

**OPTİK FİBERLERDE DEJENERE DÖRT DALGA  
KARIŞIMI VE KUVANTUM GÜRÜLTÜSÜ ANALİZİ**

**HALİL VOLKAN HÜNERLİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
ELEKTRİK VE ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ**

**TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Şubat 2009  
ANKARA**

Fen Bilimleri Enstitü Onayı

---

Prof. Dr. Yücel ERCAN

Müdür

Bu tezin Yüksek Lisans derecesinin tüm gereksinimlerini sağladığını onaylarım.

---

Doç. Dr. Mehmet Önder EFE

Ana Bilim Dalı Başkanı

Halil Volkan HÜNERLİ tarafından hazırlanan OPTİK FİBERLERDE  
DEJENERE DÖRT DALGA KARIŞIMI VE KUVANTUM GÜRÜLTÜSÜ  
ANALİZİ adlı bu tezin Yüksek Lisans Tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

---

Yrd. Doç. Dr. Kahraman Güçlü KÖPRÜLÜ

Tez Danışmanı

Tez Jüri Üyeleri

Başkan: Yrd. Doç. Dr. Hamza KURT

Üye : Yrd. Doç. Dr. Kahraman Güçlü KÖPRÜLÜ

Üye : Yrd. Doç. Dr. Oğuz ERGİN

## TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Halil Volkan Hünlerli

Üniversitesi : TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi  
Enstitüsü : Fen Bilimleri  
Anabilim Dalı : Elektrik ve Elektronik Mühendisliği  
Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Kahraman Güçlü KÖPRÜLÜ  
Tez Türü ve Tarihi : Yüksek Lisans \_ Şubat 2009

HALİL VOLKAN HÜNERLİ

OPTİK FİBERLERDE DEJENERE DÖRT DALGA KARIŞIMI VE  
KUVANTUM GÜRÜLTÜSÜ ANALİZİ

ÖZET

Parametrik amfiler ve osilatörler teorik olarak uzun süredir araştırılan bir alan olsa da, fiberler kullanılarak yapılan parametrik amfiler daha yeni yeni dikkat çekmeye başlamıştır. Bu tezde, fiberlerde görülen doğrusal olmayan davranışlar genel olarak anlatılmış ve bu davranışların uygulamalarından olan parametrik yükseltme ve parametrik osilasyon işlemleri incelenmiştir. Optik fiberlerde parametrik işlemin kaynağı dört dalga karışımıdır. Dört dalga karışımında dejenere ve dejenere olmayan durumlar için klasik bağlaşık alan denklemleri çıkarılıp, dejenere durum için bağlaşık denklemler normalize edilip sayısal olarak çözümlenmesi yapılmıştır. Bu denklemlerin analiz sonuçları kullanılarak, dejenere dört dalga karışımını kullanan fiber optik parametrik amfi ve osilatörlerde kuvantum gürültüsü analizi yapıldıktan sonra hem amfilerde hem de osilatörlerde genlik sıkıştırması olan bölgeler bulunduğu sayısal olarak gösterilmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Dört dalga karışımı, Fiber optik parametrik amfiler, Fiber optik parametrik osilatörler, Fiberlerde kuvantum gürültüsü, Genlik sıkıştırma

**University** : TOBB Economics and Technology University  
**Institute** : Institute of Natural and Applied Sciences  
**Science Programme** : Electrical and Electronics Engineering  
**Supervisor** : Asst. Prof. Dr. Kahraman Güçlü KÖPRÜLÜ  
**Degree Awarded and Date** : M.S.c \_ February 2009

**HALİL VOLKAN HÜNERLİ**

**ANALYSIS OF DEGENERATE FOUR WAVE MIXING AND  
QUANTUM NOISE IN OPTICAL FIBERS**

**ABSTRACT**

Although parametric amplifiers and oscillators represent a relatively old field of theoretical research, parametric amplifiers using optical fibers has attracted attention recently. In this thesis, nonlinearities in optical fibers are generally discussed and parametric amplification and parametric oscillation processes, which are a couple of applications of these nonlinearities are studied. The source of parametric process in optical fibers is four wave mixing. Classical coupled field equations of four wave mixing for degenerate and nondegenerate cases are analyzed and numerically solved after normalization of the coupled equations. By using the results of the coupled equation analysis, quantum noise analysis in fiber optic parametric amplifiers and oscillators using degenerate four wave mixing is done and it is numerically shown that there exists amplitude squeezing in both amplifiers and oscillators.

**Keywords:** Four wave mixing, Fiber optic parametric amplifiers, Fiber optic parametric oscillators, Quantum noise in fibers, Amplitude squeezing

## TEŞEKKÜR

Bu tez çalıőmasının geliőtirilmesi boyunca yardım, katkı ve tecrübeleriyle beni yönlendiren hocam Yrd. Doç. Dr. Kahraman Güçlü Köprülü'ye en içten teşekkürlerimi borç bilirim. Tezimi okuyup yorumlarıyla değerli katkıda bulunan tez jüri üyeleri Yrd. Doç. Dr. Hamza Kurt ve Yrd. Doç. Dr. Oğuz Ergin'e, yüksek lisans eğitimim boyunca kıymetli tecrübelerinden yararlandığım T.O.B.B. Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi, Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü öğretim üyelerine teşekkürü bir borç bilirim. Her zaman yanımda olup her türlü desteği eksik etmeyen aileme ve bitmek bilmeyen sabrı ve sevgisiyle moral ve yaşam kaynağım olan eşim Ayça Özçelikkale Hünerli'ye ayrıca teşekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

ÖZET . . . . .	iv
ABSTRACT . . . . .	v
TEŞEKKÜR . . . . .	vi
İÇİNDEKİLER . . . . .	vii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ . . . . .	xi
<b>1 GİRİŞ</b>	<b>1</b>
<b>2 DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK VE DÖRT DALGA KARIŞIMI</b>	<b>5</b>
2.1 Doğrusal Olmayan Optik . . . . .	5
2.1.1 Doğrusal Olmayan Polarizasyon . . . . .	5
2.1.2 $\chi^{(2)}$ Kaynaklı Doğrusal Olmayan Etkileşimler . . . . .	6
2.2 Doğrusal Olmayan Fiber Optik . . . . .	8
2.2.1 Doğrusal Olmayan Kırılma İndisi . . . . .	8
2.2.2 $\chi^{(3)}$ Kaynaklı Doğrusal Olmayan Etkileşimler . . . . .	10
2.3 Dört Dalga Karışımı . . . . .	12
2.3.1 Dejenere Olmayan Dört Dalga Karışımı . . . . .	13
2.3.2 Dejenere Dört Dalga Karışımı . . . . .	13
2.4 Bağlaşık Genlik Denklemleri . . . . .	14

2.4.1	Dejenere Durum İçin Bağlaşık Genlik Denklemlerinin Çıkarılması . . . . .	17
2.4.2	Dejenere Dört Dalga Karışımı Denklemlerinin Normalizasyonu	18
<b>3</b>	<b>DEJENERE DÖRT DALGA KARIŞIMI İÇİN KUVANTUM GÜRÜLTÜ ANALİZİ</b>	<b>21</b>
3.1	Giriş . . . . .	21
3.1.1	Dejenere Dört Dalga Karışımının Klasik ve Kuantum Analizi . . . . .	21
3.1.2	Tek Salımlı Fiber Optik Parametrik Osilatör . . . . .	28
<b>4</b>	<b>SAYISAL ÇÖZÜMLER</b>	<b>33</b>
4.1	Fiber Optik Parametrik Yükseltici . . . . .	33
4.2	Fiber Optik Parametrik Osilatör . . . . .	34
4.3	Kuantum Gürültüsü ve Genlik-Sıkıştırma . . . . .	40
4.3.1	Tek Salımlı Fiber Optik Parametrik Osilatör . . . . .	45
<b>5</b>	<b>SONUÇLAR</b>	<b>53</b>
<b>6</b>	<b>ÖZGEÇMİŞ</b>	<b>55</b>
	<b>Kaynaklar</b>	<b>56</b>



## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

### Şekil

2.1	$\chi^{(2)}$ ortamında toplam frekans üretimi . . . . .	7
2.2	$\chi^{(2)}$ ortamında ikinci harmonik üretimi . . . . .	7
2.3	$\chi^{(2)}$ ortamında frekans farkı üretimi . . . . .	8
2.4	$\chi^{(3)}$ ortamında üçüncü harmonik üretimi . . . . .	11
3.1	Salınım durumundaki bir FOPO'da kuvantum operatörlerinin şematik olarak gösterimi. . . . .	29
4.1	1.9Watt'lık pompa girişi kullanıldığında alanların gelişimi . . . . .	34
4.2	Sinyalin fiber uzunluğuna göre gördüğü kazanç . . . . .	35
4.3	Fiber Optik Parametrik Osilatör . . . . .	36
4.4	Sinyalin FOPO içinde güç değişim grafiği . . . . .	37
4.5	Farklı yansımaya katsayısı değerleri için foton evrim verimliliğinin fiber uzunluğuna bağlı değişimi . . . . .	38
4.6	100 metrelik fiberden oluşan FOPO'da foton çevrim verimliliği . . . . .	39
4.7	80 metrelik fiberden oluşan FOPO'da foton çevrim verimliliği . . . . .	39
4.8	Ortalama Alanların Gelişimi ve Fano Faktörü ( $\Delta S = 0,  u_s(0) ^2 = 0.2$ ) . . . . .	41

4.9	Ortalama Alanların Gelişimi ve Fano Faktörü ( $\Delta S = 0,  u_s(0) ^2 = 2$ )	42
4.10	Ortalama Alanların Gelişimi ve Fano Faktörü ( $\Delta S = 2,  u_s(0) ^2 = 2$ )	42
4.11	Elde edilebilir maksimum sıkıştırma miktarının FOPA girişindeki bağıl sinyal foton akısına göre değişimi(üst) ve bu sıkıştırma değerlerini elde edebilmek için gerekli optimum FOPA uzunluğunun bağıl sinyal foton akısına göre değişimi(alt) . . . . .	44
4.12	Normalize edilmiş pompa yoğunluğu ve faz uyumsuzluğu değerlerinde elde edilebilecek maksimum sıkıştırma miktarının eşdeğer çizgileri grafiği. . . . .	45
4.13	$\Delta S = 0$ için $\eta = 0.2, 0.5, 0.75, 0.95$ değerlerinde foton çevrim verimliliğinin normalize edilmiş pompa yoğunluğuna göre değişimi.	46
4.14	$\Delta S = 2.4$ için $\eta = 0.2, 0.5, 0.75, 0.95$ değerlerinde foton çevrim verimliliğinin normalize edilmiş pompa yoğunluğuna göre değişimi.	48
4.15	$\eta = 0.5$ değerinde pompa, inaktif ve sinyal Fano faktörlerinin normalize edilmiş pompa yoğunluğuna göre değişimi. . . . .	48
4.16	$\eta = 0.75$ değerinde pompa, inaktif ve sinyal Fano faktörlerinin normalize edilmiş pompa yoğunluğuna göre değişimi. . . . .	49
4.17	$\eta = 0.95$ değerinde pompa, inaktif ve sinyal Fano faktörlerinin normalize edilmiş pompa yoğunluğuna göre değişimi. . . . .	49
4.18	$\Delta S = 2.5$ değerinde sinyal sıkıştırmasının normalize edilmiş pompa yoğunluğuna ve $\eta$ 'ya göre eşdeğer çizgi gösterimi. . . . .	50
4.19	$\Delta S = -\pi$ değerinde sinyal sıkıştırmasının normalize edilmiş pompa yoğunluğuna ve $\eta$ 'ya göre eşdeğer çizgi gösterimi. . . . .	51

- 4.20  $\Delta S = 2.5$  değerinde inaktif sıkıştırmasının normalize edilmiş  
pompa yoğunluğuna ve  $\eta$ 'ya göre eşdeğer çizgi gösterimi. . . . . 51
- 4.21  $\Delta S = -\pi$  değerinde inaktif sıkıştırmasının normalize edilmiş  
pompa yoğunluğuna ve  $\eta$ 'ya göre eşdeğer çizgi gösterimi. . . . . 52

## KISALTMALAR

<b>Kısaltma</b>	<b>Açıklama</b>
<i>c.c.</i>	Karmaşık eşleniği
<i>FOPA</i>	Fiber optik parametrik amfi
<i>FOPO</i>	Fiber optik parametrik osilatör
<i>OPA</i>	Optik parametrik amfi
<i>SBS</i>	Uyarılmış (Stimüle edilmiş) Brillouin Saçılımı
<i>SPM</i>	Öz fazlı kipleme
<i>SRS</i>	Uyarılmış (Stimüle edilmiş) Raman Saçılımı
<i>XPM</i>	Çapraz fazlı kipleme

## SEMBOL LİSTESİ

Simge	Açıklama
$a$	Saniyede geçen foton sayısını verecek şekilde normalize edilmiş $A$ alanı
$\hat{a}$	Ortalama alanlarla aynı fazda olan kuvantum düzensizliği
$A(z)$	Fiber içinde yayılan alanın genlik fonksiyonu
$\hat{A}$	Foton yok olma operatörü
$\hat{A}^\dagger$	Foton oluşturma operatörü
$\langle \hat{A} \rangle$	$\hat{A}$ operatörünün ortalaması
$A_{eff}$	Fiberde ışık yoğunluğu için etkin merkez alanı
$B$	Manyetik akı yoğunluğu
$B_j$	$\omega_j$ frekansındaki salınımın kuvveti
$c$	Işığın boşluktaki hızı
$\hat{c}$	FOPO çıkışının FOPA'ya bağladığı, vakumun yok olma operatörü
$D$	Elektrik akı yoğunluğu
$E$	Elektrik alan vektörü
$F$	Fano faktörü
$F(x, y)$	Fiber içinde yayılan alanın fiber modunun uzaysal dağılımı
$f_{ijkl}$	Fiberdeki (x,y) dağılımıyla ilgili örtüşmeli integraller
$h$	Planck sabiti
$H$	Manyetik alan vektörü
$I(t)$	Zamana bağlı optik ışık yoğunluğu
$I_p(t)$	Zamana bağlı optik ışık yoğunluğunun tepe değeri
$k$	Dalga numarası
$n$	Kırılma indisi
$n(\omega)$	Kırılma indisinin frekansa bağımlı kısmı
$\hat{n}$	Foton sayısı
$n_2$	Doğrusal olmayan kırılma indisi
$P$	Polarizasyon yoğunluğu vektörü

<b>Simge</b>	<b>Açıklama</b>
$P_L$	Doğrusal polarizasyon yoğunluğu vektörü
$P_{NL}$	Doğrusal olmayan polarizasyon yoğunluğu vektörü
$S$	Genlik sıkıştırması
$u$	Girişteki pompa alanının mutlak değerine göre normalize edilmiş boyutsuz değişken
$\alpha$	Soğrulma katsayısı
$\alpha(\omega)$	Soğrulma katsayısının frekansa bağımlı kısmı
$\beta$	İki-foton soğrulma katsayısı
$\chi^{(n)}$	n. dereceden duyarlılık tensörü
$\epsilon_0$	Serbest uzaydaki dielektrik sabiti
$\eta$	Yansıma katsayısının büyüklüğü
$\gamma$	Doğrusal olmayan katsayı
$\lambda$	Dalga boyu
$\mu_0$	Serbest uzaydaki geçirgenlik sabiti
$\omega$	Açısal frekans
$\phi$	$A(z)$ alanının fazı
$\phi_{SPM}$	SPM'nin neden olduğu faz kayması
$\phi_{XPM}$	XPM'nin neden olduğu faz kayması
$\theta$	Dört dalga karışımında faz farkı terimi
$\zeta$	Fiber uzunluğunu temsil eden boyutsuz değişken
$\hbar$	İndirgenmiş Planck sabiti
$\Delta\hat{A}$	$\hat{A}$ operatörünün kuvantum düzensizliği
$\Delta k$	Faz uyumsuzluğu
$\Delta\hat{n}$	Foton sayısındaki düzensizlik
$\Delta S$	Normalize edilmiş faz uyumsuzluğu

## BÖLÜM 1

### GİRİŞ

Işığın incelenmesi, temel olarak iki başlık altında yapılır: Doğrusal optik ve doğrusal olmayan optik. Işık yoğunluğu yeterince düşük olduğunda, ortamın doğrusal olduğu varsayılabilir. Bu varsayım altında aşağıdaki sonuçlara ulaşılabilir[1]:

- Optik özellikler ışığın şiddetine bağlı değildir.
- Süperpozisyon ilkesi tutarlıdır.
- Işık bir ortamdan geçerken frekansında bir değişiklik olmaz.
- Fotonlar kendi aralarında etkileşime girmezler.

Yüksek yoğunlukta ışık altında ise hemen hemen bütün maddelerin optik özellikleri değişir; fakat normal ışık kaynakları, optik ortamın özelliklerinin doğrusallıktan uzaklaşması için yeterli değildir. Sadece lazer ışığı yeterince yoğun sayılabilir. 60'lı yıllarda lazerin bulunmasıyla, yoğun koherent durumda ışık ulaşılabilir hale gelmiş ve doğrusal olmayan optik alanına olan ilgi ve bu konudaki araştırmalar da artmıştır[2]. Bu konuda yapılan teorik araştırmalar ve deneyler sonucunda ulaşılan sonuçlara aşağıdakiler örnek gösterilebilir:

- Optik özellikler ışığın şiddetine göre değişir.
- Süperpozisyon ilkesi tutarlı olmayabilir.
- Işık bir ortamdan geçerken frekansı değişir.
- Fotonlar kendi aralarında etkileşime girerler.

Doğrusallık veya doğrusal olmama ışığın kendi özelliğinden çok, ışığın ilerlediği ortamla ilgilidir. Eğer ışık boşluktaysa, doğrusal olmayan davranışlardan hiçbiri gözlenmez. Işığın ışıkla etkileşimi ancak bir ortam aracılığıyla gerçekleşir. Ortamda bir optik alanın bulunması, ortamın optik özelliklerini değiştirdiği için, o ortamda bulunan başka bir optik alanı ve/veya kendisini değiştirmiş olur.

Doğrusal olmayan optik konusundaki ilk deneysel çalışma 1961 yılında Franken tarafından yapılmıştır[3]. İkinci harmonik üretimiyle sonuçlanan deneyde, quartz kristali kullanılarak aynı frekansta iki fotonun birleşip o frekansın iki katında tek bir fotonun oluşması gözlemlenmiştir. Bu deneyde gözlemlenen ikinci harmonik üretimi, ikinci dereceden doğrusal olmayan duyarlılık ( $\chi^{(2)}$ ) etkisiyle oluşan bir etkileşim olan üç dalga karışımının özel durumudur.

Frekans karışımı doğrusal olmayan optikte en sık karşılaşılabilecek ama en önemli olaylardan biridir. İki ya da daha fazla elektromanyetik/optik dalganın doğrusal olmayan bir ortamda etkileşimiyle birçok sayıda frekans toplamı veya farkında yeni dalganın oluşması işlemine frekans karışımı denir[4].

Fiber optik alanındaki gelişmeler 1960'lardan beri hızla gelişmektedir. İlk deneyler yüksek kayıplı (kayıp  $> 1000$  dB/km) cam fiberlerde görüntü iletmekle sınırlı olsa da, 1979 yılında çok düşük kayıplı (kayıp  $> 0.2$  dB/km) fiberlerin üretilmesiyle fiber optik iletişim çok önemli bir hale gelmiştir. Fiberlerdeki doğrusal olmayan özellikler üzerine araştırmalar 1972 yılında uyarılmış Raman ve Brillouin saçılımlarının gözlemlenmesiyle başlamış ve gün geçtikçe incelenen özellikler artmıştır[5].

Fiberlerde gözlenen doğrusal olmayan olaylardan biri de dört dalga karışımıdır. Dört dalga karışımı, ikinci dereceden duyarlılığın değil de, üçüncü dereceden duyarlılığın ( $\chi^{(3)}$ ) baskın olduğu bir etkileşimdir. Bu etkileşim kullanılarak optik parametrik amfi (yükseltici) yapılabilir. Parametrik yükseltme,  $\chi^{(2)}$  ortamında çokça incelenmiş, iyi bilinen bir olaydır [6] ve optik fiberlerde de  $\chi^{(3)}$  özelliği



kullanılarak elde edilebilir[7]. Optik parametrik yükseltme işlemi kullanılarak ise optik parametrik salıncı yapmak mümkündür[8]. Salıncı yardımıyla, optik bir boşluğa yerleştirilmiş yükselticide, defalarca yükseltmiş bir sinyal elde etmek mümkündür[9]. Bu yüksek güçteki sinyal, lazer çıkışının frekansını değiştirmekte kullanılabilir. Sınırlı sayıda frekansta lazer çıkışı elde edilebildiği için optik parametrik salıncılar büyük önem kazanmıştır.

Optik parametrik yükseltme işleminin bir başka önemli uygulaması ise klasik olmayan optik alanlar yaratma olanağıdır. Kuantum teorisine göre, eşik değerinin oldukça üzerinde çalışan bir lazer koherent durum denen bir kuantum durumunda ışık yayar[10]. Koherent durumda, bir periyot boyunca gözlenen foton sayısı Poisson dağılımındadır. Bu da foton sayısının varyansının (kuantum gürültüsü), ortalama foton sayısına eşit olması demektir. Kuantum gürültüsünü azaltmanın yollarından biri de sıkıştırılmış durum oluşturmaktır. Optik parametrik amfiler kullanılarak sıkıştırılmış durum elde etmek mümkündür[11].

Bu tezde, fiberlerde dört dalga karışımının ve genlik sıkıştırma işleminin analizi ve sayısal çözümlemesi yapılmıştır. Genel olarak dört dalga karışımının analizinin yanında, aynı frekansta iki pompa sinyali yardımıyla elde edilen dejenere durum için fiber optik parametrik amfi (FOPA) ve fiber optik parametrik salıncı/osilatör (FOPO) incelenmiştir. Dejenere dört dalga karışımı için yarı klasik kuantum gürültüsü analizi yapılmış ve genlik-sıkıştırılmış durum incelenmiştir.

Tezin içeriği şu şekilde verilebilir. İkinci bölümde, doğrusal olmayan optik ve  $\chi^{(2)}$  ve  $\chi^{(3)}$  ortamlarında görülebilecek doğrusal olmayan etkileşimlerden ana hatlarıyla bahsedildikten sonra dört dalga karışımının ve bu karışımda görülen dalgaların gelişimini gözlememizi sağlayan bağlaşık genlik denklemlerinin analizi yapılmıştır. Üçüncü bölümde, ikinci bölümde elde edilen dejenere dört dalga karışımının analitik sonuçları kullanılarak kuantum gürültüsü analizi verilmiştir. Dördüncü bölümde, ikinci ve üçüncü bölümlerde yapılan analitik sonuçların

sayısal çözümlenmesi yapılmıştır. Beşinci bölümde ise sonuçlar yorumlanmış ve tartışmalar yapılmıştır.

## BÖLÜM 2

### DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK VE DÖRT DALGA KARIŞIMI

Bu bölümde ikinci ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan ortamlarda optik özellikler ve bu özellikler kullanılarak çeşitli optik etkileşimlerin nasıl oluştuğu incelenecektir. Daha sonra fiberlerde kullanılabilecek olan optik etkileşimlerden biri olan dört dalga karışımının nasıl oluştuğu anlatılacaktır. Anlatım sırasında dejenere ve dejenere olmayan dört dalga karışımını karakterize eden denklemlerin analiziyle birlikte optik parametrik amfiler anlatılacaktır.

#### 2.1 Doğrusal Olmayan Optik

Doğrusal olmayan optik, bir ortamda yüksek şiddette ışığın neden olduğu doğrusal olmayan etkileri ve bu etkilerin optik alanları doğrusal olmayan şekilde değiştirmesini inceler. Aslında her madde belli bir dereceye kadar doğrusal olmayan özellikler taşır. Işık doğrusal olmayan bir ortamdan geçerken frekansı değişir, fotonlar kendi aralarında etkileşime girerler ve süperpozisyon ilkesi tutarlı olmayabilir. Optik bir dalganın ilerlediği dielektrik ortamın özelliklerinin tamamı polarizasyon yoğunluğu vektörü  $\mathbf{P}$  ile elektrik alan vektörü  $\mathbf{E}$  arasındaki ilişkiyle tanımlanabilir[12].

##### 2.1.1 Doğrusal Olmayan Polarizasyon

Işık belirli bir ortamda ilerlerken, elektrik alan, ortamda bir miktar elektrik polarizasyonun oluşmasına yol açar. Bu elektrik alan yeterince küçük olduğunda, elektrik polarizasyonla uygulanan elektrik alan birbiriyle yaklaşık olarak doğru

orantılıdır.

$$\mathbf{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} \quad (2.1)$$

şeklindedir. Burada  $\chi^{(1)}$  doğrusal duyarlılık tensörü,  $\epsilon_0$  ise boşluğun dielektrik sabitidir. Eğer yeterince büyük bir elektrik alan uygulanırsa, polarizasyonun, elektrik alana olan bağımlılığını doğrusal olmayan bir ilişkiyle ifade etmek gerekir.

Bu ilişki elektrik alanın kuvvet serisi olarak ifade edilebilir:

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \\ &= \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(3)} + \dots \end{aligned} \quad (2.2)$$

Burada  $\chi^{(2)}$  ve  $\chi^{(3)}$  sırasıyla 2. ve 3. dereceden doğrusal olmayan duyarlılık tensörüdür.  $\mathbf{P}^{(1)}$  doğrusal polarizasyon,  $\mathbf{P}^{(n)}$  ise n. dereceden doğrusal olmayan polarizasyondur ( $n > 1$ ). İkinci dereceden duyarlılığın etkisi genellikle daha üst dereceli tensörlerin etkisini ihmal etmemize sebep olur. Fiberlerde ise silika moleküllerinin simetrik olması nedeniyle çift dereceli polarizasyon elemanları yok olur ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan duyarlılık tensörünün etkisi önem kazanır[4]. Bu durumda fiberlerde,  $\mathbf{P}_L$  doğrusal,  $\mathbf{P}_{NL}$  doğrusal olmayan polarizasyon olmak üzere,

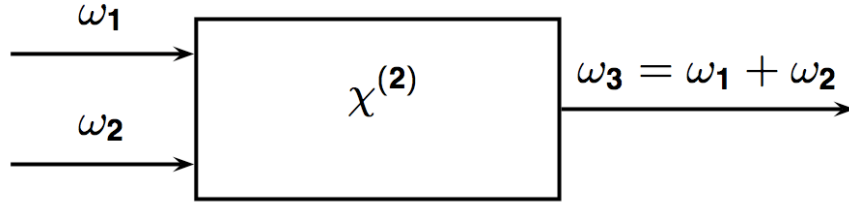
$$\mathbf{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} \quad (2.3)$$

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} \quad (2.4)$$

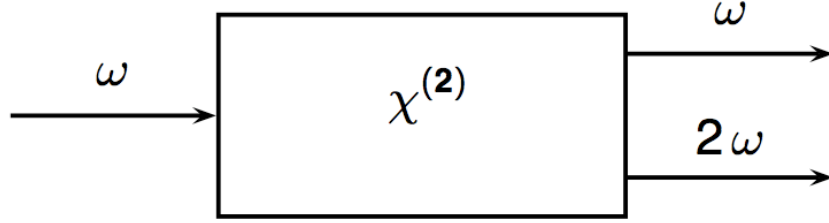
şeklinde özetlenebilir. Üçüncü harmonik üretimi ve dört dalga karışımı gibi doğrusal olmayan etkiler üçüncü derece duyarlılıktan ( $\chi^{(3)}$ ) kaynaklanmaktadır.

### 2.1.2 $\chi^{(2)}$ Kaynaklı Doğrusal Olmayan Etkileşimler

İkinci dereceden doğrusal olmayan duyarlılık tensörü olan  $\chi^{(2)}$ , üçüncü seviyeden bir tensördür ve sentrosimetrik olmayan ortamlarda baskındır. Toplam polarizasyon yazılırken sadece  $P^{(1)}$  ve  $P^{(2)}$  hesaba katılır. İkinci harmonik



Şekil 2.1:  $\chi^{(2)}$  ortamında toplam frekans üretimi



Şekil 2.2:  $\chi^{(2)}$  ortamında ikinci harmonik üretimi

üretimi, toplam frekans üretimi, frekans farkı üretimi ve elektro-optik etki gibi optik etkileşimlerden sorumludur.

### Toplam Frekans Üretimi

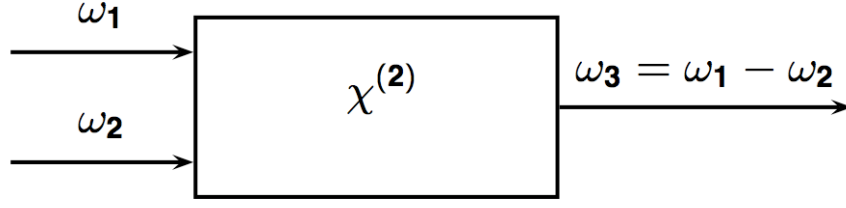
Değişik frekanslarda iki fotonun birleşip, daha yüksek bir frekansta tek bir foton oluşturmasıdır. ( $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ ) (Şekil 2.1)

### İkinci Harmonik Üretimi

Aynı frekansta iki fotonun birleşip, o frekansın iki katında tek bir foton oluşturmasıdır. Toplam frekans üretimi işleminde  $\omega_2 = \omega_1 = \omega$  alınarak ulaşılmış bir özel durumdur. ( $\omega + \omega = 2\omega$ ) (Şekil 2.2)

### Frekans Farkı Üretimi

Bir fotonun bölünüp daha düşük frekanslarda iki fotonun oluşmasıdır.  $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$  işlemiyle gösterilebilir. Burada  $\omega_3$  frekansında bir foton üretmek için



Şekil 2.3:  $\chi^{(2)}$  ortamında frekans farkı üretimi

daha yüksek olan  $\omega_1$  frekansında bir foton yok edilir. Bu işlem sırasında daha önceden ortamda bulunan düşük frekans bileşenleri yükseltilmiş olur. Bu yüzden bu sistem optik parametrik amfi (OPA) yapımında kullanılabilir[13]. (Şekil 2.3)

## 2.2 Doğrusal Olmayan Fiber Optik

Optik fiberlerdeki doğrusal olmayan özellikler iki kategoride incelenebilir. Bunlardan birincisi, kırılma indisinin optik güce göre değişimiyle alakalı optik Kerr etkisi, diğeri ise uyarılmış saçılımdır[14]. (Raman ve Brillouin) Burada uyarılmış saçılım, optik alan şiddetine bağımlı kazanç ve kayıptan sorumluyken, doğrusal olmayan kırılma indisi ise optik alan şiddetine bağımlı optik sinyaldeki faz kaymasından sorumludur.

### 2.2.1 Doğrusal Olmayan Kırılma İndisi

Optik fiberlerde görülen doğrusal olmayan etkilerin çoğu doğrusal olmayan kırılmadan kaynaklanmaktadır. Bu, kırılma indisinin optik alan şiddetinin ve frekansın birer fonksiyonu olmasından kaynaklanır. Fiberlerde doğrusal olmayan kırılma indisi ise üçüncü dereceden duyarlılık tensörü olan  $\chi^{(3)}$  tarafından indüklenir. İzotropik bir ortamda  $\chi^{(3)}$  sadece dört tane sıfır olmayan eleman içerir:  $\chi^{(3)}_{xxxy}$ ,  $\chi^{(3)}_{xyxy}$ ,  $\chi^{(3)}_{xyyx}$  ve  $\chi^{(3)}_{xxxx}$ . Genel permütasyon simetrisini de işin içine kattığımız zaman, geriye sadece tek bir tane sıfır olmayan eleman kalır.  $\chi^{(3)}$ , çoğu durum için pozitif değer alır ve reel ve imajiner kısımlardan oluşur[15].

Reel kısmı, doğrusal olmayan kırılma indisi katsayısı olan  $n_2$ 'den, imajiner kısmı ise iki-foton soğrulma katsayısı ve Raman saçılımından sorumludur. Bu ilişkiler aşağıdaki gibidir.

$$n = n(\omega) + n_2 I \quad (2.5)$$

$$\alpha = \alpha(\omega) + \beta I \quad (2.6)$$

Burada  $n(\omega)$ , kırılma indisinin doğrusal kısmı,  $I$  ışık şiddeti,  $\alpha$  toplam soğrulma katsayısı,  $\alpha(\omega)$  soğrulma katsayısının doğrusal kısmı ve  $\beta$  ise iki-foton soğrulma katsayısıdır. Doğrusal olmayan kırılma indisi ile duyarlılık tensörü  $\chi^{(3)}$  arasındaki ilişki ise,

$$n_2 = \frac{3}{8n(\omega)} \text{Re}(\chi^{(3)}) \quad (2.7)$$

şeklinde gösterilebilir. Burada  $\text{Re}$ ,  $\chi^{(3)}$  fonksiyonunun reel kısmını göstermek için kullanılmıştır. Kırılma indisinin doğrusal kısmı olan  $n(\omega)$ 'yı bulmak için Sellmeier denklemini kullanabiliriz:

$$n^2(w) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j w_j^2}{w_j^2 - w^2}, \quad (2.8)$$

Burada  $w_j$  salınım frekansı ve  $B_j$  ise o salınımın kuvvetidir. Silika için bu değerler;  $B_1 = 0.6961663$ ,  $B_2 = 0.4079426$ ,  $B_3 = 0.8974794$  ve  $\lambda_1 = 0.0684043\mu m$ ,  $\lambda_2 = 0.1162414\mu m$ ,  $\lambda_3 = 9.896161\mu m$  şeklindedir.  $n_2$  ise kırılma indisinin doğrusal olmayan kısmıdır ve silikanın minimum kayıp gördüğü frekans çevresinde yaklaşık değeri  $2.6 \times 10^{-20} m^2/W$ 'dır. Birbirine yakın frekanslarda  $n(\omega)$ 'daki değişimin ihmal edilebilecek kadar az olduğu kabul edilebilir. Bu durumda ilgilenilen frekanslarda kırılma indisinin doğrusal olmamasını sağlayan en önemli etken olarak optik alan şiddeti kalır.

### 2.2.2 $\chi^{(3)}$ Kaynaklı Doğrusal Olmayan Etkileşimler

Dördüncü seviyeden tensör olan  $\chi^{(3)}$ , sentrosimetrik ortamlarda çift dereceli polarizasyon bileşenlerinin yok olmasından dolayı, daha baskındır.

#### Uyarılmış Brillouin Saçılımı

Optik dalga ve akustik dalganın fiber içinde etkileşimi, uyarılmış (stimüle edilmiş) Brillouin saçılımının (SBS) oluşmasına yol açar. Akustik dalganın oluşmasına çeşitli kaynakların yanında yüksek optik ışık şiddeti de yol açabilir.

#### Uyarılmış Raman Saçılımı

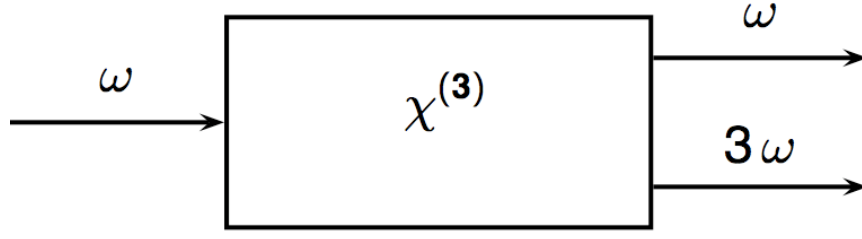
Fotonların, fiber moleküllerinin titreşimlerine göre davranışının değişimine dayanır. Işık, atom veya molekülden saçılma uğrarken genelde elastik olarak saçılır. (Rayleigh Saçılımı) Bu fotonlar aynı enerji ve frekanstadır. Eğer saçılan fotonların enerji seviyeleri birbirinden farklı olursa inelastik saçılım oluşur ve buna Raman saçılımı denir. Bu fotonlar yöntemli olarak saçılmaya zorlanırsa buna uyarılmış (stimüle edilmiş) Raman saçılımı (SRS) denir.

#### Öz Fazlı Kipleme

Kırılma indisinin optik şiddete bağımlılığı fiber içinde yayılan dalganın, doğrusal olmayan bir faz kaymasına uğramasına neden olur. Bu faz kayması, gönderilen bir darbenin spektrumunun genişlemesine yol açar. Bu kayma, darbenin kendi şekline bağımlı olduğu için buna öz fazlı kipleme (SPM) denir. SPM'nin neden olduğu faz kayması aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$\phi_{SPM} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I(t) z \quad (2.9)$$





Şekil 2.4:  $\chi^{(3)}$  ortamında üçüncü harmonik üretimi

### Çapraz Fazlı Kipleme

Optik fiber içinde iki veya daha fazla optik darbe varsa, bunlar birbirleriyle etkileşime girebilirler. Bu etkileşimden oluşan doğrusal olmayan faz kaymasına çapraz fazlı kipleme (XPM) denir. XPM oluştuğunda her zaman SPM de ona eşlik eder. SPM'ye benzer olarak XPM'de de darbe spektrumları genişler. SPM'de simetrik olan bu genişleme XPM'de diğer frekans bileşenlerinin etkisiyle asimetriktir. XPM'nin neden olduğu faz kayması aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$\phi_{XPM} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I_p(t) z \quad (2.10)$$

### Üçüncü Harmonik Üretimi

Üçüncü harmonik üretimi, aynı frekansta üç fotonun yerine üç katı frekanslarında tek foton oluşma işlemidir. (Şekil 2.4)  $\chi^{(3)}$  ortamında üçüncü harmonik üretimi çok verimli gerçekleştirilemediği için genellikle başka bir yol izlenerek elde edilir. Önce  $\chi^{(2)}$  ortamında sinyalin ikinci harmoniği üretilir. Daha sonra yine aynı ortamda bu harmonikle sinyalin kendisi toplam frekans üretimi yöntemiyle toplanır ve üçüncü harmonik üretilmiş olur.

### 2.3 Dört Dalga Karışımı

Kırılma indisi gibi ortam parametrelerinin kiplenmesini içeren işlemlere parametrik işlem denir. Üçüncü dereceden parametrik işlem, dört optik dalganın kendi aralarında doğrusal olmayan etkileşiminden meydana gelir. Dört dalga karışımı ise bir veya daha fazla frekansta fotonun yok olup yerine başka fotonların oluşmasıyla gerçekleşen üçüncü dereceden bir parametrik işlemdir[16]. Parametrik işlemler sırasında ilk ve son kuvantum-mekanik durumlar aynıdır ve foton enerjisi korunur. Soğurma katsayısı  $\alpha$  sıfırdır, bu yüzden  $\chi^{(3)}$ 'ün her zaman için reel olduğu kabul edilebilir. Bu işlemin SRS ve SBS'den farkı ise verimli bir şekilde çalışabilmesi için faz uyumunun önemli olmasıdır. Bunu sağlamak için belirli frekans ve kırılma indislerinin seçilmesi gerekir. Doğrusal olmayan etkileşimleri incelerken, x eksenini boyunca doğrusal olarak polarize olmuş,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\omega_3$ ,  $\omega_4$  frekanslarında salınan dört optik dalgayı ele alalım. Burada toplam elektrik alan,

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 E_j \exp[i(k_j z - w_j t)] + c.c. \quad (2.11)$$

olarak yazılabilir. Burada  $k_j = n_j w_j / c$  ve  $n_j$  ise kırılma indisidir. Bu denklemdaki dört dalganın da aynı yönde ilerlediği varsayılmıştır.  $\mathbf{E}$  ile aynı formda yazılan  $\mathbf{P}_{NL}$  denklemi ise aşağıdaki gibidir.

$$\mathbf{P}_{NL} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 P_j \exp[i(k_j z - w_j t)] + c.c. \quad (2.12)$$

Eğer 2.12 denkleminde, 2.4 denklemini yerine koyarsak, 44 değişik frekans bileşeninden oluşan bir denklem bulunur. Bu frekanslar

$$\begin{aligned} \omega_4 = & \omega_1, \omega_2, \omega_3, 3\omega_1, 3\omega_2, 3\omega_3, (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3), (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3), \\ & (\omega_1 + \omega_3 - \omega_2), (\omega_3 + \omega_2 - \omega_1), (2\omega_1 \pm \omega_2), (2\omega_1 \pm \omega_3), (2\omega_2 \pm \omega_1), \\ & (2\omega_2 \pm \omega_3), (2\omega_3 \pm \omega_1), (2\omega_3 \pm \omega_2) \end{aligned}$$

ve bunların negatifleri olarak yazılabilir. Dört dalga karışımı olabilmesi için yukarıdaki herhangi 4 frekansın birbiriyle uyumlu olması, yani hem enerjinin hem de momentumun korunması gerekir.

### 2.3.1 Dejenere Olmayan Dört Dalga Karışımı

Dört dalga karışımı işleminin genel hali olan dejenere olmayan durumda  $\omega_2$  ve  $\omega_4$  frekanslarında iki foton enerjilerini  $\omega_1$  ve  $\omega_3$  frekanslarındaki fotonlara aktarır.  $\omega_2$  ve  $\omega_4$  frekanslarına pompa sinyalleri,  $\omega_1$  ve  $\omega_3$  frekanslarına ise sırasıyla sinyal ve idler denir. Parametrik işlemde enerjinin korunumunu sağlamak için,

$$\hbar\omega_2 + \hbar\omega_4 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_3 \quad (2.13)$$

$$\omega_2 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_3 \quad (2.14)$$

yazmak gereklidir. Burada  $\hbar$  indirgenmiş Planck sabitidir ve Planck sabiti olan  $h$ 'nin  $2\pi$ 'ye bölünmesiyle bulunur. Benzer şekilde faz-uyumu için de

$$\begin{aligned} \Delta k &= k_2 + k_4 - k_1 - k_3 \\ &= (n_2\omega_2 + n_4\omega_4 - n_1\omega_1 - n_3\omega_3)/c = 0 \end{aligned} \quad (2.15)$$

denkleminin sağlanması gereklidir.

### 2.3.2 Dejenere Dört Dalga Karışımı

Bu tezde daha ayrıntılı incelenecek olan  $\omega_1 + \omega_3 = \omega_2 + \omega_4$  genel durumunda  $\omega_2 = \omega_4$  seçerek oluşan dejenere durumdur. Bu durumda  $\omega_2$  frekansındaki 2 foton yok olur ve  $\omega_1$  ve  $\omega_3$  frekansında 2 foton, enerjinin korunmasını sağlayacak şekilde eşanlı olarak aşağıdaki gibi oluşur:

$$\omega_1 + \omega_3 = 2\omega_2 \quad (2.16)$$

Bu işlemin oluşabilmesi için gerekli olan faz-uyumu ise

$$\begin{aligned}\Delta k &= k_1 + k_3 - 2k_2 \\ &= (n_1\omega_1 + n_3\omega_3 - 2n_2\omega_2)/c = 0\end{aligned}\quad (2.17)$$

biçimindedir. Optik fiberlerde bu dejenere durum için faz uyumunu yaratmak daha kolaydır.  $\omega_2$  frekansında güçlü tek bir pompa dalgası,  $\omega_1$  ve  $\omega_3$  frekansında sinyallere dönüşür. Eğer pompa sinyaliyle birlikte zayıf bir  $\omega_1$  sinyali de fiberde başlatılırsa, bu sinyal yükseltilir ve  $\omega_3$  frekansında yeni bir sinyal daha oluşur. Bu tür bir yükseltme işleminden sorumlu kazanç parametrik kazanç denir ve bu kazanç optik parametrik amfi yapımında kullanılabilir.

## 2.4 Bağışık Genlik Denklemleri

Bir fiberde desteklenen değişik frekanslarda çalışan modlar, (2.11) denkleminde gösterildiği gibi kılavuzlu modların toplam elektrik alanları, her bir bireysel normal modun süperpozisyonu şeklinde yazılabilir. Polarizasyon için de aynı şeyin geçerliliği (2.12) denklemi ile gösterilmiştir. Burada sürekli dalga koşulu için elektrik alanlardaki zamana bağımlılık ihmal edilebilir ama elektrik alanların uzaysal(uzamsal) bağımlılığı aşağıdaki denklem kullanılarak konuya dahil edilebilir:

$$E_j = F_j(x, y)A_j(z) \quad (2.18)$$

Burada  $F_j(x, y)$  fiber içinde yayılan j'nci alanın fiber modunun uzaysal dağılımıdır. Serbest akım veya yük olmayan ortamlarda Maxwell denklemleri şu şekildedir:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (2.19)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.21)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.22)$$

Manyetik olmayan maddelerde temel bünye denklemleri ise,

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.23)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.24)$$

şeklindedir. Burada  $\epsilon_0$  ve  $\mu_0$  serbest uzaydaki geçirgenlik ve dielektrik katsayılarıdır.  $\mathbf{E}$  ve  $\mathbf{H}$  elektrik ve manyetik alanlar,  $\mathbf{D}$  ve  $\mathbf{B}$  ise elektrik ve manyetik akı yoğunlukları,  $\mathbf{P}$  ise indüklenmiş polarizasyondur. Temel bünye denklemlerini ve Maxwell denklemlerini kullanarak bağlaşıklık genlik denklemlerini çıkarmak için kullanacağımız dalga denklemini çıkarabiliriz.

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.25)$$

Bu denklemde sırasıyla toplam elektrik alan ve doğrusal olmayan polarizasyon denklemleri olan (2.11) ve (2.12)'u yerine koyup, polarizasyonun doğrusal kısmı için de (2.12) denklemine benzer bir denklemi kullanacağız. (2.18) denklemini de kullanarak (2.25) denkleminin sol tarafındaki elemanları aşağıdaki şekilde daha açık bir şekilde yazılabilir.

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \sum_{j=1}^4 [A_j e^{i\theta_j} (\frac{\partial^2 F_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_j}{\partial y^2}) + F_j e^{i\theta_j} (2ik_j \frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{\partial^2 A_j}{\partial z^2} - k_j^2 A_j)] \quad (2.26)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2} \sum_{j=1}^4 [E_j e^{i\theta_j} w_j^2] \quad (2.27)$$

Burada  $\theta_j = k_j - w_j t$ 'dir. Denklem sağı tarafındaki polarizasyon elemanları ise (2.3) ve (2.4) kullanılarak elektrik alan cinsinden yazılabilir. Toplam elektrik alan ise  $\mathbf{E} = \frac{1}{2}(E_1 e^{i\theta_1} + E_2 e^{i\theta_2} + E_3 e^{i\theta_3} + E_4 e^{i\theta_4})$  gibidir. Paraksiyel yaklaşırtmanın (yavaş değışen zarf yaklaşırtması) yapıldığı bu durumda, multimod bir fiberde

$A_j(z)$  dalgalarının gelişimini gösteren denklemler aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{in_2\omega_1}{c} [(f_{11} |A_1|^2 + 2 \sum_{k \neq 1} f_{1k} |A_k|^2) A_1 + 2f_{1324} A_2 A_3^* A_4 e^{i\Delta kz}] \quad (2.28)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{in_2\omega_2}{c} [(f_{22} |A_2|^2 + 2 \sum_{k \neq 2} f_{2k} |A_k|^2) A_2 + 2f_{2413} A_1 A_3 A_4^* e^{-i\Delta kz}] \quad (2.29)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{in_2\omega_3}{c} [(f_{33} |A_3|^2 + 2 \sum_{k \neq 3} f_{3k} |A_k|^2) A_3 + 2f_{3124} A_1^* A_2 A_4 e^{i\Delta kz}] \quad (2.30)$$

$$\frac{dA_4}{dz} = \frac{in_2\omega_4}{c} [(f_{44} |A_4|^2 + 2 \sum_{k \neq 4} f_{4k} |A_k|^2) A_4 + 2f_{4213} A_1 A_2^* A_3 e^{-i\Delta kz}] \quad (2.31)$$

Burada  $n_2$ , (2.7) denkleminde tanımlanan doğrusal olmayan kırılma indisi,  $\Delta k$  ise (2.15) denkleminde tanımlanan dalga-vektörü uyumsuzluğudur. Multimod fiberlerde hesaplanması gerekli olan ve (x,y) dağılımıyla ilgili olan  $f_{jk}$  ve  $f_{ijkl}$  ise örtüşmeli integrallerdir. Tek modlu fiberlerde bu integrallerin yaklaşık olarak birbirine eşit olduğu varsayılabilir:

$$f_{jk} \approx f_{ijkl} \approx 1/A_{eff} \quad (2.32)$$

Burada  $A_{eff}$ , fiberde ışık enerjisinin büyük bölümünün yer aldığı etkin merkez alanıdır ve mod dağılımına aşağıdaki denklemle bağlıdır:

$$A_{eff} = \frac{(\int \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^2 dx dy)^2}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^4 dx dy} \quad (2.33)$$

Tek modlu fiberlerde,  $A_{eff}$  değeri 20-100  $\mu m^2$  civarında değerler olsa da yüksek oranda doğrusal olmayan fiberlerde bu değer 10  $\mu m^2$  değerine kadar düşebilir. Gelişen teknoloji yardımıyla yeni üretilmeye başlanan mikro-yapısal fiberlerde  $A_{eff}$  değeri 0.3-2  $\mu m^2$  değerlerine kadar düşürülmüştür[17].

### 2.4.1 Dejenere Durum İçin Bağlaşık Genlik Denklemlerinin Çıkarılması

Bölüm (2.3.2)'de bahsedilen durum için fiberlerde yeniden yazılan dalga denklemi elemanları aşağıdaki gibi olur.

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \sum_{j=1}^3 [A_j e^{i\theta_j} (\frac{\partial^2 F_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_j}{\partial y^2}) + F_j e^{i\theta_j} (2ik_j \frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{\partial^2 A_j}{\partial z^2} - k_j^2 A_j)] \quad (2.34)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2} \sum_{j=1}^3 [E_j e^{i\theta_j} w_j^2] \quad (2.35)$$

Toplam elektrik alan ise  $\mathbf{E} = \frac{1}{2}(E_1 e^{i\theta_1} + E_2 e^{i\theta_2} + E_3 e^{i\theta_3})$  olarak değişir. Bu denklemi (2.12) denkleminin içine yazarsak bulunan doğrusal olmayan polarizasyon denklemi aşağıdaki gibi olur:

$$\begin{aligned} P_{NL} = & \frac{\epsilon_o \chi^{(3)}}{8} [\underline{E_1 e^{i\theta_1} (|E_1|^2 + 2|E_2|^2 + 2|E_3|^2)} + \underline{E_2 e^{i\theta_2} (|E_2|^2 + 2|E_1|^2 + 2|E_3|^2)} \\ & + \underline{E_3 e^{i\theta_3} (2|E_1|^2 + 2|E_2|^2 + |E_3|^2)} + 2E_1^* E_2 E_3 e^{i(\theta_2 + \theta_3 - \theta_1)} + 2E_1 E_2 E_3^* e^{i(\theta_1 + \theta_2 - \theta_3)} \\ & + \underline{2E_1 E_2^* E_3 e^{i(\theta_1 + \theta_3 - \theta_2)}} + \underline{E_2^2 E_1^* e^{i(2\theta_2 - \theta_1)}} + \underline{E_2^2 E_3^* e^{i(2\theta_2 - \theta_3)}} + \underline{E_1^2 E_2^* e^{i(2\theta_1 - \theta_2)}} \\ & + \underline{E_1^2 E_3^* e^{i(2\theta_1 - \theta_3)}} + \underline{E_3^2 E_1^* e^{i(2\theta_3 - \theta_1)}} + \underline{E_3^2 E_2^* e^{i(2\theta_3 - \theta_2)}}] \end{aligned} \quad (2.36)$$

Burada altı çizili olan elemanlar faz uyumu dolayısıyla dört dalga karışımı işlemine dahil edilebilir. Dejenere olmayan durumdaki bağlaşık dalga denklemlerine benzer şekilde oluşan yeni denklemler aşağıdaki gibidir:

$$\frac{dA_2}{dz} = i\gamma_2 [A_2 (|A_2|^2 + 2|A_1|^2 + 2|A_3|^2) + 2A_1 A_3 A_2^* e^{-i\Delta kz}] \quad (2.37)$$

$$\frac{dA_1}{dz} = i\gamma_1 [A_1 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + 2|A_3|^2) + A_2^2 A_3^* e^{i\Delta kz}] \quad (2.38)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = i\gamma_3 [A_3 (|A_3|^2 + 2|A_2|^2 + 2|A_1|^2) + A_2^2 A_1^* e^{i\Delta kz}] \quad (2.39)$$

Burada doğrusal olmayan bir parametre olan  $\gamma_j$ 'yi tanımlayabiliriz:

$$\gamma_j = \frac{2\pi n_2}{\lambda_j A_{eff}} = \frac{w_j n_2}{c A_{eff}} \quad (2.40)$$

Bağlaşık denklemler çıkarılırken fiberde oluşan kayıplar ihmal edilmiştir. Eğer istenirse, denklemlerin sol tarafına  $A_j \frac{\alpha_j}{2}$  toplanarak dahil edilebilir. Burada  $\alpha_j$ , ilgili frekansların gördüğü kayıp katsayısıdır. Kayıp katsayısı eklendiğinde, doğrusal olmayan kırılma indisi  $n_2$ 'nin reel olduğu varsayımı geçersiz olur. Bu durumda enerji korunumu sağlanamaz, Raman saçılımı oluşur ve parametrik işlemin verimliliği azalır. Yukarıdaki bağlaşık denklemlerde, eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim SPM'den, ikinci ve üçüncü terimler ise XPM'den sorumludur. Sonuncu terim ise dalgalar arasındaki enerji transferinden sorumludur.

#### 2.4.2 Dejenere Dört Dalga Karışımı Denklemlerinin Normalizasyonu

Bağlaşık dalga denklemlerini daha kolay çözebilmek için gerçel diferansiyel denklemlere dönüştürülmeleri gereklidir. Bu dönüşümü gerçekleştirmek için bazı değişkenleri değiştirmek gerekir. Karmaşık sayılarla ifade edilebilen 3 değişkenin yerine 6 yeni reel değişken tanımlanmalıdır. Bunu yapmanın bir yolu da bu karmaşık genlikleri, bu genliklerin mutlak kısımları ve fazları olarak ayırmaktır. Faz uyumu sağlanmak istendiğinden, faz terimlerini tek bir faz uyumu terimi olarak yazarak değişken sayısını 6'dan 4'e indirmek mümkündür. Bu dört değişken sayesinde bağlaşık denklemler, reel diferansiyel denklemlere dönüştürülebilir.  $A_j$  karmaşık genliklerini ayrıştırmak için  $A_j = |A_j| e^{i\phi_j}$ ,  $j = 1, 2, 3$  şeklinde mutlak genlik ve faz terimleri olarak yazılabilir. Dönüşüm yapıldıktan sonra elde edilen denklemler aşağıdaki gibidir.

$$\frac{d|A_2|}{dz} = -2\gamma_2 |A_2| |A_3| |A_1| \sin\theta \quad (2.41)$$

$$\frac{d\phi_2}{dz} = \gamma_2 (|A_2|^2 + 2|A_1|^2 + 2|A_3|^2 + 2|A_1| |A_3| \cos\theta) \quad (2.42)$$

$$\frac{d|A_1|}{dz} = \gamma_1 |A_2|^2 |A_3| \sin\theta \quad (2.43)$$



$$\frac{d\phi_1}{dz} = \gamma_1(|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + 2|A_3|^2 - \frac{|A_2|^2|A_3|}{|A_1|}\cos\theta) \quad (2.44)$$

$$\frac{d|A_3|}{dz} = \gamma_3|A_2|^2|A_1|\sin\theta \quad (2.45)$$

$$\frac{d\phi_3}{dz} = \gamma_3(|A_3|^2 + 2|A_2|^2 + 2|A_1|^2 - \frac{|A_2|^2|A_1|}{|A_3|}\cos\theta) \quad (2.46)$$

Eğer faz farkı terimi olarak  $\theta = \Delta kz + 2\phi_2 - \phi_3 - \phi_1$  tanımlanırsa bu altı denklem aşağıdaki dört denkleme indirgenir:

$$\frac{d|A_2|}{dz} = 2\gamma_2|A_2||A_3||A_1|\sin\theta \quad (2.47)$$

$$\frac{d|A_1|}{dz} = -\gamma_1|A_2|^2|A_3|\sin\theta \quad (2.48)$$

$$\frac{d|A_3|}{dz} = -\gamma_3|A_2|^2|A_1|\sin\theta \quad (2.49)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dz} = \Delta k + \cos\theta[4\gamma_2|A_1||A_3| - \gamma_1\frac{|A_2|^2|A_3|}{|A_1|} - \gamma_3\frac{|A_2|^2|A_1|}{|A_3|}] - 2\gamma_2(|A_2|^2 + 2|A_1|^2 + 2|A_3|^2) \\ + \gamma_1(|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + 2|A_3|^2) + \gamma_3(|A_3|^2 + 2|A_2|^2 + 2|A_1|^2) \end{aligned} \quad (2.50)$$

Bu bağlaşıklık denklemlerdeki her bir genlik saniyede geçen foton sayısı olacak şekilde dönüşüm uygulamak için,

$$|A_j| = \sqrt{\hbar w_j} a_j, T = \frac{n_2}{c A_{eff}} \hbar (w_p^2 w_s w_i)^{1/2} z, \Delta S = \Delta kz/T \quad (2.51)$$

biçiminde yazabiliriz. Bu durumda son halini almış normalize edilmiş denklemler aşağıdaki gibi olur:

$$\frac{da_2}{dT} = -2a_2 a_1 a_3 \sin\theta \quad (2.52)$$

$$\frac{da_1}{dT} = a_2^2 a_3 \sin\theta \quad (2.53)$$

$$\frac{da_3}{dT} = a_2^2 a_1 \sin\theta \quad (2.54)$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\theta}{dT} = & \Delta S + \cos\theta \left[ 4a_1a_3 - \frac{a_2^2a_1}{a_3} - \frac{a_2^2a_3}{a_1} \right] \\
& - \frac{2w_2}{\sqrt{w_2^2w_1w_3}} (w_2a_2^2 + 2w_1a_1^2 + 2w_3a_3^2) \\
& + \frac{w_1}{\sqrt{w_2^2w_1w_3}} (w_1a_1^2 + 2w_2a_2^2 + 2w_3a_3^2) \\
& + \frac{2w_3}{\sqrt{w_2^2w_1w_3}} (w_3a_2^2 + 2w_1a_1^2 + 2w_2a_3^2) \tag{2.55}
\end{aligned}$$

Bu denklemlerde de görüldüğü gibi, faz ilişkisini temsil eden  $\theta$ 'yı değiştirerek foton akış yönünü pompadan sinyale veya tam tersi olarak belirleyebiliriz. Bu ilişki sayesinde istediğimiz sinyalin yükseltilmesini veya zayıflamasını kontrol edebiliriz. Bu ise faza duyarlı ve fazdan bağımsız amfi yapımında kullanılabilir.

## BÖLÜM 3

### DEJENERE DÖRT DALGA KARIŞIMI İÇİN KUVANTUM GÜRÜLTÜ ANALİZİ

#### 3.1 Giriş

Işığın sıkıştırılmış durumu, kuvantum gürültüsünü uyumlu (koherent) durumlara göre azalttığı için bir çok uygulama alanına sahiptir[18]. Sıkıştırılmış ışık üretebilmek için kullanılan yöntemlerden biri optik parametrik salıncılardır[19]. Salıncı elde etmek için ise  $\chi^{(2)}$  veya  $\chi^{(3)}$  ortamlar kullanılabilir. Dejenere dört dalga karışımı yoluyla elde edilen amfiler de salıncı yapımında kullanılan yöntemlerden biridir.

Bir ışık alanında, foton sayısının varyansı ortalama foton sayısından küçükse buna genlik-sıkıştırılmış denir. Dejenere dört dalga karışımı yöntemiyle yapılan fiber optik parametrik amfide  $\omega_p$  frekansında iki foton yok olup, yerine  $\omega_s$  ve  $\omega_i$  frekanslarında birer foton oluştuğunu varsayalım. Eğer  $\omega_s$  frekansında zayıf bir sinyal,  $\omega_p$  frekansındaki pompa sinyaliyle aynanda ortama gönderilirse zayıf sinyal belirli bir miktar yükseltilir. FOPA'da sıkıştırılmış sinyal üretebilmek için, ortamda yeterli sayıda  $\omega_s$  frekansında sinyal olması gereklidir.

#### 3.1.1 Dejenere Dört Dalga Karışımının Klasik ve Kuantum Analizi

Bu bölümde  $\chi^{(3)}$  ortamında dejenere dört dalga karışımı işlemindeki alan genlikleri ve kuvantum dalgalanmalarının formülasyonu çıkarılacaktır. Yapılacak

olan analizde, önceki bölümde elde edilen sonuçları kullanabiliriz.

$$\frac{d\hat{A}_p}{dz} = i\gamma_p[\hat{A}_p(|\hat{A}_p|^2 + 2|\hat{A}_s|^2 + 2|\hat{A}_i|^2) + 2\hat{A}_s\hat{A}_i\hat{A}_p^\dagger e^{-i\Delta kz}] \quad (3.1)$$

$$\frac{d\hat{A}_s}{dz} = i\gamma_s[\hat{A}_s(|\hat{A}_s|^2 + 2|\hat{A}_p|^2 + 2|\hat{A}_i|^2) + \hat{A}_p^2\hat{A}_i^\dagger e^{i\Delta kz}] \quad (3.2)$$

$$\frac{d\hat{A}_i}{dz} = i\gamma_i[\hat{A}_i(|\hat{A}_i|^2 + 2|\hat{A}_p|^2 + 2|\hat{A}_s|^2) + \hat{A}_p^2\hat{A}_s^\dagger e^{i\Delta kz}] \quad (3.3)$$

Burada  $\hat{A}$  ve  $\hat{A}^\dagger$  sırasıyla foton yok olma ve üretme operatörlerini temsil etmektedir. Bu denklemler yazılırken (2.37)-(2.39) denklemlerindeki (1,2,3) yerine (s,p,i) kullanılmıştır. Kuantum operatörlerinin gelişimini analiz etmek için alan genliklerine doğrusallaştırma yaklaşıması yöntemini uygulayabiliriz. Kuantum operatörlerini, ortalama alanlar ve onların çevresindeki küçük düzensizlikler olarak yazabiliriz:

$$\hat{A}_j = \Delta\hat{A}_j + \langle \hat{A}_j \rangle \quad (3.4)$$

Burada  $\langle \hat{A}_j \rangle$ ,  $\hat{A}_j$  operatörünün ortalaması,  $\Delta\hat{A}_j$  ise o operatörün kuantum düzensizliğidir. Bu varsayım, frekanslar arası dönüşüm verimli olduğu sürece geçerli sayılabilir. Fiberlerde, uzun etkileşim olduğu sürece bu dönüşümü verimli sayabiliriz. (3.4) denklemini, (3.1), (3.2), (3.3) denklemlerinde yerine yazarsak, ortalama alanların gelişimi denklemlerini aşağıdaki gibi buluruz:

$$\frac{d\langle \hat{A}_p \rangle}{dz} = i\gamma_p[\langle \hat{A}_p \rangle(|\langle \hat{A}_p \rangle|^2 + 2|\langle \hat{A}_s \rangle|^2 + 2|\langle \hat{A}_i \rangle|^2) + 2\langle \hat{A}_s \rangle\langle \hat{A}_i \rangle\langle \hat{A}_p \rangle^* e^{-i\Delta kz}] \quad (3.5)$$

$$\frac{d\langle \hat{A}_s \rangle}{dz} = i\gamma_s[\langle \hat{A}_s \rangle(|\langle \hat{A}_s \rangle|^2 + 2|\langle \hat{A}_p \rangle|^2 + 2|\langle \hat{A}_i \rangle|^2) + \langle \hat{A}_p \rangle^2\langle \hat{A}_i \rangle^* e^{i\Delta kz}] \quad (3.6)$$

$$\frac{d\langle \hat{A}_i \rangle}{dz} = i\gamma_i[\langle \hat{A}_i \rangle(|\langle \hat{A}_i \rangle|^2 + 2|\langle \hat{A}_p \rangle|^2 + 2|\langle \hat{A}_s \rangle|^2) + \langle \hat{A}_p \rangle^2\langle \hat{A}_s \rangle^* e^{i\Delta kz}] \quad (3.7)$$

Bu denklemler çıkarılırken  $|\hat{A}_j|^2 = \hat{A}_j\hat{A}_j^* = (\Delta\hat{A}_j + \langle \hat{A}_j \rangle)(\Delta\hat{A}_j^* + \langle \hat{A}_j \rangle^*)$  eşitliği kullanılmıştır. (3.1), (3.2), (3.3) denklemleri açıldıktan sonra, ortalama alan denklemlerinden geriye kalanlar kuantum düzensizlikleri denklemleridir. Sadece

birinci dereceden düzensizlikleri hesaplamalara katmak, düzensizlikler ortalama alanlara göre çok küçük olduğu için doğru bir yaklaştırma sayılabilir. Bu şekilde doğrusallaştırılmış kuvantum düzensizlikleri

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta\hat{A}_p}{dz} &= i\gamma_p[2\Delta\hat{A}_p(|\langle\hat{A}_p\rangle|^2 + |\langle\hat{A}_s\rangle|^2 + |\langle\hat{A}_i\rangle|^2) + \Delta\hat{A}_p^*(\langle\hat{A}_p\rangle)^2 \\ &\quad + 2\Delta\hat{A}_s\langle\hat{A}_p\rangle\langle\hat{A}_s\rangle^* + 2\Delta\hat{A}_s^*\langle\hat{A}_p\rangle\langle\hat{A}_s\rangle + 2\Delta\hat{A}_i\langle\hat{A}_p\rangle\langle\hat{A}_i\rangle^* + 2\Delta\hat{A}_i^*\langle\hat{A}_p\rangle\langle\hat{A}_i\rangle \\ &\quad + 2(\Delta\hat{A}_p^*\langle\hat{A}_s\rangle\langle\hat{A}_i\rangle + \Delta\hat{A}_s\langle\hat{A}_i\rangle\langle\hat{A}_p\rangle^* + \Delta\hat{A}_i\langle\hat{A}_s\rangle\langle\hat{A}_p\rangle^*)e^{-i\Delta kz}] \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta\hat{A}_s}{dz} &= i\gamma_s[2\Delta\hat{A}_s(|\langle\hat{A}_s\rangle|^2 + |\langle\hat{A}_p\rangle|^2 + |\langle\hat{A}_i\rangle|^2) + \Delta\hat{A}_s^*(\langle\hat{A}_s\rangle)^2 \\ &\quad + 2\Delta\hat{A}_p\langle\hat{A}_s\rangle\langle\hat{A}_p\rangle^* + 2\Delta\hat{A}_p^*\langle\hat{A}_s\rangle\langle\hat{A}_p\rangle + 2\Delta\hat{A}_i\langle\hat{A}_s\rangle\langle\hat{A}_i\rangle^* + 2\Delta\hat{A}_i^*\langle\hat{A}_s\rangle\langle\hat{A}_i\rangle \\ &\quad + (2\Delta\hat{A}_p\langle\hat{A}_i\rangle^*\langle\hat{A}_p\rangle + \Delta\hat{A}_i^*(\langle\hat{A}_p\rangle)^2)e^{i\Delta kz}] \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta\hat{A}_i}{dz} &= i\gamma_i[2\Delta\hat{A}_i(|\langle\hat{A}_i\rangle|^2 + |\langle\hat{A}_p\rangle|^2 + |\langle\hat{A}_s\rangle|^2) + \Delta\hat{A}_i^*(\langle\hat{A}_i\rangle)^2 \\ &\quad + 2\Delta\hat{A}_p\langle\hat{A}_i\rangle\langle\hat{A}_p\rangle^* + 2\Delta\hat{A}_p^*\langle\hat{A}_i\rangle\langle\hat{A}_p\rangle + 2\Delta\hat{A}_s\langle\hat{A}_i\rangle\langle\hat{A}_s\rangle^* + 2\Delta\hat{A}_s^*\langle\hat{A}_i\rangle\langle\hat{A}_s\rangle \\ &\quad + (2\Delta\hat{A}_p\langle\hat{A}_s\rangle^*\langle\hat{A}_p\rangle + \Delta\hat{A}_s^*(\langle\hat{A}_p\rangle)^2)e^{i\Delta kz}] \end{aligned} \quad (3.10)$$

şeklinde yazılabilir. Ortalama alan hesaplamalarını kolaylaştırmak için, bir önceki bölümde yaptığımız normalizasyonun bir benzerini burada da yapacağız. Bunun için aşağıdaki boyutsuz değişkenleri kullanabiliriz:

$$u_j \equiv \frac{|\langle\hat{A}_j(z)\rangle|}{|\langle\hat{A}_p(0)\rangle|} \quad (3.11)$$

$$\zeta \equiv \gamma|\langle\hat{A}_p(0)\rangle|^2 z \quad (3.12)$$

$$\Delta s \equiv \frac{\Delta k}{\gamma|\langle\hat{A}_p(0)\rangle|^2} \quad (3.13)$$

Burada  $\gamma \approx \gamma_p \approx \gamma_j \approx \gamma_i$  olarak kabul edilmiştir. Bu yaklaştırma da birbirine yakın frekanslar için geçerli sayılabilir. Eğer yeni değişkenler yerine yazılırsa, ortalama alanlar ve onların fazları aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{du_p}{d\zeta} = -2u_p u_s u_i \sin \theta \quad (3.14)$$

$$\frac{du_s}{d\zeta} = u_i u_p^2 \sin \theta \quad (3.15)$$

$$\frac{du_i}{d\zeta} = u_s u_p^2 \sin \theta \quad (3.16)$$

$$\frac{d\phi_p}{d\zeta} = u_p^2 + 2u_s^2 + 2u_i^2 + 2u_s u_i \cos \theta \quad (3.17)$$

$$\frac{d\phi_s}{d\zeta} = u_s^2 + 2u_p^2 + 2u_i^2 + \frac{u_p^2 u_i}{u_s} \cos \theta \quad (3.18)$$

$$\frac{d\phi_i}{d\zeta} = u_i^2 + 2u_p^2 + 2u_s^2 + \frac{u_p^2 u_s}{u_i} \cos \theta \quad (3.19)$$

Burada faz denklemleri,  $\theta = \Delta s \zeta + 2\phi_p - \phi_s - \phi_i$  denklemi kullanılarak tek bir denkleme indirgenebilir. Alan genlikleri, bağıl foton akısının, pompa sinyalinin girişteki foton akısına oranı  $|u_j|^2$  olacak şekilde normalize edilmiştir. Birinci dereceden düzensizlikler hesaba katılarak yazılan denklemler ise aşağıdaki gibi olur:

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta\hat{A}_p}{d\zeta} = & i[2\Delta\hat{A}_p(u_p^2 + u_s^2 + u_i^2) + \Delta\hat{A}_p^* u_p^2 e^{i2\phi_p} + 2\Delta\hat{A}_s u_p u_s e^{i(\phi_p - \phi_s)} \\ & + 2\Delta\hat{A}_s^* u_p u_s e^{i(\phi_p + \phi_s)} + 2\Delta\hat{A}_i u_p u_i e^{i(\phi_p - \phi_i)} + 2\Delta\hat{A}_i^* u_p u_i e^{i(\phi_p + \phi_i)} \\ & + 2(\Delta\hat{A}_p^* u_s u_i e^{i(\phi_s + \phi_i - \Delta s \zeta)} + \Delta\hat{A}_s u_i u_p e^{i(\phi_i - \phi_p - \Delta s \zeta)} \\ & + \Delta\hat{A}_i u_s u_p e^{i(\phi_s - \phi_p - \Delta s \zeta)}] \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\Delta\hat{A}_s}{d\zeta} &= i[2\Delta\hat{A}_s(u_s^2 + u_p^2 + u_i^2) + \Delta\hat{A}_s^* u_s^2 e^{i2\phi_s} + 2\Delta\hat{A}_p u_s u_p e^{i(\phi_s - \phi_p)} \\
&\quad + 2\Delta\hat{A}_p^* u_s u_p e^{i(\phi_p + \phi_s)} + 2\Delta\hat{A}_i u_s u_i e^{i(\phi_s - \phi_i)} + 2\Delta\hat{A}_i^* u_s u_i e^{i(\phi_s + \phi_i)} \\
&\quad + 2\Delta\hat{A}_p u_i u_p e^{i(\phi_p - \phi_i + \Delta s\zeta)} + \Delta\hat{A}_i^* (u_p)^2 e^{i(2\phi_p + \Delta s\zeta)}] \tag{3.21}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\Delta\hat{A}_i}{d\zeta} &= i[2\Delta\hat{A}_i(u_i^2 + u_p^2 + u_s^2) + \Delta\hat{A}_i^* u_i^2 e^{i2\phi_i} + 2\Delta\hat{A}_p u_i u_p e^{i(\phi_i - \phi_p)} \\
&\quad + 2\Delta\hat{A}_p^* u_i u_p e^{i(\phi_p + \phi_i)} + 2\Delta\hat{A}_s u_i u_s e^{i(\phi_i - \phi_s)} + 2\Delta\hat{A}_s^* u_i u_s e^{i(\phi_i + \phi_s)} \\
&\quad + 2\Delta\hat{A}_p u_s u_p e^{i(\phi_p - \phi_s + \Delta s\zeta)} + \Delta\hat{A}_s^* (u_p)^2 e^{i(2\phi_p + \Delta s\zeta)}] \tag{3.22}
\end{aligned}$$

Dejenere dört dalga karışımındaki düzensizlik operatörlerinin analizi sırasında, kolaylık sağlaması için, ortalama alanlarla aynı fazda olan düzensizlikleri hesaplayabiliriz.  $\Delta\hat{A}_j = \hat{a}_j e^{i\phi_j}$  olarak tanımlarsak yukarıdaki doğrusal üç denklem seti, matris formunda aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{d}{d\zeta} \hat{a} = i(T\hat{a} + U\hat{a}^\dagger) \tag{3.23}$$

Burada  $\hat{a} = [\hat{a}_p \ \hat{a}_s \ \hat{a}_i]^T$  ve T ve U matrisleri ise,

$$T = \begin{bmatrix} u_p^2 - 2u_s u_i \cos\theta & 2(u_p u_s + u_i u_p e^{-i\theta}) & 2(u_p u_i + u_s u_p e^{-i\theta}) \\ 2(u_p u_s + u_i u_p e^{i\theta}) & u_s^2 - \frac{u_i u_p^2}{u_s} \cos\theta & 2u_s u_i \\ 2(u_p u_i + u_s u_p e^{i\theta}) & 2u_s u_i & u_i^2 - \frac{u_s u_p^2}{u_i} \cos\theta \end{bmatrix} \tag{3.24}$$

$$U = \begin{bmatrix} u_p^2 + u_s u_i e^{-i\theta} & 2u_p u_s & 2u_p u_i \\ 2u_p u_s & u_s^2 & 2u_s u_i + u_p^2 e^{i\theta} \\ 2u_p u_i & 2u_s u_i + u_p^2 e^{i\theta} & u_i^2 \end{bmatrix} \tag{3.25}$$

şeklinde yazılabilir. Burada T ve U matrislerinin her bir elemanı olan  $T_{mn}$  ve  $U_{mn}$ , m'nci ve n'nci dalgalar arasındaki ilişkiyi temsil eder. Bu elemanları

çözebilmek için önce ortalama alan denklemlerini çözmek gereklidir. Buna ek olarak, (3.23) denkleminin doğrusallığı sayesinde çözümü aşağıdaki formda yazmak mümkündür:

$$\hat{a}(\zeta) = M\hat{a}(0) + N\hat{a}^\dagger(0) \quad (3.26)$$

Burada M ve N durum geçiş matrisleridir. Bu matrisler  $\hat{a}$  vektörünün  $\zeta = 0$  anındaki durumuyla daha sonraki herhangi bir  $\zeta$  anındaki durumu arasındaki ilişkiyi gösteren matrislerdir. (3.26) denklemini (3.23) denklemini içine yazarsak M ve N matrislerinin gelişimini gösteren denklemleri aşağıdaki gibi elde edebiliriz:

$$\frac{d}{d\zeta}M = i(TM + UN^*) \quad (3.27)$$

$$\frac{d}{d\zeta}N = i(TN + UM^*) \quad (3.28)$$

$\zeta = 0$  anında M birim matrisi ve N ise sıfır matrisidir. T matrisinin hermit matris, U matrisinin ise simetrik olmasını, yukarıdaki iki denklemlerle birlikte kullanırsak,

$$M^T M^* - N^\dagger N = I \quad (3.29)$$

$$M^T N^* - N^\dagger M = 0 \quad (3.30)$$

olduğunu ispat edebiliriz. (3.26) denklemini, matris formundaki Bogoliubov dönüşümüdür. (3.29) ve (3.29) denklemleri ise komütatörlerin toplamının etkileşim boyunca korunduğunu ifade etmemizi sağlar. Bu korunumu aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\sum_{j=p,s,i} [\hat{a}_j(\zeta), \hat{a}_j^\dagger(\zeta)] = \sum_{j=p,s,i} [\hat{a}_j(0), \hat{a}_j^\dagger(0)] \quad (3.31)$$

Bu denklem bütün şartlar altında geçerlidir. Çapraz komütatörler sıfıra eşit olmazsa bile  $([\hat{a}_j(0), \hat{a}_k^\dagger(0)], (j \neq k))$  bu toplam korunmaya devam edecektir. (3.26) denklemini, dejenere dört dalga karışımındaki alanların kuvantum optik özellikleri hakkındaki bütün bilgileri içerir. Bu bölümde genlik-sıkıştırma ile ilgilendiğimiz için foton sayısındaki küçük değişimleri gösteren  $\Delta\hat{n}$ 'yi



hesaplamamız gerekir. Burada  $\hat{n} = A^\dagger A$  foton sayısı operatörüdür. (3.4) ve (3.26) denklemlerini kullanarak,

$$\langle \hat{n}_j \rangle \cong \left| \langle \hat{A}_j \rangle \right|^2 = \left| \langle \hat{A}_p(0) \rangle \right|^2 |u_j|^2 \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned} \Delta \hat{n}_j &\cong \langle \hat{A}_j \rangle^* \Delta \hat{A}_j + \langle \hat{A}_j \rangle \Delta \hat{A}_j^\dagger \\ &= \left| \langle \hat{A}_j \rangle \right| [M \hat{a}_j(0) + N \hat{a}_j^\dagger(0)] + \left| \langle \hat{A}_j \rangle \right| [M^* \hat{a}_j^\dagger(0) + N^* \hat{a}_j(0)] \\ &= |\langle A_p(0) \rangle| |u_j| \sum_{k=1}^3 [(M_{jk} + N^*_{jk}) \hat{a}_j(0) + (M^*_{jk} + N_{jk}) \hat{a}_j^\dagger(0)] \quad (3.33) \end{aligned}$$

olduğunu gösterebiliriz. Bu denklemlerde de, daha önce kuvantum düzensizliklerini hesaplariken yaptığımız gibi, yüksek dereceli gürültü terimleri ihmal edilmiştir. Eğer  $[\hat{a}_j(0), \hat{a}_k^\dagger(0)]$  komütatörleri biliniyorsa, (3.33) denklemini kullanılarak alanların gürültü genliği aşağıdaki gibi hesaplanabilir:

$$\langle \Delta \hat{n}_j^2 \rangle = |\langle A_p(0) \rangle|^2 |u_j|^2 \sum_{k=1}^3 |M_{jk} + N^*_{jk}|^2 \quad (3.34)$$

Genlik-sıkıştırma analizi sırasında, dejenere optik parametrik amfideki üç dalganın Fano faktörlerinin hesaplanması gerekir. Bir dalganın Fano faktörü, o dalganın foton sayısının varyansının, ortalama foton sayısına oranı olarak tanımlanabilir.

$$F = \langle \Delta \hat{n}_j^2 \rangle / \langle \hat{n} \rangle \quad (3.35)$$

Koherent durum için, foton sayısı dağılımı Poissonian ve Fano faktörü de birimdir. Genlik-sıkıştırılmış ışık için Fano faktörü birden küçüktür ve bu durumdaki dalgalara Poissonian-altı karakteristikte dalgalardan denir. (3.32) ve (3.34) denklemlerini (3.35) denkleminde yerine yazarsak, Fano faktörünü aşağıdaki gibi buluruz:

$$F_j = \sum_{k=1}^3 |M_{jk} + N^*_{jk}|^2 \quad (3.36)$$

Hesaplamalar sırasında, her dalganın gelişimi, Fano faktörüyle birlikte hesaplanıp genlik-sıkıştırmasına uğradığı bölgeler belirlenecektir ( $F < 1$ ). Genlik-sıkıştırmasının miktarı ( $S_j$ ), Fano faktörünün tersi olarak aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$S_j = 1/F_j = \frac{1}{\sum_{k=1}^3 |M_{jk} + N_{jk}^*|^2} \quad (3.37)$$

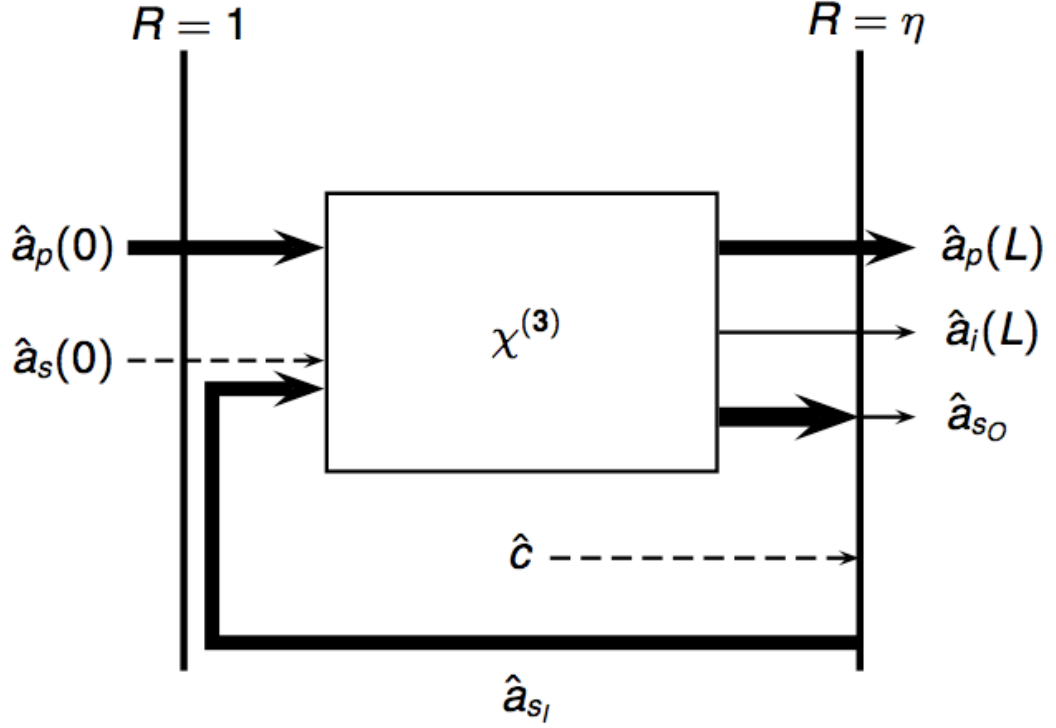
### 3.1.2 Tek Salımlı Fiber Optik Parametrik Osilatör

Bu bölümde içinde sadece sinyalin salınma başlamasına izin verilen FOPO'nun klasik ve kuvantum mekanik analizi yapılacaktır. Tek salımlı bir FOPO'da, kazanç ortamı olan bir FOPA ve geribesleme mekanizması için bir boşluk bulunur. İçeride salınma başlayan sinyalin bir kısmı dışarıya iletdikten sonra geriye kalan kısmı, salınımı tekrar başlatabilmek için FOPA'ya geri döner. Klasik ortalama alanların FOPO içindeki çözümlerini elde edebilmek için, dejenere dört dalga karışımı denklemlerini salınım koşulu için yazmak gerekir. Kuvantum gürültüsünün analizi için daha önceden doğrusallaştırdığımız kuvantum dalgalanmalarının FOPO içindeki her turdaki gelişimini hesaplayacağız.

Kalıcı durumda sinyaldeki bütün kayıplar toplamı, FOPA içinde gördüğü kazançla eşit olmalıdır:

$$\eta \frac{|u_s(L)|^2}{|u_s(0)|^2} = 1. \quad (3.38)$$

Burada  $\eta$  çıkıştaki yansıma katsayısı  $R$ 'nin büyüklüğü,  $L$  ise fiberin toplam uzunluğudur. Kuvantum gürültüsü analizinde öncelikle FOPA içine bağlanan gürültü kaynaklarını belirlememiz gerekir. Dört dalga karışımı için dört tane kuvantum gürültüsü kaynağı vardır. Bunlar iki pompa alanının ve inaktif alanın gürültüleri ile yansıma katsayısının 1 olmamasından kaynaklanan boşluk gürültüsüdür. Dejenere durumda ikiz pompalardan kaynaklanan gürültünün tek bir kaynak olduğu varsayılabilir. Bu durumda dejenere durum için üç tane kuvantum gürültüsü kaynağı olduğu söylenebilir. FOPO içinde kuvantum



Şekil 3.1: Salınım durumundaki bir FOPO'da kuvantum operatörlerinin şematik olarak gösterimi.

operatörlerinin gelişimi Şekil 3.1'te örneklenmiştir. FOPO içinde salınan sinyalin kuvantum gürültüsü ise bu üç kuvantum dalgalanması cinsinden yazılabilir:

$$\hat{a}_s(0) = \mu_i \hat{a}_i(0) + \mu_p \hat{a}_p(0) + \mu_c \hat{c} + \nu_i \hat{a}_i^\dagger(0) + \nu_i \hat{a}_i^\dagger(0) + \nu_c \hat{c}^\dagger \quad (3.39)$$

Burada  $\hat{c}$ , çıkışın FOPA'ya bağladığı vakumun yokolma operatörünü temsil eder. Bu operatörün ortalaması sıfırdır ve komütasyon ilişkisi ise  $[\hat{c}, \hat{c}^\dagger] = 1$ 'dir. Aynı operatörün, pompa ve inaktif operatörleriyle komütasyonu ise sıfırdır, yani onlardan bağımsızdır.

Boşlukta kuvantum gürültüsünün gelişimi iki kısımda incelenebilir. Birinci kısım fiber içindeki dönüşümler, ikinci kısım ise çıkıştaki yansımadan vakum gürültüsünün bağlanması. Bu durumda çıkış için,

$$\hat{a}_{sI} = \sqrt{\eta} \hat{a}_s(L) + \sqrt{1 - \eta} \hat{c} \quad (3.40)$$

$$\hat{a}_{sO} = \sqrt{1 - \eta} \hat{a}_s(L) + \sqrt{\eta} \hat{c} \quad (3.41)$$

dönüşümleri yazılabilir. Burada  $\hat{a}_{sI}$  ( $\hat{a}_{sO}$ ), yansıyan (iletlen) alanla alakalı düzensizlik operatörüdür. Kalıcı durumda, FOPO içindeki bir tur sonunda düzensizliklerde değişiklik olmaması gerekir. ( $\hat{a}_{sI} = \hat{a}_s(0)$ ) (3.39) denklemini (3.40) denklemi içinde yerine yazarsak,  $\mu_j$  ve  $\nu_j$  katsayılarının çözümü için gerekli olan denklemler yazılabilir:

$$(1 - \sqrt{\eta} M_{22}) \mu_i - \sqrt{\eta} N_{22} \nu_i^* = \sqrt{\eta} M_{23} \quad (3.42)$$

$$-\sqrt{\eta} N_{22}^* \mu_i + (1 - \sqrt{\eta} M_{22}^*) \nu_i^* = \sqrt{\eta} M_{23} \quad (3.43)$$

$$(1 - \sqrt{\eta} M_{22}) \mu_p - \sqrt{\eta} N_{22} \nu_p^* = \sqrt{\eta} M_{21} \quad (3.44)$$

$$-\sqrt{\eta} N_{22}^* \mu_p + (1 - \sqrt{\eta} M_{22}^*) \nu_p^* = \sqrt{\eta} M_{21} \quad (3.45)$$

$$(1 - \sqrt{\eta} M_{22}) \mu_i - \sqrt{\eta} N_{22} \nu_i^* = \sqrt{1 - \eta} \quad (3.46)$$

$$-\sqrt{\eta} N_{22}^* \mu_c + (1 - \sqrt{\eta} M_{22}^*) \nu_c^* = 0 \quad (3.47)$$

Eğer  $\mu$  ve  $\nu$  katsayıları bilinirse, pompa, inaktif ve sinyale ait düzensizlik operatörleri de FOPO içinde her yerde bulunabilir. (3.39) denklemini (3.26) denklemi içinde yerine yazarsak, FOPO çıkışındaki düzensizlik operatörleri, FOPO'ya bağlanan gürültü terimlerinin düzensizlik operatörleri cinsinden yazılabilir:

$$\hat{a}(L) = M' \hat{b} + N' \hat{b}^\dagger. \quad (3.48)$$

Burada  $\hat{b} = [\hat{c} \ \hat{a}_i(0) \ \hat{a}_p(0)]^T$  ve

$$M' = MO + NP^* \quad (3.49)$$

$$N' = MP + NO^* \quad (3.50)$$

olmak üzere ve O ve P matrisleri ise,

$$O = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ \mu_c & \mu_i & \mu_p \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.51)$$

$$P = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \nu_c & \nu_i & \nu_p \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.52)$$

şeklinde yazılabilir. M' ve N' matrisleri FOPA'nın kuvantum gürültü analizi yapılırken bulunan M ve N matrislerinin FOPO eşlenikleridir. Bu matrisler FOPO çıkışındaki pompa, sinyal ve inaktif düzensizliklerinin, yansımadan sonraki düzensizliklerle bağlantısını sağlarlar. Bu sistemdeki genlik-sıkıştırması ise yine aynı matrisler yardımıyla bulunabilir. Bu durumda FOPO'da, salınımda olmayan pompa ve inaktif alanlara ait Fano faktörü FOPA'ya benzer şekilde aşağıdaki gibi bulunabilir:

$$F_{jO} = \sum_{k=1}^3 |M'_{jk} + N'^*_{jk}|^2 \quad (3.53)$$

Burada  $j = p, s, i$ 'dir. Sinyale ait Fano faktörünü bulmak için başka bir yol daha izleyebiliriz. Salınımda bulunan sinyalin dışarıya iletilen kısmı FOPO içine bağlanan alanlar cinsinden yazılabilir. (3.39), (3.40) ve (3.41) ile  $\hat{a}_{sI} = \hat{a}_s(0)$  denklemlerini kullanarak  $\hat{a}_{sO}$  aşağıdaki gibi bulunabilir:

$$\begin{aligned} \hat{a}_{sO} &= \sqrt{\frac{1-\eta}{\eta}} \hat{a}_s(0) - \frac{1}{\sqrt{\eta}} \hat{c} \\ &= \sqrt{\frac{1-\eta}{\eta}} (\mu_i \hat{a}_i(0) + \mu_p \hat{a}_p(0)) + \left( \sqrt{\frac{1-\eta}{\eta}} \mu_c - \frac{1}{\sqrt{\eta}} \right) \hat{c} \\ &\quad + \sqrt{\frac{1-\eta}{\eta}} (\nu_i \hat{a}_i^\dagger(0) + \nu_p \hat{a}_p^\dagger(0) + n u_c \hat{c}^\dagger) \end{aligned} \quad (3.54)$$

(3.54) denklemleri ile  $\hat{a}_p$ ,  $\hat{a}_i$  ve  $\hat{c}$  için komütasyon ilişkilerini kullanarak çıkıştaki sinyalin Fano faktörünü bulabiliriz:

$$F_{sO} = \left[ \frac{1-\eta}{\eta} \sum_{k=p,i} |\mu_k + \nu_k^*|^2 + \left| \sqrt{\frac{1-\eta}{\eta}} (\mu_c + \nu_c^*) - \frac{1}{\sqrt{\eta}} \right|^2 \right] \quad (3.55)$$

FOPO'dan elde edilen ve Fano faktörünün tersi olan sıkıştırma miktarı ise  $S_j = 1/F_{jO}$  şeklindedir.

## BÖLÜM 4

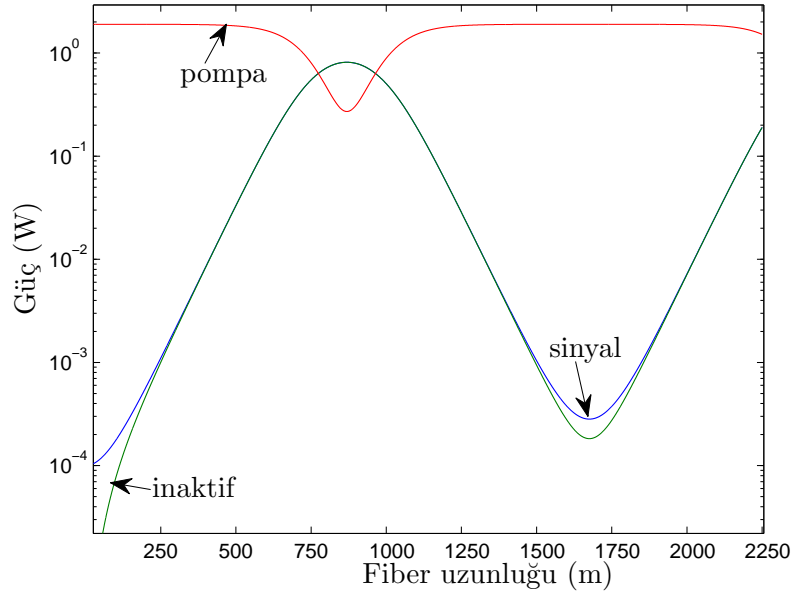
### SAYISAL ÇÖZÜMLER

#### 4.1 Fiber Optik Parametrik Yükseltici

Sayısal çözümler yapılırken, hem kavramların daha iyi örneklenmesi açısından bağlaşıklık genlik denklemleri, hem de daha genel sonuçlara daha kolay ulaşmamızı sağlayan normalize edilmiş denklemler kullanılmıştır. (2.37), (2.38) ve (2.39) denklemlerinin çözümü için ortam olarak silika fiberleri seçebiliriz. Bu durumda kullanabileceğimiz frekansları seçerken  $2\omega_2 = \omega_1 + \omega_3$  denklemine uyulur ve bunlar denklem (2.8)'de,  $\lambda_2 = 1.55\mu m$ ,  $\lambda_1 = 1.58\mu m$ ,  $\lambda_3 = 1.5213\mu m$  olarak yerine konulursa, her bir kırılma indisinin frekansa bağlı kısmı hesaplanabilir. Burada  $\lambda_j$  değerleri, normal şartlarda sinyallerin uğradığı kaybın en aza indiği dalgaboyu olan  $\lambda = 1.55\mu m$  çevresinde seçilmiştir ve incelenen durum için dalgaların gelişimine etkisi yok sayılabilir. Doğrusal olmayan parametre  $\gamma_2 = 10.5W^{-1}/km$ ,  $A_2$  alanının girişteki gücü  $P_0 = 1.9W$  ve  $A_1$  alanının giriş gücü ise  $0.1mW$  olarak belirlendiğinde alanların gelişim grafiği Şekil 4.1'deki gibi olur.  $\Delta k$  değeri ise aşağıda verilen (4.1) denkleminde, kazanç katsayısı olan  $g$ 'yi maksimize edecek şekilde  $-0.02m^{-1}$  olarak seçilmiştir. Etkin alan  $A_{eff} = 10\mu m^2$  seçilerek  $\gamma_p > 10W^{-1}/km$  olması sağlanmış, böylece mümkün olan maksimum kazanç biraz daha ileriye itilmiştir.

$$g \approx \sqrt{(\gamma_2 P_0)^2 - (\kappa/2)^2}, \quad \kappa = \Delta k + 2\gamma P_0. \quad (4.1)$$

Şekil 4.1'ye bakıldığında, dalgaların gelişiminin iki bölgede incelenebileceği görülebilir: Dönüştürme ve geri-dönüştürme. Dönüştürme bölgesinde, Pompanın



Şekil 4.1: 1.9Watt'lık pompa girişi kullanıldığında alanların gelişimi

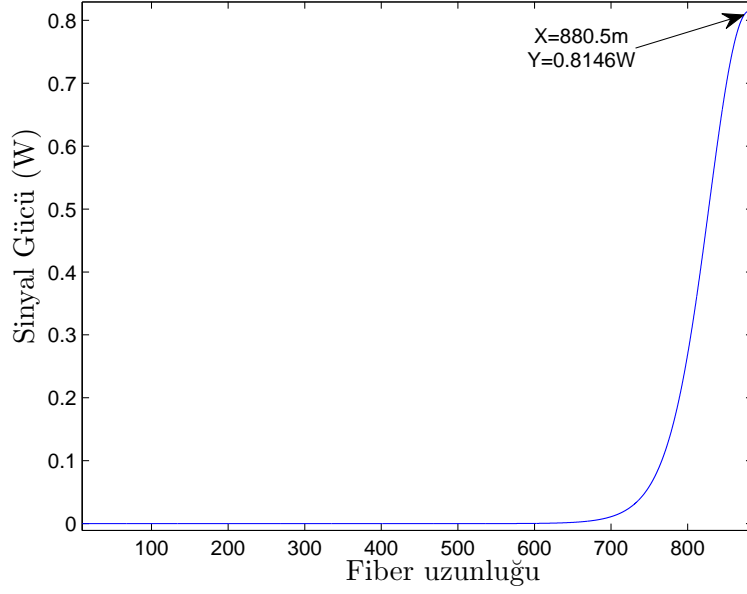
gücü sinyal ve inaktif dalgalarına aktarılır. Geri-dönüştürme bölgesinde ise sinyal ve inaktif dalgaları güçlerini tekrar pompa sinyaline aktarır.

Belirli bir uzunlukta fiber ve sabit pompa sinyali kullanıldığında, girişe uygulanan düşük güçte bir sinyalin fiber çıkışına kadar yükseltilmesi sağlanabilir. 0.1mW'lık bir sinyalin yukarıda belirlenen koşullarda maksimum kazanca ulaşabilmesi için 880.5 metrelik bir fiber kabloya ihtiyaç duyulduğu Şekil 4.2'de görülebilir. Burada kazanç yaklaşık olarak 39dB'dir. Burada elde edilen kazanç ve o kazanca ulaşabilmesi için gerekli fiber uzunluğu hem pompa sinyalinin gücüne hem de yükseltilmesi istenen sinyalin gücüne bağlıdır.

## 4.2 Fiber Optik Parametrik Osilatör

Bir FOPO oluşturmak için bir optik kazanç ortamı etrafında geri besleme sistemi kurmak gereklidir. Bu sistem öyle bir şekilde hazırlanmalı ki, sistem içinde sadece istenen sinyal salınımda olmalıdır ve sinyalin bir kısmı da dışarıya gönderilebilmelidir. Belirli uzunlukta FOPA içinde etkileşime giren sinyallerden



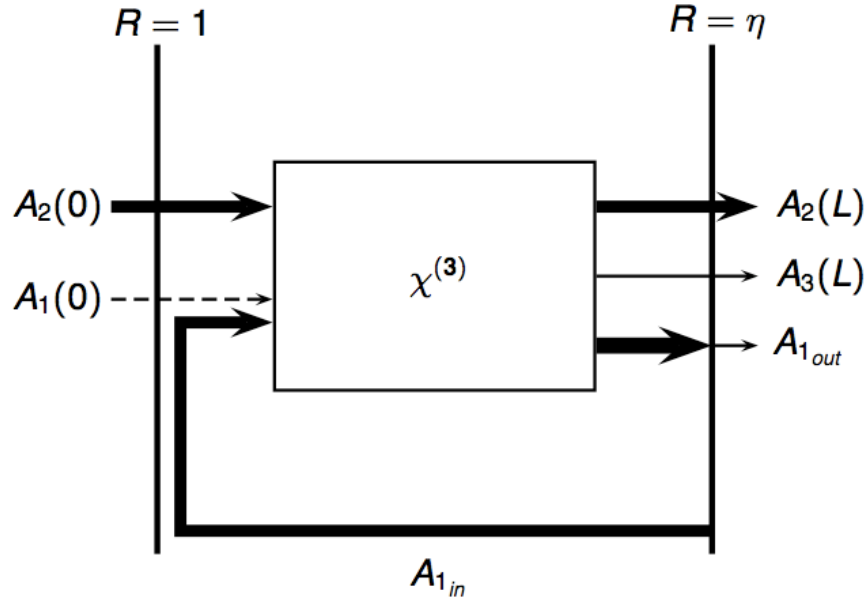


Şekil 4.2: Sinyalin fiber uzunluğuna göre gördüğü kazanç

istenmeyenler ise aynı sistem yardımıyla geri besleme sisteminden çıkarılmalıdır. Yapılan çözümlemede sinyalin gördüğü tek kaybın, bir tur sonunda çıkıştaki yansıma ve iletimden kaynaklandığı varsayılmıştır. Yatışkın durumda sinyalin gördüğü kazanç, gördüğü tüm kayıpların toplamına eşit olur ve 2.48 denkleminde gelişimi verilmiş sinyal için bu durum (3.38) denklemindeki benzeri bir şekilde aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\eta \frac{|A_1(L)|^2}{|A_1(0)|^2} = 1. \quad (4.2)$$

Burada  $\eta$  çıkıştaki yansıma,  $L$  ise fiberin toplam uzunluğudur. Salınım koşulundaki sinyalin, tek bir tur sonunda gördüğü faz kayması normal şartlar altında sıfırdır. Dejenere dört dalga karışımında, iki veya daha fazla tur sonunda toplam faz kaymasının sıfıra ulaştığı durumlarla karşılaşmak mümkündür. Bunun nedeni, sabit uzunluktaki bir fiberin, değişik  $P_{pompa}/P_{sinyal}$  oranlarında değişik faz kaymasına ve/veya kazanca neden olmasıdır. Bu gibi durumlarda osilatörün kararsız olduğu söylenebilir. Fiber yükselticinin kararsız olmasına neden olabilecek bir durum da fiber uzunluğunun, yükseltilmesi istenen sinyalin birden fazla kere dönüştürme ve/veya geri-dönüştürme bölgesine ulaşmasını sağlayacak

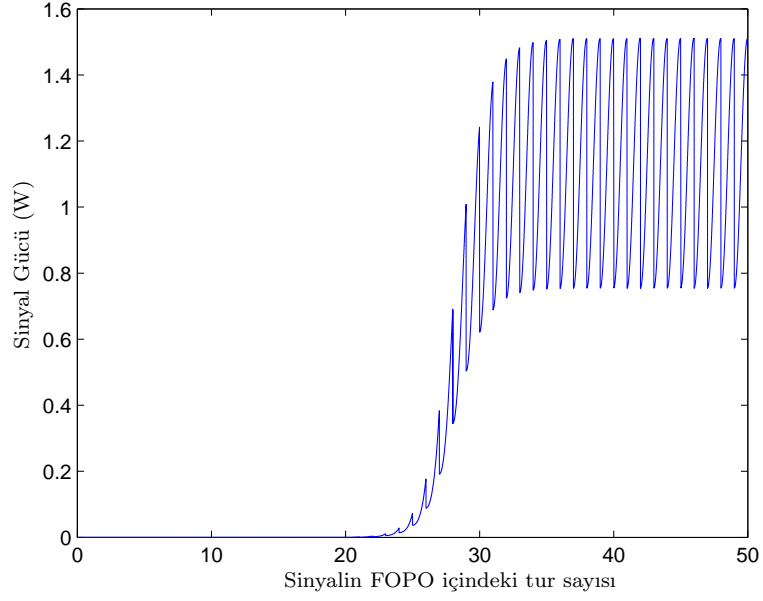


Şekil 4.3: Fiber Optik Parametrik Osilatör

kadar uzun olmasıdır. Bu durumda da toplam faz kaymasının bir tur sonunda sifıra eşit olmasını sağlamak mümkün olmayabilir.

Kararlı olan bir salınımında, sinyal gücü doyuma ulaşana kadar her tur sonunda belirli bir kazanca maruz kalır. Bu turlar boyunca sinyalin güç değişimi Şekil 4.4'de gösterilmiştir. Bu şekilde, belirli bir eşik değerinin üzerinde salınıma başlatılmış sinyalin, %50 yansması olan bir çıkışa sahip osilatörde, sistem doyuma ulaşana kadar olan turlar boyunca gördüğü kazanç ve kayıplar gösterilmiştir. Bu durum için sistemin doyuma ulaşması yaklaşık olarak 40 tur almıştır. Osilatörlerde sabit bir fiber uzunluğu kullanıldığı için, sinyalin her turda değişik bir kazanç gördüğü görülebilir.

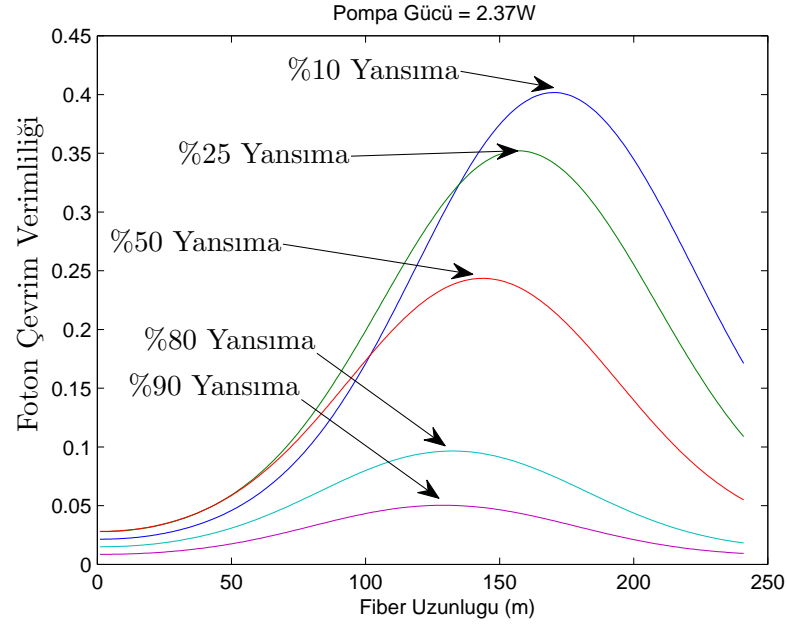
Salınım sırasında ortama verilen pompa fotonlarının ne kadarının sinyale çevrildiği, foton çevrim verimliliği olarak adlandırılır. Bu değer hem fiber uzunluğuna, hem de pompa sinyalinin gücüne bağlıdır. Sabit bir pompa gücünde, bu verimliliğin fiber uzunluğuna bağlı değişim grafiği Şekil 4.5'te verilmiştir. Teorik olarak dejenere dört dalga karışımında elde edilebilecek maksimum verimlilik, FOPA'lar için %50'dir. Şekil 4.5 incelendiğinde, her



Şekil 4.4: Sinyalin FOPO içinde güç değişim grafiği

bir yansımaya değerinin maksimum çevrim verimliliğine ulaştığı tepe noktaları ele alındığında, yansımadan hemen önceki verimliliğin yaklaşık olarak %50'ye eşit olduğu hesaplanabilir. Aynı şekil üzerinde, geri besleme sistemine tekrar yansıtılan sinyalin maksimum foton çevrim verimliliğine ulaşması için yansımaya katsayısı  $\eta$  azaldıkça, daha uzun bir fibere ihtiyaç duyulduğu görülmektedir. Aslında beklenen bu sonucun nedeni, eskisinden çok daha az bir güçle yansıtılan sinyalin eski gücüne ulaşması için daha uzun bir süre boyunca fiberde kazanca maruz kalması gerekliliğidir.

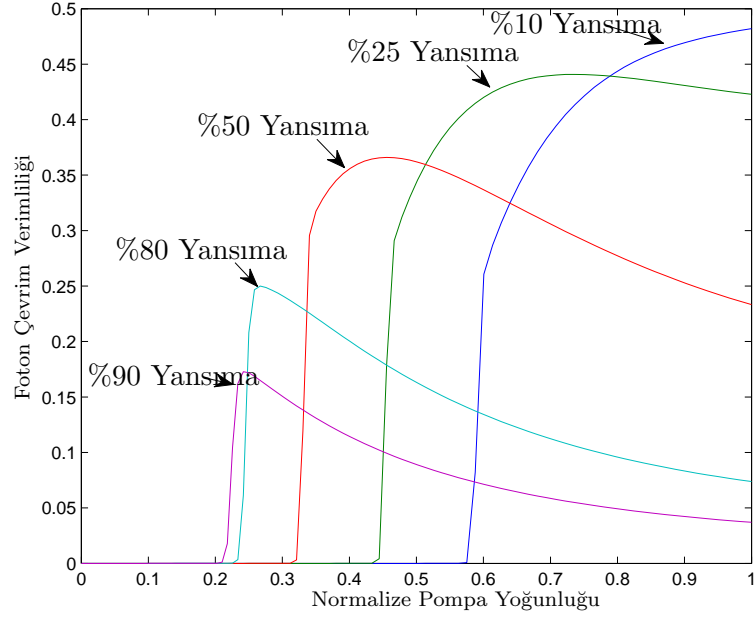
Eğer fiber uzunluğunu sabit tutmamız gerekirse, maksimum foton çevrim verimliliği elde edebilmek için osilatörü belirli bir pompa sinyali gücünde çalıştırmak gereklidir. 100 metre uzunluğundaki bir fiber kullanılarak yapılan FOPO'da değişik  $\eta$  değerleri için foton çevrim verimliliğinin pompa gücüne göre değişim grafiğini Şekil 4.6'te görebiliriz. Grafik hazırlanırken, her yansımaya katsayısı için FOPO'nun kararlı olduğu bölgelerin kesişimi ele alınmış ve pompa gücü bu kesişim bölgesindeki maksimum pompa gücüne göre normalize edilmiştir. Bu şekilde de, Şekil 4.5'de olduğu gibi, yansımaya katsayısı arttıkça foton çevrim



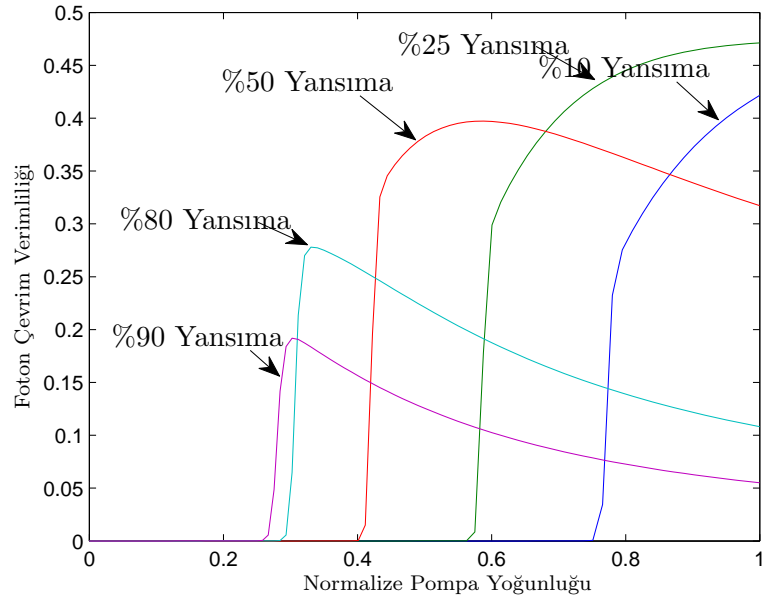
Şekil 4.5: Farklı yansımaya katsayısı değerleri için foton çevrim verimliliğinin fiber uzunluğuna bağlı değişimi

verimliliğinin düştüğü gözlenmektedir. Yine de yansımadan hemen önce elde edilen sinyal gücü için foton çevrim verimliliğinin FOPA için teorik limit değer olan %50'nin üzerine çıktığı hesaplanabilir. Bu değer  $\eta = 0.25$  için %60'ken  $\eta = 0.90$  için %170'e ulaştığı gözlenebilir. Ayrıca FOPO'larda, daha önce bahsedildiği gibi, sistemin salınma başlaması için belirli bir  $P_{pompa}/P_{sinyal}$  oranına sahip olması gerekliliği de aynı grafikte gözlemlenmiştir. Yansımaya katsayısı azaldıkça sistemi salınma başlatacak gücün de arttığı görülmektedir.

Fiber uzunluğuyla oynayarak sistemin verimliliğini artırmak mümkündür. Şekil 4.7'deki, 80 metrelik bir fiber kullanılarak yapılan simülasyonların sonuçları buna örnek olarak gösterilebilir. Bu grafik, bir önceki grafikte hemen hemen aynı karakteristikte olmasına rağmen, maksimum foton çevrim verimliliği daha fazladır. Buna karşılık yansımaya katsayısı azaldıkça, FOPO daha çabuk kararsız hale gelmektedir. Yansımaya öncesi foton çevrim verimliliği ise  $\eta = 0.90$  için %200'e ulaşmaktadır.



Şekil 4.6: 100 metrelik fiberden oluşan FOPO'da foton çevrim verimliliği



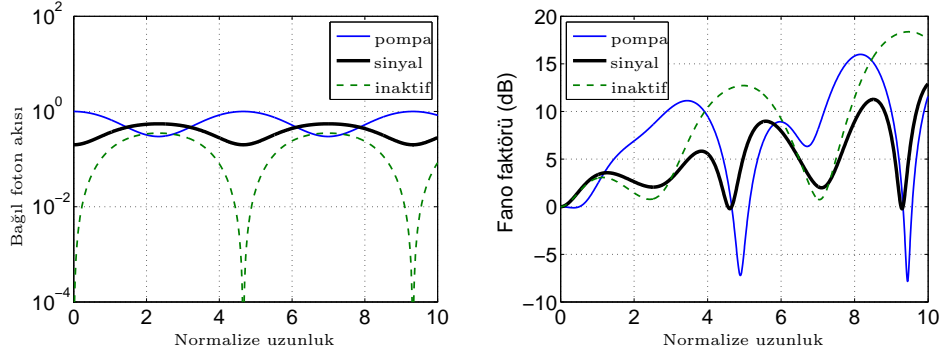
Şekil 4.7: 80 metrelik fiberden oluşan FOPO'da foton çevrim verimliliği

### 4.3 Kuantum Gürültüsü ve Genlik-Sıkıştırma

Bu bölümde değişik faz uyumsuzluğu değerleri için ortalama alan gelişimleri ve genlik-sıkıştırma miktarı olarak değerlendirilebilen Fano faktörünün tersi hesaplanacaktır. Bu değerler hesaplanırken 3. bölümde verilen analitik sonuçlar kullanılıp FOPA'da sıkıştırma olan bölgeler belirlenmeye çalışılacaktır. Daha sonra, belirlenen bölgeler kullanılıp FOPO için, değişik yansıma katsayılarında Fano faktörü ve foton çevrim verimliliği hesaplanacaktır.

FOPA sisteminin girişinde birer Poissonian pompa ve sinyal foton akışı bulunmaktadır. Doğrusal olmayan etkileşim sonucu, dönüşüm bölgesinde, pompa fotonları yok olur ve yerlerine sinyal ve inaktif fotonları oluşturulur. Geri-dönüşüm bölgesinde ise bu fotonlar yok olup yerlerine pompa fotonları oluştururlar. Eğer pompa tüketilirken, ortamda çok fazla pompa fotonu bulunduğu için sinyale dönüşecek fotonları seçmek için gerekli seçim sayısı da çok fazladır. Rastgele sayılabilecek bu işlem, ortamdaki gürültünün de artmasına neden olur. Artan gürültü ise sinyal ve inaktif fotonların Fano faktörünün de artmasına neden olur. Eğer pompa tamamen yakın tüketilip sinyal ve inaktife dönüştürülürse, yapılan işlem rastgele olmaktan çıkar ve Poissonian pompa fotonlarının bir kopyası sinyal ve inaktife eklenir. Bu durumda sinyal en yüksek değerindeyken, Poissonian olan pompa ve sinyal fotonlarının toplamından oluştuğu için hala Poissonian'dır. Sinyal ve inaktif fotonları, pompa fotonuna tamamen geri dönüştürülürdüğünde, sinyal-inaktif foton çiftlerinin birbiriyle ilintili gürültüsünü de azaltır. Sinyalin toplam gürültüsü azaldığında Fano faktörü düşer ve sinyal genlik-sıkıştırılmış olur.

Simülasyonlarda ele alınan bütün durumlar için pompa ışık yoğunluğu hesaplama kolaylığı açısından  $|u_p(0)|^2 = 1$  alınmıştır. 3. Bölümde teorik analizi verilen M ve N matrisleri sayısal yöntemlerle çözüldüğünde, Fano faktörünü ve sıkıştırmayı bulabiliriz. Şekil 4.8'de ortalama alanların gelişimi ve o alanlarla

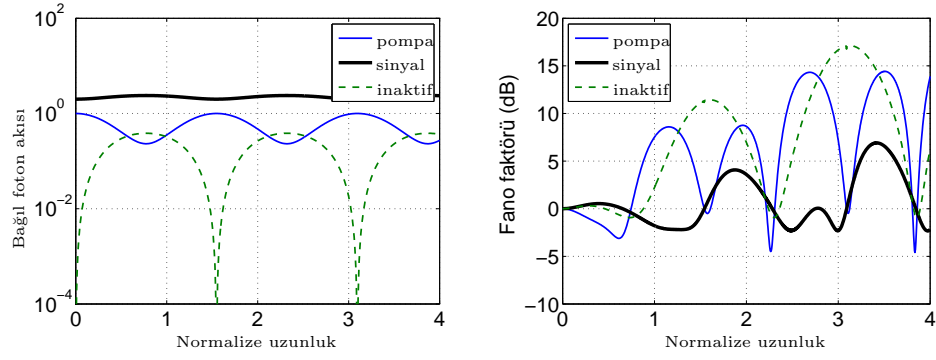


Şekil 4.8: Ortalama Alanların Gelişimi ve Fano Faktörü ( $\Delta S = 0$ ,  $|u_s(0)|^2 = 0.2$ )

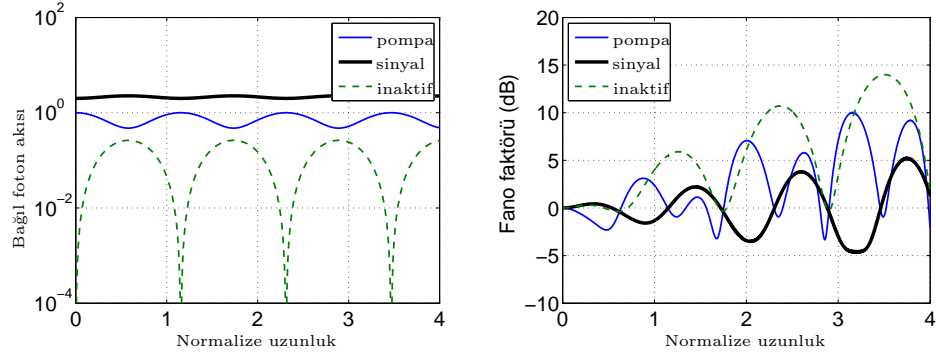
ilişkili Fano faktörleri, fiber boyunca normalize edilmiş etkileşim mesafesinin bir fonksiyonu olarak verilmiştir. İlk durum için hesaplama yapılırken  $\Delta S = 0$  alınarak faz uyumu durumu incelenmiştir. Sayısal hesaplama yapılırken  $|u_s(0)|^2 = 0.2$  ve  $|u_i(0)|^2 = 0$  kullanıldığında beklenildiği gibi, ortalama alan etkileşimi sırasında  $|u_s(0)|^2$  ve  $|u_i(0)|^2$  ışık yoğunlukları belirli bölgelerde artmış, belirli bölgelerde de azalmıştır. Geri-dönüşüm bölgesi boyunca Fano faktörü azalmaya başlamasına rağmen, hiçbir bölgede sıfırın altına inmemiştir. Yani bu değerler için sıkıştırma meydana gelmemiştir. Pompadaki foton sayısının sinyal fotonlarına göre fazla olmasından dolayı dönüşüm bölgelerinde pompa sinyalinde sıkıştırma gözlemlenmiştir.

Eğer sinyalin gücünü pompa gücünün üzerine çıkarıp faz uyumunu da korursak, Şekil 4.9'deki gibi bir sonuçla karşılaşırız.  $|u_s(0)|^2 = 2$  alınarak tekrarlanan simülasyonda, pompa yoğunluğu sinyal yoğunluğundan az olmasına rağmen parametrik işlem sonucu sinyal yükseltilmiştir. Bir önceki durumda olduğu gibi geri-dönüşüm bölgesi boyuca Fano faktörü düşüşe uğrayıp bir önceki durumun aksine sıfırın altına düşmüştür. Birinci geridönüşüm bölgesinde elde edilen maksimum sıkıştırma,  $S = 2.4dB$  kadardır. Bu değer ikinci ve üçüncü geri-dönüşüm bölgelerinde de yaklaşık olarak korunduğu gözlenebilir.

İncelenen iki durumda da faz uyumsuzluğu katsayısı  $\Delta S = 0$  olmasına rağmen belirli bir maksimum sıkıştırma değerine ulaşmak mümkün değildir. Bu yüzden,



Şekil 4.9: Ortalama Alanların Gelişimi ve Fano Faktörü ( $\Delta S = 0$ ,  $|u_s(0)|^2 = 2$ )



Şekil 4.10: Ortalama Alanların Gelişimi ve Fano Faktörü ( $\Delta S = 2$ ,  $|u_s(0)|^2 = 2$ )

uyumsuzluğun sıfırdan farklı olduğu bölgelere bakmak gerekir.  $\Delta S = 2$  alınarak M ve N matrisleri çözüldüncel elde edilen alan gelişimleri ve Fano faktörü, Şekil 4.10'te gösterilmiştir. Bu şekil üzerinde Fano faktörünün daha ilk geri-dönüşüm bölgesinde bile, -2dB ile sıfırın altına düştüğü görülmektedir. Sıkıştırma değeri, üçüncü bölgede ise 5dB'ye kadar çıkmaktadır. Faz uyumsuzluğu durumunda da sinyalin yanında pompa da genlik-sıkıştırması meydana gelmesine rağmen bu sıkıştırma miktarı sinyaldeki kadar fazla değildir.

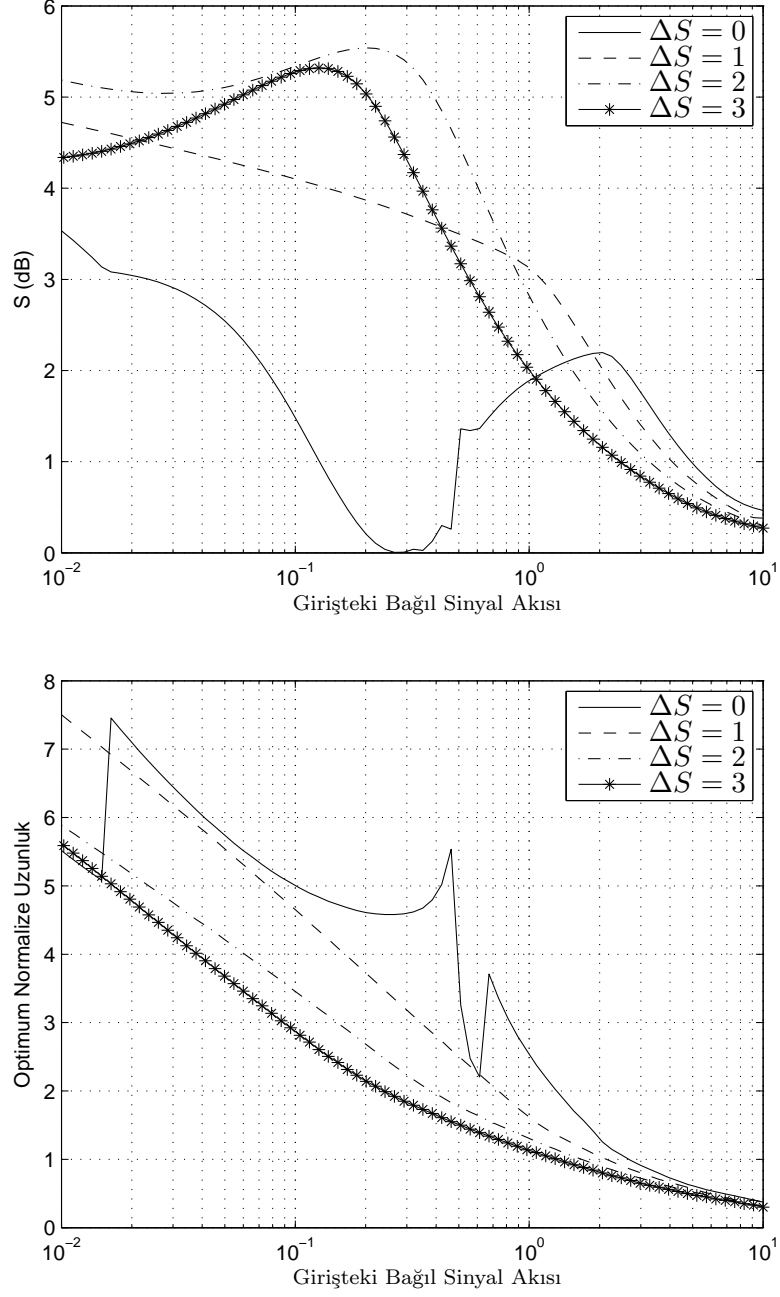
FOPA'nın girişindeki bağlı sinyal foton akısına göre elde edilebilecek maksimum sıkıştırma miktarının değişimini farklı faz uyumsuzluğu değerleri için gösteren eğriler, Şekil 4.11'in üst kısmında gösterilmiştir. Sinyal, fiber uzunluğu boyunca defalarca sıkıştırmaya maruz kalabilse de, bu eğriler çıkarılırken sadece birinci geri-dönüşüm bölgesinde oluşan sıkıştırma işlemi hesaba katılmıştır. Maksimum sıkıştırmanın olduğu normalize edilmiş fiber uzunluğu ise yine Şekil



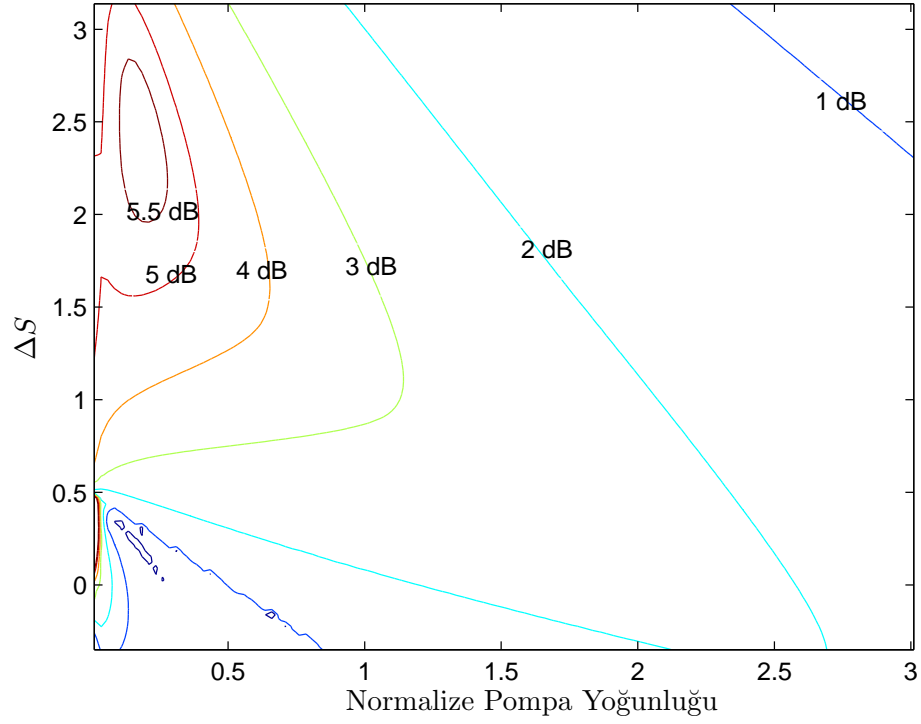
4.11'in alt kısmında görülebilir. Şekilde en yüksek sıkıştırma miktarına  $\Delta S = 2$  durumunda ulaşıldığı görülmektedir. Bu değer üstünde ve altında sıkıştırma azalmaktadır. Faz uyumu durumunda, Şekil 4.8'de gösterildiği gibi belirli bölgelerde hiç sıkıştırma olmamaktadır. Bağlı sinyal foton akısı belirli bir değer üstüne çıktığında ise sıkıştırma, limit sıfır olacak şekilde gittikçe azalmaktadır. Yapılan sayısal hesaplamalar sonucunda, maksimum genlik-sıkıştırma miktarı  $\Delta S = 2.39$ ,  $|u_s(0)|^2 \approx 0.1$  ve normalize edilmiş uzunluk  $\zeta_{opt} = 2.23$  için 5.72dB bulunmuştur.

Şekil 4.12 ise genlik sıkıştırması yapılabilen ve değişken pompa yoğunluğu ve faz uyumsuzluğu değerlerinde FOPA'nın kararlı olduğu bölgelerde elde edilebilen maksimum sıkıştırmayı eşdeğer çizgiler biçiminde göstermektedir. Bu sıkıştırma değerleri, Şekil 4.11'te olduğu gibi birinci geri dönüşüm bölgesi hesaba katılarak çıkartılmıştır. Kararsız bölgedeyken, foton çevrim verimliliği ve Fano faktörü hesaplamaları sırasında tahmin etmesi güç, ani atlamalara neden olabilir. Bu ani atlamalar sabit bir fiber uzunluğu alınmasından kaynaklanmaktadır. Yüksek sinyal değerleri, fiber uzunluğu yeterince uzun olduğunda birden fazla kere geri-dönüştürme bölgesine gireceğinden, bunun faz uyumuna olan doğrusal olmayan etkisi, sıkıştırma miktarında ve alanların gelişiminde düzensizliklere neden olabilir. Şekil 4.12'de taranan alanın büyük çoğunluğu kararlı olsa da,  $\Delta S < 0.5$  ve  $|u_p|^2 < 0.8$  bölgesinde bazı kararsızlıklar gözlemlenebilir. Sıkıştırma değerinin negatife düştüğü, grafikte en altta işaretlenen kısım buna örnektir.  $\Delta S = 0.35$  ve  $|u_p|^2 = 0.01$  için sıkıştırma değeri 9.7dB ulaşmasına rağmen, değerler kararsız bölge içinde kaldığı için ihmal edilebilir. Grafikteki eşdeğer çizgiler çizilirken en son 0.5dB'lik artış hariç 1dB'lik sıkıştırma değeri artışları kullanılmıştır. Sıkıştırmanın maksimum olduğu 5.7dB değeri ise 5.5dB eğrisinin içindeki bölgede kalmaktadır.

Bu genlik-sıkıştırma sonuçlarından yola çıkarak bir sonraki bölümde FOPO'lar için benzer çözümler yapacağız.



Şekil 4.11: Elde edilebilir maksimum sıkıştırma miktarının FOPA girişindeki bağlı sinyal foton akısına göre değişimi(üst) ve bu sıkıştırma değerlerini elde edebilmek için gerekli optimum FOPA uzunluğunun bağlı sinyal foton akısına göre değişimi(alt)

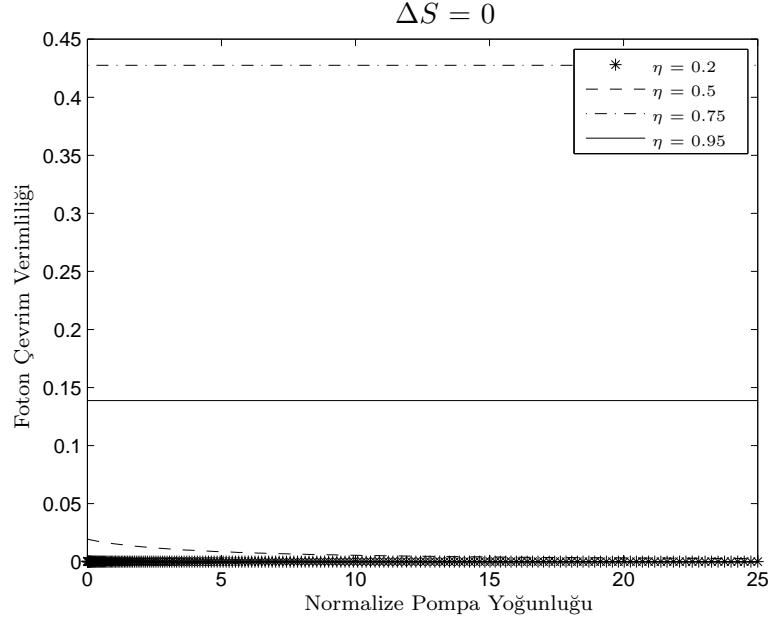


Şekil 4.12: Normalize edilmiş pompa yoğunluğu ve faz uyumsuzluğu değerlerinde elde edilebilecek maksimum sıkıştırma miktarının eşdeğer çizgileri grafiği.

#### 4.3.1 Tek Salımlı Fiber Optik Parametrik Osilatör

FOPO'da boşluk içindeki gürültüden oluşan sinyal her defasında FOPA'dan geçerek yükselir. Bu sinyalin bir kısmı çıkıştan dışarıya iletilir. Kalan kısmı ise tekrar yükseltilmek üzere FOPA'ya geri gönderilir. Bu, FOPA'dan elde edilen kazanç doyuma ulaşınca kadar devam eder. Bizim ilgilendiğimiz kısım ise kazanç doyuma ulaştığında, yani bir tam tur sonunda sinyalin genliği sabit kaldığında dışarıya iletilebilen sinyal miktarı ve bu sinyalin sıkıştırılma miktarıdır.

Dışarıya iletilebilen sinyal miktarını belirlemek için yine foton çevrim verimliliğini kullanacağız. Foton çevrim verimliliği, girişteki sinyal fotonlarının sayısının pompa fotonlarının sayısına oranının iletim katsayısıyla çarpımına eşittir. İletim katsayısı ise  $1 - \eta$  olarak gösterilir. Bu bölümde yapılan hesaplamalar, Bölüm (4.2)'de yapılanlardan fazla farklı olmasa da, FOPA'nın kuvantum gürültüsü



Şekil 4.13:  $\Delta S = 0$  için  $\eta = 0.2, 0.5, 0.75, 0.95$  değerlerinde foton çevrim verimliliğinin normalize edilmiş pompa yoğunluğuna göre değişimi.

çözümlerinde bulunan bölgelerin kullanılması ve girişteki pompa yoğunluğunun, normalize edilmiş fiber uzunluğunu 1 yapacak pompa yoğunluğuna göre normalize edilmesi açısından önemlidir. Bu değer  $I_p/I_{p0}$  olarak gösterilebilir. Burada

$$I_{p0} = \frac{cA_{eff}}{\omega n_2 L} \quad (4.3)$$

şeklinde gösterilebilir. Yapılan bu normalizasyon sayesinde FOPO'nun hiçbir zaman kararsız bölgeye girmemesi sağlanmıştır. Faz uyumu durumu incelendiğinde, foton çevrim verimliliği artırıldığında, sıkıştırma miktarının azalması beklenebilir.  $\Delta S = 0$  durumu için foton çevrim verimliliği, dört değişik  $\eta$  değeri için hesaplanıp, ortaya çıkan eğriler Şekil 4.13'de verilmiştir. Burada bütün  $\eta$  değerleri için belirli bir pompa eşik değeriyle karşılaşılmanmıştır. En yüksek verimliliğe ise  $\eta = 0.5$  için %43 olarak hesaplanmıştır.  $\eta = 0.2$  eğrisinin taranan bölge boyunca eşik değerine ulaşmadığı gözlenmiştir.

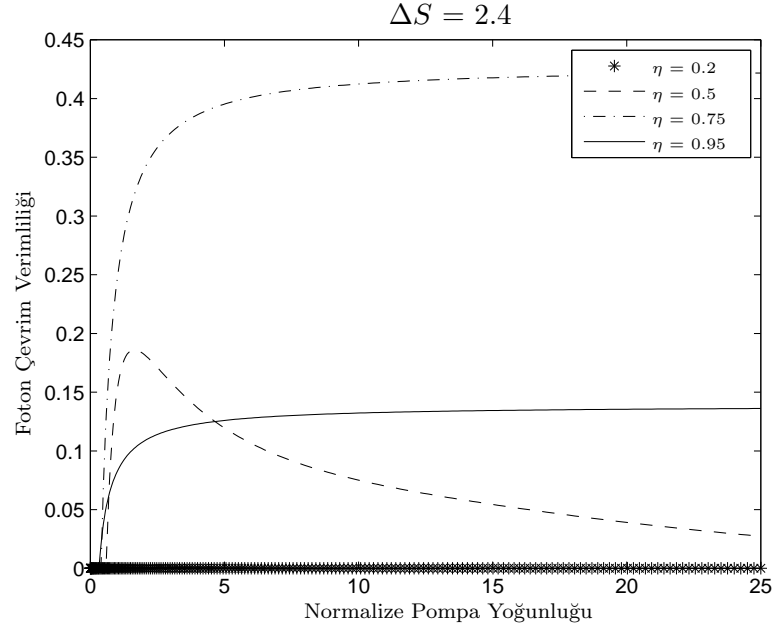
Eğer FOPA'daki genlik-sıkıştırmanın maksimize edildiği değer olan  $\Delta S = 2.4$  olarak aynı işlemi tekrarladığımızda elde edilen sonuç ise Şekil 4.14'teki gibidir.

Burada beklendiği gibi genel anlamda foton çevrim verimliliklerinde bir düşüş yaşanmıştır.  $\eta = 0.2$  değerinde pompa yoğunluğu eşik değerine ulaşmadığı için verimlilik sıfır gözükmektedir. Bu şekildeki kalan üç  $\eta$  değeri için de, belirli pompa eşik değerleri bulunduğu görülmektedir. FOPO için Fano faktörü hesaplanırken, bu eşik değerleri kullanılacaktır.

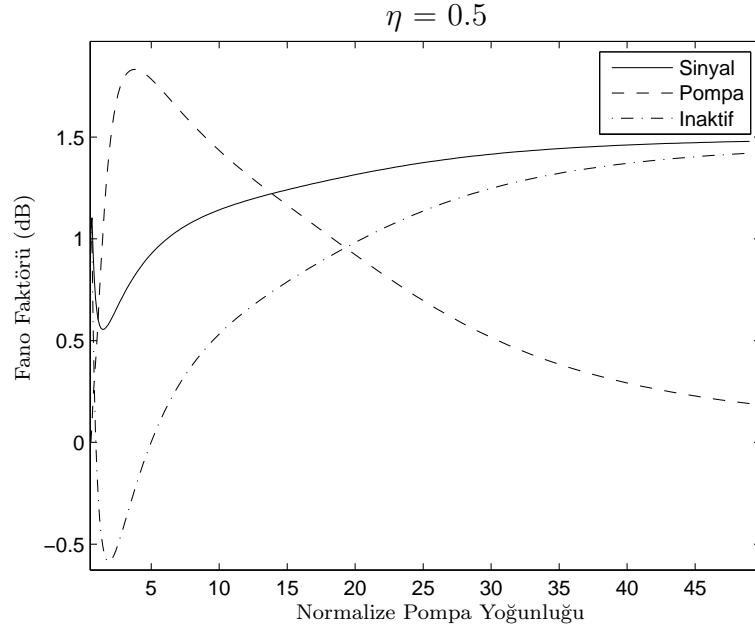
FOPO'larda pompa ve inaktif için Fano faktörünü hesaplarken, her tam turda, pompa, sinyal ve inaktif alanları geliştikçe değişen  $M'$  ve  $N'$  matrislerini bulmamız ve (3.53) denkleminde yerine yazmamız gerekir. Sinyalin Fano faktörü için ise  $\mu$  ve  $\nu$  değerlerini hesaplayıp (3.55) denkleminde yerine koymak gereklidir. Genlik sıkıştırmasını hesaplarken, foton çevrim verimliliği az olmasına rağmen  $\Delta S = 2.5$  seçeceğiz. FOPA'da maksimum sıkıştırmanın olduğu bölgede, bağıl sinyal foton akısı olarak herhangi sıfırdan büyük herhangi bir değer kullanabiliriz. Bu değer, özellikleri belirlenen FOPO içinde her zaman aynı değere ulaşacaktır. Bu işlemler yapıldıktan sonra değişik  $\eta$  değerleri için pompa, inaktif ve sinyale ait Fano faktörlerinin pompa yoğunluğuna göre değişimini gösteren eğriler Şekil 4.15, 4.16 ve 4.17'te gösterilmiştir. Şekiller incelendiğinde, sinyal ile ilişkili sıkıştırmanın ya çok küçük ya da sıfırın altında olduğu gözlemlenebilir. İnaktifin ise her durumda belirli pompa yoğunlukları için sıkıştırıldığı görülmektedir.

Değişik  $\Delta S$  değerleri için sinyal ve inaktifin sıkıştırmalarının maksimum olduğu değerleri, bütün  $\eta$  değerlerini tarayarak bulabiliriz.  $\Delta S = 2.5$  ve  $\Delta S = -\pi$  için çıkarılan sinyalin sıkıştırmasının eşdeğer çizgi grafikleri Şekil 4.18 ve Şekil 4.19 görülebilir.  $\Delta S = 2.5$  için maksimum sinyal sıkıştırması  $\eta = 0.67$  için yaklaşık olarak 0.32dB olarak hesaplanmıştır.  $\Delta S = -\pi$  için ise bu değer  $\eta = 0.86$  için yaklaşık olarak 0.43dB olarak hesaplanmıştır.

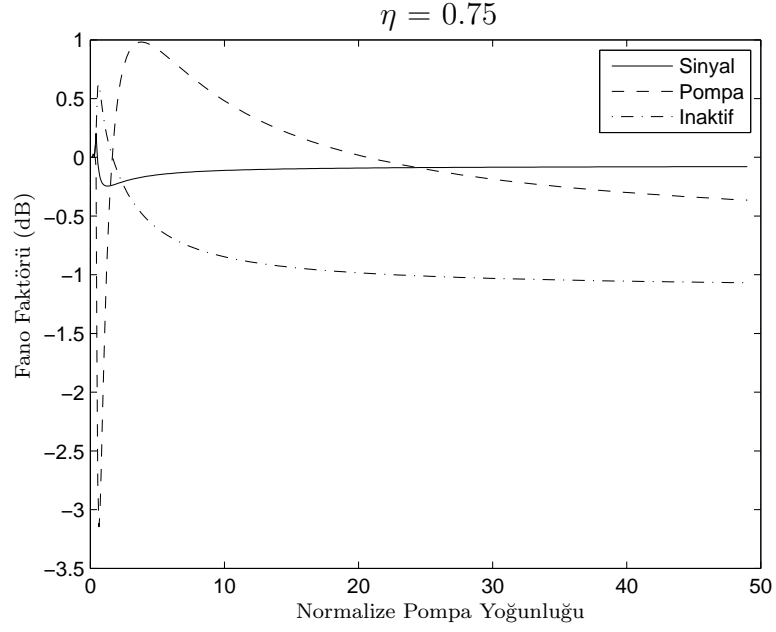
İnaktif ise sinyale göre daha fazla sıkıştırmaya uğramaktadır.  $\Delta S = 2.5$  ve  $\Delta S = -\pi$  için çıkarılan inaktifin sıkıştırmasının eşdeğer çizgi grafikleri Şekil 4.20 ve Şekil 4.21'de görülebilir.  $\Delta S = 2.5$  için sıkıştırmanın 2dB'yi,  $\Delta S = -\pi$  için ise



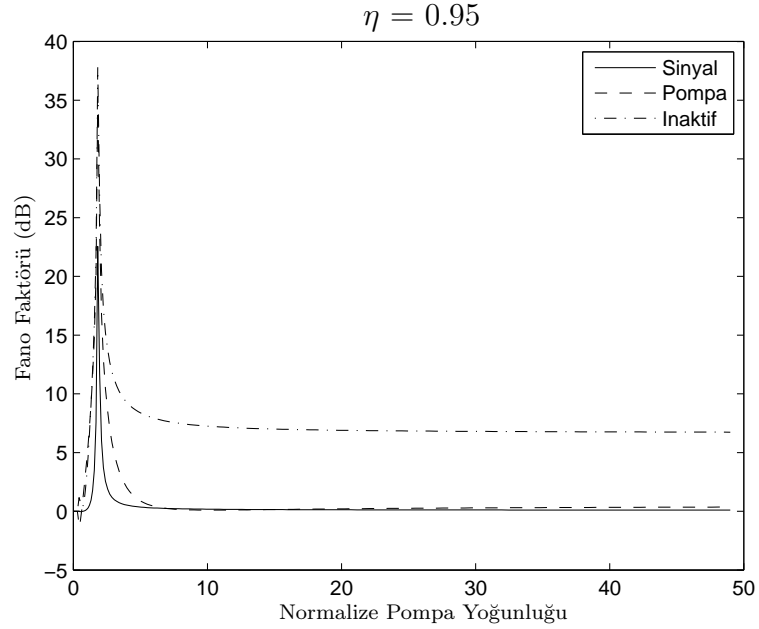
Şekil 4.14:  $\Delta S = 2.4$  için  $\eta = 0.2, 0.5, 0.75, 0.95$  değerlerinde foton çevrim verimliliğinin normalize edilmiş pompa yoğunluğuna göre değişimi.



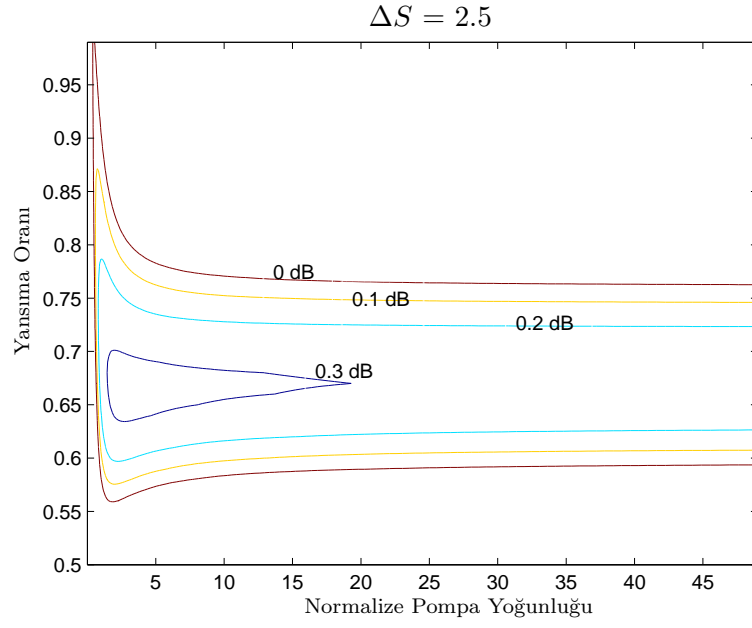
Şekil 4.15:  $\eta = 0.5$  değerinde pompa, inaktif ve sinyal Fano faktörlerinin normalize edilmiş pompa yoğunluğuna göre değişimi.



Şekil 4.16:  $\eta = 0.75$  değerinde pompa, inaktif ve sinyal Fano faktörlerinin normalize edilmiş pompa yoğunluğuna göre değişimi.



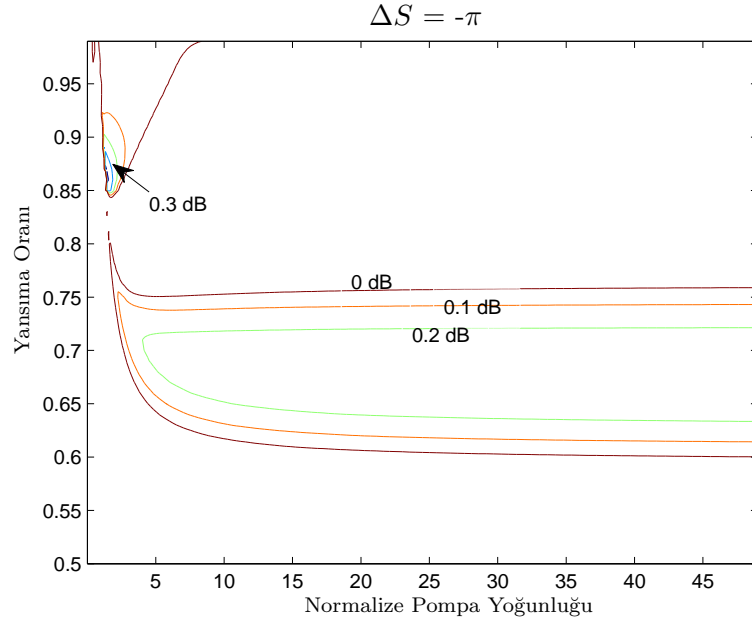
Şekil 4.17:  $\eta = 0.95$  değerinde pompa, inaktif ve sinyal Fano faktörlerinin normalize edilmiş pompa yoğunluğuna göre değişimi.



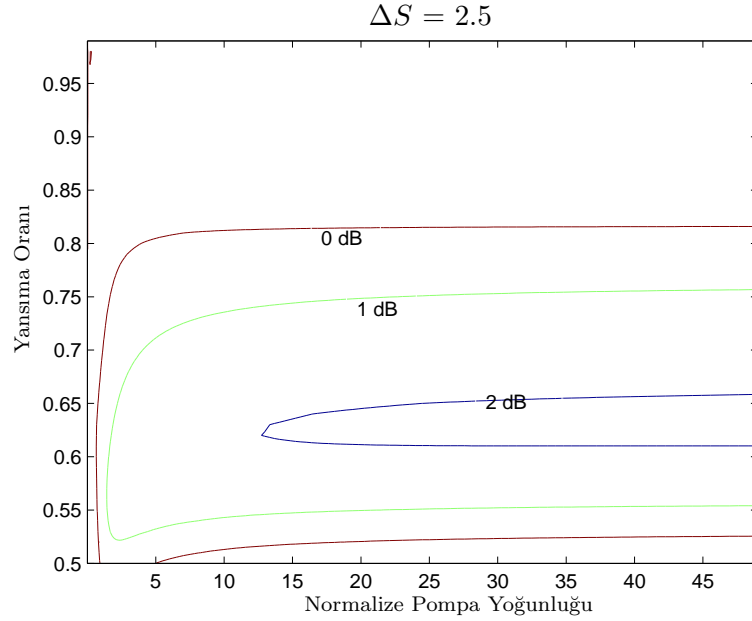
Şekil 4.18:  $\Delta S = 2.5$  değerinde sinyal sıkıştırmasının normalize edilmiş pompa yoğunluğuna ve  $\eta$ 'ya göre eşdeğer çizgi gösterimi.

3dB'yi geçtiği görülebilir. Maksimum sıkıştırma ise  $\eta = 0.8$  ve pompa yoğunluğu yaklaşık 3 olduğunda, 3.6dB olarak hesaplanmıştır.

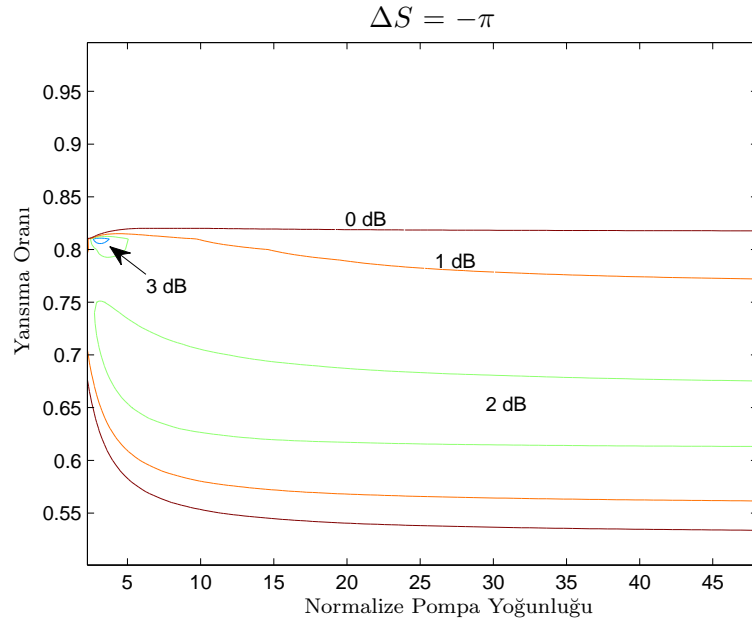




Şekil 4.19:  $\Delta S = -\pi$  değerinde sinyal sıkıştırmasının normalize edilmiş pompa yoğunluğuna ve  $\eta$ 'ya göre eşdeğer çizgi gösterimi.



Şekil 4.20:  $\Delta S = 2.5$  değerinde inaktif sıkıştırmasının normalize edilmiş pompa yoğunluğuna ve  $\eta$ 'ya göre eşdeğer çizgi gösterimi.



Şekil 4.21:  $\Delta S = -\pi$  değerinde inaktif sıkıştırmasının normalize edilmiş pompa yoğunluğuna ve  $\eta$ 'ya göre eşdeğer çizgi gösterimi.

## BÖLÜM 5

### SONUÇLAR

Bu tezin temel konusu doğrusal olmayan fiberlerde dört dalga karışımıdır. Ayrıca buna ek olarak fiberlerde kuvantum gürültü ve genlik-sıkıştırması analizi yapılmıştır.

Dört dalga karışımının, Maxwell denklemlerinden başlayarak teorik analizi yapılırken hem dört ayrı dalganın karışımından oluşan genel durum için, hem de iki pompa dalgasının birbirine eşit olduğu dejenere durum için bağlaşik genlik denklemleri çıkartılmıştır. Bu denklemlerin sayısal çözümünü kolaylaştıracağından dolayı, denklemlerin aşama aşama normalizasyonu gösterilmiştir. Parametrik işlem sonucu yükseltilecek bir sinyalin fiber uzunluğu boyunca hangi aşamalarda yükseldiği ve hangi aşamalarda enerjisini pompaya geri aktardığı sayısal yöntemler yoluyla incelenmiş ve simüle edilmiştir. Simülasyonlar sonucunda, fiber bazlı amfilerde en yüksek kazanç faz uyumunun olmadığı bir noktada ulaşıldığı görülmüştür.

Dejenere dört dalga analizinde genlik denklemlerini tekrar analiz edip yarı-klasik bir yöntemle, ortalama alanlar çevresindeki küçük düzensizlikler sayılabilecek kuvantum dalgalanmaları için denklemler çıkartılmıştır. Bu denklemler doğrusallaştırıldıktan sonra fiber optik parametrik amfilerde genlik-sıkıştırmasının ölçüsü kabul edilebilecek Fano faktörünün hesaplamasında kullanılmıştır. Amfinin kararlı olduğu bölgelerde değişik sinyal/pompa güç oranları için sıkıştırma olduğu gözlemlenmiştir. Amfide en yüksek sıkıştırma miktarına ulaşmamızı sağlayan faz uyumsuzluğu ve normalize edilmiş pompa yoğunluğu miktarları bulunmuştur.

Fiber amfi kullanılarak oluşturulan bir osilatör için öztutarlı bir yöntem uygulayarak her bir alanın Fano faktörü için denklemler çıkartılmış ve osilatör çıkışındaki çeşitli yansıma katsayıları için en yüksek sıkıştırma miktarına ulaşmamızı sağlayan faz uyumsuzluğu ve normalize edilmiş pompa yoğunluğu miktarları bulunmuştur. Osilatör kullanıldığında elde edilen sinyal sıkıştırmasının, amfi kullanılarak elde edilenden az olmasına rağmen inaktif sıkıştırmasının sinyal sıkıştırmasından daha fazla olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Simülasyon sonuçlarına göre Fano faktörü için belirli bir limit olmadığı görülmüştür.

## BÖLÜM 6

### ÖZGEÇMİŞ

#### Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : Hünerli, Halil Volkan  
Uyruğu : T.C.  
Doğum tarihi ve yeri : 20/06/1982 - Mersin  
Medeni hali : Evli  
Telefon : 0 533 4657296  
Faks : 0 312 2924180  
e-mail : vhunerli@etu.edu.tr

#### Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Lisans	Bilkent Üniversitesi Elektrik ve Elektronik Mühendisliği	2005

#### İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2005-2008	TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi	Araştırma Görevlisi

#### Yabancı Dil

Dil	Düzyey
İngilizce	İleri
Almanca	Başlangıç

## KAYNAKLAR

- [1] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. John Wiley and Sons, 1991.
- [2] T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature*, vol. 187, p. 493, 1960.
- [3] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, “Generation of optical harmonics,” *Physical Review Letters*, vol. 7, pp. 118–119, 1961.
- [4] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Academic Press, second ed., 1992.
- [5] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, third ed., 2001.
- [6] S. K. Choi, R. D. Li, C. Kim, and P. Kumar, “Traveling-wave optical parametric amplifier: Investigation of its phase-sensitive and phase-insensitive gain response,” *Journal of Optical Society of America B*, vol. 14, pp. 1564–1575, 1997.
- [7] J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P. O. Hedekvist, “Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, pp. 506–520, 2002.
- [8] R. Y. Chiao, P. L. Kelley, and E. Garmire, “Stimulated four-photon interaction and its influence on stimulated rayleigh-wing scattering,” *Physical Review Letters*, vol. 17, p. 1158, 1966.
- [9] J. A. Giordimane and R. C. Miller, “Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO<sub>3</sub> at optical frequencies,” *Physical Review Letters*, vol. 14, pp. 973–976, 1965.

- [10] R. J. Glauber, “Coherent and incoherent states of the radiation field,” *Physical Review Letters*, vol. 131, pp. 2766–2788, 1963.
- [11] H. P. Yuen, “Two-photon coherent states of the radiation field,” *Physical Review Letters*, vol. 13, pp. 2226–2243, 1976.
- [12] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*. World Scientific Publishing Company, fourth ed., 1996.
- [13] R. A. Baumgartner and R. L. Byer, “Optical parametric amplification,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-15, pp. 431–445, 1979.
- [14] J. Toulouse, “Optical nonlinearities in fibers: Review, recent examples, and systems applications,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 11, pp. 3625–3641, 2005.
- [15] R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm, “Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-7, no. 7, pp. 1062–1072, 1982.
- [16] C. W. Thiel, “Four-wave mixing and its applications.” <http://www.physics.montana.edu/students/thiel/docs/FWMixing.pdf>.
- [17] J. K. Kim, *Investigation of high-nonlinearity glass fibers for potential applications in ultrafast nonlinear fiber devices*. PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2005.
- [18] D. F. Walls, “Squeezed states of light,” *Nature*, vol. 306, no. 10, pp. 141–147, 1983.
- [19] K. G. Köprülü, “Analysis of quantum noise in a singly resonant nondegenerate optical parametric oscillator,” *Journal of Modern Optics*, vol. 55, pp. 1871–1890, 2008.