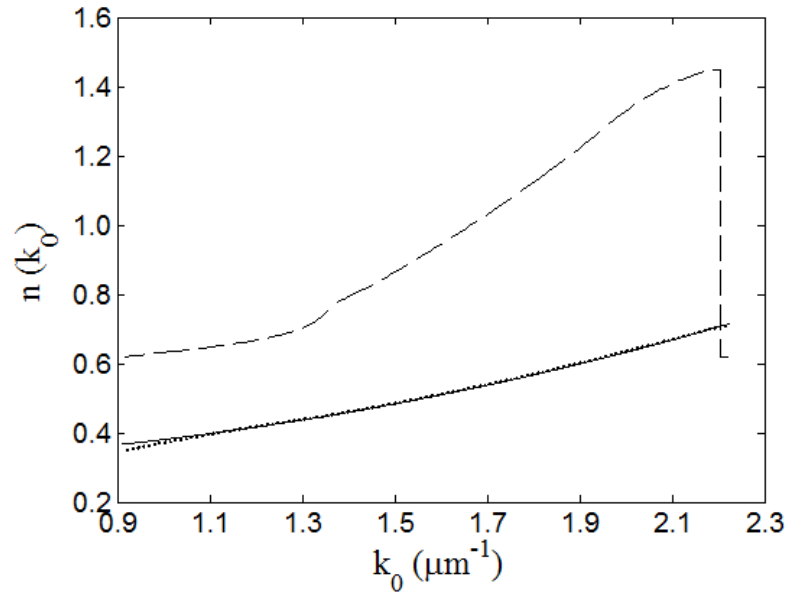
Eşitlik 4.38'den her b değeri için $\Delta n_{am}(b)$ değerine ulaşılır. Sinyal $[k_0 - \Delta k_0, k_0 + \Delta k_0]$ aralığında bilgi içerir ve eşitlik 3.62'ye göre eğer $b \gg \frac{a}{\sqrt{2}}$ ise; eşitlik 3.61'e göre $\Delta n_{am}(k_0) \cong \Delta n_{am}(b)$ olur. Bulunan $\Delta n_{am}(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.39 kullanılarak $\Delta n(k_0)$ değerlerine ulaşılır,

$$\Delta n(k_0) = \frac{1}{k_0} \left[\int_0^{k_{0ilk}} \Delta n_{am}(k_0') dk_0' + \int_{k_{0ilk}}^{k_0} \Delta n_{am}(k_0') dk_0' \right]. \quad (4.39)$$

Eşitlik 3.56'ya göre şekil 4.19.'da gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin Morlet dalgacığı ile SDD analizi yapılmış ve bulunan $a \times b$ boyutlu normalize $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 4.20. ile verilmiştir. Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.38 kullanılarak ulaşılan $\Delta n_{am}(k_0)$ değerleri şekil 4.21.'de kesikli çizgi ve eşitlik 4.39 kullanılarak ulaşılan $\Delta n(k_0)$ değerleri noktalı çizgi ile verilmiştir.



Şekil 4.20. Teorik sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ sinyalinden Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.



Şekil 4.21. Teorik sıvı kristal hücrenin Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n_{am}(k_0)$ (kesikli çizgi), $\Delta n(k_0)$ (noktalı çizgi) ve teorik olarak üretilen $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

Morlet dalgacığı ile SDD analizinden bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri, girilen $\Delta n(k_0)$ değerleri (şekil 4.21., düz çizgi) ile uyum içindedir ve *sürekli* olarak bulunmuştur.

Parseval teoremi kullanılarak bulunan ters uzaydaki (x_0 uzayı) SDD ve SD eşitliklerinin hesaplama zamanı açısından etkisini görmek amacıyla şekil 4.19.'da verilen $T(k_0)$ sinyalinin Morlet dalgacığı ile k_0 ve x_0 uzaylarındaki SDD analizleri (sırasıyla eşitlik 3.49 ve 3.56) yapılmıştır. x_0 uzayında işlem yapılmasını sağlayan eşitlik 3.56 ile yapılan analizin hesaplama süresi 1.16 sn ve k_0 uzayında işlem yapılmasını sağlayan eşitlik 3.49 ile yapılan analizin hesaplama süresi 1066,95 sn olarak bulunmuştur. Bu değerler ters uzaydaki analiz eşitliklerinin hesaplama zamanı açısından ne kadar büyük bir avantaj sağladığını göstermektedir.

4.3.1.2. Sıvı Kristal Hücrelerin Paul Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu

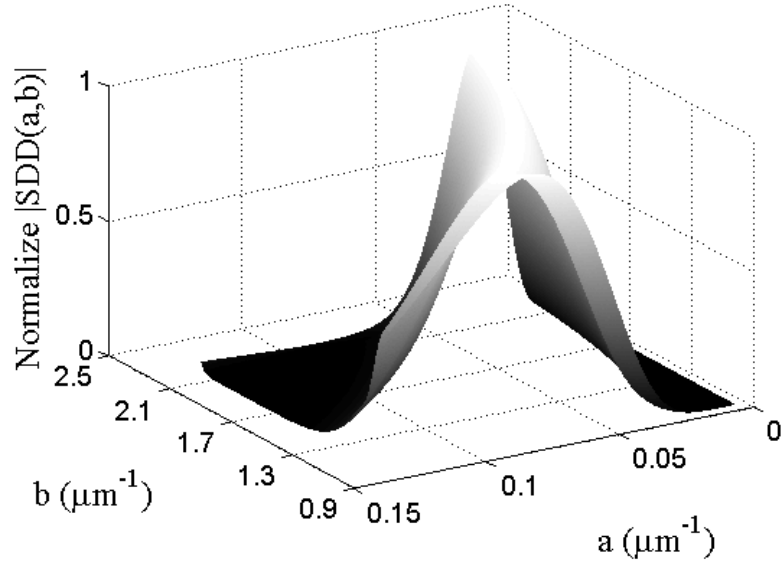
Sıvı kristal hücrelerin Paul dalgacığı ile SDD analizi için bölüm 4.1.1.2.'deki işlemler tekrar edilirse $\Delta n_{ap}(k_0)$ değerleri (4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu anlık titreşim sıklığına karşılık gelen çift kırılımin değerleri) için eşitlik 4.40'a ulaşılır,

$$\Delta n_{ap} = \frac{1 + 2m}{4\pi a_{\max} d}. \quad (4.40)$$

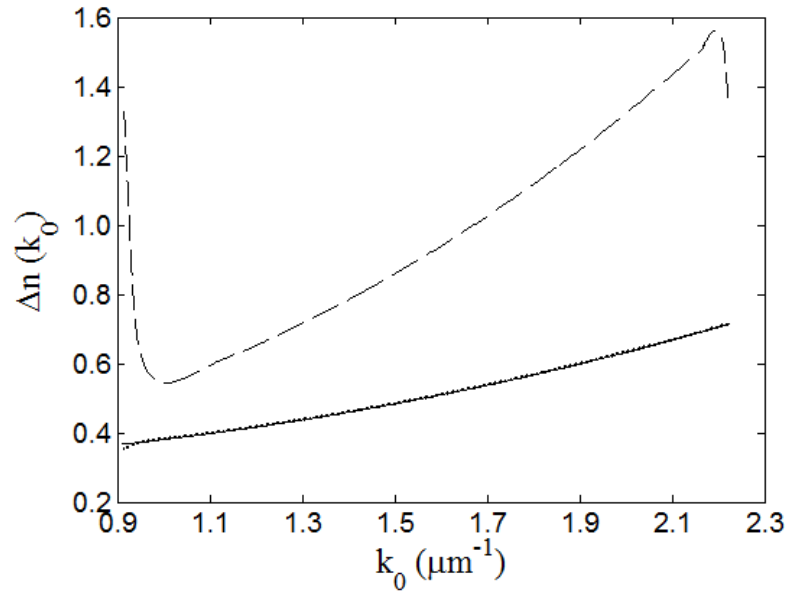
Eşitlik 4.40'dan her b değeri için $\Delta n_{ap}(b)$ değerine ulaşılır. Sinyal $[k_0 - \Delta k_0, k_0 + \Delta k_0]$ aralığında bilgi içerir ve eşitlik 3.71'e göre eğer $b \gg \frac{a}{\sqrt{2m-1}}$ ise; eşitlik 3.70'e göre $\Delta n_{ap}(k_0) \cong \Delta n_{ap}(b)$ olur. Bulunan $\Delta n_{ap}(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.41 kullanılarak $\Delta n(k_0)$ değerlerine ulaşılır,

$$\Delta n(k_0) = \frac{1}{k_0} \left[\int_0^{k_{0ilk}} \Delta n_{ap}(k_0') dk_0' + \int_{k_{0ilk}}^{k_0} \Delta n_{ap}(k_0') dk_0' \right]. \quad (4.41)$$

Eşitlik 3.56'ya göre şekil 4.19.'da gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi yapılmış ve bulunan $a \times b$ boyutlu normalize $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 4.22. ile verilmiştir. Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.40 kullanılarak ulaşılan $\Delta n_{ap}(k_0)$ değerleri şekil 4.23.'de kesikli çizgi ve eşitlik 4.41 kullanılarak ulaşılan $\Delta n(k_0)$ değerleri noktalı çizgi ile verilmiştir.



Şekil 4.22. Teorik sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ sinyalinden 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.



Şekil 4.23. Teorik sıvı kristal hücrenin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n_{ap}(k_0)$ (kesikli çizgi), $\Delta n(k_0)$ (noktalı çizgi) ve teorik olarak üretilen $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizinden bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri, girilen $\Delta n(k_0)$ değerleri (şekil 4.23., düz çizgi) ile uyum içindedir ve Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri gibi *sürekli*dir.

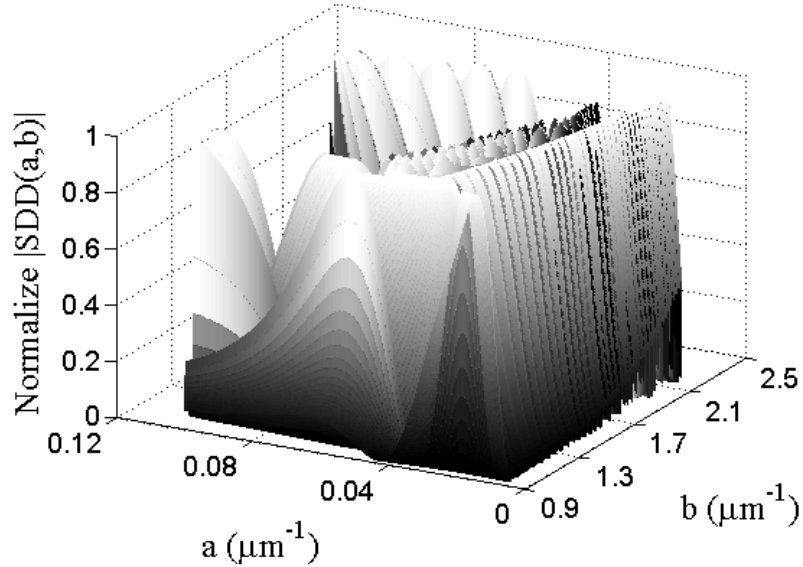
4.3.1.3. Sıvı Kristal Hücrelerin DOG Dalgacığı ile SDD Analizi ve Simülasyonu

Sıvı kristal hücrelerin DOG dalgacığı ile SDD analizi için bölüm 4.1.1.3.'deki işlemler tekrar edilirse $\Delta n_{ad}(k_0)$ değerleri (2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu anlık titreşim sıklığına karşılık gelen çift kırılımlın değerleri) için eşitlik 4.42'ye ulaşılır,

$$\Delta n_{ad} = \sqrt{\frac{1+2s}{2}} \frac{1}{2\pi a_{\max} d}. \quad (4.42)$$

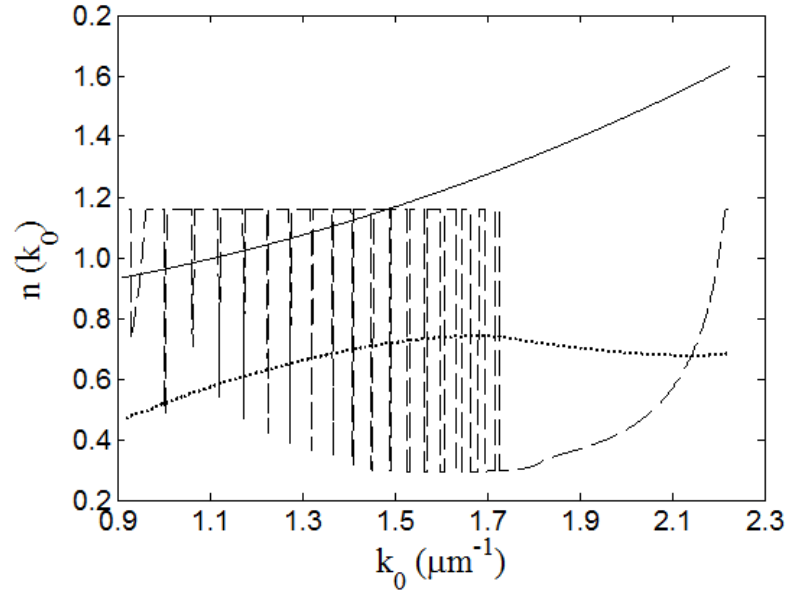
Eşitlik 4.42'den her b değeri için $\Delta n_{ad}(b)$ değerine ulaşılır. Sinyal $[k_0 - \Delta k_0, k_0 + \Delta k_0]$ aralığında bilgi içerir ve eşitlik 3.80'e göre eğer $b \gg a\sqrt{3s+1}/\sqrt{3s}$ ise; eşitlik 3.79'a göre $\Delta n_{ad}(k_0) \cong \Delta n_{ad}(b)$ olur. Bulunan $\Delta n_{ad}(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.43 kullanılarak $\Delta n(k_0)$ değerlerine ulaşılır,

$$\Delta n(k_0) = \frac{1}{k_0} \left[\int_0^{k_{0ik}} \Delta n_{ad}(k_0') dk_0' + \int_{k_{0ik}}^{k_0} \Delta n_{ad}(k_0') dk_0' \right]. \quad (4.43)$$



Şekil 4.24. Teorik sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ sinyalinden 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.

Eşitlik 3.56'ya göre şekil 4.19.'da gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi yapılmış ve bulunan $a \times b$ boyutlu normalize $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 4.24. ile verilmiştir. Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.42 kullanılarak ulaşılan $\Delta n_{ad}(k_0)$ değerleri şekil 4.25.'de kesikli çizgi ve eşitlik 4.43 kullanılarak ulaşılan $\Delta n(k_0)$ değerleri noktali çizgi ile verilmiştir.



Şekil 4.25. Teorik sıvı kristal hücrenin 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n_{ad}(k_0)$ (kesikli çizgi), $\Delta n(k_0)$ (noktali çizgi) ve teorik olarak üretilen $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizinden bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri *sürekli* olmasına rağmen, 2. mertebe DOG dalgacığının uygun dalgacık olmamasından dolayı, girilen $\Delta n(k_0)$ değerleri (şekil 4.25., düz çizgi) ile uyumsuzdur.

4.3.2. Sıvı Kristal Hücrelerin SD Yöntemi ile Analiz ve Simülasyonu

Eşitlik 3.88'de kullanılacak olan $\hat{T}(x_0 + f)$ ifadesi eşitlik 3.40'a göre, eşitlik 4.44 ile verilmiştir,

$$\hat{T}(x_0 + f) = C_1 \delta(x_0 + f - 2\pi \Delta n d) + C_2 \delta(x_0 + f) + C_3 \delta(x_0 + f + 2\pi \Delta n d). \quad (4.44)$$

Burada C_1 , C_2 ve C_3 sabitlerdir. Eşitlik 3.88'e göre SD analizi yapılarak elde edilen $b \times f$ boyutlu $|SD(b,f)|$ matrisinden, kalınlığı bilinen bir sıvı kristal hücre için $\Delta n(k_0)$ ifadesine

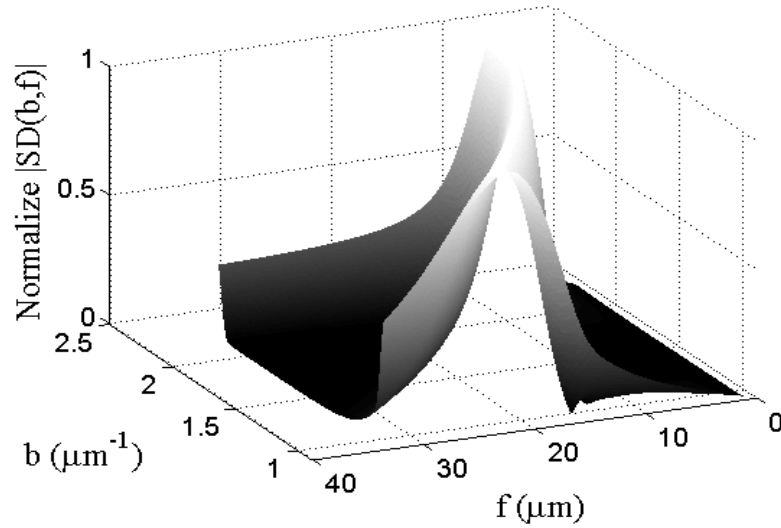
ulaşılacaktır. Sıvı kristal hücrelerin SD analizi için bölüm 4.1.2.'deki işlemler tekrar edilirse $\Delta n_f(k_0)$ değerleri (SD analizi sonucu anlık titreşim sıklığına karşılık gelen çift kırılımların değerleri) için eşitlik 4.45'e ulaşılır,

$$\Delta n_f = \frac{f_{\max}}{2\pi d}. \quad (4.45)$$

Eşitlik 4.45'den her b değeri için $\Delta n_f(b)$ değerine ulaşılır. Sinyal $[k_0 - \Delta k_0, k_0 + \Delta k_0]$ aralığında bilgi içerir ve eşitlik 3.91'e göre eğer $b \gg \frac{1}{\sqrt{2}f}$ ise, eşitlik 3.90'a göre $\Delta n_f(k_0) \cong \Delta n_f(b)$ olur. Bulunan $\Delta n_f(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.46 kullanılarak $\Delta n(k_0)$ değerlerine ulaşılır,

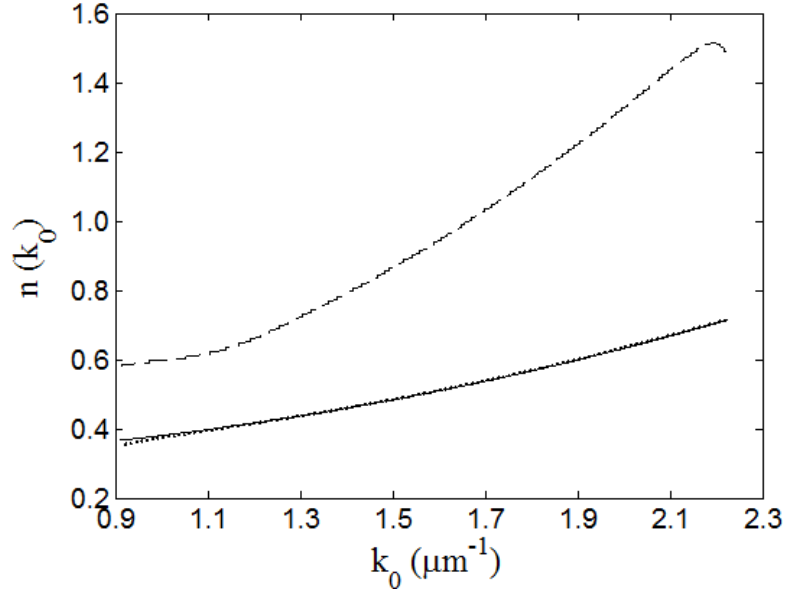
$$\Delta n(k_0) = \frac{1}{k_0} \left[\int_0^{k_{0ilk}} \Delta n_f(k_0') dk_0' + \int_{k_{0ilk}}^{k_0} \Delta n_f(k_0') dk_0' \right]. \quad (4.46)$$

Eşitlik 3.88'e göre şekil 4.19.'da gösterilen $T(k_0)$ sinyalinin SD analizi yapılmış ve bulunan $b \times f$ boyutlu normalize $|SD(b,f)|$ matrisi şekil 4.26. ile verilmiştir.



Şekil 4.26. Teorik sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ sinyalinden SD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $|SD(b,f)|$ matrisi.

Normalize edilmiş $|SD(b,f)|$ matrisinden eşitlik 4.45 kullanılarak ulaşılan $\Delta n_f(k_0)$ değerleri şekil 4.27.'de kesikli çizgi ve eşitlik 4.46 kullanılarak ulaşılan $\Delta n(k_0)$ değerleri noktali çizgi ile verilmiştir.



Şekil 4.27. Teorik sıvı kristal hücrenin SD analizi sonucu bulunan $\Delta n_f(k_0)$ (kesikli çizgi), $\Delta n(k_0)$ (noktali çizgi) ve teorik olarak üretilen $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.

SD analizinden bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri de, girilen $\Delta n(k_0)$ değerleri (şekil 4.27., düz çizgi) ile uyum içindedir ve, SDD analizleri sonucunda bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri gibi *sürekli*dir.

4.4. Simülasyon Çalışmalarının Sonuçları

Bölüm 4.1.'de incelenen teorik yalıtkan filmin $T(k_0)$ sinyalinin SDD ve SD analizlerinden bulunan $n_2(k_0)$ değerleri *sürekli* bir şekilde bulunmuştur. Aynı şekilde bölüm 4.2.'de incelenen teorik yarıiletken filmin $T(k_0)$ sinyalinin SDD ve SD analizlerinden bulunan $n_2(k_0)$ ve $\kappa(k_0)$ değerleri ve bölüm 4.3.'de incelenen teorik sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ sinyalinin SDD ve SD analizleri sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri de *sürekli* bir şekilde bulunmuştur. $T(k_0)$ sinyallerinin, SDD ve SD yöntemleri ile bulunan $n_2(k_0)$ ve $\Delta n(k_0)$ değerlerinin ayarlama (fitting) işlemi sonucu A (kırılma katsayısı) ve B (dağılım katsayısı) Cauchy parametreleri bulunmuş ve bulunan bu değerler çizelge 4.1.'de toplanmıştır (C parametresinin sonuçlar üzerinde çok az bir etkisi olduğu için incelemeye katılmamıştır). Çizelge 4.1.'deki sonuçlara göre 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analiz sonuçlarının görelî hata değerleri kabul edilebilir seviyelerde değildir. 2. mertebe DOG

dalgacığı ile SDD analiz sonuçlarının anlamsız olması seçilen dalgacık ile incelenen sinyalin uyumsuzluğundan kaynaklanmaktadır ve bu sonuçlar, SDD analizinde seçilecek dalgacığın önemini kanıtlamaktadır. Bu tez çalışmasında incelenen $T(k_0)$ sinyalleri için Morlet ve 4. derece Paul dalgacıkları uygun dalgacıklarken, 2. mertebe DOG dalgacığı uygun dalgacık değildir. Bu nedenle DOG dalgacığı ile SDD analizi deneysel çalışmalarda yapılmayacaktır. Bölüm 4.1.'de teorik yalıtkan filme uygulanan zarf metodunun sonuçlarından ayarlama işlemi sonucu elde edilen *kırılma* ve *dağılım* katsayısı değerleri $A = 1,5028$, $B = 6,0268 \times 10^{-2} \mu m^2$ olarak bulunmuştur. Aynı şekilde bölüm 4.2.'de incelenen teorik yarıiletken filme uygulanan zarf metodunun sonuçlarından ayarlama işlemi sonucu elde edilen kırılma ve dağılım katsayısı değerleri $A = 2,3124$, $B = 3,0705 \times 10^{-2} \mu m^2$ olarak bulunmuştur.

Çizelge 4.1. Yalıtkan ince film, yarıiletken ince film ve sıvı kristal hücre için yapılan simülasyon çalışmasında, SDD ve SD analiz sonuçlarından bulunan A ve B Cauchy parametreleri değerleri ve bu değerlerin göreceli hata değerleri

		SDD						SD	
		Morlet		Paul		DOG			
		A	B(μm^2)	A	B(μm^2)	A	B(μm^2)	A	B(μm^2)
Yalıtkan İnce Film	Girilen	1,5000	0,0600	1,5000	0,0600	1,5000	0,0600	1,5000	0,0600
	Bulunan	1,5026	0,0604	1,4950	0,0609	1,4180	0,0808	1,5028	0,0599
	Görelî Hata (%)	0,1733	0,6667	0,3333	1,5000	5,4667	34,6667	0,1867	0,1667
Yarıiletken İnce Film	Girilen	2,3000	0,0400	2,3000	0,0400	2,3000	0,0400	2,3000	0,0400
	Bulunan	2,3019	0,0396	2,3034	0,0395	1,9619	-0,4953	2,3002	0,0401
	Görelî Hata (%)	0,0826	1,0000	0,1478	1,2500	1,7000	1,3380 $\times 10^3$	0,0087	0,2500
Sıvı Kristal Hücre	Girilen	0,3000	0,0800	0,3000	0,0800	0,3000	0,0800	0,3000	0,0800
	Bulunan	0,2917	0,0853	0,2959	0,0836	0,1828	0,0290	0,2912	0,0854
	Görelî Hata (%)	2,7667	6,6250	1,3667	4,5000	39,0667	63,7500	2,9333	6,7500

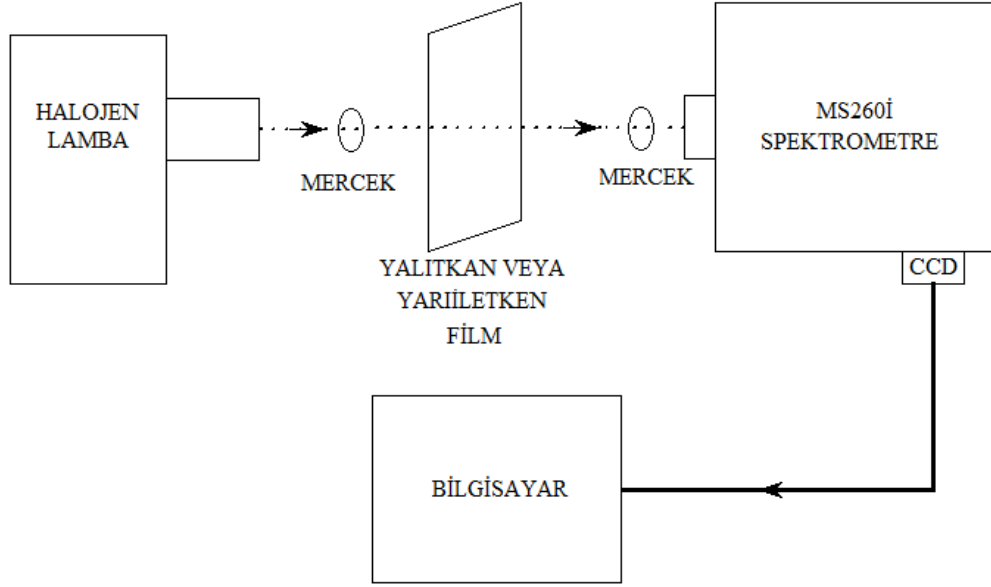
BÖLÜM 5**SONUÇLAR VE ÖNERİLER**

SDD ve SD yöntemleri bölüm 3’de tanımlanmış ve özellikleri açıklanmıştır. Bölüm 4’de, incelenen yöntemlerin, yalıtkan filmler, yarıiletken filmler ve sıvı kristal hücreler için teorik olarak üretilen $T(k_0)$ sinyalleri üzerindeki sonuçları sunulmuştur. Bölüm 4’deki sonuçlar neticesinde Meksika Şapkası dalgacığı ile SDD analizi deneysel olarak incelenmeyecektir. Bu bölümde ise deneysel veriler için SDD ve SD yöntemlerinin sonuçları araştırılacaktır. Yalıtkan filmler için mika ince filmi, yarıiletken filmler için hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür ince filmi ve sıvı kristaller için 5CB kodlu nematik sıvı kristal hücre deneysel örnekler olarak incelenecektir. Bu incelemeler için gerekli olan $T(k_0)$ sinyalleri aşağıdaki deneysel çalışma ile elde edilmiştir.

5.1. Deneysel Kurulum

Önceki kısımlarda belirtildiği gibi SDD ve SD analizlerinin yapılabilmesi için incelenen malzemenin $T(k_0)$ değerlerinin bulunması gerekir. İncelenen malzemelerin $T(k_0)$ değerleri, 105T136 sayılı TÜBİTAK ve 2010/243 numaralı Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi (Ç.O.M.Ü.) Bilimsel Araştırma Projelerinin (BAP) katkılarıyla kurulan Ç.O.M.Ü. Fizik Bölümü’ne ait Katihal Fiziği laboratuvarında elde edilmiştir.

Yalıtkan film olarak mika filmi incelenmiştir. Doğal olarak bulunabilen mika, malzeme yapısı bozulmadan plakalar halinde kolaylıkla inceltilenmektedir ve böylece istenilen kalınlıklarda yalıtkan özellik gösteren filmler elde edilebilir. (El-Zaiat, 1997). Çalışılan mikanın geçirgenlik spektrumu Şekil 5.1’deki düzenek kullanılarak elde edilmiştir. Şekil 5.1.’deki halojen lamba 10-250 W güç aralığında quartz halojen lambadır. Işığın dalgalılarına ayrıldığı spektrometre, morötesi-görünür bölge geçirgenlik ölçümlerinin yapılabilirdiği çözünürlüğü 1,95 nm, çizgi yoğunluğu 150 çizgi/mm ve çözünürlüğü 0,17 nm, çizgi yoğunluğu 1800 çizgi/mm olan iki kırınım ağına sahip Oriel MS260i modeldir. Spektrometreden çıkan dalgalılarına ayrılmış ışık CCD kamera ile eş zamanlı olarak ölçülebilmektedir.

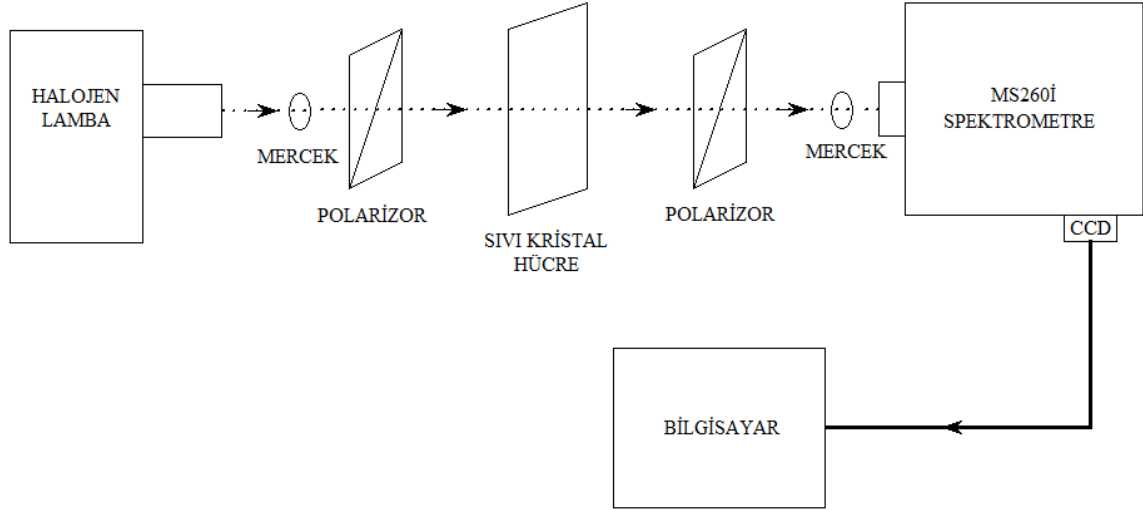


Şekil 5.1. Yalıtkan ve yarıiletken filmlerin geçirgenlik spektrumlarının ölçüldüğü deneysel kurulum.

Yarıiletken film olarak ODTÜ Fizik Bölümü Katihal Fiziği Laboratuvarlarında plazma destekli kimyasal buhar biriktirme yöntemi (PDKBB) ile cam lamel alttaş üzerine büyütülmüş olan hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür ($a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$) ($x=0,2$) ince filmi kullanılmıştır. Filmlerin büyütülmesinden önce alttaşların temizlenmesi için sırasıyla şu işlemler yapılmıştır: 1) Alttaşlar deterjanlı suda 5 dakika kaynatılmıştır. 2) Akan deiyonize suda yıkanmış ve sonrasında deiyonize suda ultrasonik ses uygulanarak 5 dakika bekletilmiştir. Deiyonize suda yıkama ve bekletme işlemi her basamaktan sonra tekrarlanmıştır. 3) Trikloroetilen'e batırılarak 5 dakika kaynatılmıştır. 4) Son olarak H_2O_2 'ye batırılarak 5 dakika kaynatılmış ve akan deiyonize suda son kez yıkandıktan sonra hemen film büyütme işlemine başlanması sağlanmıştır. $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ filmin büyütülmesi için temizlenen cam lameller plazma reaktörünün alt elektrotuna yerleştirilerek, 1 mtorr taban basıncında vakuma alınıp $250\text{ }^\circ\text{C}$ 'ye ısıtılmıştır. Sonrasında, reaktöre 100 ccm H_2 gaz akısı ile 100 mW/cm^2 radyo frekansı güç yoğunluğu uygulanarak (RF) hidrojen plazması ile 5 dakika boyunca çevrim içi (in situ) temizlik yapılmıştır. Bu temizliğin hemen ardından ince film biriktirme gazlarından 4 ccm 'lik etilen (C_2H_4) ve 16 ccm 'lik silan (SiH_4) gazları reaktöre yollanmış, basınç 0.5 mtorr 'a ve RF güç yoğunluğu 90 mW/cm^2 'ye ayarlanarak biriktirme gerçekleştirilmiştir. Silisyum ve karbon oranlarının filmlerin bağ yapılarına etkileri, Sel ve arkadaşlarının (2009) yapmış oldukları çalışmada verilmiştir. a-

$\text{Si}_{0.8}\text{C}_{0.2}\text{:H}$ yarıiletken ince filminin geçirgenlik spektrumu şekil 5.1.'deki düzenek kullanılarak elde edilmiştir.

5CB kodlu *4-cyano 4-pentyl biphenyl* sıvı kristal, Merck firmasından temin edilmiştir ve nematik özellik gösteren bir sıvı kristaldir. 5CB kodlu sıvı kristaller hakkında geniş bilgi Oswald ve Pierasni (2005)'nin, çalışmalarında bulunabilir. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin geçirgenlik spektrumu şekil 5.2.'deki düzenek kurularak elde edilmiştir.

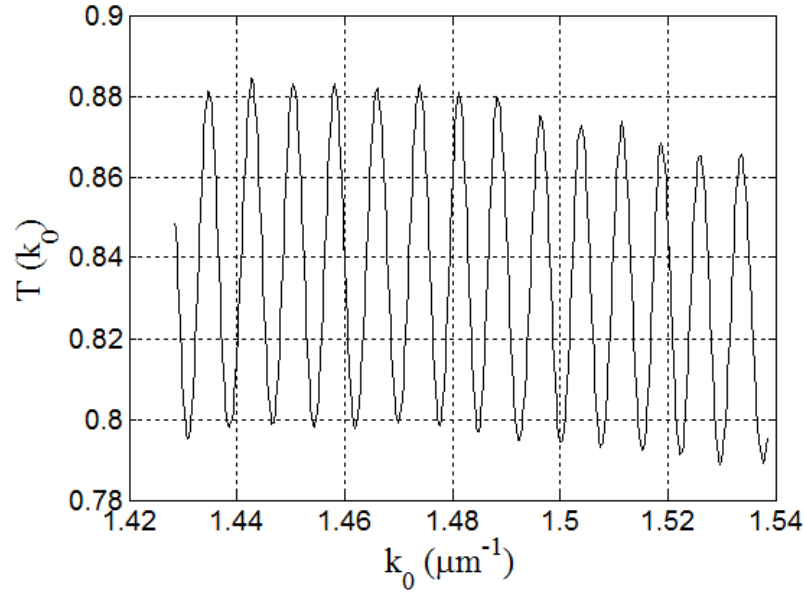


Şekil 5.2. Sıvı kristal hücrelerin geçirgenlik spektrumlarının ölçüldüğü deneysel kurulum.

5CB'nin geçirgenlik spektrumu ölçümü yapılırken polarizör ve analizör vektörleri arasındaki açı $\chi = 0^{\circ}$ ve polarizör vektörü ile sıvı kristal moleküllerinin yönelimini gösteren vektör arasındaki açı $\varphi = 45^{\circ}$ olacak şekilde ayarlanmıştır (Şekil 3.2).

5.2. Mika Yalıtkan Filmin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi

Mika yalıtkan ince film için, oda sıcaklığında $1,4285\text{-}1,5384 \mu\text{m}^{-1}$ dalga sayısı aralığında elde edilen $T(k_0)$ ifadesi şekil 5.3. ile verilmiştir. Deneysel kurulumda şekil 5.1.'de görüldüğü gibi halojen lambadan çıkan ışık ince kenarlı mercekten geçerek toplanır ve filmin yüzey normali ile paralel bir biçimde mikanın yüzeyine düşer. Filmden geçen ışık tekrar ince kenarlı mercek ile toplanarak spektrometrenin içine girer. Burada kırınım ağı sayesinde dalgaboylarına ayrılan ışık CCD kameraya gelir ve bilgisayara aktarılır. Çalışılan mikanın kalınlığı kalınlık belirleyici (thickness profiler “XP-2 Ambios”) ile $d=41,50 \mu\text{m}$ olarak ölçülmüştür.



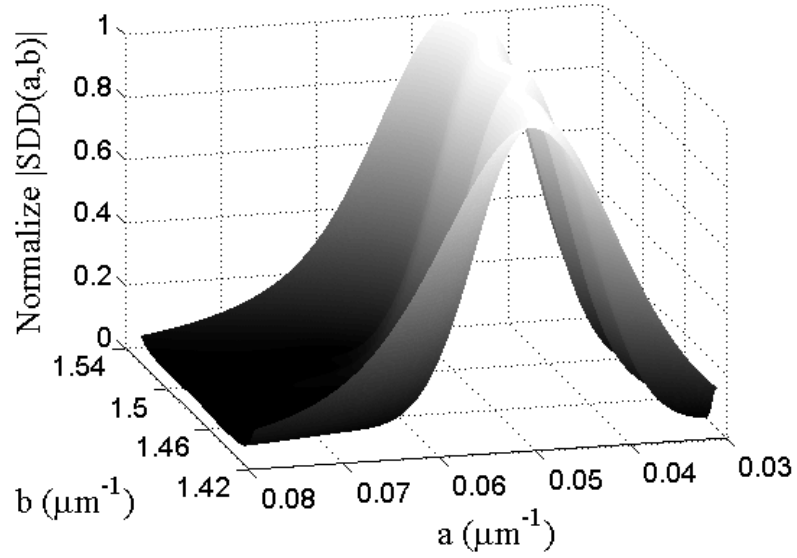
Şekil 5.3. Mika yalıtkan ince filmi için $1,4285-1,5384 \mu m^{-1}$ dalga sayısı aralığında alınan $T(k_0)$ ifadesi.

5.2.1. Mika Yalıtkan Filmin SDD Yöntemleri ile Analizi

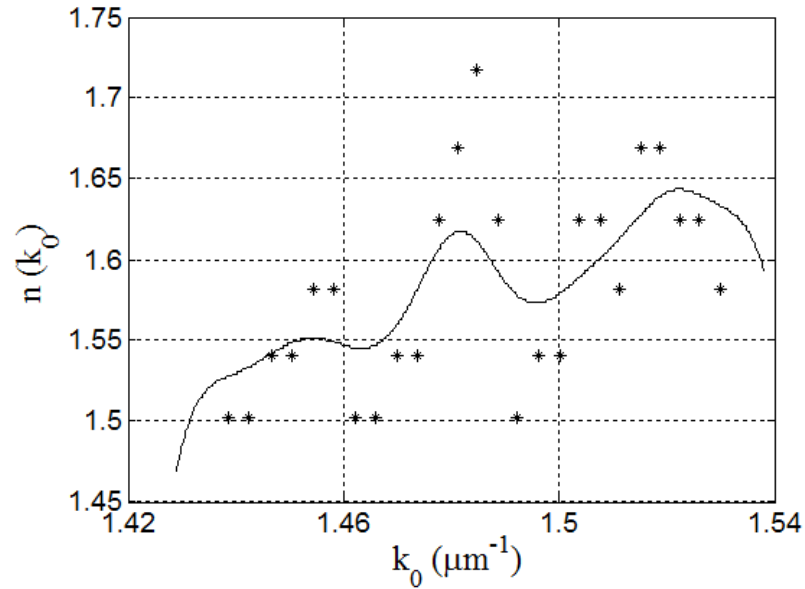
Şekil 5.3. ile verilen mika yalıtkan ince filmin $T(k_0)$ değerleri, eşitlik 3.56'ya göre Morlet ve Paul dalgacıkları ile SDD analizleri yapılacak ve elde edilen $a \times b$ boyutlu $|SDD(a,b)|$ matrisinden, kalınlığı bilinen mika filmi için $n_2(k_0)$ değerlerine ulaşılabacaktır.

5.2.1.1. Mika Yalıtkan Filmin Morlet Dalgacı ile SDD Analizi

Mika ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin Morlet dalgacı ile SDD analizi yapılmış, eşitlik 4.6'ya göre hesaplanan $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 5.4. ile verilmiştir. Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.13 kullanılarak $n_2(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.5.'de düz çizgi ile verilmiştir. Mika ince filmi saçak sayma metoduyla da analizi yapılmış ve bulunun $n_2(k_0)$ değerleri şekil 5.5.'de yıldız ile gösterilmiştir. Morlet dalgacı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden ayarlama işlemi yapılarak Cauchy parametreleri $A = 0,6932$, $B = 0,4046 \mu m^2$ ve $C = -1,8378 \times 10^{-5} \mu m^4$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 5.4. Mika ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin Morlet dalgacığı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.

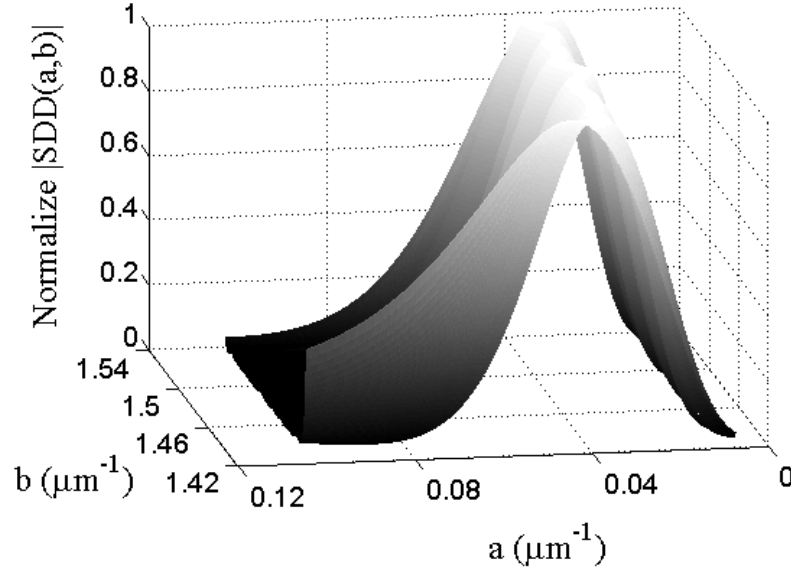


Şekil 5.5. Mika ince filmin Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi) ve saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) değerleri.

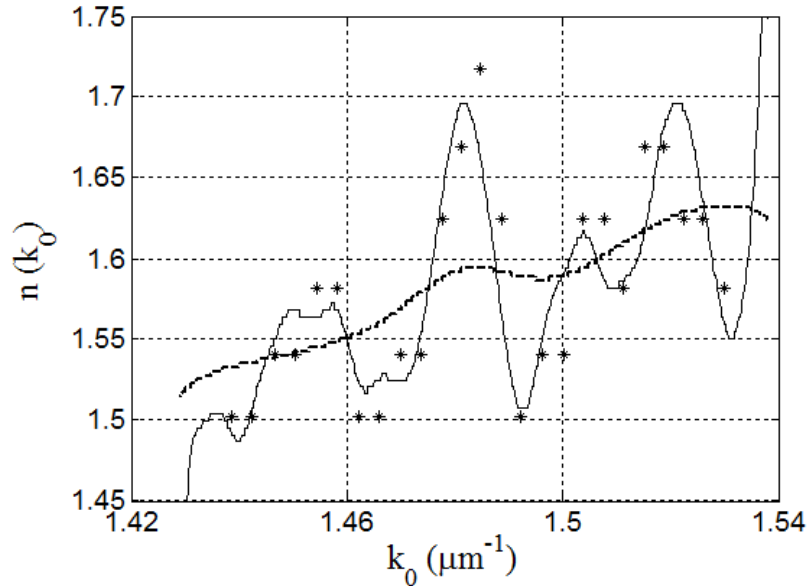
Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonrası bulunan $n_2(k_0)$ değerleri *sürekli* olmasına rağmen dalgalı şekilde çıkmıştır. Bunun nedeni Morlet dalgacığının x_0 uzayındaki çözünürlüğünün yetersiz olmasıdır ve bu dalgalanma sorunu Gabor dalgacığının optik analizlere uyarlanması ile çözülmüştür (Özder ve ark., 2004).

5.2.1.2. Mika Yalıtkan Filmin Paul Dalgacığı ile SDD Analizi

Mika ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi yapılmış eşitlik 4.17'ye göre hesaplanan $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 5.6. ile verilmiştir.



Şekil 5.6. Mika ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.

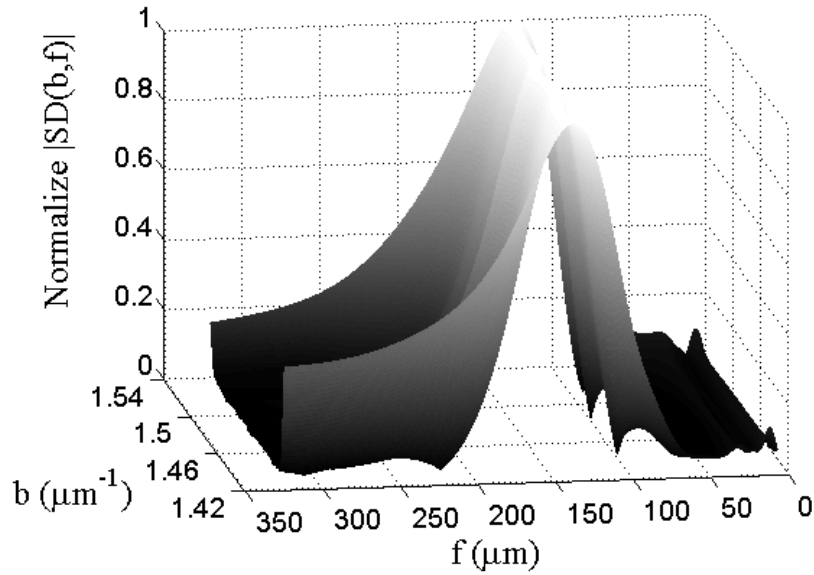


Şekil 5.7. Mika ince filmin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi), 85. derece Paul Dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (kesikli çizgi) ve saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) değerleri.

Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.19 kullanılarak $n_2(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.7.'de düz çizgi ile verilmiştir. Mika ince filmi saçak sayma metoduyla da analizi yapılmış ve bulunun $n_2(k_0)$ değerleri şekil 5.7.'de yıldız ile gösterilmiştir. 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri kullanılarak Cauchy parametreleri $A = 0,6932$, $B = 0,4046 \mu m^2$ ve $C = -1,8372 \times 10^{-5} \mu m^4$ olarak hesaplanmıştır. 4. derece Paul dalgacığı analizi sonrası bulunan $n_2(k_0)$ değerleri de Morlet dalgacığı ile SDD analizinde olduğu gibi sürekli olmasına rağmen dalgalı şekilde çıkmıştır. Bu dalgalı durumu çözmek için $m=85$ değerinde analiz yapılmış ve bulunan sonuç şekil 5.7.'de kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Yapılan çalışmada m için 85 değeri bilgisayarın hesaplayabildiği üst sınırdır. Daha büyük değerler için analiz yapılamamıştır.

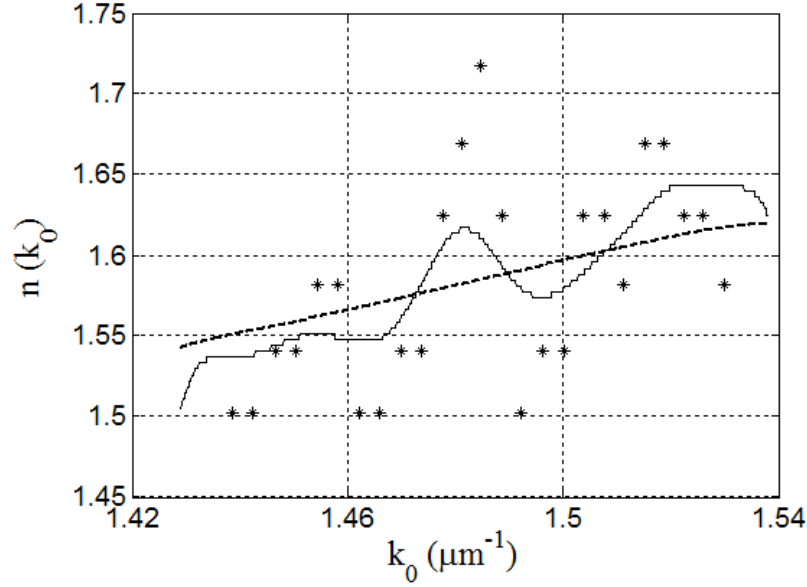
5.2.2. Mika Yalıtkan Filmin SD Yöntemi ile Analizi

Mika ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin SD yöntemi ile analizi yapılmış eşitlik 4.30'a göre hesaplanan $|SD(b,f)|$ matrisi şekil 5.8. ile verilmiştir.



Şekil 5.8. Mika ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin SD analizinden bulunan normalize edilmiş $|SD(b,f)|$ matrisi.

Normalize edilmiş $|SD(b,f)|$ matrisinden eşitlik 4.32 kullanılarak $n_2(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.9.'da düz çizgi ile verilmiştir.



Şekil 5.9. Mika ince filmin SD yöntemi ile analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi), $p=8$ için genelleştirilmiş SD yöntemi ile analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (kesikli çizgi) ve saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) değerleri.

Mika ince filmi saçak sayma metoduyla da analizi yapılmış ve bulunun $n_2(k_0)$ değerleri şekil 5.9.'da yıldız ile gösterilmiştir. SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden ayarlama işlemi yapılarak Cauchy parametreleri $A = 0,6932$, $B = 0,4046 \mu m^2$ ve $C = -1,837 \times 10^{-5} \mu m^4$ olarak hesaplanmıştır. SD yöntemi ile yapılan analiz sonrasında da bulunan $n_2(k_0)$ değerleri *sürekli* olmasına rağmen dalgali şekilde çıkmıştır. SD yönteminde çözünürlük sorunu *genelleştirilmiş SD yöntemi* ile çözülmüştür (Pinnegar ve Mansinha, 2003; Coşkun ve ark., 2010). Bu yöntemle göre eşitlik 3.84 ile verilen $SD(b,f)$ eşitliği eşitlik 5.1'deki gibi,

$$SD_{GS}^p(b, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(k_0) w_{GS}(b - k_0, f, p) \exp(-i 2\pi f k_0) dk_0 \quad (5.1)$$

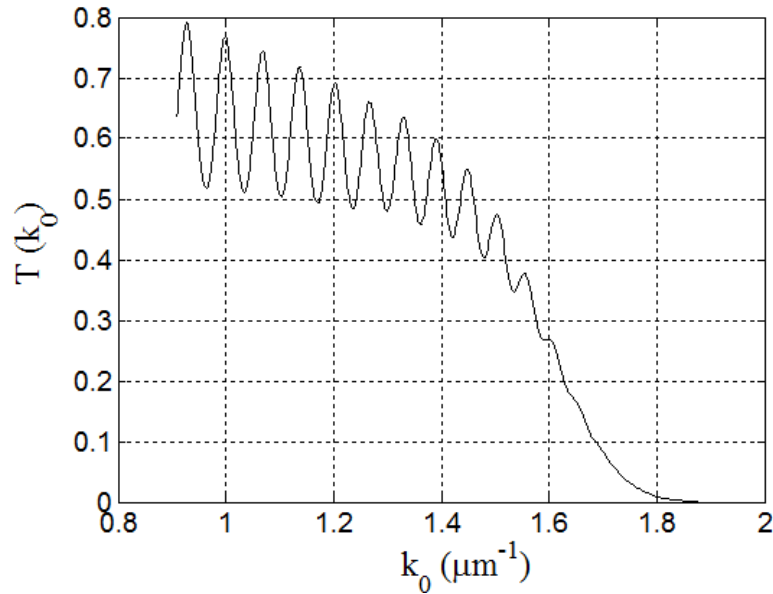
ve eşitlik 3.85 ile verilen $w(b - k_0, f)$ pencere fonksiyonu eşitlik 5.2'deki gibi geliştirilmiştir (Coşkun ve ark., 2010),

$$w(b - k_0, f, p) = \frac{|f|}{p\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{f^2(b - k_0)^2}{2p^2}\right). \quad (5.2)$$

Eşitlik 5.1 ve 5.2 için eşitlik 4.26-4.31 arasındaki işlemler tekrarlanırsa f_{max} eşitlik 4.31 ile aynı olacaktır fakat p parametresi ile pencere fonksiyonunun çözünürlüğü kontrol edilebilecektir. Bu özellik geliştirilmiş SD yönteminin büyük öneme sahip bir avantajıdır. Buna göre incelenen mika ince filmi için $T(k_0)$ ifadesinin geliştirilmiş SD analizi sonucu $p=8$ olarak bulunmuştur. $p=8$ için elde edilen $n_2(k_0)$ değerleri şekil 5.9.'da kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Geliştirilmiş SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinin Cauchy parametreleri $A=1,4896$, $B=0,0428 \mu m^2$ ve $C=5,0968 \times 10^{-12} \mu m^4$ olarak bulunmuştur.

5.3. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Karbür Yarıiletken Filmin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi

Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince film için, oda sıcaklığında $0,9092-2,0000 \mu m^{-1}$ dalga sayısı aralığında elde edilen $T(k_0)$ ifadesi şekil 5.10. ile verilmiştir. $T(k_0)$ değerleri şekil 5.1.'de görülen düzenek sayesinde alınmıştır. Yalıtkan filmlerdeki gibi halojen lambadan çıkan ışık ince kenarlı mercekten geçerek toplanır, filmin yüzey normali ile paralel bir biçimde hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince film yüzeyine düşer. Filmden geçen ışık tekrar ince kenarlı mercek ile toplanarak spektrometrenin içine girer. Burada kırınım ağı sayesinde dalgaboylarına ayrılan ışık CCD kameraya gelir ve bilgisayara aktarılır.



Şekil 5.10. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmi için $0,9092-2,0000 \mu m^{-1}$ dalga sayısı aralığında alınan $T(k_0)$ ifadesi.

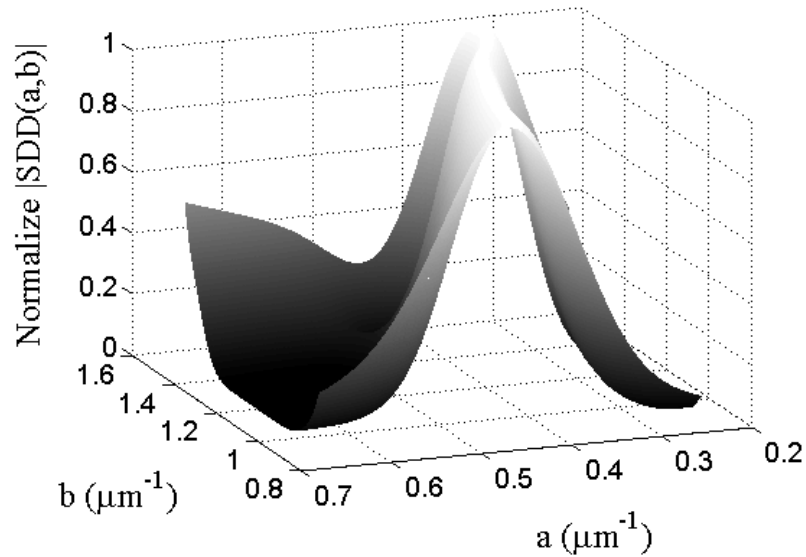
Çalışılan hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin kalınlığı kalınlık belirleyici (thickness profiler “XP-2 Ambios”) ile $d=2,462 \mu\text{m}$ olarak ölçülmüştür. İncelenen $T(k_0)$ için, geçirgen ve düşük soğurma bölgesine karşılık gelen $0,9092-1,5410 \mu\text{m}^{-1}$ dalga sayısı değerleri aralığında SDD ve SD analizleri yapılacaktır.

5.3.1. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Karbür Yarıiletken Filmin SDD Yöntemleri ile Analizi

Şekil 5.10. ile verilen hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin $T(k_0)$ değerleri, eşitlik 3.56'ya göre Morlet ve Paul dalgacıkları ile SDD analizleri yapılacak ve elde edilen $a \times b$ boyutlu $|SDD(a,b)|$ matrisinden, kalınlığı bilinen hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür ince filmi için $n_2(k_0)$ değerlerine ulaşılabacaktır. Elde edilen $n_2(k_0)$ değerlerinden, eşitlik 4.34 ve 4.35 kullanılarak $\kappa(k_0)$ değerlerine ulaşılabacaktır.

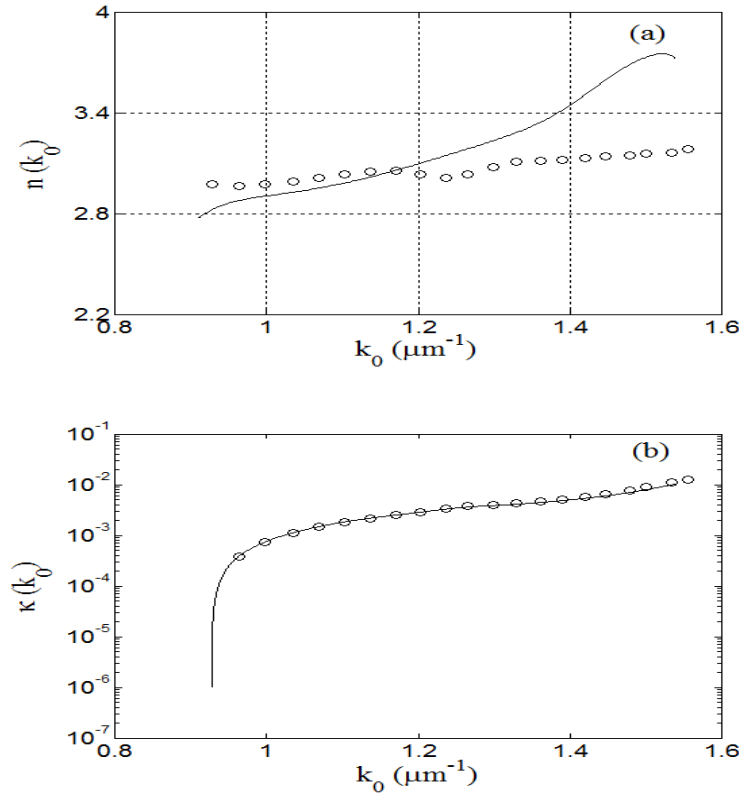
5.3.1.1. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Karbür Yarıiletken Filmin Morlet Dalgacığı ile SDD Analizi

Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin Morlet dalgacığı ile SDD analizi yapılmış, eşitlik 4.6'ya göre hesaplanan $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 5.11. ile verilmiştir.



Şekil 5.11. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin Morlet dalgacığı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.

Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.13 kullanılarak $n_2(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.12.(a).’da düz çizgi ile verilmiştir.

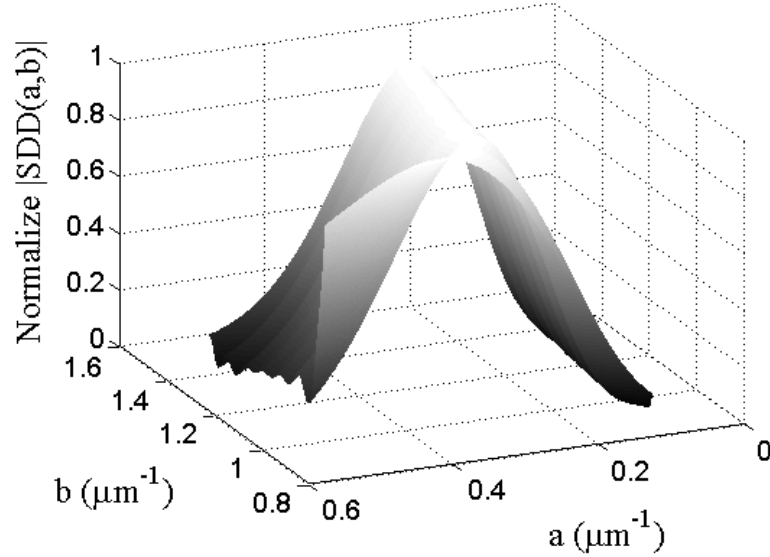


Şekil 5.12. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin (a) Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) değerleri. (b) Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) değerleri.

Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmi zarf metoduyla da analizi yapılmış ve bulunan $n_2(k_0)$ değerleri şekil 5.12.(a)'da çember ile gösterilmiştir. Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden ayarlama işlemi yapılarak Cauchy parametreleri $A = 2,2237$, $B = 0,6269 \mu\text{m}^2$ ve $C = -3,2381 \times 10^{-5} \mu\text{m}^4$ olarak hesaplanmıştır. Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri *sürekli* olarak bulunmuştur. Morlet dalgacığı ile SDD analizinden ve zarf metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.34 ve 4.35 kullanılarak $\kappa(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.12.(b)'de sırasıyla düz çizgi ve çember ile gösterilmiştir.

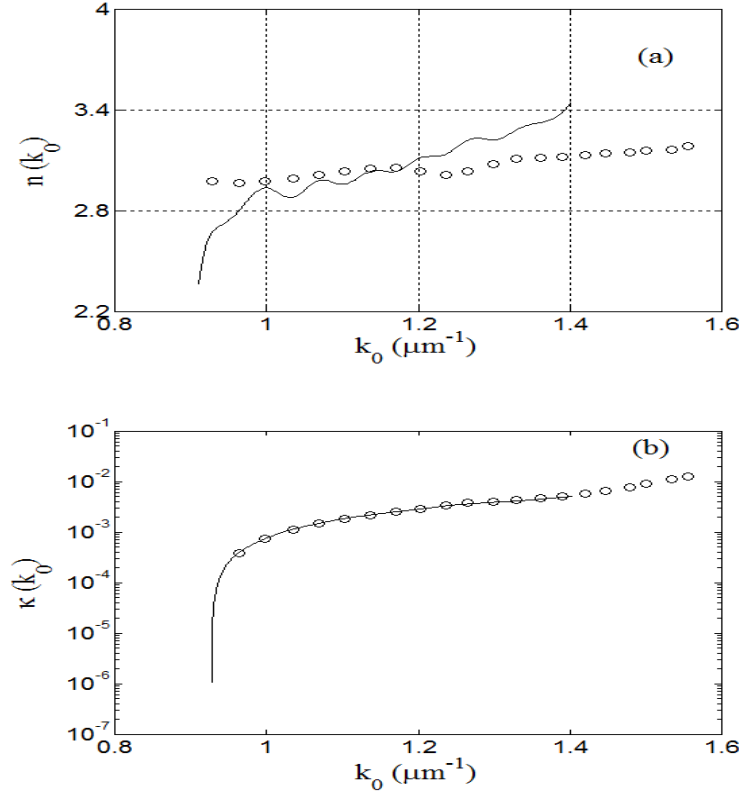
5.3.1.2. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Karbür Yarıiletken Filmin Paul Dalgacı ile SDD Analizi

Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin 4. derece Paul dalgacı ile SDD analizi yapılmış, eşitlik 4.6'ya göre hesaplanan $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 5.13. ile verilmiştir.



Şekil 5.13. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin 4. derece Paul dalgacı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.

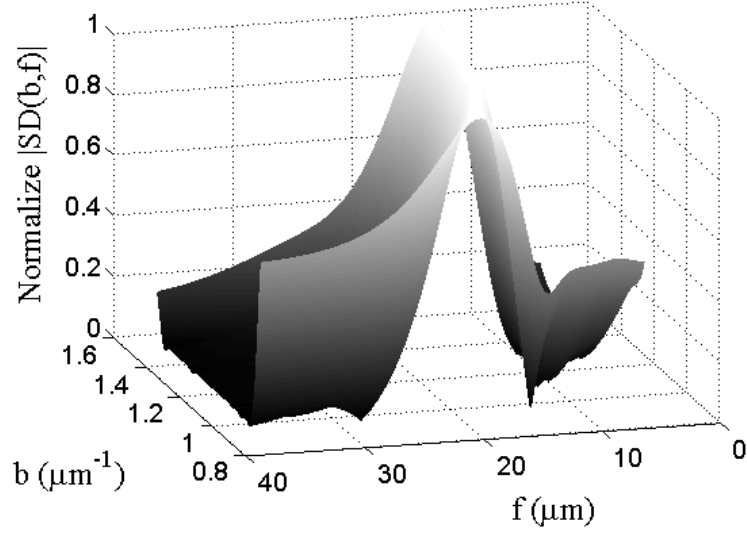
Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.19 kullanılarak $n_2(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.14(a)'da düz çizgi ile verilmiştir. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmi zarf metoduyla da analizi yapılmış ve bulunun $n_2(k_0)$ değerleri şekil 5.14.(a)'da çember ile gösterilmiştir. 4. derece Paul dalgacı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden ayarlama işlemi yapılarak Cauchy parametreleri $A = 2,3669$, $B = 0,5130 \mu m^2$ ve $C = -2,6658 \times 10^{-5} \mu m^4$ olarak hesaplanmıştır. 4. derece Paul dalgacı ile SDD analizi sonrası bulunan $n_2(k_0)$ değerleri de Morlet dalgacı ile SDD analizi sonuçları gibi *sürekli* olarak bulunmuştur. 4. derece Paul dalgacı ile SDD analizinden ve zarf metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.34 ve 4.35 kullanılarak $\kappa(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.14.(b)'de sırasıyla düz çizgi ve çember ile gösterilmiştir.



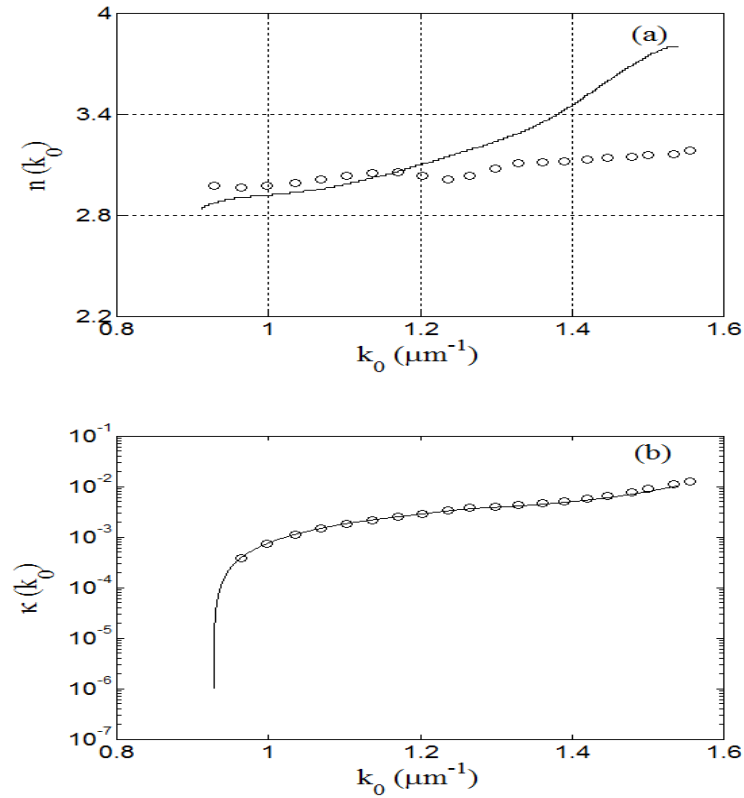
Şekil 5.14. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin (a) 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) değerleri. (b) 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) değerleri.

5.3.2. Hidrojenlenmiş Amorf Silisyum Karbür Yarıiletken Filmin SD Yöntemi ile Analizi

Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin SD yöntemi ile analizi yapılmış eşitlik 4.30'a göre hesaplanan $|SD(b,f)|$ matrisi şekil 5.15. ile verilmiştir. Normalize edilmiş $|SD(b,f)|$ matrisinden eşitlik 4.32 kullanılarak $n_2(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.16.(a)'da düz çizgi ile verilmiştir. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmi saçak sayma metoduyla da analizi yapılmış ve bulunun $n_2(k_0)$ değerleri şekil 5.16.(a)'da çember ile gösterilmiştir. SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden ayarlama işlemi yapılarak Cauchy parametreleri $A = 2,2339$, $B = 0,6155 \mu\text{m}^2$ ve $C = -2,3020 \times 10^{-5} \mu\text{m}^4$ olarak hesaplanmıştır. SD analizinden ve zarf metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden eşitlik 4.34 ve 4.35 kullanılarak $\kappa(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.16.(b)'de sırasıyla düz çizgi ve çember ile gösterilmiştir.



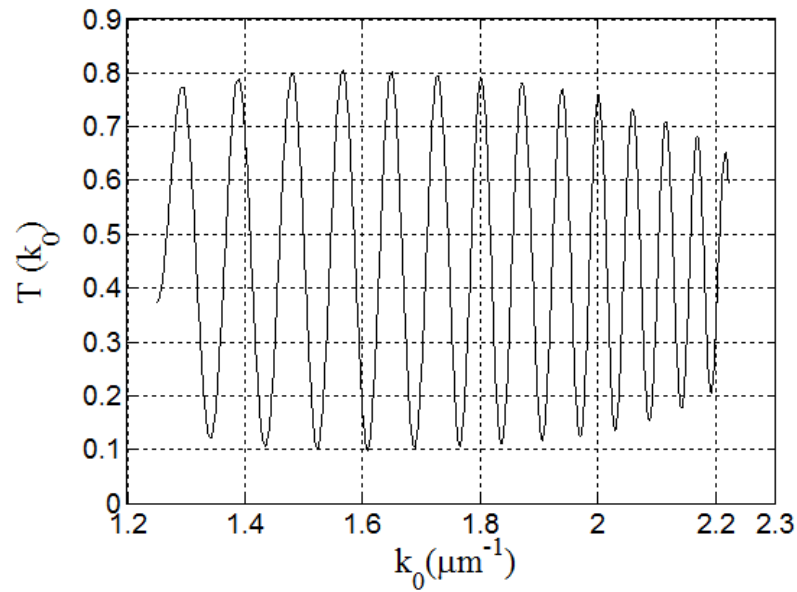
Şekil 5.15. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin SD analizinden bulunan normalize edilmiş $|SD(b,f)|$ matrisi.



Şekil 5.16. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin (a) SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) değerleri. (b) SD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) değerleri.

5.4. 5CB Kodlu Sıvı Kristal Hücrenin SDD ve SD Yöntemleri ile Analizi

5CB kodlu sıvı kristal hücre için, oda sıcaklığında $1,2500-2,2222 \mu\text{m}^{-1}$ dalga sayısı aralığında elde edilen $T(k_0)$ ifadesi şekil 5.17. ile verilmiştir. $T(k_0)$ değerleri şekil 5.2.'de görülen düzenek sayesinde alınmıştır. Halojen lambadan çıkan ışık ince kenarlı mercekten geçerek toplanır ve polarizörün üzerine düşer. Polarize olmuş ışık 5CB kodlu sıvı kristal hücre üzerine düşer. Sıvı kristalden çıkan ışık, polarizörden geçerek tekrar ince kenarlı mercek ile toplanır ve spektrometrenin içine girer. Burada kırınım ağı sayesinde dalgaboylarına ayrılan ışık CCD kameraya gelir ve bilgisayara aktarılır.



Şekil 5.17. 5CB kodlu sıvı kristal hücre için $1.2500-2.2222 \mu\text{m}^{-1}$ dalga sayısı aralığında alınan $T(k_0)$ ifadesi.

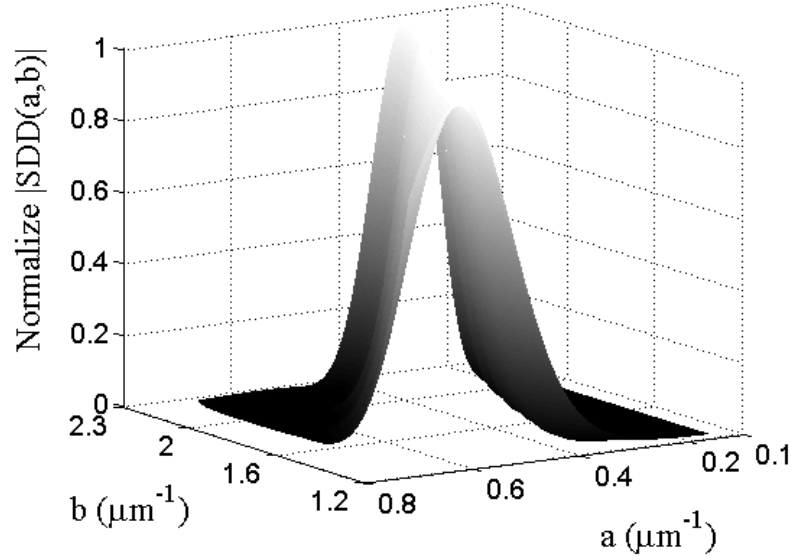
Çalışılan 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin kalınlığı Fourier dönüşüm tekniği ile $d=62 \mu\text{m}$ olarak hesaplanmıştır (Köysal ve ark., 2002).

5.4.1. 5CB Kodlu Sıvı Kristal Hücrenin SDD Yöntemleri ile Analizi

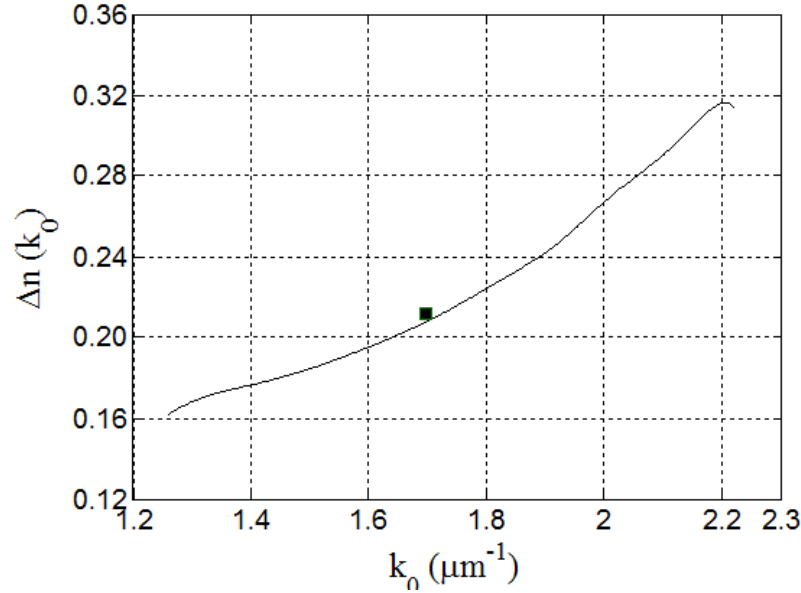
Şekil 5.17. ile verilen 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ değerleri, eşitlik 3.56'ya göre Morlet ve Paul dalgacıkları ile SDD analizleri yapılacak ve elde edilen $a \times b$ boyutlu $|SDD(a,b)|$ matrisinden, kalınlığı bilinen 5CB kodlu sıvı kristal hücre için $\Delta n(k_0)$ değerlerine ulaşılabacaktır.

5.4.1.1. 5CB Kodlu Sıvı Kristal Hücrenin Morlet Dalgacığı ile SDD Analizi

5CB kodlu sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ ifadesinin Morlet dalgacığı ile SDD analizi yapılmış eşitlik 4.6'ya göre hesaplanan $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 5.18. ile verilmiştir.



Şekil 5.18. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ ifadesinin Morlet dalgacığı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.

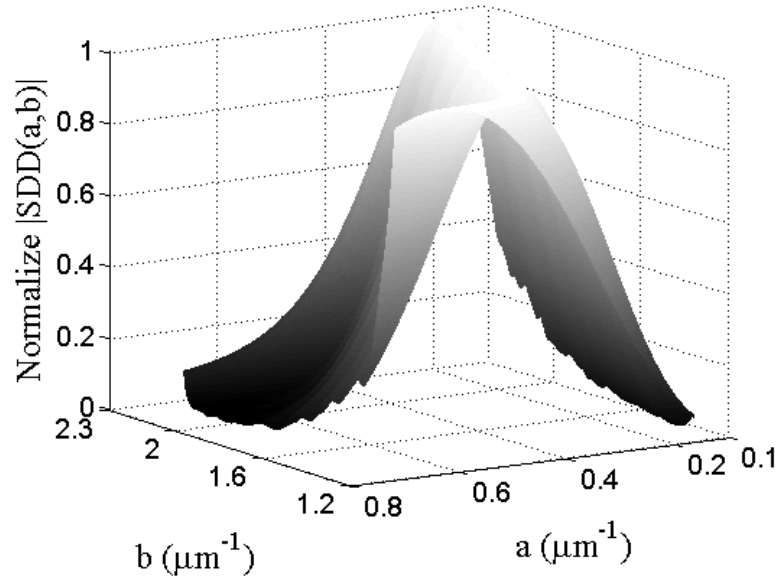


Şekil 5.19. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri ve Merck katalogundaki $\Delta n(k_0)$ (kare) değeri.

Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.39 kullanılarak $\Delta n(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.19.'da düz çizgi ile verilmiştir. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin Merck firması tarafından verilen katalog değeri de ($k_0=1,6966\mu m^{-1} \rightarrow \Delta n = 0,212 \pm 0,003$) şekil 5.19'da kare ile gösterilmiştir (Merck, 2002). Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ değerlerinden ayarlama işlemi yapılarak Cauchy parametreleri $A = 0,1504$, $B = -0,0019\mu m^2$ ve $C = 0,0076\mu m^4$ olarak hesaplanmıştır. Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonrası bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri Merck katalog değeri ile uyumlu ve *sürekli* olarak bulunmuştur.

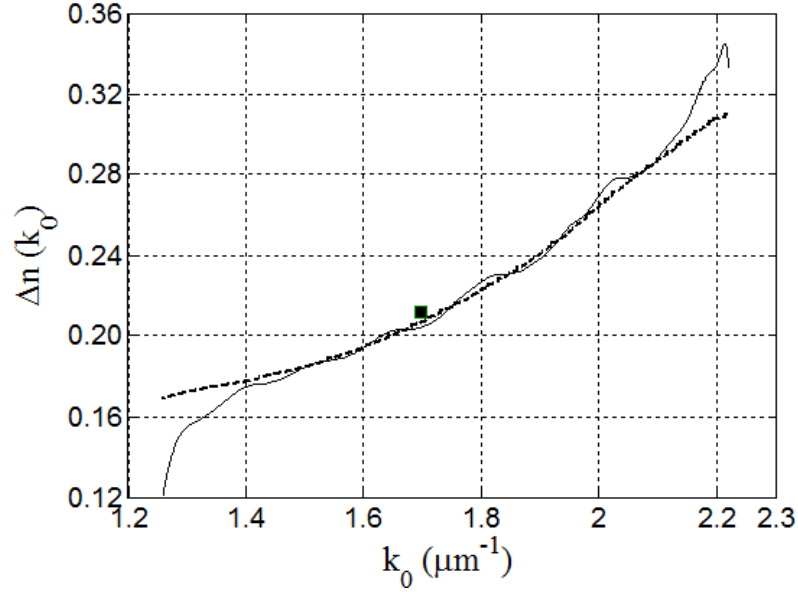
5.4.1.2. 5CB Kodlu Sıvı Kristal Hücrenin Paul Dalgacığı ile Analizi

5CB kodlu sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ ifadesinin 4.derece Paul dalgacığı ile SDD analizi yapılmış eşitlik 4.6'ya göre hesaplanan $|SDD(a,b)|$ matrisi şekil 5.20. ile verilmiştir.



Şekil 5.20. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ ifadesinin 4.derece Paul dalgacığı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisi.

Normalize edilmiş $|SDD(a,b)|$ matrisinden eşitlik 4.41 kullanılarak $\Delta n(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.21.'de düz çizgi ile verilmiştir.

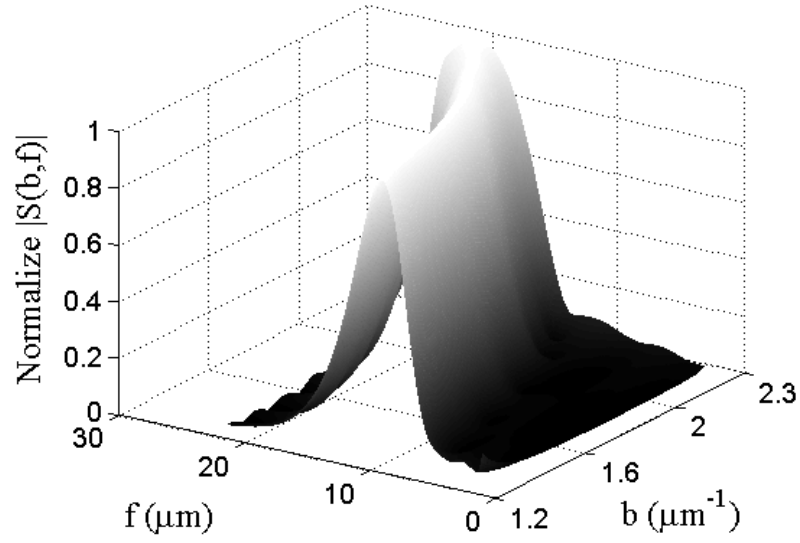


Şekil 5.21. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin 4.derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi); 64. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan (kesikli çizgi) $\Delta n(k_0)$ değerleri ve Merck katalogundaki $\Delta n(k_0)$ (kare) değeri.

5CB kodlu sıvı kristal hücrenin Merck firması tarafından verilen katalog değeri de ($k_0=1,6966\mu\text{m}^{-1}\rightarrow\Delta n=0,212$) şekil 5.21’de kare ile gösterilmiştir. 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ değerlerinden ayarlama işlemi yapılarak Cauchy parametreleri $A=0,1361$, $B=0,0035\mu\text{m}^2$ ve $C=0,0073\mu\text{m}^4$ olarak hesaplanmıştır. Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonrası bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri Merck katalog değeri ile uyumlu ve *sürekli* olmasına rağmen dalgalı şekilde bulunmuştur. Bunun nedeni daha önce bahsedildiği gibi yetersiz çözünürlüktür. Eşitlik 3.74, Paul dalgacığının çözünürlüğünün m parametresi ile kontrol edilebileceğini göstermektedir. Bu sayede incelenen 5CB kodlu sıvı kristal hücre için $T(k_0)$ ifadesinin Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu $m=64$ olarak bulunmuştur. $m=64$ için elde edilen $\Delta n(k_0)$ değerleri şekil 5.21.’de noktalı çizgi ile gösterilmiştir ve bu değerler için Cauchy parametreleri $A=0,1539$, $B=2,5034\times 10^{-3}\mu\text{m}^2$ ve $C=7,3422\times 10^{-3}\mu\text{m}^4$ olarak bulunmuştur (Coşkun ve Özder, 2011).

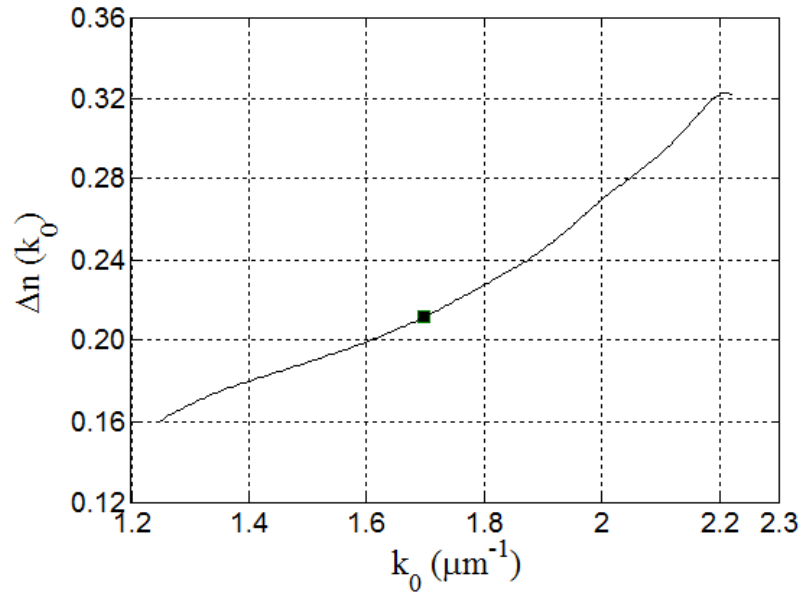
5.4.2. 5CB Kodlu Sıvı Kristal Hücrenin SD Yöntemi ile Analizi

5CB kodlu sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ ifadesinin eşitlik 3.88’e göre SD analizi yapılmış ve bulunan $b\times f$ boyutlu normalize $|\text{SD}(b,f)|$ matrisi şekil 5.22. ile verilmiştir.



Şekil 5.22. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ ifadesinin SD analizinden bulunan normalize edilmiş $|SD(b,f)|$ matrisi.

Normalize edilmiş $|SD(b,f)|$ matrisinden eşitlik 4.46 kullanılarak $\Delta n(k_0)$ değerleri bulunmuş ve şekil 5.23.'de düz çizgi ile verilmiştir.



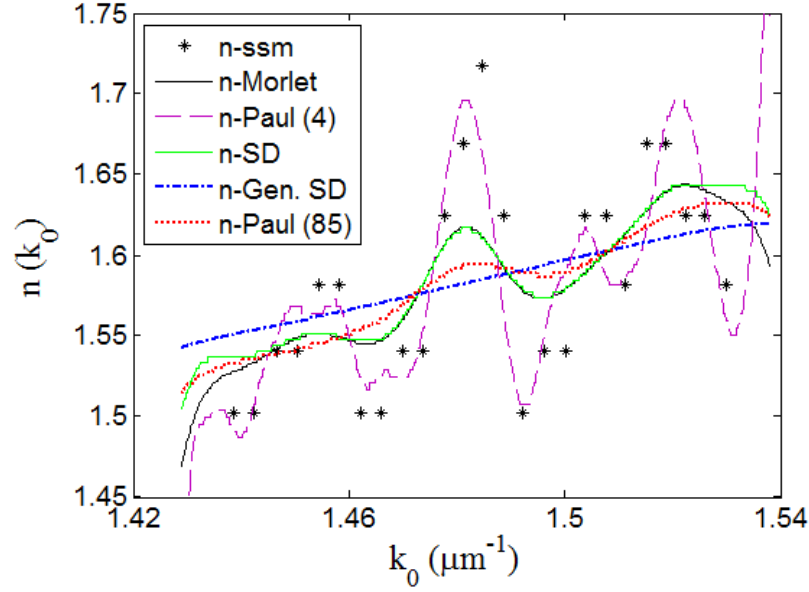
Şekil 5.23. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin SD analizi sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri ve Merck katalogundaki $\Delta n(k_0)$ (kare) değeri.

5CB kodlu sıvı kristal hücrenin Merck firması tarafından verilen katalog değeri de ($k_0=1,6966\mu\text{m}^{-1}\rightarrow\Delta n=0,212$) şekil 5.23’de kare ile gösterilmiştir. SD analizi sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ değerlerinden ayarlama işlemi yapılarak Cauchy parametreleri $A = 0,1542$, $B = -1,9023\times 10^{-3} \mu\text{m}^2$ ve $C = 7,4787\times 10^{-3} \mu\text{m}^4$ olarak hesaplanmıştır. SD analizi sonrası bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri Merck katalog değeri ile uyumlu ve *sürekli* olarak bulunmuştur.

5.5. Bulunan Sonuçların Yorumu ve Hata Analizleri

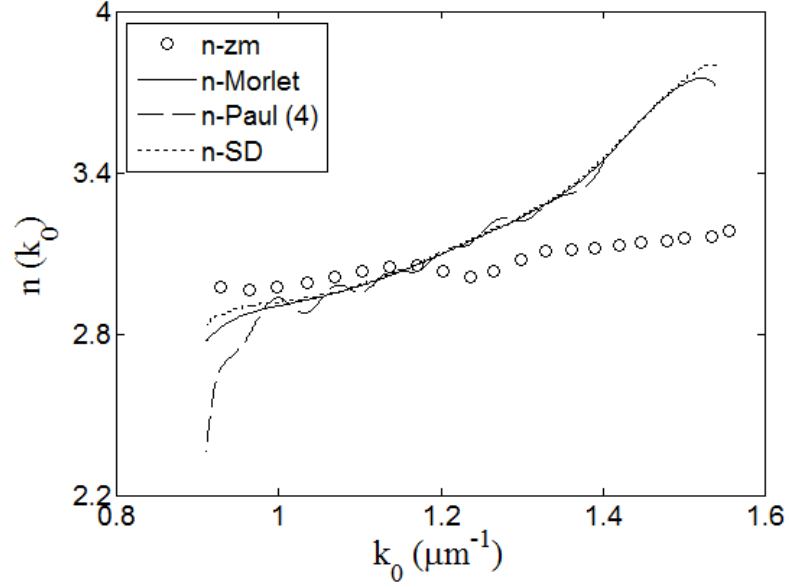
Bu tez çalışmasında ince filmlerin optik parametrelerinin integral dönüşüm yöntemleri ile analizleri incelenmiştir. İntegral dönüşüm yöntemleri olarak SDD yöntemi ve SD yöntemi çalışılmıştır. SDD yöntemi Morlet, Paul ve DOG dalgacıkları için incelenmiştir. SDD ve SD yöntemlerinin matematiksel ifadeleri bölüm 3 de ayrıntıları ile verilmiştir. Bölüm 4’de yalıtkan filmlerin yarıiletken filmlerin ve sıvı kristal hücrelerin geçirgenlik sinyallerine uyarlanan SDD ve SD yöntemlerinin, simülasyon çalışmaları yapılmış ve teorisi güçlendirilmiştir. Bölüm 5’de, yalıtkan filmlere örnek olarak mika, yarıiletken filmlere örnek olarak amorf silisyum karbür ince filmi ve sıvı kristal hücrelere de örnek olarak 5CB kodlu *4-siyano 4’-pentil bifenil (4-cyano 4’-pentyl biphenyl* nematik sıvı kristal hücre seçilerek SDD ve SD yöntemleri ile optik analizleri yapılmıştır.

Mika yalıtkan ince filmi için yapılan analizlerin sonuçlarından bulunan $n_2(k_0)$ değerleri şekil 5.24.’de toplu olarak gösterilmiştir. Morlet dalgacığı ile SDD analiz sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri düz çizgi, 4.derece ve 85.derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri sırasıyla mor kesikli çizgi ve kırmızı noktalı çizgi ile gösterilmiştir. SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri yeşil çizgi ile gösterilmiştir. Mika yalıtkan ince filmin saçak sayma yöntemi ile yapılan analiz sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri de şekil 5.24.’de yıldız ile gösterilmiştir. Şekil 5.24.’de görüldüğü gibi Morlet, 4.derece ve 85.derece Paul dalgacıkları ile SDD analiz sonuçlarından bulunan $n_2(k_0)$ değerleri sürekli olarak bulunmasına rağmen dalgalı şekilde çıkmaktadır. Aynı şekilde SD analiz sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri de sürekli ve dalgalı şekilde çıkmıştır. Bunun nedeni analizlerde kullanılan sinyallerin çözünürlüğünün yetersiz olmasıdır. Tez çalışmasında bu sorun genelleştirilmiş SD yöntemi kullanılarak çözülmüştür (Şekil 5.24, mavi noktalı kesikli çizgi). Genelleştirilmiş SD analizinden bulunan $n_2(k_0)$ değerleri de yöntemlerin en önemli avantajlarından olan *sürekli* sonuç vermektedir ve hesaplanan Cauchy parametreleri literatürle uyum içindedir (El-Zaiat S.Y., 1997).

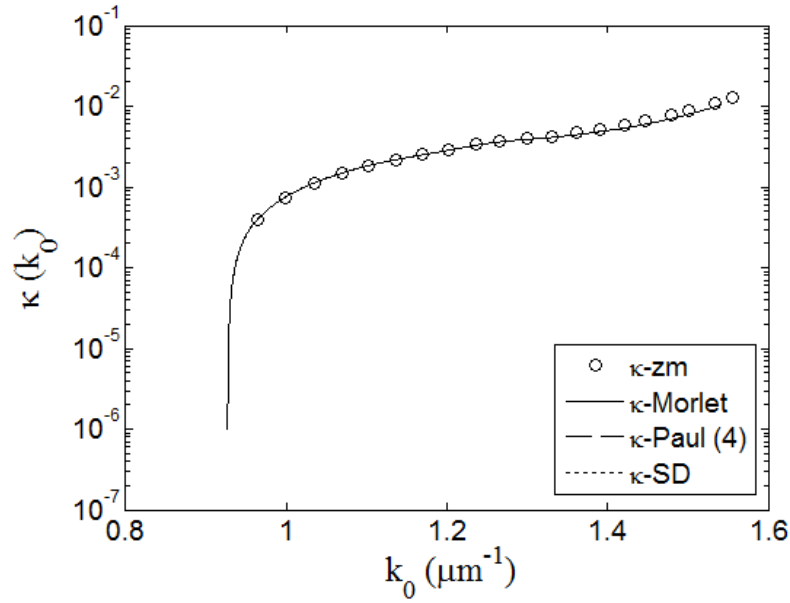


Şekil 5.24. Mika yalıtkan ince filmin Morlet (düz çizgi), 4. derece (mor kesikli çizgi) ve 85. derece (kırmızı noktalı çizgi) Paul dalgacıkları ile SDD analiz sonuçlarından bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinin; SD (yeşil çizgi) ve $p=8$ için genelleştirilmiş SD (mavi noktalı kesikli çizgi) analiz sonuçlarından bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinin ve saçak sayma metodu (yıldız) analiz sonucundan bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinin toplu gösterimi.

Amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmi için yapılan analizlerin sonuçlarından bulunan $n_2(k_0)$ değerleri şekil 5.25.'de toplu olarak gösterilmiştir. Morlet dalgacığı ile SDD analiz sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri düz çizgi, 4.derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri kesikli çizgi ve SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri noktalı çizgi ile gösterilmiştir. Amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin zarf metodu yöntemi ile yapılan analiz sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri de şekil 5.24.'de çember ile gösterilmiştir. Şekil 5.25.'de görüldüğü gibi Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu ve SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri, zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinden farklı olarak, *sürekli* ve birbirleri ile büyük bir uyum içinde çıkmaktadır. 4.derece Paul dalgacığı ile SDD analiz sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri *sürekli* olmasına rağmen yetersiz çözünürlükten dolayı dalgali şekildedir. Amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin $\kappa(k_0)$ değerleri de, analizlerden elde edilen $n_2(k_0)$ değerleri kullanılarak bulunmuş ve şekil 5.26.'da toplu olarak gösterilmiştir. Şekil 5.26'da analizlerden bulunan $\kappa(k_0)$ değerleri, incelenen dalga sayısı aralığında çok büyük bir yelpazede değiştiği için, üst üste çıkmıştır.

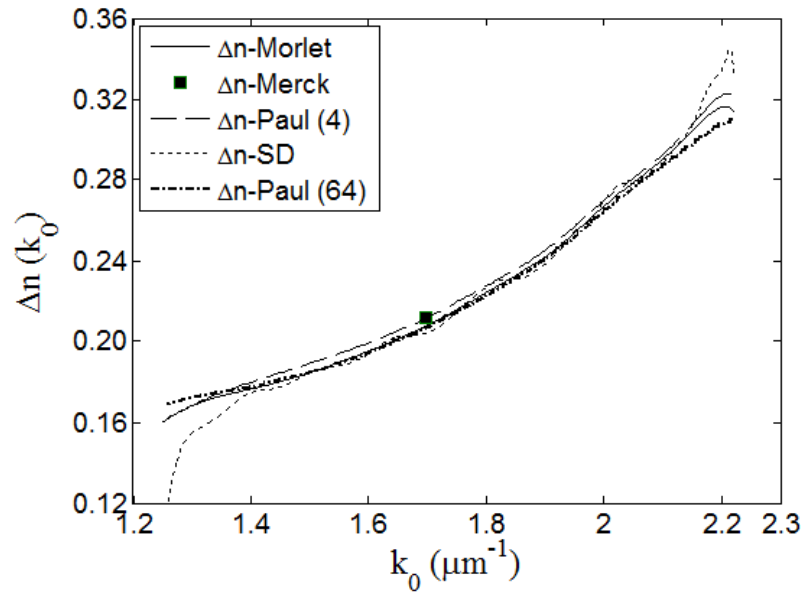


Şekil 5.25. Amorf silisyum karbür yarıiletken filmin Morlet (düz çizgi) ve 4. derece Paul (kesikli çizgi) dalgacıkları ile SDD analiz sonuçlarından, SD (noktalı çizgi) analiz sonucundan ve zarf metodu (çember) analiz sonucundan bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinin toplu gösterimi.



Şekil 5.26. Amorf silisyum karbür yarıiletken filmin Morlet (düz çizgi) ve 4. derece Paul (kesikli çizgi) dalgacıkları ile SDD analiz sonuçlarından, SD (noktalı çizgi) analiz sonucundan ve zarf metodu analiz sonucundan bulunan $\kappa(k_0)$ değerlerinin toplu gösterimi.

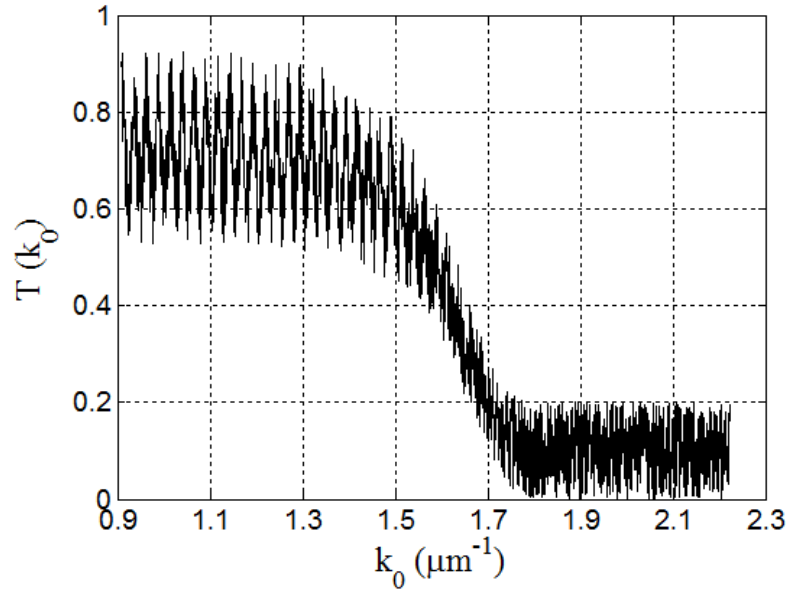
5CB kodlu sıvı kristal hücre için yapılan analizlerin sonuçlarından bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri şekil 5.27.'de toplu olarak gösterilmiştir. Morlet dalgacığı ile SDD analiz sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri düz çizgi, 4.derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri kesikli çizgi ve SD analiz sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri noktali çizgi ile gösterilmiştir. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin Merck firması tarafından verilen $\Delta n(k_0)$ değeri de şekil 5.27.'de kare ile gösterilmiştir. Şekil 5.27.'de görüldüğü gibi Morlet dalgacığı ile SDD analiz sonucu ve SD analiz sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri, Merck firmasının $\Delta n(k_0)$ katalog değeri ile büyük bir uyum içindedir ve *sürekli* olarak bulunmuştur. 4.derece Paul dalgacığı ile SDD analiz sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ değerleri *sürekli* olmasına rağmen, çözünürlüğü 5CB kodlu sinyalin analizinde de yetersiz kalmasından dolayı dalgalı şekildedir. Bu sorun 64. derece Paul dalgacığı ile çözülmüştür (Şekil 5.27. noktali kesikli çizgi).



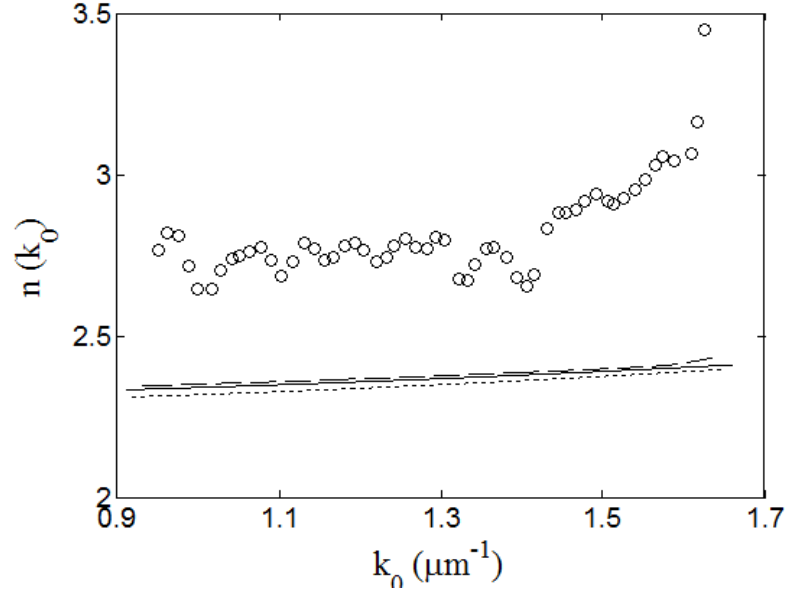
Şekil 5.27. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin Morlet (düz çizgi), 4. derece (kesikli çizgi) ve 64. derece (noktali kesikli çizgi) Paul dalgacıkları ile SDD analiz sonuçlarından; SD (noktali çizgi) analiz sonucundan bulunan $\Delta n(k_0)$ ve Merck katalogundaki $\Delta n(k_0)$ (kare) değerinin toplu gösterimi.

İncelenen SDD ve SD yöntemlerinin önemli bir avantajı da gürültülü sinyallerin analizinde başarılı sonuç vermesidir. Örnek olarak yarıiletken filmlerin simülasyon çalışması gürültü eklenerek incelenebilir. Eşitlik 4.33'den üretilen $T(k_0)$ geçirgenlik sinyaline %25 gürültü eklenmiş hali şekil 5.28.'de gösterilmiştir. %25 gürültülü $T(k_0)$

sinyalinin Morlet dalgacığı ile SDD analiz sonucu elde edilen $n_2(k_0)$ ve SD analiz sonucu elde edilen $n_2(k_0)$ değerleri şekil 5.29.'da sırasıyla noktalı çizgi ve kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Aynı sinyalin zarf metodu analizi sonucu elde edilen $n_2(k_0)$ değerleri şekil 5.29.'da çember ile ve girilen $n_2(k_0)$ değerleri de düz çizgi ile gösterilmiştir. Şekil 5.29.'dan görüldüğü gibi Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ ve SD analizinden bulunan $n_2(k_0)$ değerleri girilen $n_2(k_0)$ değerleri ile büyük bir uyum içindeyken zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ değerleri girilen değerlere göre büyük saçılmalara uğramıştır. Zarf metodundaki saçılmanın nedeni $T(k_0)$ değerlerinin piklerinin maksimum ve minimum noktaları kullanılarak analiz yapılmasıdır. SDD ve SD yöntemlerinin uyumlu sonuç vermelerinin nedeni, analizlerin sinyallerin titreşim sıklıkları bilgisinden yapılmasıdır yani bant geçirgen filtre gibi davranmasıdır. Dolayısıyla piklerin maksimum ve minimum noktalarındaki değişim integral dönüşüm yöntemlerinde büyük hatalara neden olmamaktadır.



Şekil 5.28. Yarıiletken filmler için eşitlik 4.33 değerlerine göre teorik olarak üretilen $T(k_0)$ ifadesinin %25 gürültü eklenmiş hali.



Şekil 5.29. Yarıiletken filmin %25 gürültüye sahip $T(k_0)$ ifadesinin Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (kesikli çizgi) ve zarf metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ (çember) değerleri. Girilen $n_2(k_0)$ değerleri düz çizgi ile gösterilmiştir.

Her analiz yönteminde olduğu gibi incelenen SDD ve SD yöntemlerinde de hata analizleri yapılmalıdır. Göreli belirsizliğin bulunmasında, eşitlik 5.3'deki gibi bir fonksiyon için eşitlik 5.4'deki denklem kullanılmalıdır,

$$R = R(x_1, x_2, \dots, x_n) , \quad (5.3)$$

$$\frac{\Delta R}{R} = \left[\left(\frac{\partial R / \partial x_1}{R} \right)^2 \Delta x_1^2 + \left(\frac{\partial R / \partial x_2}{R} \right)^2 \Delta x_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial R / \partial x_n}{R} \right)^2 \Delta x_n^2 \right]^{1/2} . \quad (5.4)$$

Burada, Δx_i değerleri her değişkene ait belirsizliği göstermektedir. Bu eşitlikler çerçevesinde eşitlik 4.7 ve 4.38 ile verilen Morlet dalgacığı ile SDD analizi eşitliklerinin belirsizlikleri eşitlik 5.5'deki gibi olmalıdır. Aynı şekilde eşitlik 4.18 ve 4.40 ile verilen Paul dalgacığı ile SDD analizi eşitliklerinin de belirsizlikleri eşitlik 5.5'deki gibi olmalıdır,

$$\frac{\Delta x}{x} = \left[\left(\frac{\Delta a_{\max}}{a_{\max}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2 \right]^{1/2} . \quad (5.5)$$

Burada x eşitlik 4.7 ve 4.18 için n_2 kırılma indisini, eşitlik 4.38 ve 4.40 için Δn çift kırılım ifadesini temsil etmektedir. $\frac{\Delta a_{\max}}{a_{\max}}$ ve $\frac{\Delta d}{d}$ sırasıyla a_{\max} ve d değerlerinin görelî belirsizlikleridir. a_{\max} ölçek parametresi aşağıdaki şekilde tanımlanır (Torrence ve Compo, 1998),

$$a_j = \frac{\pi}{x_{02}} 2^{j \Delta j_a}, \quad \Delta j_a = \frac{\log_2(x_{02}/x_{01})}{N_a}, \quad j = 0, 1, \dots, N_a. \quad (5.6)$$

Burada x_{01} ve x_{02} , sırasıyla Fourier uzayındaki geçirgenlik sinyalinin alt ve üst sınırlarıdır (yani $\hat{T}(x_0) \rightarrow 0$ sınır noktaları) (Köysal ve ark., 2002). N_a , toplam ölçek sayısıdır. Eşitlik 5.6'ya göre a_{\max} değerindeki görelî hata eşitlik 5.7'deki gibi hesaplanır,

$$\Delta a_{\max} / a_{\max} = (x_{02} / x_{01})^{1/N_a} - 1. \quad (5.7)$$

Bir örnek olması bakımından Fourier uzayındaki geçirgenlik sinyallerinin alt ve üst sınırlarının oranları için $2 \leq x_{02} / x_{01} \leq 4$ aralığında değerler, toplam ölçek sayısı için $N_a=500-1000$ aralığında değerler kullanılırsa ölçek parametresinin ortalama görelî belirsizliği $\frac{\Delta a_{\max}}{a_{\max}} = 10^{-4} - 10^{-3}$ mertebesindedir. Mika filminin, hidrojenlenmiş amorf

silisyum karbür ince filminin ve 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin Morlet ve 4. derece Paul dalgacıkları için SDD analizlerindeki a_{\max} parametresinin ortalama görelî belirsizliği, sırasıyla $\frac{\Delta a_{\max}}{a_{\max}} = 0,0017$, $\frac{\Delta a_{\max}}{a_{\max}} = 0,0023$ ve $\frac{\Delta a_{\max}}{a_{\max}} = 0,0015$ olarak bulunmuştur.

Kalınlıktaki görelî belirsizlik ölçüm yapılan yöntem veya cihaza göre büyük değişiklikler gösterebilir. Mika filmi için kalınlıktaki mutlak belirsizlik $\Delta d = 50 \text{ nm}$ olarak hesaplanmıştır ve kalınlıktaki görelî belirsizlik $\frac{\Delta d}{d} = \frac{50 \text{ nm}}{41500 \text{ nm}} = 0,0012$ olarak bulunur.

Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür ince filmi için kalınlıktaki mutlak belirsizlik $\Delta d = 45 \text{ nm}$ olarak hesaplanmıştır ve kalınlıktaki görelî belirsizlik $\frac{\Delta d}{d} = \frac{45 \text{ nm}}{2462 \text{ nm}} = 0,0183$

olarak bulunur. 5CB kodlu sıvı kristal hücre için kalınlıktaki mutlak belirsizlik $\Delta d = 1 \mu\text{m}$ olarak hesaplanmıştır ve kalınlıktaki görelî belirsizlik $\frac{\Delta d}{d} = \frac{1 \mu\text{m}}{62 \text{ m}} = 0,0161$ olarak bulunur.

Dolayısıyla mika filmi ayrı tutulursa, ölçek parametresindeki görelî belirsizlik, kalınlıklardaki görelî belirsizliğin yanında ihmal edilebilecek kadar küçüktür.

Mika filminin Morlet ve 4. derece Paul dalgacıkları için SDD analizlerindeki n_2 değerindeki ortalama görelî belirsizlik $\frac{\Delta n_2}{n_2} = 0,0021$ olarak hesaplanmıştır.

Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür ince filminin Morlet ve 4. derece Paul dalgacıkları ile SDD analizlerindeki n_2 değerindeki ortalama görelî belirsizliği $\frac{\Delta n_2}{n_2} = 0,0184$ olarak hesaplanmıştır. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin Morlet ve 4. derece Paul dalgacıkları ile SDD analizlerindeki Δn değerindeki ortalama görelî belirsizliği $\frac{\Delta(\Delta n)}{\Delta n} = 0,0162$ olarak hesaplanmıştır.

Eşitlik 5.3 ve 5.4 çerçevesinde eşitlik 4.31 ve 4.45 ile verilen SD analizi eşitliklerinin belirsizlikleri eşitlik 5.8'deki gibi olmalıdır.

$$\frac{\Delta x}{x} = \left[\left(\frac{\Delta f_{\max}}{f_{\max}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (5.8)$$

Burada x eşitlik 4.31 için n_2 kırılma indisini, eşitlik 4.45 için Δn çift kırılım ifadesini temsil etmektedir. $\frac{\Delta f_{\max}}{f_{\max}}$ ve $\frac{\Delta d}{d}$ sırasıyla a_{\max} ve d değerlerinin belirsizlikleridir. f parametresi eşitlik 5.9'daki gibi tanımlanmıştır (Stockwell, 1999),

$$f_j = \frac{x_{01} + \Delta j_f \times j}{\Delta k_0 N_{k_0}}, \quad \Delta j_f = 1, \quad j = 0, 1, \dots, N_f. \quad (5.9)$$

Burada N_f , toplam f sayısı; N_{k_0} , toplam k_0 sayısıdır. Eşitlik 5.9'a göre f_{\max} değerindeki görelî hata eşitlik 5.10'daki gibi hesaplanır,

$$\frac{\Delta f_{\max}}{f_{\max}} = \frac{1}{f_{\min} + j}. \quad (5.10)$$

Mika filmi için SD analizindeki f_{max} parametresindeki ortalama görelî belirsizlik $\frac{\Delta f_{max}}{f_{max}} = 5,787 \times 10^{-4}$ olarak ve n_2 değeriindeki ortalama görelî belirsizlik $\frac{\Delta n_2}{n_2} = 0,0013$ olarak hesaplanmıştır. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür ince filminin SD analizindeki f_{max} parametresindeki ortalama görelî belirsizliği $\frac{\Delta f_{max}}{f_{max}} = 0,0031$ olarak ve n_2 değeriindeki ortalama görelî belirsizliği $\frac{\Delta n_2}{n_2} = 0,0185$ olarak hesaplanmıştır. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin SD analizindeki f_{max} parametresindeki ortalama görelî belirsizliği $\frac{\Delta f_{max}}{f_{max}} = 0,0025$ olarak ve Δn değeriindeki ortalama görelî belirsizliği $\frac{\Delta(\Delta n)}{\Delta n} = 0,0163$ olarak hesaplanmıştır. SD analizleri için de mika filmi ayrı tutulursa, f_{max} parametresinin görelî belirsizlik, kalınlıklardaki görelî belirsizliğin yanında ihmal edilebilecek kadar küçüktür.

Kıyaslama açısından Mika filminin saçak sayma metodu sonucu n_2 değeriindeki görelî belirsizliği $\frac{\Delta n_{2SSM}}{n_{SSM}} = 0,0012$, hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür ince filminin zarf metodu sonucu n_2 değeriindeki görelî belirsizliği $\frac{\Delta n_{2ZM}}{n_{ZM}} = 0,0167$ olarak bulunmuştur. Bu sonuçlara göre incelenen SDD ve SD metotlarının n_2 değeriindeki ortalama görelî belirsizlik değeri, saçak sayma ve zarf metotlarından bulunan n_2 değeriindeki görelî belirsizlik değeri ile oldukça yakın çıkmaktadır, dolayısıyla incelenen SDD ve SD yöntemlerinin sonuçlar üzerindeki belirsizlik etkilerinin diğer yöntemlerden farklı olmadığı görülmektedir.

5.6. Yöntemlerin Geliştirilmesi ve İleri Çalışmalar için Öneriler

Tez çalışması kapsamında incelenen SDD ve SD yöntemlerinin, yalıtkan ince filmlerin yarıiletken ince filmlerin ve sıvı kristal hücrelerin geçirgenlik spektrumlarının analizleri sonucu optik parametrelerinin elde edilmesi sağlanmıştır. Bu çalışmada incelenen SDD ve SD yöntemleri ile optik analizlerin yapılabilmesi için çalışılan filmin veya sıvı kristal hücrenin kalınlığının bilinmesi gerekir. İleri çalışmalara örnek olabilecek bir çalışma iki farklı açı için alınan geçirgenlik spektrumu analiz edilerek kırılma indisinin yanında kalınlık da eş zamanlı olarak belirlenebilir. Bir diğer incelenebilecek çalışma alanı

geçirgenlikten spektrumundan farklı olarak yansıma spektrumu ile optik analizler yapılabilir. Ayrıca bu tez çalışmasının, integral dönüşüm yöntemlerinin fizik bilimindeki çeşitli disiplinlere uygulanabilmesi konusunda örnek olabilecek alt yapıyı sağladığı düşünülmektedir. Daha ileri çalışmalar için herhangi bir periyodik sinyalin titreşim sıklığına bağlı bilgilerinin elde edilmesi için integral dönüşüm yöntemlerinin kullanılabilmesi düşünülebilir.

KAYNAKLAR

- Addison P.S., 2005. Wavelet Transform and the ECG: A Review. *Physiological Measurement*, 26: R155-R199.
- Afifi M., Fassi-Fihri A., Marjane M., Nassim K., Sidki M., Rachafi S., 2002. Paul Wavelet-Based Algorithm for Optical Phase Distribution Evaluation, *Optic Communications*, 21: 47–51.
- Angrisani L., Daponte P., D'Apuzzo M., 1999. A Method for the Automatic Detection and Measurement of Transients. Part I: The Measurement Method. *Measurement*, 25: 19–30.
- Born M., Wolf E., 1999. *Principles of Optics* (7th ed.). Cambridge University Press, Cambridge. 952 p.
- Bracewell R.N., 2000. *The Fourier Transform and Its Applications* (3.th ed.). McGraw-Hill. Singapore. 616 p.
- Chang R., 1972. Application of Polarimetry and Interferometry to Liquid Crystal-Film Research. *Materials Research Bulletin*, 7: 267–278.
- Choi W., Tse S., Wong k., Lam K., 2008. Simplified Gabor Wavelets for Human Face Recognition. *Pattern Recognition*, 41: 1186–1199.
- Chui C., 1992. *An Introduction to wavelets* (1st ed.). Academic Press, San Diego, 266 p.
- Coşkun E., Özder S., 2011. The Paul wavelet algorithm for the determination of birefringence dispersion of a liquid crystal cell. *Journal of the Optical Society of America B*, 28 (12):2974-2978.
- Coşkun E., Sel K., Özder S., 2010. Determination of the Refractive Index of a Dielectric Film Continuously by the Generalized *S*-transform. *Optics Letters*, 35 (6):841–843.
- 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*, 547 (27): 4888–4894.

- Debnath L., 2002. *Wavelet Transforms & Their Applications*, (1st ed.). Birkhauser, United States of America. 565 p.
- Debnath L., Bhatta D., 2007. *Integral Transforms and Their Applications* (2nd ed.). Chapman & Hall, United States of America. 688 p.
- Elsayed M.A.K., 2005. Wavelet Bicoherence Analysis of Wind–Wave Interaction. *Ocean Engineering*, 33: 458–470.
- El-Zaiat S.Y., 1997. Application of Multiple-Beam White-Light Fringes for Measuring the Refraction and Dispersion of Mica. *Optics and Laser Technology*, 29 (8): 495–500.
- Eramian M.G., Schincariol R.A., Mansinha L., Stockwell R.G., 1999. Generation of Aquifer Heterogeneity Maps Using Two-Dimensional Spectral Texture Segmentation Techniques¹. *Mathematical Geology*, 31 (3): 327–348.
- Ergen B., Tatar Y., 2003. Optimal Continuous Wavelet Analysis of Phonocardiogram Signals. *IJCI Proceedings of International Conference on Signal Processing*, 1(2): 188–192.
- Farge M., 1992. Wavelet Transforms and Their Applications to Turbulence. *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, 24: 395–457.
- Fujiwara H., 2007. *Spectroscopic Ellipsometry Principles and Applications* (1st ed.). John Wiley & Sons, Tokyo. 369p.
- Gabor D., 1945. Theory of Communication. *Radio Section Paper*, 429–457.
- Gamage N., Blumen W., 1993. Comparative Analysis of Low-Level Cold Fronts: Wavelet, Fourier, and Empirical Orthogonal Function Decompositions. *Monthly Weather Review*, 121: 2867–2878.
- Griffiths J.D., 1999. *Introduction to Electrodynamics* (3rd ed.). Prentice Hall, New Jersey. 576 p.
- Grossman A., Morlet J., 1984. Decomposition of Hardy Functions into Square Integrable Wavelets of Constant Shape. *SIAM Journal on Mathematical Analysis*, 15 (4): 723–736.

- Heavens O.S., 1991. *Optical Properties of Thin Solid Films*. (1st ed.). General Publishing Company, London. 65 p.
- Hecht E., 2002. *Optics* (4th ed.). Addison Wesley, San Francisco. 698 p.
- Kammler D.W., 2007. *A First Course in Fourier Analysis* (1st ed.). Cambridge University Press, New York, 798 p.
- Kayhan A.S., 1998. Representation and analysis of complex chirp signals. *Signal Processing*, 66: 111–116.
- Köysal O., Önal D., Özder S., Ecevit F.N., 2002. Thickness Measurement of Dielectric Films by Wavelength Scanning Method. *Optics Communications*, 205: 1-6.
- Leung A.K., Chau F., Gao J., 1998. A review on applications of wavelet transform techniques in chemical analysis: 1989–1997. *Chemometrics and Intelligent Laboratory Systems*, 43: 165–184.
- Li Y., Szu H.H., Sheng Y., Caulfield H.J., 1996. Wavelet Processing and Optics. *Proceedings of the IEEE*, 84(5): 720–732.
- Mallat S., 1999. *A Wavelet Tour of Signal Processing* (2nd ed.). Academic Press, California, 637 p.
- Mallat S.G., 1989a. Multiresolution Approximations and Wavelet Orthonormal Bases of $L^2(\mathbb{R})$. *Transactions of the American Mathematical Society*, 315 (1): 69–87.
- Mallat S.G., 1989b. A Theory for Multiresolution Signal Decomposition: The Wavelet Representation. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 2 (7): 674–693.
- Mansinha L., Stockwell R.G., Lowe R.P., 1997. Pattern Analysis with Two-dimensional Spectral Localisation: Applications of Two-dimensional S Transforms. *Physica A*, 239: 286–295.
- Merck KgaA, D-64271 Darmstadt, Germany 2002.
- Meyer Y., Xu H., 1997. Wavelet Analysis and chirps. *Applied and Computational Harmonic Analysis*, 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. *Weather Review*, 121 (10): 2857–2866.
- Morlet J., Arens G., Fargeau E., Giard D., 1982. Wave Propagation and Sampling Theory-Part I: Complex Signal and Scattering in Multilayer Media. *Geophysics*, 47 (2): 203–221.
- Nesrullazade A., Yurtseven H., Kazancı N., 2000. *Sıvı kristaller : Yapıları Özellikleri Uygulamaları* (1st ed.). Ege Üniversitesi, İzmir. 305p.
- Oswald P., Pieranski P., 2005. *Nematic and Cholesteric Liquid Crystals* (1st ed.). CRC, United States of America. 595 p.
- Özder S., Coşkun E., Köysal O., Kocahan Ö., 2007a. Determination of Birefringence Dispersion in Nematic Liquid Crystals by Using an S-transform. *Optics Letters*, 32 (14): 2001–2003.
- Özder S., Kocahan Ö., Coşkun E., Göktaş H., 2007b. Optical Phase Distribution Evaluation by Using An S-transform. *Optics Letters*, 32 (6): 591–593.
- 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: 257–262.
- Pedrotti F.L., Pedrotti L.S., 1993. *Introduction to Optics* (2nd ed.). Prentice Hall, New Jersey. 602 p.
- Pinnegar C.R., Mansinha L., 2003. The S-Transform with Windows of Arbitrary and Varying Shape. *Geophysics*, 68 (1): 381–385.
- Rheims J., Köser J., Wriedt T., 1997. Refractive-index measurements in the near-IR using an Abbe Refractometer. *Measurement Science and Tehcnology*, 8: 601–605.
- Saraç Z., 2008. Analysis of White-light Interferograms by Using Stockwell Transform. *Optics and Lasers in Engineering*, 46: 823–828.

- Sel K., Akaoglu B., Ozdemir O., Atilgan I., 2009. Electroluminescence Properties of a PIN Structure Made by Nearly Stoichiometric a-SiCx:H Active Layer. *Vacuum*, 83: 813–818.
- Singh J., 2006. *Optical Properties of Condensed Matter and Applications*. John Wiley & Sons, Chichester. 434 p.
- Siqueiros J.M., Regalado L.E., Mchorro R., 1988. Determination of (n, k) for Absorbing Thin Films Using Reflectance Measurements. *Applied Optics*, 27 (20): 4260–4264.
- Stockwell R.G. 1999. S-Transform Analysis of Gravity Wave Activity from a Small Scale Network of Airglow Imagers. PhD Dissertation (Doktora Tezi). The University of Western Ontario, London, Ontario, England.
- Stockwell R.G., Mansinha L., Lowe R.P., 1996. Localization of the Complex Spectrum: The S Transform. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 44 (4): 908–1001.
- Swanepoel R., 1983. Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 16:1214-1222.
- Teryaev O.V., 2001. Crossing and Radon tomography for generalized parton distributions. *Physics Letters B*, 510:125–132.
- Tonova D.A., Konova A.A., 2001. Characterization of Inhomogeneous Dielectric Coatings with Arbitrary Refractive Index Profiles by Multiple Angle of Incidence Ellipsometry. *Thin Solid Films*, 397: 17–23.
- Torrence C., Compo G., 1998. A Practical Guide to Wavelet Analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79: 61–78.
- Weng H., Lau K.M., Wavelets, Period Doubling, and Time-Frequency Localization with Application to Organization of Convection Over the Tropical Western Pacific. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 51 (17): 2523–2541.
- Xie H., Ng F.L., Zeng X.T., 2009. Spectroscopic Ellipsometry Study of Thin Film Thermo-optical Properties. *Thin Solid Films*, 517: 5066–5069.

Yang W., 2007. A Natural Way for Improving the Accuracy of the Continuous Wavelet Transforms. *Journal of Sound and Vibration*, 306: 928–939.

ÇİZELGELER

Çizelge 4.1. Yalıtkan ince film, yarıiletken ince film ve sıvı kristal hücre için yapılan simülasyon çalışmasında, SDD ve SD analiz sonuçlarından bulunan A ve B Cauchy parametreleri değerleri ve bu değerlerin görelî hata değerleri. 64
--	----------

ŞEKİLLER

- Şekil 3.1.** n_1 ve n_3 kırılma indisine sahip iki geçirgen ortamın arasında bulunan d kalınlığında ve n_2 kırılma indisine sahip yalıtkan film üzerine gelen, polarize olmuş ışığın sınır durumlarındaki diyagram gösterimi. 8
- Şekil 3.2.** Bir kristal düzlemi ve kristal düzleme göre polarizör ve analizörün izdüşümünün çizimi. 14
- Şekil 3.3.** (a) Eşitlik 3.44'de verilen frekansı zamanla değişmeyen $h(t)$ fonksiyonu. (b) Eşitlik 3.45'de verilen frekansı zamanla değişen $g(t)$ fonksiyonu. (c) $h(t)$ fonksiyonunun FD işlemi sonucu ($\hat{H}(fr)$). (d) $g(t)$ fonksiyonunun FD işlemi sonucu ($\hat{G}(fr)$). 16
- Şekil 3.4.** (a) $a=2 \mu m^{-1}$, $b=5 \mu m^{-1}$ için k_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacık fonksiyonu. (b) $a=2$, $b=3$ için k_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacık fonksiyonu. (c) $a=3 \mu m^{-1}$, $b=3 \mu m^{-1}$ için k_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacık fonksiyonu. Kesikli çizgi sanal kısımları göstermektedir. Noktalı çizgi k_{0m} değerlerini göstermektedir. 21
- Şekil 3.5.** (a) $a=2 \mu m^{-1}$, (b) $a=3 \mu m^{-1}$ için x_0 uzayındaki analiz Morlet dalgacık fonksiyonu. Noktalı çizgi x_{0m} değerlerini göstermektedir. 22
- Şekil 3.6.** (a) k_0 uzayındaki $b=3 \mu m^{-1}$ için 2. derece analiz Paul dalgacığı. (b) k_0 uzayındaki $b=3$ için 8. derece analiz Paul dalgacığı. (c) x_0 uzayındaki 2. derece analiz Paul dalgacığı. (d) x_0 uzayındaki 8. derece analiz Paul dalgacığı. Kesikli çizgiler sanal kısmını göstermektedir. Şekiller $a=2 \mu m^{-1}$ değeri için çizilmiştir. 25
- Şekil 3.7.** (a) k_0 uzayındaki $b=3 \mu m^{-1}$ için 2.mertebe analiz DOG dalgacığı. (b) k_0 uzayındaki $b=3$ için 6. mertebe analiz DOG dalgacığı. (c) x_0 uzayındaki 2. mertebe analiz DOG dalgacığı. (d) x_0 uzayındaki 6. mertebe analiz DOG dalgacığı. Şekiller $a=2 \mu m^{-1}$ değeri için çizilmiştir. 28

Şekil 3.8. (a) $f=0,5 \mu m$, $b=3 \mu m^{-1}$ için k_0 uzayındaki pencere fonksiyonu ile kompleks sinüsoid fonksiyonun çarpımı. (b) $f=1,5 \mu m$, $b=3 \mu m^{-1}$ için k_0 uzayındaki pencere fonksiyonu ile kompleks sinüsoid fonksiyonun çarpımı. Kesikli çizgi kompleks sinüsoid fonksiyonun gerçekte kısmını, noktalı kesikli çizgi sanal kısmını göstermektedir.	30
Şekil 3.9. (a) $f=0,5 \mu m$ için k_0 uzayındaki pencere fonksiyonu ile kompleks sinüsoid fonksiyonun çarpımı. (b) $f=1,5 \mu m$ için k_0 uzayındaki pencere fonksiyonu ile kompleks sinüsoid fonksiyonun çarpımı.	31
Şekil 4.1. Yalıtkan filmler için eşitlik 4.1 değerlerine göre teorik olarak üretilen $T(k_0)$.	33
Şekil 4.2. Teorik yalıtkan filmin $T(k_0)$ sinyalinden Morlet dalgacı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	37
Şekil 4.3. Teorik yalıtkan filmin Morlet dalgacı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2am}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	37
Şekil 4.4. Teorik yalıtkan filmin $T(k_0)$ sinyalinden 4. derece Paul dalgacı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	39
Şekil 4.5. Teorik yalıtkan filmin 4. derece Paul dalgacı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2ap}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	40
Şekil 4.6. Teorik yalıtkan filmin $T(k_0)$ sinyalinden 2. mertebe DOG dalgacı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	42

Şekil 4.7. Teorik yalıtkan filmin 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2ad}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	42
Şekil 4.8. Teorik yalıtkan filmin $T(k_0)$ sinyalinden SD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SD(b,f) $ matrisi.	45
Şekil 4.9. Teorik yalıtkan filmin SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	45
Şekil 4.10. Yarıiletken filmler için eşitlik 4.33 değerlerine göre teorik olarak üretilen $T(k_0)$.	46
Şekil 4.11. Teorik yarıiletken filmin $T(k_0)$ sinyalinden Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	48
Şekil 4.12. Teorik yarıiletken filmin (a) Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2am}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri. (b) Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	48
Şekil 4.13. Teorik yarıiletken filmin $T(k_0)$ sinyalinden 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	49

Şekil 4.14. Teorik yarıiletken filmin (a) 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2ap}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri. (b) 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	50
Şekil 4.15. Teorik yarıiletken filmin $T(k_0)$ sinyalinde 2.mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	51
Şekil 4.16. Teorik yarıiletken filmin (a) 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_{2ad}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri. (b) 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	52
Şekil 4.17. Teorik yarıiletken filmin $T(k_0)$ sinyalinde SD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SD(b,f) $ matrisi.	53
Şekil 4.18. Teorik yarıiletken filmin (a) SD analizi sonucu bulunan $n_{2f}(k_0)$ (kesikli çizgi), $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $n_2(k_0)$ (düz çizgi) değerleri. (b) SD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (noktalı çizgi), zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) ve teorik olarak üretilen $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	53
Şekil 4.19. Sıvı kristal hücre için eşitlik 4.36 değerlerine göre teorik olarak üretilen $T(k_0)$.	54

Şekil 4.20. Teorik sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ sinyalinden Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	56
Şekil 4.21. Teorik sıvı kristal hücrenin Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n_{am}(k_0)$ (kesikli çizgi), $\Delta n(k_0)$ (noktalı çizgi) ve teorik olarak üretilen $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	56
Şekil 4.22. Teorik sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ sinyalinden 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	58
Şekil 4.23. Teorik sıvı kristal hücrenin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n_{ap}(k_0)$ (kesikli çizgi), $\Delta n(k_0)$ (noktalı çizgi) ve teorik olarak üretilen $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	58
Şekil 4.24. Teorik sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ sinyalinden 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	59
Şekil 4.25. Teorik sıvı kristal hücrenin 2. mertebe DOG dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n_{ad}(k_0)$ (kesikli çizgi), $\Delta n(k_0)$ (noktalı çizgi) ve teorik olarak üretilen $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	60
Şekil 4.26. Teorik sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ sinyalinden SD analizi sonucu bulunan normalize edilmiş $ SD(b,f) $ matrisi.	61
Şekil 4.27. Teorik sıvı kristal hücrenin SD analizi sonucu bulunan $\Delta n_f(k_0)$ (kesikli çizgi), $\Delta n(k_0)$ (noktalı çizgi) ve teorik olarak üretilen $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri.	62
Şekil 5.1. Yalıtkan ve yarıiletken filmlerin geçirgenlik spektrumlarının ölçüldüğü deneysel kurulum.	66
Şekil 5.2. Sıvı kristal hücrelerin geçirgenlik spektrumlarının ölçüldüğü deneysel kurulum.	67

Şekil 5.3. Mika yalıtkan ince filmi için 1,4285-1,5384 μm^{-1} dalga sayısı aralığında alınan $T(k_0)$ ifadesi.	68
Şekil 5.4. Mika ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin Morlet dalgacığı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	69
Şekil 5.5. Mika ince filmin Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi) ve saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) değerleri.	69
Şekil 5.6. Mika ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	70
Şekil 5.7. Mika ince filmin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi), 85. derece Paul Dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (kesikli çizgi) ve saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) değerleri.	70
Şekil 5.8. Mika ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin SD analizinden bulunan normalize edilmiş $ SD(b,f) $ matrisi.	71
Şekil 5.9. Mika ince filmin SD yöntemi ile analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi), $p=8$ için genelleştirilmiş SD yöntemi ile analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (kesikli çizgi) ve saçak sayma metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (yıldız) değerleri.	72
Şekil 5.10. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmi için 0,9092-2,0000 μm^{-1} dalga sayısı aralığında alınan $T(k_0)$ ifadesi.	73
Şekil 5.11. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin Morlet dalgacığı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	74

Şekil 5.12. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin (a) Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) değerleri. (b) Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) değerleri.	75
Şekil 5.13. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	76
Şekil 5.14. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin (a) 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) değerleri. (b) 4. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) değerleri.	77
Şekil 5.15. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin $T(k_0)$ ifadesinin SD analizinden bulunan normalize edilmiş $ SD(b,f) $ matrisi.	78
Şekil 5.16. Hidrojenlenmiş amorf silisyum karbür yarıiletken ince filmin (a) SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (çember) değerleri. (b) SD analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (düz çizgi) ve zarf metodu analizi sonucu bulunan $\kappa(k_0)$ (çember) değerleri.	78
Şekil 5.17. 5CB kodlu sıvı kristal hücre için $1.2500-2.2222 \mu m^{-1}$ dalga sayısı aralığında alınan $T(k_0)$ ifadesi.	79
Şekil 5.18. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ ifadesinin Morlet dalgacığı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	80

Şekil 5.19. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri ve Merck katalogundaki $\Delta n(k_0)$ (kare) değeri.	80
Şekil 5.20. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ ifadesinin 4.derece Paul dalgacığı ile SDD analizinden bulunan normalize edilmiş $ SDD(a,b) $ matrisi.	81
Şekil 5.21. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin 4.derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi); 64. derece Paul dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan (kesikli çizgi) $\Delta n(k_0)$ değerleri ve Merck katalogundaki $\Delta n(k_0)$ (kare) değeri.	82
Şekil 5.22. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin $T(k_0)$ ifadesinin SD analizinden bulunan normalize edilmiş $ SD(b,f) $ matrisi.	83
Şekil 5.23. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin SD analizi sonucu bulunan $\Delta n(k_0)$ (düz çizgi) değerleri ve Merck katalogundaki $\Delta n(k_0)$ (kare) değeri.	83
Şekil 5.24. Mika yalıtkan ince filmin Morlet (düz çizgi), 4. derece (mor kesikli çizgi) ve 85. derece (kırmızı noktalı çizgi) Paul dalgacıkları ile SDD analiz sonuçlarından bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinin; SD (yeşil çizgi) ve $p=8$ için genelleştirilmiş SD (mavi noktalı kesikli çizgi) analiz sonuçlarından bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinin ve saçak sayma metodu (yıldız) analiz sonucundan bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinin toplu gösterimi.	85
Şekil 5.25. Amorf silisyum karbür yarıiletken filmin Morlet (düz çizgi) ve 4. derece Paul (kesikli çizgi) dalgacıkları ile SDD analiz sonuçlarından, SD (noktalı çizgi) analiz sonucundan ve zarf metodu (çember) analiz sonucundan bulunan $n_2(k_0)$ değerlerinin toplu gösterimi.	86

Şekil 5.26. Amorf silisyum karbür yarıiletken filmin Morlet (düz çizgi) ve 4. derece Paul (kesikli çizgi) dalgacıkları ile SDD analiz sonuçlarından, SD (noktalı çizgi) analiz sonucundan ve zarf metodu analiz sonucundan bulunan $\kappa(k_0)$ değerlerinin toplu gösterimi.	86
Şekil 5.27. 5CB kodlu sıvı kristal hücrenin Morlet (düz çizgi), 4. derece (kesikli çizgi) ve 64. derece (noktalı kesikli çizgi) Paul dalgacıkları ile SDD analiz sonuçlarından; SD (noktalı çizgi) analiz sonucundan bulunan $\Delta n(k_0)$ ve Merck katalogundaki $\Delta n(k_0)$ (kare) değerinin toplu gösterimi.	87
Şekil 5.28. Yarıiletken filmler için eşitlik 4.33 değerlerine göre teorik olarak üretilen $T(k_0)$ ifadesinin %25 gürültü eklenmiş hali.	88
Şekil 5.29. Yarıiletken filmin %25 gürültüye sahip $T(k_0)$ ifadesinin Morlet dalgacığı ile SDD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (noktalı çizgi), SD analizi sonucu bulunan $n_2(k_0)$ (kesikli çizgi) ve zarf metodu analizinden bulunan $n_2(k_0)$ (çember) değerleri. Girilen $n_2(k_0)$ değerleri düz çizgi ile gösterilmiştir.	89

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı: Emre COŞKUN

Doğum Yeri: Ankara

Doğum Tarihi: 21.07.1978

EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi : 1996–2003 Lisans: Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü.

Yüksek Lisans Öğrenimi : 2003–2005 Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı.

Bildiği Yabancı Diller : İngilizce.

BİLİMSEL FAALİYETLER

a) Yayınlar - SCI

1. M. Yu SEYIDOV, E. COSKUN, Y. SAHIN, R. KHAMOEV, R. SULEYMANOV, “*The effect of thermal annealing on impurity states in ferroelectric semiconductor TlGaSe₂ within the incommensurate phase*”, Semicond. Sci. Technol. 21, 171-174 (2006).
2. S.OZDER, O. KOCAHAN, E. COSKUN, H. GOKTAS, “*Optical phase distribution evaluation by using an S-transform*”, Opt. Lett, 32, 591-593 (2007).
3. S.OZDER, E. COSKUN, O. KOYSAL, O. KOCAHAN, “*Determination of birefringence dispersion in nematic liquid crystals by using an S-transform*”, Opt. Lett, 32, 2001-2003 (2007).
4. E. COSKUN, K. SEL, S. OZDER, M. KURT, “*The refractive index and extinction coefficient determination of an absorbing thin film by using the continuous wavelet transform method*”, Appl. Opt. 47, 4888-4894 (2008).

5. **E.COSKUN**, K. SEL, S. OZDER, “*Determination of the refractive index of a dielectric film continuously by the generalized S-transform*”, Opt. Lett, 35, 841-843 (2010).
6. **E.COSKUN**, S.OZDER, “*Paul wavelet algorithm for the determination of birefringence dispersion of a liquid crystal cell*”, JOSA B, 28, (12), 2974–2978 (2011)

b) Bildiriler – Posterler

1. O. KOCAHAN, S. OZDER, **E. COSKUN**, “*S-transform analysis of projected fringe patterns*”Proc. Of Spie 6616 (2007).
2. **E. COSKUN**, S. OZDER, O. KOCAHAN, “*The determination of birefringence dispersion in nematic liquid crystals by using the s-transform*”, Conferenc of balkan phys. (2007).
3. **E. COSKUN**, O. KOCAHAN, O KOYSAL, S OZDER, “*5CB Nematik Sivi Kristalinin Sinyal Analiz Yöntemleri ile Çift Kırılmunun Belirlenmesi*”, Yogun Mad. Fiz. Ankara (2007).
4. O. KOCAHAN, **E. COSKUN**, S. OZDER, “*Profile Measurement of Objects by Using Stockwell and Continuous Wavelet Transforms*” Conf of IEEE Vol 1 and 2 Pages: 804-807 (2008).
5. K. SEL, **E. COSKUN**, I. ATILGAN, “*Plazma destekli kimyasal buhar biriktirme sistemi ile buyutulen hidrojenlenmis amorf silisyum karbur ince filmlere radyo frekansı gucu etkisinin x-ışını fotoelektron spektrometresi ile incelenmesi*”myomat kongresi eskisehir (2009).
6. O. KOCAHAN, S. OZDER, **E. COSKUN**, “*Optical Phase distribution evaluation by using S-transform*”, Conferenc of balkan phys. (2007).
7. S.OZDER, **E. COSKUN**, O. KOYSAL, O. KOCAHAN, ”*Determination of birefringence dispersion in nematic liquid crystals by using an S-transform*”, iscom belgrad (2007).
8. **E. COSKUN**, K. SEL, S. OZDER, O. KOCAHAN, “*Amorf yarıiletken ince filmlerin optik özelliklerinin sürekli dalgacık dönüşüm yöntemi ile belirlenmesi*”, fotonik (2007).
9. O. KOCAHAN, **E. COSKUN**, S. OZDER, “*Stockwell ve sürekli dalgacık dönüşümleri kullanılarak cisimlerin 3-boyutlu profillerinin belirlenmesi*” siu (2007).

İŐ DENEYİMİ

Çalıştığı Kurumlar ve Yıl:

Araştırma Görevlisi: Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı 2005-2010.

Araştırma Görevlisi: Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü 2010-.

İLETİŞİM

E-Posta Adresi: ecoskun@comu.edu.tr