

İKİNCİ HARMONİK ÜRETİM

Gürhan ÖZKARA

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK Anabilim Dalı

EYLÜL 2005

SECOND HARMONIC GENERATION

Gürhan ÖZKARA

MASTER OF SCIENCE THESIS

Department of PHYSICS

SEPTEMBER 2005

İKİNCİ HARMONİK ÜRETİM

Gürhan ÖZKARA

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca
FİZİK Anabilim Dalı
GENEL FİZİK Bilim Dalında
YÜKSEK LİSANS TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır

Danışman: **Prof. M.Selami KILIÇKAYA**

EYLÜL 2005

Gürhan ÖZKARA' nın YÜKSEK LİSANS tezi olarak hazırladığı
“İKİNCİ HARMONİK ÜRETİM” başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğinin
ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

Üye : Prof. M.Selami KILIÇKAYA(Danışman)

Üye : Yrd.Doç.Dr. Salih KÖSE

Üye : Yrd.Doç.Dr. Ali ÇETİN

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun tarih ve
sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Abdurrahman KARAMANCIOĞLU

Enstitü Müdürü

ÖZET

Bu çalışmada belirli tipteki kristallerin doğrusal olmayan dielektrik özelliklerini inceleyeceğiz. Bu tür bir kristalde elektrik alanın karesiyle orantılı olarak değişen bir kutuplanma üretilir. Bu çalışmada doğrusal olmayan ortamlarda elektromanyetik dalga yayılımı koşulları da belirlenmiştir. Elektrik alanın karesiyle orantılı kutuplanmanın doğrusal olmayan tepkisi, farklı frekanstaki elektromanyetik alanlar arasında enerji değişiminin artmasına neden olabilir.

Bu olayın iki önemli uygulaması vardır: 1) Bir kristal içinde yayımlanan ω frekanslı optiksel dalga'nın enerjisinin bir kısmıyla 2ω frekanslı dalga'nın ikinci harmonik üretimi, 2) ω_3 frekanslı güçlü pompa dalga'nın parametrik titreşiminin ω_1 ve ω_2 frekanslı ışınımın doğrusal olmayan kristal içinde aynı anda üretilişine neden olması. Bu çalışmada ikinci harmonik üretim koşulları teorik olarak belirlenecektir. Ayrıca, fizikte ve endüstride bu konuyla ilgili çeşitli önemli uygulamaları inceledik.

SUMMARY

In this study we consider some of consequences of the nonlinear dielectric properties of certain classes of crystals. These crystals produce a polarization proportional to the square of applied field. In this study we determined the conditions governing the propagation of the electromagnetic waves in nonlinear media. The nonlinear response proportional to the square of the field can give rise to exchange of energy between a number of electromagnetic fields of different frequencies.

Two most important applications of this phenomenon are: (1) second harmonic generation in which part of the energy of an optical wave of frequency ω propagating through a crystal is converted to that of a wave at 2ω and 2) parametric oscillation in which a strong pump wave at ω_3 causes the simultaneous generation in a nonlinear crystals of radiation at ω_1 and ω_2 . In this study we will theoretically define conditions of second harmonic generation. We considered several important applications in physics and industry.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmamı yöneten ve bu tezin hazırlanması sırasında her zaman yardımcı olan değerli danışmanım,

Prof. M. Selami KILIÇKAYA'ya

teşekkürlerimi sunarım.

Eskişehir, 2005

Gürhan ÖZKARA

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	v
SUMMARY.....	vi
TEŞEKKÜR.....	vii
İÇİNDEKİLER.....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	x
1. GİRİŞ.....	1
2. DOĞRUSAL OLMAYAN ORTAMLARDA DALGA YAYINIMI.....	7
3. OPTİKSEL İKİNCİ HARMONİK ÜRETİM.....	11
3.1 İkinci Harmonik Üretimin Faz Çakışması.....	13
3.2 Faz Çakışmasının Doğrulanması	17
3.3 Odaklanmış Gauss Işınlarıyla İkinci Harmonik Üretim.....	18
3.4 Eksik Girdili Pulsla İkinci Harmonik Üretim.....	20
4. BİR LAZER REZONATÖRÜ İÇİNDE İKİNCİ HARMONİK ÜRETİM....	22
5. İKİNCİ HARMONİK ÜRETİMİN FOTON MODELİ.....	26
6. RÖLATİVİSTİK İKİNCİ HARMONİK ÜRETİM.....	27
7. İKİNCİ HARMONİK ÜRETİMİN ÇEŞİTLİ UYGULAMALARI.....	29
7.1 Yüzey ve Ara yüzey Araştırmalarında İkinci Harmonik Üretim.....	31
7.2 Biyolojik Araştırmalarda İkinci Harmonik Üretim.....	36
7.3 Organik Kristal Çekirdekli Fiberlerde İkinci Harmonik Üretim.....	37
8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	40
9. KAYNAKLAR	44

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1 İkinci harmonik üretimin sembolik gösterimi.....	4
1.2 İkinci derece doğrusal olmayan ortamda üçlü foton etkileşimleri.....	5
3.1 İkinci harmonik üretimin gösteriminde kullanılan ilk deney düzeneği.....	11
3.2 Negatif tek eksenli kristalde sıradan ve sıradışı ışınlar için normal yüzeyi.....	15
3.3 KDP kristalinde ikinci harmonik üretim.....	16
3.4 Odaklanmış Gauss ışınlarıyla ikinci harmonik üretim.....	18
4.1 Lazer rezonatörü içinde ikinci harmonik dönüşüm için deney düzeneği.....	23
5.1 İkinci harmonik üretimin şematik temsili	27
6.1 Normalize elektron yoğunluğunun fonksiyonu olarak ikinci harmonik üretim maksimum verimi	28
7.1 İkinci harmonik üretim için deney düzeneği.....	30
7.2 Si-SiO ₂ ara yüzeyin band yapısı.....	34
7.3 Si-SiO ₂ 'de ikinci harmonik üretim	35
7.4 MAP çekirdekli fiberde yarıçap a=1 µm ikinci harmonik üretim gücünün bağlı kırılma indisi farkına göre değişimi.....	38
7.5 DAN çekirdek ve %67 SiO ₂ +%33 TiO ₂ örtülü fiberde etkin kırılma indisinin çekirdek yarıçapına bağlı değişimi.....	39

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Bu çalışmada kullanılan bazı simge ve kısaltmalar, açıklamalarıyla birlikte aşağıda sunulmuştur.

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
a	Fiber çekirdek yarıçapı
A	Kesit alanı
c	Işık hızı
d	Doğrusal olmayan kristal sabiti
D	Deplasman elektrik alanı
ϵ	Dielektrik sabiti
E	Elektrik alan şiddeti
g_0	Geçiş başına doymamış kazanç
H	Manyetik alan şiddeti
P	Polarizasyon
P_e	Toplam güç
P_{NL}	Doğrusal olmayan polarizasyon
P_ω	Temel frekans gücü
$P_{2\omega}$	İkinci harmonik gücü
P_o	Çıktı gücü
T	Ayna geçirgenliği
R	Ayna yansıtıcılığı
I_S	Doyum şiddeti
l	Kristal uzunluğu
l_c	Uyum mesafesi
L_i	Geçiş başına güç kaybı
n	Kırılma indisi
n_{eff}	Etkin kırılma indisi
t_c	Gecikme zamanı

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
ω	Temel demet frekansı
ω_0	Temel Gauss demeti minimum yarıçapı
ω_p	Rölativistik plazma frekansı
2ω	İkinci harmonik frekansı
$\chi^{(2)}$	2. derece doğrusal olmayan süseptibilite
λ	Temel demet dalgaboyu
κ	Doğrusal olmayan çiftlenim sabiti
σ	İletkenlik
η	Verim
Δ	Bağıl kırılma indisi
Δk	Dalga vektörü uyumsuzluğu

<u>Kısaltmalar</u>	<u>Açıklama</u>
cm	Santimetre
CW	Sürekli dalga
dc	Doğru akım kaynağı
EFCSH	Elektrik alan uyarımlı ikinci harmonik üretim
KDP	Potasyumdifosfat
m	Metre
MHz	Megahertz
μm	Mikrometre
nm	Nanometre
NLP	Doğrusal olmayan polarizasyon
opt	Optimum
SHG	İkinci Harmonik Üretim

1. GİRİŞ

İkinci harmonik üretim doğrusal olmayan optiksel mikroskopide güçlü bir görüntü netleştirme mekanizması olarak kabul edilir. Çalışma ilk defa 1961'de Franken tarafından kuartz kristalinde gösterildi. Bu çalışma, doğrusal olmayan optik alanın doğmasına yol açtı. Daha sonraları ise uyumlu ışık kaynaklarında kısa dalgaboylu ışığa ulaşmada geniş uygulama alanları buldu. 1968'de Bloembergen ara yüzeylerde ikinci harmonik üretimi gerçekleştirdi. Daha sonra ara yüzey dinamiklerinin araştırılmasında ve yüzey özelliklerini tanımda standart bir spektroskopik araç haline geldi. 1974'te Hellwart, polikristalimsilerin (ZnSe) mikroskopik kristal yapısını görüntülemek için optik mikroskopla ikinci harmonik üretimi birleştirdi. Bu düşünce 1977'de Shapperd tarafından da kabul gördü ve kullanıldı. 1980'lerin başında, Berkeley'de Shen grubu yüzey araştırmalarında ikinci harmonik üretimi kullandı. 1986'da Freund ve Alfano, biyolojik dokularda ikinci harmonik üretim mikroskopisini yüksek çözünürlükte görüntü elde etmek için kullandılar. 1996'da Ben-Oren, 1999'da Pelog ve Campagnola tarafından yapılan çalışmalarda da doku kültürü zarının görüntülenmesinde ikinci harmonik üretim görüntüleme mikroskopisi kullanıldı. Böylece ikinci harmonik üretim uygulamaları için yeni çalışma alanları doğdu. Günümüzde de modern görüntüleme malzemesi ve lazer kaynağı olarak kullanılmaktadır (Wang, 2000).

Bu çalışmada belirli tipteki kristallerin doğrusal olmayan dielektrik özellikleri incelenecektir. Bu kristallerde uygulanan elektrik alanın karesiyle orantılı olarak değişen bir polarizasyon üretilir. Doğrusal olmayan ortamlarda dalga yayılım koşulları ile optiksel ikinci harmonik üretimin faz çakışması koşulu teorik olarak belirlenecektir. Gauss demetleriyle gerçekleşen ikinci harmonik üretim incelenecek ve ikinci harmonik üretimin foton modeli tanıtılacaktır. Ayrıca bu çalışmada ikinci harmonik üretimin fizikte ve teknolojiye çeşitli uygulamaları incelenecektir.

İkinci harmonik üretimin sayısal olarak anlaşılması tamamen kuantum mekaniği gerektirmesine rağmen, atomun klasik Lorentz modeli bu olayın fiziksel izahının anlaşılması için yeterlidir. Işık bir ortamı etkilediğinde elektron ve iyon merkezleri birbirin-

den ayrılır ve ortamda elektrik dipolü oluşur. Toplam elektrik dipol momentini materyalin polarizasyonunu (P) verir. İyonların hareketi elektronlarla karşılaştırıldığında önemsizdir. Bundan dolayı, elektron hareketi Lorentz modeli ile incelenir. Elektronlar için hareketin eşitliği;

$$\frac{\partial^2 \mathbf{x}}{\partial t^2} + 2\gamma \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} + \omega_0^2 \mathbf{x} + (a\mathbf{x}^2 + b\mathbf{x}^3 + \dots) = -e\mathbf{E}(t)/m \quad (1.1)$$

şeklinindedir. Burada elektrik alan $\mathbf{E}(t)$, $E_0 \cos(\omega t)$ biçiminde düşünüldü. γ ise sabittir. Eşitlikteki $a\mathbf{x}^2$, $b\mathbf{x}^3$,... doğrusal olmayan terimleri önemsenmediği zaman, Eşitlik (1.1), elektronların hareketinin ω optiksel frekanstaki güce bağlı basit harmonik titreşim şeklinde olduğunu gösterir. Elektrik dipol titreşim, aynı ω frekanslı elektromanyetik alan yayabilir. Basit harmonik titreşim genlik düşük olduğunda devam eder. Işığın şiddeti yüksekse, elektromanyetik alan büyük olabilir. Bu durumda eşitlikteki $a\mathbf{x}^2$, $b\mathbf{x}^3$,... doğrusal olmayan terimler dipolün harmonik olmadığını belirtir. Buna bağlı olarak harmonik olmayan potansiyel $2\omega, 3\omega$,...ve devam eden frekanslarda yüksek mertebeden harmonik titreşimlere neden olur. Elektrik dipol titreşimi, ikinci-, üçüncü-, ... harmonik üretim frekanslarına karşılık gelen ışınlar yapar.

Elektrik dipol yaklaşımında, madde ile elektrik alan arasındaki etkileşim genel polarizasyon ile tanımlanır. Bu $P(\omega, 2\omega, \dots)$ polarizasyonu, ω frekanslı $\mathbf{E}(\omega)$ alanı tarafından uyarılır ve;

$$P_i = \chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (1.2)$$

olarak yazılır. Burada birinci terim doğrusal optiksel tepkiyi ifade eder. Diğer terimler ise, E_m alanı büyük olduğunda önemli olan doğrusal olmayan durumları açıklar. Bu terimlerden en zayıf olanı ikinci harmonik üretimden sorumludur. $\chi^{(2)}$ ise ikinci derece doğrusal olmayan süseptibiledir. Bu ortamın ikinci derece doğrusal olmayan optiksel tepkisini ifade eder. Eşitlik (1.2)'deki indisler kartezyen koordinat bileşenleridir. Bu eşitlik standart notasyonla daha kapsamlı olarak;

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^3 \left[\sum_{j=1}^3 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \sum_{j,k=1}^3 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \sum_{j,k,l=1}^3 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \right] \quad (1.3)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\{1,2,3\}=\{x,y,z\}$ ve $\chi_{ij}^{(n)}$ ise $(n+1)$. sıra tensörünün bileşenidir. Birinci katsayı, $\chi^{(1)}$, izotropik olmayan malzeme için doğrusal elektriksel süseptibilitedir. Diğer $\chi^{(n)}$ katsayıları ise n. derece doğrusal olmayan süseptibilite olarak adlandırılır. İkinci derece doğrusal olmayan optiksel işlemin bir örneği olarak E_ω genlikte ve ω frekanstaki optiksel elektrik alanın etkileşimini inceleyelim.

$$E_\omega(t) = \frac{1}{2} E_\omega (e^{+i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (1.4)$$

$\chi^{(2)}$ 'nin sıfırdan farklı olduğu ortamlarda E_0 statik elektrik alanıdır. Bu tür ortamlardaki ikinci derece polarizasyon alanı,

$$\begin{aligned} \vec{P}^{(2)}(t) &= \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) \\ &= \chi^{(2)} [E_\omega \cos \omega t + E_0]^2 \\ &= \chi^{(2)} \left[\frac{1}{2} E_\omega e^{+i\omega t} + \frac{1}{2} E_\omega e^{-i\omega t} + E_0 \right]^2 \\ &= \chi^{(2)} \left[\frac{1}{4} E_\omega^2 (e^{+i2\omega t} + e^{-i2\omega t}) + E_0 E_\omega (e^{+i\omega t} + e^{-i\omega t}) + \frac{1}{2} E_\omega^2 + E_0^2 \right] \end{aligned} \quad (1.5)$$

şeklinde dir.

Polarizasyon alanı değişik frekanslarda titreşen bileşenlerden oluşur. Eşitlik (1.5) teki ilk terim 2ω 'da titreşir ve bu frekansta ışık yayar. Bu terim optiksel elektrik alanının varlığına bağlıdır. Bu etki ikinci harmonik üretim veya frekans çiftlenimi olarak tercih edilir. İkinci terim, ω 'da titreşir ve ortamın kırılma indisinde değişimlere neden olur. Bu etki doğrusal elektro-optik etkidir. Üçüncü terim, titreşen elektrik alanının statik elektrik alanına dönüşümüdür ve optiksel doğrultma olarak bilinir. Bu ve diğer terimler, doğrusal olmayan ortamdaki değişik frekansta elektrik alanlarının karışımı olarak görülür. Çünkü polarizasyon alanının doğası gelen alanlar tarafından belirlenir. ω_3 frekansta titreşen ikinci derece polarizasyon alanı ω_1 ve ω_2 frekanslarında titreşen iki elektrik alanı

içerir. Eşitlik (1.2)'den;

$$P_i^{(2)} = \chi_{ijk}^2(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2} \quad (1.6)$$

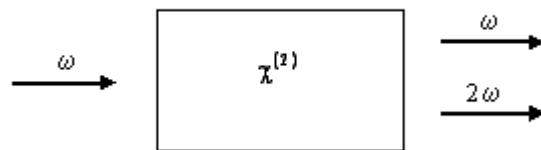
olarak yazılır. Negatif işaret ve noktalı virgöl, ω_3 çıktı frekansını göstermek için kullanıldı. Girdi frekansları negatif veya pozitif olabilir. Örneğin, $\chi_{ijk}^{(2)}(0; \omega, \omega)$ optiksel doğrultmayı gösterir. Frekanslar arasında, $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ ilişkisi vardır.

İkinci derece süseptibilite ile açıklanan bazı etkiler şunlardır:

$\chi_{ijk}^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega)$	İkinci Harmonik Üretim,
$\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega; \omega, 0)$	Doğrusal Elektro-optik Etki,
$\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_1 - \omega_2; \omega_1, \omega_2)$	Toplam Frekans Üretimi
$\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2)$	Fark Frekans Üretimi

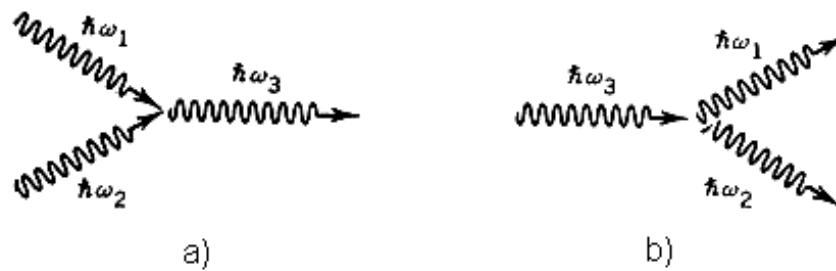
Doğrusal olmayan polarizasyonlar, optiksel dalga eşitliklerinde kaynak terim olarak kullanılırlar. Doğrusal olmayan süseptibilite için, polarizasyon alanlar ortamdaki yükleri ivmelendirmesinden dolayı, pratik uygulamalarda kullanılabilen ve ölçülebilen elektromanyetik ışınım üretirler.

Şekil 1.1'de ikinci harmonik üretimin sembolik gösterimi yapılmıştır. Uygun deneysel koşullarda ω frekansındaki girdi ışınım gücü, 2ω frekansındaki ikinci harmonik güce dönüştürülür. İkinci harmonik güç verimi %100 olmadığı düşünülerek, 2ω frekanslı çıktı ışınımını yanında ikinci harmonik güce dönüşmeyen ω frekansındaki çıktı ışınımını da gösterilmiştir.



Şekil 1.1. İkinci harmonik üretimin sembolik gösterimi (Boyd,1992)

İkinci harmonik üretimde ışınının $\hbar\omega$ enerjisi ve $\hbar k$ momentumu korunmalıdır. Enerji ve momentum korunum koşulları, ω_1 ve ω_2 sırasıyla temel ve ikinci harmonik demetlerin frekansları; k_1 ve k_2 ise sırasıyla temel ve ikinci harmonik demetlerin dalga vektörleri olarak kabul edilirse, $\omega_2 = 2\omega_1$ ve $k_2 = 2k_1$ olarak açıklanabilir. Momentum dönüşüm koşulu faz çakışma koşulu olarak ta adlandırılır. $P(\omega_2 = 2\omega_1)$ polarizasyonu, $E^2(\omega_1)\alpha \exp(-2ik_1x)$ ile orantılıdır. d aralığında ayrılan iki elektrik dipolün polarizasyonlarında $2k_1d$ kadarlık bir faz farkı bulunur. Birinci dipolün ürettiği ikinci harmonik alan $\exp(-ik_2x)$ ile orantılıdır ve k_2d 'lik bir faz farkıyla ikinci dipole ulaşır. İkinci dipol tarafından üretilen ikinci harmonik alan, birinci dipolün ikinci harmonik üretimiyle aynı fazda olursa, $2k_1d$ ve k_2d faz farkları eşitlenir. Bu faz çakışması koşuluna ($k_2=2k_1$) neden olur. Bu koşul ikinci harmonik üretimin tespiti için gereklidir.



Şekil 1.2. İkinci derece doğrusal olmayan ortamda üçlü foton etkileşimleri: a) foton birleşmesi, b) foton ayrılması (Saleh, 1991)

Dalga etkileşim işlemleri, dalgalar arasındaki enerji değişimini içerir. Enerji faz çakışması koşuluna uygun olarak dönüştürülür (Saleh,1991). Klasik modelde bu faz çakışması koşulu aynı fazda olan tüm elektrik dipollerin ışınımlarını gerektirir. Demetin k dalga vektöründen dolayı, momentum dönüşüm koşulu temel demetin aynı doğrultuda olması anlamındadır. İkinci harmonik üretim demeti de, temel demetle aynı doğrultuda olacaktır. Bu ikinci harmonik üretim demetlerinin tespitini kolaylaştırır (Boyd,1992).

Bu sayede yalıtkanlarda ve yarıiletkenlerdeki optiksel ışınının daha iyi anlaşılması mümkün oldu. Araştırmacılar yığma yapı ile ara yüzey arasındaki simetri

farklarını tespit ettiler. Ara yüzeyin doğrusal tepkisi ve kübik ortamda ölçeklenen doğrusal optiksel parametrelerden dolayı yüzeyler arası tabakanın kristal yapısı hakkında çok az bilgi elde edilebildi (Chen, 2001).

1960'lardaki ilk ikinci harmonik üretim yüzey çalışmalarında, düşük vakum ortamlarda yüzey sinyalleri elde edildi ve sinyallerde yüzey yapılarına ve katkılara bağlılık tespit edilemedi. 1984'te önemli bir gelişme oldu. Shen grubu çok yüksek vakum koşullarında ilk ikinci harmonik üretim deneyini yaptılar. Bu deneylerde Rh 'tan alınan CO ve O adsorbsiyonunun ikinci harmonik üretim sinyallerini azalttığı, Na adsorbsiyonunun ise sinyalleri artırdığı gözlemlendi. Sonraki yılda Heinz, silikon yüzeyin değişik simetri durumlarına uyguladığı ikinci harmonik üretim sinyallerinin oldukça duyarlı bir araç olduğunu gösterdi. Daha sonra Mc Gilp ve Yeh, Si-Au sistemi kullanarak, ikinci harmonik sinyalin kaplı ara yüzeyler hakkında yapısal bilgi sağladığını gösterdi (Wang, 2000).

Bu tür çalışmalarda genellikle merkezi simetri tercih edilir. Metaller ve elemental yarıiletkenler gibi önemli birçok malzemeler, merkezi simetrik malzemeler sınıfına girer. Elektrik dipol yaklaşımında külçe yapılarda ters simetriye rastlamak mümkündür. Bu çalışmalar, ikinci harmonik üretimin atomik simetri, ara yüzey hazırlama ve elektrik alan uygulamalarında oldukça duyarlı olduğunu gösterdi. Merkezi simetrik malzemelerde elektrik alanının ikinci harmonik katkıları başlangıçta gözlenememesine rağmen, zamanla Ag, Au, Si ve Ge gibi yığılma (bulk) malzemelerde ikinci harmonik üretim tespit edilebildi.

İki merkezi simetrik ortam arasındaki yüzeyde gerçekleşen ikinci harmonik üretim Brown, Parks ve Sleeper tarafından deneysel olarak gösterildi. Bloembergen, doğrusal olmayan aktif malzemenin ince tabakasında, yansıma geometrisindeki yüzeyde ve iki merkezi simetrik ortamın ara yüzeyinde gerçekleşen ikinci harmonik üretimin teorik eşitliklerini türetti. Sipe ve Shen birlikte merkezi simetrik ortamda yüzey ikinci harmonik üretiminden yığılma ikinci harmonik üretim katkılarının ayrıldığını tespit ettiler. Shen yüzey katkıları ile külçe katkıların büyüklüğünün karşılaştırılabilir olduğunu gösterdi. Böylece külçe katkıların merkezi simetrik malzemelerde oldukça küçük ölçekte

olduğu anlaşıldı. İkinci harmonik üretim, bu sayede yüzey yapıların tanınmasında ve yüzeylerdeki yapısal değişimlerin gözlenmesinde önemli bir araç haline geldi.

Organik kristal çekirdekli fiberlerde ikinci harmonik üretim çekirdek ve örtü malzemelerin uygun tespiti için kullanıldı. Doğrusal olmayan malzeme kullanılarak çeşitli parametrelerin verime etkisi ve bu iki çekirdek malzeme ile tasarlanan fiberlerin davranışı incelendi. Bu amaçla overlap integralinin çekirdek yarıçapına (a) ve bağlı kırılma indisi farkına bağlı değişimleri, ikinci harmonik üretim gücünün bağlı kırılma indisi Δ 'ya bağlı değişimleri incelendi (Şenli,1999).

İkinci harmonik üretim deneyleri, yüzey çalışmalarından elde edilen bilgilere göre sınıflandırıldı. Bunlar, adsorbsiyon gücü ve yüzey örtü, moleküler yönelim, yüzey simetrisi, ara yüzey elektrik alan gücü, reaksiyon kinetiği ve yüzey difüzyonu gibi başlıklarda toplandı. Araştırmacıların bir kısmı kimyasal adsorbsiyona maruz kalan yüzeyde ikinci harmonik üretim tepkilerini teorik olarak açıklamaya çalıştılar, ama sadece sayısal sonuçlar elde edilebildi (Wang,2000).

İkinci harmonik üretim mikroskopisi, malzeme bilimleri (doğrusal olmayan kristaller, yüzeyler/ara yüzeyler, yarıiletkenlerde alan dağılımları) dahil, biyolojik araştırmaları (zar potansiyelleri, doku polaritesi, biyo-fotonik kristal etki) ve tıbbi uygulamaları (tümör gelişimi) içeren birçok çalışmada yaygın olarak uygulanır. İkinci harmonik üretim özelliklerinden dolayı, plazma yüzeyin artırılmış etkileşimleri, faz çakışma özellikleri, moleküler hiper-polarizabilitenin dağılımları, lokal anizotropi araştırmaları için kullanıldı (Chu,2003).

2. DOĞRUSAL OLMAYAN ORTAMLARDA DALGA YAYINIMI

Bu kısımda doğrusal olmayan ortamda yayınan elektromanyetik dalga eşitliklerini türeteceğiz. Daha sonra bu eşitlikler ikinci harmonik üretimin açıklanmasında kullanılacaktır. Başlangıç noktamız Maxwell eşitlikleri olup;

$$\begin{aligned}\vec{\nabla}_x \vec{H} &= i + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{\nabla}_x \vec{E} &= -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\end{aligned}\quad (2.1)$$

ve

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ i &= \sigma \cdot \vec{E}\end{aligned}\quad (2.2)$$

ile verilir. Burada σ iletkenliktir. Eşitlik (2.2)'deki toplam polarizasyon \vec{P} 'yi doğrusal ve doğrusal olmayan iki parçaya,

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} + \vec{P}_{NL}\quad (2.3)$$

eşitliğine göre ayrılırsa, bu durumda Eşitlik (2.1), $\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \chi_e)$ olmak koşuluyla;

$$\begin{aligned}\vec{\nabla}_x \vec{H} &= \sigma \vec{E} + \frac{\partial (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{\partial t} \\ &= \sigma \vec{E} + \frac{\partial ((\varepsilon - \varepsilon_0 \chi_e) \vec{E} + \vec{P})}{\partial t} \\ &= \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \underbrace{\varepsilon_0 \chi_e \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}}_{\frac{\partial \vec{P}_{NL}}{\partial t}} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}\end{aligned}$$

olarak yazılırsa;

$$\vec{\nabla}_x \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}_{NL}}{\partial t}\quad (2.4)$$

elde edilir. Eşitlik (2.1)'in her iki tarafının rotasyoneli alınır ve $\vec{\nabla}_x \vec{\nabla}_x \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ vektör özelliğini kullanarak, $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$ alınarak, Eşitlik (2.4) 'ten;

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2}\quad (2.5)$$

bulunur. Daha sonra skaler notasyona bağlı olarak;

$$\nabla^2 E = \mu\sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 P_{NL}(r, t)}{dt^2} \quad (2.6)$$

şeklinde yazılır. Burada P_{NL} ile E paralel düşünülürse, konumuz z doğrultusunda $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ frekanslarıyla yayınlanan üç düzlem dalgaının oluşturduğu alanla sınırlanır.

$$\begin{aligned} E^{(\omega_1)}(z, t) &= \frac{1}{2} \left[E_1(z) e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + \dots \right] \\ E^{(\omega_2)}(z, t) &= \frac{1}{2} \left[E_2(z) e^{i(\omega_2 t - k_2 z)} + \dots \right] \\ E^{(\omega_3)}(z, t) &= \frac{1}{2} \left[E_3(z) e^{i(\omega_3 t - k_3 z)} + \dots \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

Bu durumda toplam anlık alan,

$$E = E^{(\omega_1)}(z, t) + E^{(\omega_2)}(z, t) + E^{(\omega_3)}(z, t) \quad (2.8)$$

olur. Eşitlik (2.7) kullanılarak, Eşitlik (2.8)'i, Eşitlik (2.6)'da yerine koyarsak, her biri bu üç frekanstan sadece bir tanesinde titreşen terime sahip son eşitlik, üç eşitlik şeklinde ayrılır. Eşitlik (2.6)'daki doğrusal olmayan polarizasyon $P_{NL}(r, t)$;

$$\text{Re} \left[d^{(\omega_1 + \omega_2)} E_1 E_2 e^{i[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z]} \right]$$

veya

$$\text{Re} \left[d^{(\omega_3 - \omega_2)} E_3 E_2 e^{i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)z]} \right]$$

terimlerini içerir. Bu terimler, $(\omega_1 + \omega_2)$ ve $(\omega_3 - \omega_2)$ frekanslarında titreşir. Genelde titreşim birbiriyle eş zamanlı olmadığı için, ω_1, ω_2 ve ω_3 'teki titreşimlerini sürdüremeyecektir. Bu son duruma istisna olarak,

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (2.9)$$

eşitliği de mümkündür. Bu durumda,

$$\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_1 E_2 e^{i[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z]}$$

$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ frekansında titreşir ve bu durumdaki kaynak ω_3 frekanslı dalga kaynağı gibi davranır. Fiziksel olarak, ω_1 ve ω_2 frekanstaki alanlardan ω_3 'teki alana, ya da tersine, güç akışına sahip olunacağı anlamı taşır. Eşitlik (2.9) düşünülerek, Eşitlik (2.6) ya dönülürse ve bu titreşim ω_1 'de yazılırsa;

$$\nabla^2 E^{(\omega_1)} = \mu\sigma_1 \frac{\partial E^{(\omega_1)}}{\partial t} + \mu\varepsilon_1 \frac{\partial^2 E^{(\omega_1)}}{\partial t^2} + \mu d \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\frac{E_3(z)E_2(z)}{2} e^{i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z]} + \dots \right] \quad (2.10)$$

elde edilir.

$$\left| k_1 \frac{\partial E_1(z)}{\partial z} \right| \gg \left| \frac{\partial^2 E_1(z)}{\partial z^2} \right| \quad (2.11)$$

farzedilerek, Eşitlik (2.7)'ye bakılırsa;

$$\nabla^2 E^{(\omega_1)} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} [E_1(z)e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + \dots] = \frac{1}{2} [k_1^2 E_1(z) + 2ik_1 \frac{\partial E_1(z)}{\partial z}] e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + \dots$$

yazılır. Eşitlik (2.9) ve Eşitlik (2.10) kullanılarak ve $\frac{\partial}{\partial t} = i\omega_1$ alınarak;

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} \left[k_1^2 E_1(z) + 2ik_1 \frac{\partial E_1(z)}{\partial z} \right] e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + \dots \\ & = [i\omega_1 \mu\sigma_1 - \omega_1^2 \mu\varepsilon_1] \left[\frac{E_1(z)}{2} e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} \right] + \dots - \left[\frac{\omega_1^2 \mu d}{2} E_3(z)E_2(z) e^{i[\omega_1 t - (k_3 - k_2)z]} + \dots \right] \end{aligned} \quad (2.12)$$

elde edilir. $k_1^2 = \omega_1^2 \mu\varepsilon_1$ kabul edilerek, $\frac{i}{k_1} \exp(-i\omega_1 t + ik_1 z)$ ile tüm terimleri çarpılırsa Eşitlik (2.12);

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = \frac{-\sigma_1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_1}} E_1 - \frac{i\omega_1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_1}} d E_3 E_2 e^{-i(k_3 - k_2 - k_1)z}$$

olarak tekrar yazılabilir ve benzer biçimde ω_2 ve ω_3 'teki alanlar için,

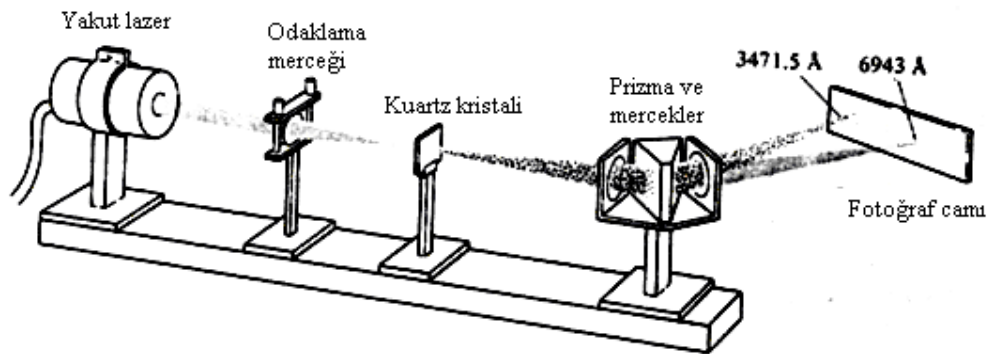
$$\frac{\partial E_2}{\partial z} = \frac{-\sigma_2}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_2}} E_2 - \frac{i\omega_2}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_1}} d E_1 E_3 e^{-i(k_1 - k_3 + k_2)z}$$

$$\frac{\partial E_3}{\partial z} = \frac{-\sigma_3}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_3}} E_3 - \frac{i\omega_3}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_3}} d E_1 E_2 e^{-i(k_1+k_2-k_3)z} \quad (2.13)$$

yazılır. Bunlar doğrusal olmayan parametrik etkileşimleri tanımlayan temel denklemlerdir. Bu eşitliklerin doğrusal olmayan d sabitiyle birbirlerine bağlı oldukları görülür.

2. OPTİKSEL İKİNCİ HARMONİK ÜRETİM

Doğrusal olmayan optikte ilk deney kuartz kristaline odaklanan yakut lazer demetinin ikinci harmonik üretimini içerir. Deney düzeneği, Şekil 3.1 'de görülmektedir. Bu ilk deneyde dönüşüm verimi için, birkaç santimetrelük doğrusal olmayan kristalden tek geçişte %30 dönüşümün gözlemlendiği noktaya kadar açıklanabilen yöntemler geliştirildi. Bu teknik, uzun dalga lazerden kısa dalga ışınım üretiminde önemli uygulama alanları bulur.



Şekil 3.1. İkinci harmonik üretimin gösteriminde kullanılan ilk deney düzeneği (Yariv,1991,1995)

İkinci harmonik üretim durumunda, daha önce Eşitlik (2.13) 'te bulunan üç alandan ikisi aynı frekanstadır. $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ alınabilir ve bu durumda, Eşitlik (2.13)'in ilk iki eşitliği birbirinin kompleks eşleştiğidir. Bu yüzden sadece birini düşünmek yeterlidir. Eşitlik (2.13)'teki E_1 elektrik alana karşılık gelen ω frekanslı girdi alanı ve

E_3 'e karşılık gelen ikinci harmonik alan alınır ve soğurmalar ihmal edilirse, $\sigma_{1,2,3} = 0$, $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 = 2\omega$ yerine konulursa son eşitlik;

$$\frac{\partial E^{(2\omega)}}{\partial z} = -i\omega \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} d[E^{(\omega)} z]^2 e^{i(\Delta k)z} \quad (3.1)$$

olur. Burada

$$\Delta k \equiv k_3 - 2k_1 = k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)} \quad (3.2)$$

kabul edildi.

İncelememizi basitleştirmek için, gücün 2ω 'ya dönüşümünden dolayı ω 'daki girdi dalganın azalışının ihmal edildiği düşünülebilir. Deneysel durumların çoğunda uygulanan bu şartlar altında, Eşitlik (3.1)'deki $E^{(\omega)}(z) = \text{sabit}$ alınabilir ve z 'ye bağımlılığı ihmal edilebilir. 2ω 'da hiç girdi olmadığı düşünülerek, yani $E^{(2\omega)}(0) = 0$ olduğu düşünülürse ve ℓ uzunluğundaki kristalin sonundaki çıktı alanının integrali alınırsa, Eşitlik (3.1)'den;

$$E^{(2\omega)}(\ell) = -i\omega \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_0}} d[E^{(\omega)}]^2 \frac{e^{i\Delta k \ell} - 1}{i\Delta k}$$

elde edilir. Çıktı şiddeti,

$$E^{(2\omega)}(\ell)E^{(2\omega)}(\ell) = \left(\frac{\mu}{\varepsilon_0}\right) \frac{\omega^2 d^2}{n^2} [E^{(\omega)}]^4 \ell^2 \frac{\sin^2(\Delta k \ell / 2)}{(\Delta k \ell / 2)^2} \quad (3.3)$$

ile orantılıdır. Burada $\varepsilon/\varepsilon_0 = n^2$ kullanıldı, n kırılma indisidir. Eğer girdi demeti kesit alanı $A(\text{m}^2)$ sınırlıysa, o zaman birim alan başına güç (şiddet);

$$\frac{P_{2\omega}}{A} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} |E^{(2\omega)}|^2 \quad (3.4)$$

olarak yazılabilir.

O halde ω 'dan 2ω 'ya dönüşüm verimliliği için Eşitlik (3.3);

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = 2 \left(\frac{\mu}{\epsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d^2 \ell^2 \sin^2(\Delta k \ell / 2) P_{\omega}}{n^3 (\Delta k \ell / 2)^2 A} \quad (3.5)$$

olarak yazılır. Burada temel demetin P_{ω}/A şiddetiyle orantılı dönüşüm verimliliğine dikkat edilmelidir. Bu ifade elde edilirken temel frekanstan ikinci harmoniğe aktarılan gücün temel frekans gücünü etkilemediği kabul edilmiştir. Bu kabul, verimin düşük olduğu durumlarda geçerlidir.

3.1. İkinci Harmonik Üretimde Faz Çakışması

ω 'dan 2ω 'ya aktarılan dönüşüm verimliliği için bulunan Eşitlik (3.5)'e göre, önceden gerekli olan $\Delta k = 0$ önkoşulu kullanılarak;

$$k^{(2\omega)} = 2k^{(\omega)} \quad (3.6)$$

elde edilir. Eğer $\Delta k \neq 0$ ise, ikinci harmonik gücün üretildiği z_1 olarak adlandıracağımız herhangi bir düzlemden, başka herhangi bir düzlemde (z_2) yayınan dalga, z_2 'de üretilen ikinci harmonik dalgayla aynı fazda değildir. Bu iki dalga, Eşitlik (3.5)'teki

$$\frac{\sin^2(\Delta k \ell / 2)}{(\Delta k \ell / 2)^2}$$

faktörü ile tanımlanan girişimle sonuçlanır. Bu konumsal girişim örneğinin yan yana atmaları, “uyum mesafesi” olarak ifade edilen,

$$\ell_c = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{2\pi}{k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)}} \quad (3.7)$$

ile birbirinden ayrılır. Bu ℓ_c , ikinci harmonik güç üretiminde kullanılan kristalin maksimum uzunluğudur. Normal şartlarda bu uzunluk, 10^{-2} cm'den daha uzun olmayabilir.

Bunun nedeni, n_{ω} kırılma indisinin ω ile artmasıdır. O halde bu durumu gerçekleştirmek için Δk değeri, $k^{(\omega)} = \omega n^{\omega} / c$ eşitliği kullanılırsa,

$$\begin{aligned}\Delta k &= k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)} = \frac{2\omega n^{2\omega}}{c} - 2\frac{\omega n^{\omega}}{c} = \frac{2\omega}{c} [n^{2\omega} - n^{\omega}] \\ \Delta k &= \frac{2\omega}{c} [n^{2\omega} - n^{\omega}]\end{aligned}\quad (3.8)$$

olarak bulunur. Bu durumda, Eşitlik (3.7)'deki uyum mesafesi,

$$\begin{aligned}\ell_c &= \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{2\pi}{\frac{2\omega}{c} [n^{2\omega} - n^{\omega}]} = \frac{\pi c}{\omega [n^{2\omega} - n^{\omega}]} \\ &= \frac{\lambda}{2[n^{2\omega} - n^{\omega}]}\end{aligned}\quad (3.9)$$

olur. Burada λ , başlangıç demetinin boş uzaydaki dalga boyudur. $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ve $n^{2\omega} - n^{\omega} \cong 10^{-2}$ tipik değerleri alınır, ℓ_c uyum mesafesi $50 \mu\text{m}$ bulunur. Eğer ℓ_c , $100 \mu\text{m}$ 'den 2cm 'ye arttırılmak istenirse, Eşitlik (3.5)'e göre, ikinci harmonik güç 4×10^4 çarpanıyla artacaktır.

Bu teknik, çoğunlukla $\Delta k = 0$ faz çakışması gereksinimini karşılamak için kullanılır. Aynı teknik, izotropik olmayan kristallerde çift kırılma avantajı da sağlar.

$k^{(\omega)} = \omega \sqrt{\mu \epsilon_0} n^{\omega}$ kullanılırsa Eşitlik (3.6);

$$\begin{aligned}k^{(2\omega)} &= 2k^{\omega} \\ 2\omega \sqrt{\mu \epsilon_0} n^{2\omega} &= 2\omega \sqrt{\mu \epsilon_0} n^{\omega} \\ n^{2\omega} &= n^{\omega}\end{aligned}\quad (3.10)$$

olur. Bundan dolayı, başlangıçta ve ikinci harmonik frekanslarda kırılma indisleri eşit olmalıdır. Dağıtıcı maddelerde verilen bir doğrultu boyunca sıradan ve sıradışı dalgalarda, kırılma indisi ω ile artar. ω ve 2ω demetleri aynı tipte olduğunda, yani her ikisi de sıradan ya da sıradışı olduğunda, Eşitlik (3.10)'u gerçekleştirmek imkansız hale gelir. Bununla beraber, özel koşullarda iki dalgayı farklı tipte yaparak, Eşitlik (3.10)'u

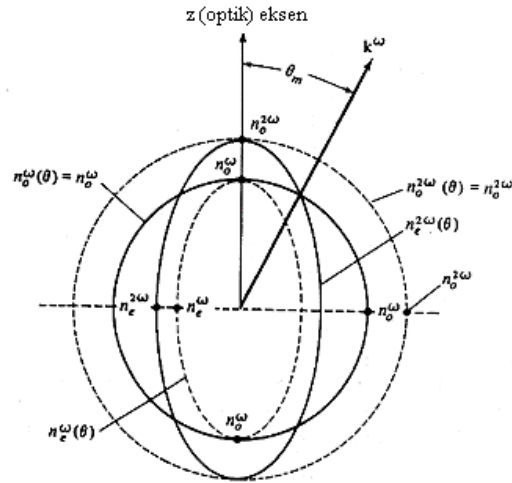
sağlayabiliriz. Bu durumu açıklamak için, optiksel kristal eksen (z) ile yayınma doğrultusu arasındaki θ açısının tek eksenli kristaldeki sıradışı dalganın kırılma indisinin değişimine bağlı olduğunu düşünelim.

Bu durumda,

$$\frac{1}{n_\ell^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_0^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \quad (3.11)$$

olarak verilir. Eğer $n_e^{2\omega} < n_0^\omega$ ise, $n_\ell^\omega(\theta) = n_0^\omega$ 'yı sağlayan bir açı vardır. Bu yüzden sıradan bir ışınım olarak ω frekansındaki temel demet, faz çakışma açısı θ_m boyunca başlatılırsa, sıradışı ışınım olarak ikinci harmonik demet aynı doğrultu boyunca üretilecektir. Bu durum Şekil 3.2'de gösterildi.

θ_m açısı, $n_e^{2\omega}(\theta)$ sıradışı ışınımın yüzey indisi ve ω 'daki temel demetin yüzey indisine karşılık gelen küre (şekilde çember ile ifade edilen) arasındaki kesişim ile belirlenir.



Şekil 3.2. Negatif ($n_e < n_0$) tek eksenli kristalde sıradan ve sıradışı ışınlar için normal yüzeyi $n_e^{2\omega} < n_0^\omega$ ise, $n_e^\omega(\theta) = n_0^\omega$ koşulu $\theta = \theta_m$ ile sağlanır (Yariv, 1995)

Negatif tek eksenli kristal için, bir koniyi tanımlayan θ_m açısı, $n_e^\omega < n_o^\omega$ koşulunda, $n_e^{2\omega}(\theta_m) = n_o^\omega$ 'yı sağlar veya Eşitlik (3.11) kullanılarak,

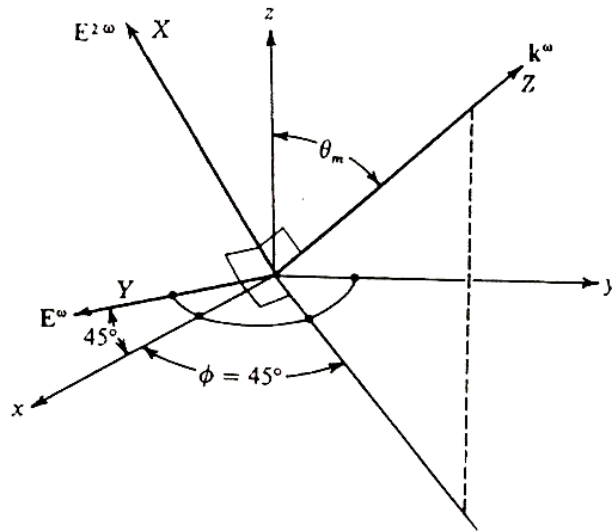
$$\frac{\cos^2 \theta_m}{(n_o^{2\omega})^2} + \frac{\sin^2 \theta_m}{(n_e^{2\omega})^2} = \frac{1}{(n_o^\omega)^2} \quad (3.12)$$

elde edilir. θ_m için çözüm,

$$\sin^2 \theta_m = \frac{(n_o^\omega)^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}}{(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}} \quad (3.13)$$

olur.

Yariv tarafından $\lambda=6943 \text{ \AA}$ dalgaboylu yakut lazeri kullanılarak elde edilen temel demetlerle KDP (KH_2PO_4) kristalinde yapılan çalışmada θ_m açısı 50.4° bulunmuştur. Şekil 3.3'te k^ω ile yayınım doğrultusu ve optik eksen arasındaki θ_m açısı görülmektedir.



Şekil 3.3. KDP kristalinde ikinci harmonik üretim (Yariv, 1995)

3.2 Faz Çakışmasının Doğrulanması

Eşitlik (3.5)'e göre, $\Delta k = 0$ faz çakışması koşulu sağlanamadığı durumda, çıktı gücü maksimum faz çakışması değerinden;

$$F = \frac{\sin^2(\Delta k \ell / 2)}{(\Delta k \ell / 2)^2} \quad (3.14)$$

faktörü ile azalır. Burada $\Delta k \ell / 2$ faz uyumsuzluğu Eşitlik (3.8)'e göre;

$$\frac{\Delta k \ell}{2} = \frac{\omega \ell}{c} [n_e^{2\omega}(\theta) - n_0^\omega] \quad (3.15)$$

ile verilir ve θ 'nın bir fonksiyonudur. Eşitlik (3.11)'i kullanarak, $n_e^{2\omega}(\theta)$ 'yi $\theta \cong \theta_m$ yakınında Taylor serisine açıp ilk iki terimi alırsak, $\theta = \theta_m$ 'de mükemmel faz çakışması koşulu düşünülürse, yani $n_e^{2\omega}(\theta) = n_0^\omega$ için;

$$\begin{aligned} \Delta k(\theta) \ell &= -\frac{2\omega \ell}{c} \sin(2\theta_m) \frac{(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_0^{2\omega})^{-2}}{2(n_0^\omega)^{-3}} (\theta - \theta_m) \\ &\equiv 2\beta(\theta - \theta_m) \end{aligned} \quad (3.16)$$

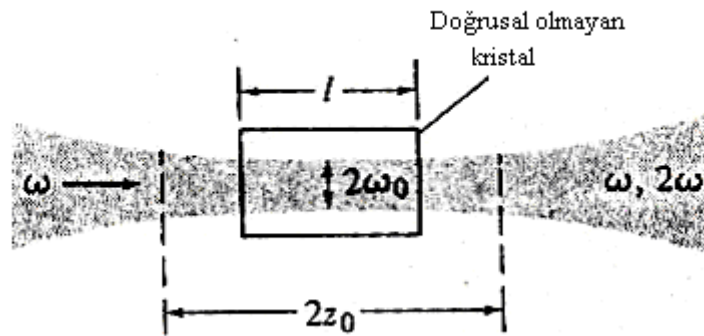
bulunur. Burada β , Eşitlik (3.16)'da belirlenen $n_e^{2\omega}, n_0^{2\omega}, n_0^\omega, \omega$ ve ℓ 'ye bağlı bir sabittir. 2ω 'daki çıktı gücünün akışını θ 'nın bir fonksiyonu olarak yazarsak, Eşitlik (3.5) ve Eşitlik (3.16)'ya göre;

$$P_{2\omega}(\theta) \propto \frac{\sin^2[\beta(\theta - \theta_m)]}{[\beta(\theta - \theta_m)]^2} \quad (3.17)$$

şeklinde değişmesi beklenir.

3.3 Odaklanmış Gauss Işınlarıyla İkinci Harmonik Üretim

Eşitlik (3.5)'le sonuçlanan ikinci harmonik üretim analizi, bir düzlem dalga modeline dayanır. Pratikte, kristal içinde minimum yarıçapa ulaşmak için kristale Gauss demetleri odaklanır. Şekil 3.3.'te bu durum gösterilmiştir.



Şekil 3.4. Odaklanmış Gauss ışınlarıyla ikinci harmonik üretim (Yariv,1995)

Gelen Gauss demeti, aynı odaklı z_0 parametresi ile tanımlanır. z_0 değeri, demet yarıçapının minimum değerinin karesine bağlı $\pi\omega^2$ bölgesinde verilen minimum demet yarıçapından uzaklıktır. ω_0 minimum demet yarıçapı olduğunda, $z_0 = \pi\omega_0^2 n / \lambda$ olarak alınır. Eğer $z_0 \gg \ell$ ise (ℓ kristal uzunluğu), gelen dalganın demet alanı kristal içinde z_0 'dan neredeyse bağımsızdır. Eşitlik (3.3)'teki düzlem dalga sonucuna uygulanırsa;

$$|E^{(2\omega)}(r)|^2 = \frac{\mu_0}{\varepsilon} \omega^2 d^2 |E^{(\omega)}(r)|^4 \ell^2 \frac{\sin^2(\Delta k \ell / 2)}{(\Delta k \ell / 2)^2} \quad (3.18)$$

yazılabilir. Burada $E^{(\omega)}(r)$ 'nin temel Gauss demetine uygun olması için,

$$E^{(\omega)}(r) \cong E_0 e^{-r^2/\omega_0^2} \quad (3.19)$$

olarak alındı.

$$P_{\omega} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \int_{\text{kesitalanı}} |E^{(\omega)}|^2 dx dy \cong \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} E_0^2 \left(\frac{\pi \omega_0^2}{4} \right)$$

kullanılarak ve bunun yanında Eşitlik (3.19) kullanılarak, Eşitlik (3.18)'in integralinin alınmasıyla;

$$\frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = 8 \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d^2 \ell^2}{n^3} \left(\frac{P^{(\omega)}}{\pi \omega_0^2} \right) \frac{\sin^2(\Delta k \ell / 2)}{(\Delta k \ell / 2)^2} \quad (3.20)$$

elde edilir. Burada, $(n^{\omega})^2 n^{2\omega} \cong n^3$ kabul edildi.

Eşitlik (3.20) ile Eşitlik (3.5) özdeştir. Bu eşitlik, $z_0 \gg \ell$ olan bir Gauss demeti girdisi için türetilmiştir. P_{ω} girdili ve ℓ uzunluğundaki kristalde çıktı gücü $P_{2\omega}$, ω_0 azaltılarak arttırılabilir. Gerçekte, $z_0 (= \pi \omega_0^2 n / \lambda)$ 'ın ℓ ile karşılaştırılabildiği durumlarda geçerlidir. ω_0 (ve z_0)'ın daha da azaltılması, kristal içindeki demette ayrılmaya neden olur. Bu durum, şiddetin ve ikinci harmonik üretimin azalmasına yol açar. Bu nedenle demet, $\ell = 2z_0$ 'a kadar odaklanmalıdır. Eşodaklı durum tercih edildiğinde, $\ell = 2z_0 = 2(\pi n \omega_0^2 / \lambda)$ olduğu noktada Eşitlik (3.20);

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = \frac{2}{\pi c} \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^3 d^2 \ell}{n^2} P^{(\omega)} \frac{\sin^2(\Delta k \ell / 2)}{(\Delta k \ell / 2)^2} \quad (3.21)$$

olur. Odaklanan Gauss demeti ile ikinci harmonik üretim analizi tam olarak yapıldığında maksimum dönüşüm veriminin Eşitlik (3.21)'deki eşodaklı sonuçtan yaklaşık % 20 daha yüksek olduğunu gösterir. Eşitlik (3.5)'teki düzlem dalga sonucu ile Eşitlik (3.21) arasındaki temel fark, dönüşüm veriminin ℓ^2 yerine ℓ ile artmasıdır. ($z_0 \approx \ell / 2$) olduğu durumlarda, kullanılan kristalin demet spot büyüklüğü ω_0 'dan daha büyük kristal kullanılmalıdır. Bu durum temel demetin şiddetini azaltır.

3.4 Eksik Girdili Darbeyle İkinci Harmonik Üretim

ω frekansındaki temel demetin ihmal edilebilir azalışı düşünülerek ikinci harmonik üretimin dönüşüm verimliliği için Eşitlik (3.5)'teki ifade türetildi. Bu eşitlik, dönüşüm veriminin küçük olduğu durumlarda ($\eta_{\text{SHG}} \ll 1$) geçerlidir. Faz çakışması koşulu ve kristalin yeterince uzun olduğu kabul edilirse, şu ana kadar anlatılan parametrik işlemlerin anlaşılması için Eşitlik (2.13)'e dikkat edilirse, $\omega \rightarrow 2\omega$ dönüşüm sürecinin uzaklıkla devam ettiğini görülür. Dönüşüm veriminin 1'e yaklaşması beklenir. Bu olasılık göz önüne alınarak Eşitlik (2.13)'e bakılırsa, bu defa pompalama azalışı beklenerek, $E_1(z)$ ve $E_2(z)$ temel demetlerinin z 'ye bağlı olması mümkündür.

Bu da,

$$A_\ell \equiv \sqrt{\frac{n_\ell}{\omega_\ell}} E_\ell \quad \ell = 1, 2, 3 \quad (3.22)$$

ile belirlenen yeni bir alan değişkenleri kümesine dönüştürülür. Burada, $n_\ell^2 = \epsilon_\ell / \epsilon_0$, n_ℓ ise ℓ dalgasının kırılma indisidir. Eşitlik (3.22)'deki dönüşümü daha iyi anlamak için, aşağıdaki eşitliklere bakalım.

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= -\frac{\alpha_1}{2} A_1 - \frac{i}{2} \kappa A_2 A_3 e^{-i(\Delta k)z} \\ \frac{dA_2}{dz} &= -\frac{\alpha_2}{2} A_2 + \frac{i}{2} \kappa A_1 A_3 e^{i(\Delta k)z} \\ \frac{dA_3}{dz} &= -\frac{\alpha_3}{2} A_3 - \frac{i}{2} \kappa A_1 A_2 e^{i(\Delta k)z} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Bu eşitliklerde;

$$\begin{aligned} \alpha_\ell &\equiv \sigma_\ell \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_\ell}}, \\ \kappa &\equiv d \sqrt{\left(\frac{\mu}{\epsilon_0}\right) \frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3}{n_1 n_2 n_3}}, \end{aligned} \quad (3.24)$$

$$\Delta k \equiv k_3 - (k_1 + k_2)$$

alındı. İkinci harmonik üretim durumunda $A_1 = A_2$ olur ve Eşitlik (3.23);

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -i \frac{\kappa}{2} A_3 A_1 \\ \frac{dA_3}{dz} &= -i \frac{\kappa}{2} A_1^2\end{aligned}\quad (3.25)$$

olur. Burada ($\Delta k = 0$) faz çakışması ve saydam ortam ($\alpha_\ell = 0$) durumları kabul edildi. Eşitlik (3.25)'e devam edilirse, genel kurallar içinde, $A_1(0)$ ve $A_1(z)$ reel sayı seçilirse Eşitlik (3.25);

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -\frac{1}{2} \kappa A_3' A_1 \\ \frac{dA_3'}{dz} &= \frac{1}{2} \kappa A_1^2\end{aligned}\quad (3.26)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $A_3 \equiv -iA_3'$ 'tür. Eşitlik (3.26)'ya devam edersek,

$$\frac{d}{dz} (A_1^2 + A_3'^2) = 0$$

sonucuna ulaşılır (yani, demet 1'den çıkarılan her foton için demet 3'e bir foton eklenir. Enerji korunur. Çünkü demet 2'den aynı anda bir foton çıkar). Sonra ω_3 'te girdi olmadığı düşünülerek, $A_1^2 + A_3'^2 = A_1^2(0)$ olarak bulunur ve Eşitlik (3.26)'nın ikincisi

$$\frac{dA_3'}{dz} = \frac{1}{2} \kappa (A_1^2(0) - A_3'^2)$$

olur. Buradan;

$$A_3'(z) = A_1(0) \tanh \left[\frac{1}{2} \kappa A_1(0) z \right] \quad (3.27)$$

çözümüne ulaşılır. $\kappa A_1(0) z \rightarrow \infty, A_3'(z) \rightarrow A_1(0)$ olduğuna dikkat edersek, ω frekanslı girdi fotonlarının tümü $A_1=A_2$ olduğunda 2ω frekanslı fotonlara dönüşür. Bu durumda güç dönüşüm verimi 1'e yaklaşır.

Genel durumda,

$$\eta_{\text{SHG}} \equiv \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = \frac{|A_3(z)|^2}{|A_1(0)|^2} = \tanh^2 \left[\frac{1}{2} \kappa A_1(0) z \right] \quad (3.28)$$

olur.

4. BİR LAZER REZONATÖRÜ İÇİNDE İKİNCİ HARMONİK ÜRETİM

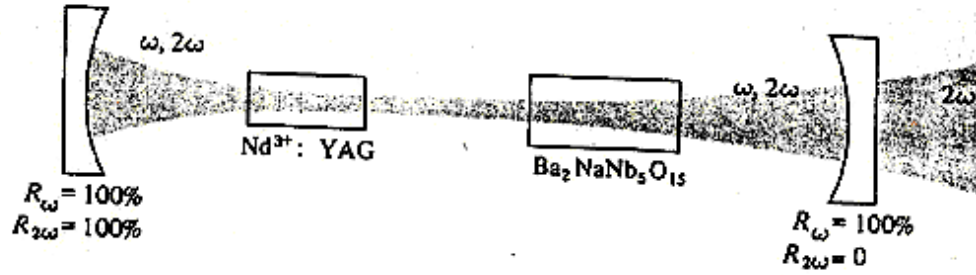
Doğrusal olmayan optik kristallerde ω 'dan 2ω 'ya dönüşüm elde etmek için, ω temel frekansında büyük güç yoğunluğunu kullanmaya ihtiyaç duyulur. Bu güç yoğunluğunu sürekli lazerler (CW) kullanılarak elde etmek mümkün değildir. Ancak doğrusal olmayan kristal lazer rezonatörü içine yerleştirilirse durum değişir. Rezonatör içinde şiddet, ayna dışındaki $(1 - R)^{-1}$ değerinden daha fazladır.

Burada R ayna yansıtıcılığıdır. $R \cong 1$ ise, artış çok fazladır ve Eşitlik (3.5)'e göre, ikinci harmonik dönüşüm verimliliği şiddetle orantılıdır. Rezonatör içinde dönüşüm veriminin daha fazla olması beklenebilir.

ω frekansı yerine 2ω frekansındaki lazerin uygun koşullar altında toplam kullanılabilir gücünün elde edilebileceği gösterilecektir. Bu durumda, % 100 dönüşüm verimliliğine ulaşılabilir. Bu son ifadeyi anlamak için, ışığın çıktığı aynanın % 5 optimal geçişe sahip olduğu durumda maksimum çıktı gücüne sahip lazer örneği düşünelim.

Işığın çıktığı ayna, ω frekansta %100 yansımaya sahip aynayla yer değiştirilir ve doğrusal olmayan kristal lazer rezonatörü içine konulur. Kristal içinden tek geçişte ω 'dan 2ω 'ya dönüşüm verimi % 5 olursa ve güç kayıplarına ışığın çıktığı ayna yerine ikinci harmonik üretim neden olursa, lazer optimal olarak yüklenir. Bu durum, ayna içindeki çiftlenmeye benzer şekilde 2ω 'da güç üretimiyle devam eder.

Deney düzeneği, ilk ikinci harmonik üretim deneyinde kullanılanla benzerdir ve Şekil 4.1'de gösterilmiştir.



Şekil 4.1. Lazer rezonatörü içinde ikinci harmonik dönüşüm için deney düzeneği (Yariv,1995)

$\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ lazer kaynağı, $\lambda_0 = 1.06\mu\text{m}$ temel dalgaboylu bir dalga yayar. Aynalar $\lambda_0 = 1.06\mu\text{m}$ 'de mümkün olduğunca yansıtıcıdır. $\lambda_0 = 0.53\mu\text{m}$ dalgaboyunda ikinci harmonik dalga üretmek için $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ kristali kullanılır. Sonraki ayna ise bu dalgaboyundaki bütün ışınımları geçirir. İkinci harmonik üretimin matematiksel ifadesinde optimum güç çiftlenimi analizinin sonuçları kullanıldı. Bir lazer osilatöründe maksimum güç çıktısıyla sonuçlanan ayna geçirgenliği,

$$T_{\text{opt}} = \sqrt{g_0 L_i} - L_i \quad (4.1)$$

ile verilir. Burada L_i , geçiş başına artan önemsiz şiddet kaybı ve g_0 geçiş başına önemsiz doymamış kazançtır. En iyi çiftlenim durumunda yararlı güç çıktısı

$$P_0 = I_s A (\sqrt{g_0} - \sqrt{L_i})^2 \quad (4.2)$$

ile verilir. Burada lazer geçişinin I_s doyum şiddeti,

$$I_s = \frac{8\pi n^2 h\nu \Delta\nu}{\lambda^2 (t_2 / t_{\text{spont}})} \quad (4.3)$$

olur. ω 'dan 2ω 'ya dönüşüm problemi, diğer kayıp mekanizmaları gibi, ω osilatörüyle ilgili olarak düşünüldü. Geçiş başına ω 'dan 2ω 'ya dönüşüm verimi T geçirgenliğe sahip aynanın neden olduğu verime eşit olarak düşünebiliriz. Eşitlik (3.5)'e göre,

$$T' \equiv \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} \equiv 2 \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d^2 \ell^2}{n^3} \left[\frac{\sin^2(\Delta k \ell / 2)}{(\Delta k \ell / 2)^2} \right] \frac{P_\omega}{A} \quad (4.4)$$

olarak yazılabilir. Burada, d doğrusal olmayan kristal katsayısı, ℓ uzunluğu, A enine kesit alanı, $\Delta \mathbf{k}$ dalga vektörü uyumsuzluğu ve P_ω lazer içinde tek yönde hareket eden gücü ifade eder. Bu durumda eşitlik,

$$T' = \kappa P_\omega \quad (4.5)$$

biçiminde yazılabilir. Buradaki κ sabit değeri, Eşitlik (4.4)'te açıkça görülüyor. T' ayna geçirgenliği, güç ile orantılı bulunur. Eşitlik (4.1)'deki sonuç kullanılarak, optimum dönüşüm üretimi κP_ω ,

$$(\kappa P_\omega)_{\text{opt}} = \sqrt{g_0 L_i} - L_i \quad (4.6)$$

olarak bulunur. Temel demette gözlenen geçiş başına toplam kayıp, dönüşüm kayıpları (κP_ω) toplamı ve önlenemeyen diğer kayıpların toplamı,

$$L_{\text{opt}} = L_i + (\kappa P_\omega)_{\text{opt}} = \sqrt{g_0 L_i} \quad (4.7)$$

biçiminde yazılır. Şimdi optimum çiftlenimdeki P_ω gücünü bulup ve bunu Eşitlik (4.4) te kullanılarak ikinci harmonik güç hesaplanabilir. Lazer atomlarından elde edilen P_e toplam güç ifadesinde, Eşitlik (4.7)'deki optimum değer ile L kaybı yer değiştirilirse,

$$\begin{aligned} (P_e)_{\text{opt}} &= P_s \left(\frac{g_0}{L_{\text{opt}}} - 1 \right) = P_s \left(\sqrt{\frac{g_0}{L_i}} - 1 \right) \\ &= \frac{8\pi n^3 h \Delta \nu V}{\lambda^3 (t_c)_{\text{opt}}} \left(\frac{t_{\text{spont}}}{t_2} \right) \left(\sqrt{\frac{g_0}{L_i}} - 1 \right) = L_{\text{opt}} I_s A \left(\sqrt{\frac{g_0}{L_i}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (4.8)$$

elde edilir. Burada geçiş başına L kaybını rezonatör gecikme zamanı t_c ile ilişkilendirmek için $t_c = \frac{n\ell}{cL}$ eşitliği kullanıldı. Atom tarafından yayınlanan P_e toplam gücünün yararlı çıktısı olarak alınabilecek kesri T'/L 'dir. Bu güç geçiş başına değişen T' kesri

ve P_ω toplam gücüne $P_\omega T'$ şeklinde bağlıdır. İki durum arasındaki eşitlik, $P_\omega = \frac{P_c}{L}$ ile verilir ve Eşitlik (4.8) kullanılarak, optimum çiftlenim koşulları altındaki lazer içindeki temel güç,

$$(P_\omega)_{\text{opt}} = I_S A \left(\sqrt{\frac{g_0}{L_i}} - 1 \right) \quad (4.9)$$

olur. Optimum çiftlenim altında üretilen ikinci harmonik güç miktarı,

$(P_{2\omega})_{\text{opt}} = (\kappa P_\omega)_{\text{opt}} (P_\omega)_{\text{opt}}$ olur. Eşitlik (4.6) ve Eşitlik (4.9) kullanılırsa,

$$\begin{aligned} (P_{2\omega})_{\text{opt}} &= (\kappa P_\omega)_{\text{opt}} (P_\omega)_{\text{opt}} = (\sqrt{g_0 L_i} - L_i) \cdot (I_S A \left(\sqrt{\frac{g_0}{L_i}} - 1 \right)) \\ &= \frac{I_S A}{L_i} (\sqrt{g_0 L_i} - L_i) (\sqrt{g_0 L_i} - L_i) \\ &= I_S A \left(\frac{\sqrt{g_0 L_i} - L_i}{\sqrt{L_i}} \right) \left(\frac{\sqrt{g_0 L_i} - L_i}{\sqrt{L_i}} \right) \\ &= I_S A (\sqrt{g_0} - \sqrt{L_i}) (\sqrt{g_0} - \sqrt{L_i}) \\ (P_{2\omega})_{\text{opt}} &= I_S A (\sqrt{g_0} - \sqrt{L_i})^2 \end{aligned} \quad (4.10)$$

ile sonuçlanır. Bu bir lazer osilatörünün kullanılabilir maksimum güç çıktısı için elde edilenle aynı ifadedir. Doğrusal olmayan çiftlenim sabiti, Eşitlik (4.4) ile Eşitlik (4.5)'ten,

$$\kappa = 2 \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d^2 \ell^2}{n^3 (\pi \omega_0^2)} \left(\frac{\sin^2(\Delta k \ell / 2)}{(\Delta k \ell / 2)^2} \right) \quad (4.11)$$

olarak elde edilmiştir. Optimum çiftlenim durumunda bu değer,

$$\kappa_{\text{opt}} = \frac{(\kappa P_\omega)_{\text{opt}}}{(P_\omega)_{\text{opt}}} = \frac{L_i}{I_S A} \quad (4.12)$$

olarak Eşitlik (4.6) ve Eşitlik (4.9)'dan türetildi ve böylece bu ifade pompalama gücünden bağımsızdır. Burada, κ 'nın $L_i/I_S A$ değeri alındığında herhangi bir pompalama seviyesinde optimal kaldığı görülür. Sıradan lazerlerde optimum ayna geçirgenliğinin pompalama gücüne bağlı olduğu görülür. Buradaki durum sıradan lazerdeki optimum çiftlenim durumundan biraz farklıdır.

Burada κ sabiti, A demet kesit alanına, d doğrusal olmayan sabite ve ℓ kristal uzunluğuna ve bir de $\Delta k \ell$ faz uyumsuzluğuna bağlıdır. Δk 'dan dolayı Eşitlik (3.15)'te kristal içindeki yayınma doğrultusuna bağlı olduğu görülür. Buradaki κ değişimi, kristal yönelimlerinin değişimleri anlamındadır.

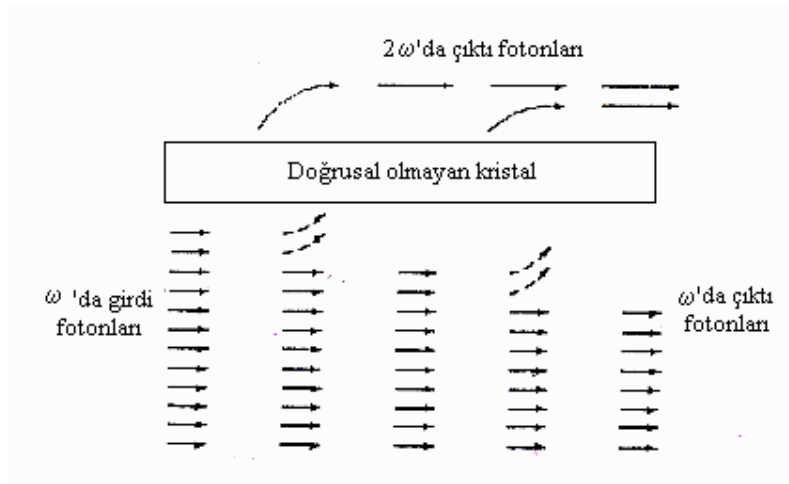
5. İKİNCİ HARMONİK ÜRETİMİN FOTON MODELİ

Doğrusal olmayan optik işlemlerin kuantum mekaniksel analizinden elde edilen sonuçlar kullanılarak Şekil 5.1'de bir foton modeli tasarlandı (Yariv,1991). Bu şekle göre, ikinci harmonik üretim işleminde, 2ω 'daki fotonun kendiliğinden oluşturulması ve ω 'daki iki fotonun yok oluşu görülebilir. $\hbar\omega$ enerjisine ve $\hbar k$ momentumuna sahip bir foton düşünülerek, temel dönüşüm işleminde momentumunda enerji gibi dönüşümüne izin verilir.

$$k^{(2\omega)} = 2k^{(\omega)} \quad (5.1)$$

Burada maksimum ikinci harmonik üretime ulaşmak, Bölüm 3'te gösterilen $\Delta k = 0$ faz çakışması koşulunun üç boyutta genelleştirilmesiyle mümkündür.

Şekil 5.1'de gösterilen ω 'daki çıktı fotonları ikinci harmonik üretimin veriminin % 100 olmadığı düşünülerek gösterilmiştir.



Şekil 5.1. İkinci harmonik üretimin şematik temsili(Yariv,1991)

6. RÖLATİVİSTİK İKİNCİ HARMONİK ÜRETİM

Vakum plazma ara yüzeyine açılı olarak gelen yüksek şiddetli lazerin yansıyan bileşenlerinde ikinci harmonik ışınım üretilir. İkinci harmonik üretimin verimi, gelen açının kritik değerinden büyük açı değerlerinde artar (Singh,2004). Verim, $\omega_p^2 / \omega^2 \cong 0.7$ maksimumu olan elektron yoğunluğuna bağlıdır. Burada ω_p ve ω , sırasıyla rölativistik plazma frekansı ve lazer frekansıdır. İkinci harmonik üretim verimi, rölativistik olmayan durumlarda lazer şiddetiyle keskin bir şekilde artar ve daha yüksek şiddetlerde doyma değerine ulaşır. İkinci harmonik şiddet düşük pompa lazer şiddetinde lazer şiddetinin karesiyle; güçlü rölativistik durumlarda ise lazer şiddetiyle doğru orantılı olarak değişir.

İkinci harmonik üretimi belirleyen dalga denklemi,

$$\nabla^2 E_2 + \frac{4\omega^2}{c^2} \epsilon_2 E_2 = -\frac{3ik\omega_p^4 e}{8\gamma m_0 \epsilon_2 \omega^2 c^2} E_1^2 \exp[-i(2\omega t - 2k_x x - 2k_z z)]$$

ile verilir. Bu eşitlik plazma ve vakum ortamları için ayrı olarak çözümlenirse,

$$E_{2x} = [A_2 e^{ik_{2z}z} - \alpha_2 E_1 e^{2ik_z z}] e^{-i(2\omega t - 2k_x x)} \quad z > 0 \text{ için,}$$

$$= A_{2r} e^{-i(2\omega t - 2k_x x + 2k_{oz} z)} \quad z < 0 \text{ için}$$

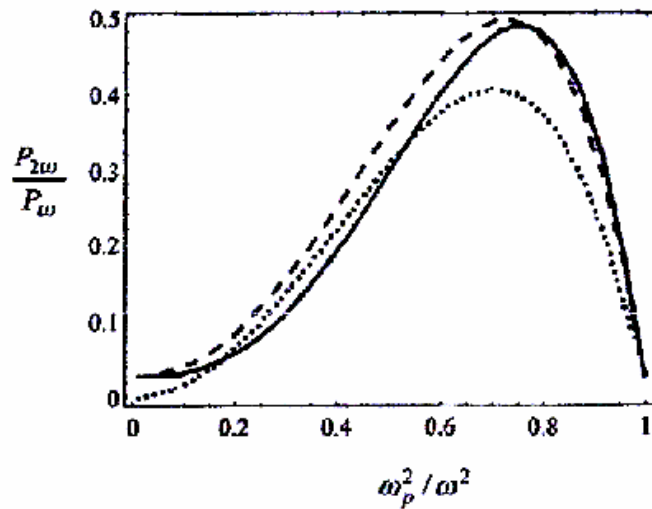
elde edilir (Singh,2004). Burada, $k_{2z}^2 = \frac{4\omega^2}{c^2} \cos^2 \theta - \frac{\omega_p^2}{c^2}$ ve $\alpha_2 = \frac{i \sin \theta \omega_p^2 a_1}{8\gamma \epsilon_2 \omega^2}$ şeklindedir.

İkinci harmonik güç yoğunluğu $P_{2\omega} = c|A_{2r}|^2 / 8\pi$ ile temel güç yoğunluğu $P_\omega = cE_{10}^2 / 8\pi$ arasındaki oran,

$$\frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \left(\frac{a_0 \omega_p^2 \sin \theta \cos \theta \left[1 + \left(1 - \omega_p^2 / \omega^2 \sec^2 \theta \right)^{1/2} \right]^2}{2\gamma \omega^2 \cos \theta \left(1 - \omega_p^2 / 4\omega^2 \right) + \left(\cos^2 \theta - \omega_p^2 / 4\omega^2 \right)^{1/2}} \right)^2$$

ile verilir. Bu ifadeden, ikinci harmonik üretim veriminin lazer şiddetinin, normalize elektron yoğunluğunun ve gelme açısının bir fonksiyonu olduğu görülür.

Şekil 6.1 'de verilen bir normalize elektron yoğunluğu ve lazer şiddeti değerleri için, ikinci harmonik üretim verimi $P_{2\omega}/P_\omega$, gelme açısının optimum değeri için maksimum değere ulaştığı görülmektedir.



Şekil 6.1. Normalize elektron yoğunluğunun fonksiyonu olarak ikinci harmonik üretim maksimum verimi (Singh,2004)

İkinci harmonik üretimin maksimum verimi elektron yoğunluğu ile artar ve $\omega_p^2/\omega^2 = 0.73$ değerinde maksimuma ulaşır. Maksimum verimin daha yüksek yoğunluklarda ise lazer şiddeti ile arttığı görülür.

Bu incelemede rölativistik faktör γ , düşük plazma yoğunluklarında lazer şiddetiyle orantılı ve kritik plazma şiddeti civarında lazer şiddetinin kareköküyle orantılıdır. Güç plazma yoğunluğunun artışıyla artar. Plazma yoğunluğu kritik yoğunluğa ulaştığında, kritik açı 0° olur (Singh,2004).

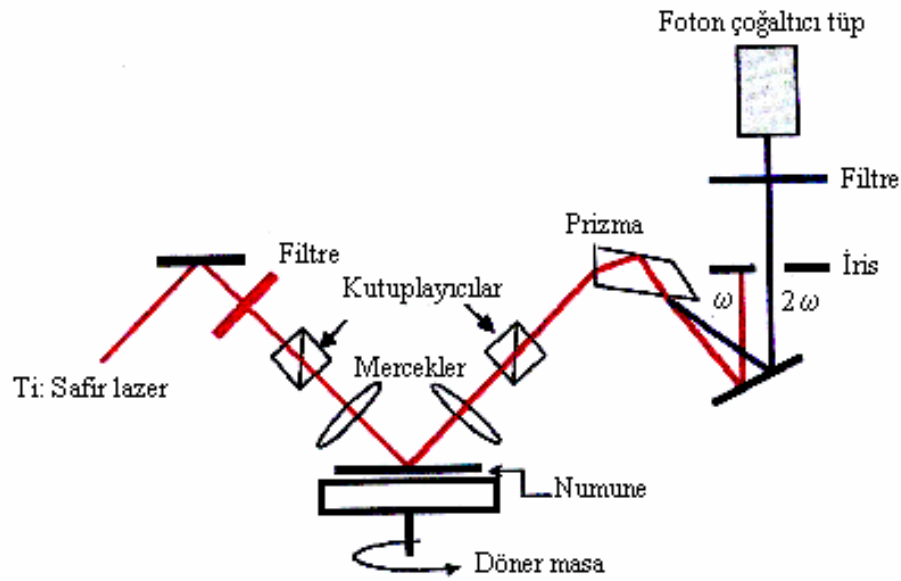
7. İKİNCİ HARMONİK ÜRETİMİN ÇEŞİTLİ UYGULAMALARI

İkinci harmonik üretim doğrusal olmayan bir optiksel işlem olup, bu olay uyarıcı kaynağın şiddetine bağlı olarak gerçekleşir. Bu nedenle, ikinci harmonik üretim çalışmalarındaki ilerleme lazerlerin geliştirilmesiyle yakından ilgilidir. Ultrahızlı darbeli lazerler, sürekli lazerlerle karşılaştırıldığında uyarım kaynağı olarak tercih edilir.

Ortalama güçteki darbeli lazerler, kendi darbe genişliklerine bağlı olan yüksek pik güçlerine sahiptirler. Darbeli lazerlerle karşılaştırılabilir güce sahip sürekli lazerler çok yüksek ortalama güç gerektirirler. Bu koşullar altında deneyler güçleşebilir ve malzeme hasarları oluşabilir. Bu durum, ikinci harmonik üretimin özellikle spektroskopik amaçlar için kullanıldığı durumlarda önemlidir.

Kolay çalıştırılması ve pratik olması nedeniyle tercih edilen darbeli lazerlere yönelik araştırmalar, spektroskopik araç olarak ikinci harmonik üretimin geliştirilmesine çok önemli katkı sağladı. Nd:(YAG,YAP,YLF) lazerler ve boya lazerler darbeli lazer işlemlerinin ilk oluşumları arasındadır. 1990'ların başında Ti:Safir lazerin bulunuşu önemli bir gelişmedir. Bu lazer küçük, hızlı, güçlü ve kolay çalışan özellikte bir uyarım kaynağıdır. Bu lazer, 400 nm civarında ayarlanabilir geniş dalgaboyu bölgesine ve çok küçük darbe genişliğine (<100ns) sahiptir (Wang,2000).

Şekil 7.1'deki düzenek, standart bir ikinci harmonik üretim deney düzeneğidir. Şekil 7.1'de görüldüğü gibi 800 nm civarındaki uyarma demeti ilk olarak düşük geçiş filtresinden geçer. Bu filtre lazerin kendisinden çıkan yüksek mertebeli harmonikleri kilitler. Şekilde düşük geçiş filtresinin devamındaki ayna çifti görülmektedir. Lazerden çıkan demet yatay olarak kutuplanmıştır. Numune dönen bir masa üzerine yatay olarak konulmuştur. Bundan dolayı numune ara yüzeyindeki elektrik alan dikeydir. Numunenin ara yüzeyindeki elektrik alanla lazer alanı birleştirmek için demetin polarizasyonu 90^0 'lik açıyla dönmelidir. Daha sonra, 5 cm'lik odaklama merceği demeti numune üzerine odaklar. Diğer 5 cm'lik merceğe ise, ikinci harmonik oluşumun sinyallerini toplamak için kullanılır.



Şekil 7.1 İkinci harmonik üretim için deney düzeneği (Wang,2000).

Momentum korunumundan dolayı, temel demet ve ikinci harmonik üretim demetleri aynı doğrultuda hareket eder. Onları ayırmak için demet yoluna bir prizma yerleştirilir. Bunun arkasında dağılan temel demeti engellemek için bir yüksek geçiş filtresi kullanılır. Foton çoğaltıcı tüp, ikinci harmonik üretim demetlerini kaydetmek için kullanılır. Şekil 7.1'de gösterilmeyen alüminyum kaplamalı ayna, ikinci harmonik

sinyali yönlendirmek için kullanılır. Bu alüminyum kaplamalı aynalar 800 nm’de yüksek soğurmalı ve 400 nm’de yüksek yansıma özelliklerine sahiptir. Bu deneyde örneğin düz olması oldukça önemlidir. Numune dönen masa üzerine yerleştirilir ve bir helyum lazer de hizalama için kullanılır. Yansıyan helyum lazer demeti 1,5 m uzaklıktaki ekran üzerinde tespit edildi. Helyum lazeri numune üzerine gönderildiğinde masa döner. Numune sabit olduğunda ekrandaki görüntüde hiçbir hareket olmaz. Aksi halde masa, ekran üzerindeki görüntüdeki değişim duruncaya kadar dikey olarak ayarlanır.

7.1. Yüzey ve Ara Yüzey Araştırmalarında İkinci Harmonik Üretim

Optiksel ikinci harmonik üretim, ω frekanslı iki fotonun 2ω frekansındaki bir fotona dönüşümüdür. Elektrik dipol yaklaşımında, ara yüzey üzerinde kırılan merkezi simetrik etkileri gözlemek için merkezi simetrik olmayan ortam gerekir. Ara yüzeyin her iki tarafında atomik ve moleküler tabakalardan dolayı simetri kırılmaları yer alır. İkinci harmonik üretim işlemi, ara yüzey olaylarını incelemek için kullanılır.

İki merkezi simetrik ortam arasındaki ara yüzeyde gerçekleşen ikinci harmonik üretim Brown, Parks ve Sleeper tarafından deneysel olarak gösterildi. Bloembergen, doğrusal olmayan aktif malzemenin ince tabakasında, yansıma geometrisindeki yüzeyde ve iki merkezi simetrik ortamın ara yüzeyinde gerçekleşen ikinci harmonik üretimin teorik eşitliklerini türetti. Bu son durumda, ikinci harmonik üretimle sonuçlanan doğrusal olmayan polarizasyonun dörktüplü terimine yol açan elektrik alanın ara yüzeyde de devam ettiği düşünüldü. 1969’da Brown ve Matsuoka, gümüş yüzeyinde çok duyarlı ikinci harmonik üretim oluştuğunu gösterdi. Bu çalışmada ikinci harmonik üretimin yüzey emici tabakalarda da gerçekleştiği gösterildi. Bu çalışma ile doğrusal olmayan polarizasyonda yüzey dipol teriminin neden olduğu gözlenebilir duyarlılığın varlığını önerdiler. Bu ilk çalışmalarda, ikinci harmonik üretimin uygulandığı güçlü yüzey teknikleri geliştirildi.

İkinci harmonik üretim deneyleri metal, yarıiletken, oksit, polimer ve sıvı yüzeylere uygulandı. Bu deneyler, ikinci harmonik üretim yüzey çalışmalarından elde edilen bilgilere göre gruplandırıldı: a) Adsorbsiyon gücü ve yüzey örtü,

b) Moleküler yönelim, c) Yüzey simetrisi, d) Ara yüzey elektrik alan gücü, e) Reaksiyon kinetiği ve yüzey difüzyonu (Chen, 2001). İkinci harmonik üretim yüzey çalışmalarının çoğu, ikinci harmonik tepkinin yüzey ile değişen ara yüzeydeki bir türün adsorbsiyonunu gösterir. Bu değişimler, adsorbsiyon işlemlerini gözlemek için nitel biçimde kullanılabilirken, bazı durumlarda ikinci harmonik üretim ölçümleri yüzey örtü ve adsorbsiyon gücünün nicel ölçümleri için de kullanıldı. Bu numunelerde yüzeyin doğrusal olmayan süseptibilite değişimleri, yüzey örtüsündeki değişimlere bağlıdır.

Metal yüzeyindeki ikinci harmonik üretim, yüzeydeki sınırlı ve serbest metal elektronlarının doğrusal olmayan kutupluluğu ile oluşturulur. Metal yüzeyi tarafından atom veya molekülün adsorbsiyonunun ikinci harmonik üretim miktarındaki değişimler, yüzey elektronik durumlarının doğrusal olmayan optiksel tepkisindeki değişimlere bağlıdır. Araştırmacıların bir kısmı kimyasal adsorbsiyona maruz kalan yüzeyin ikinci harmonik üretim tepkisindeki değişimleri teorik olarak açıklamaya çalıştılar, ama sadece sayısal sonuçlar elde edildi. Birçok deneysel çalışma, harmonik olmayan osilatör teorisine benzeyen deneysel modellere bağlı olarak yapıldı.

Katı-sıvı ara yüzeylerde, ikinci harmonik üretim işleminin simetri gereksinimleri, doğrusal spektroskopik yöntemlerle ulaşılamayan yüzey seçimini gerektirir. Bu nedenle, ikinci harmonik üretim elektrokimyasal ara yüzeylerin incelenmesinde ideal bir spektroskopi tekniğidir ve metal atomları, iyonlar ve moleküllerin adsorbsiyonunu incelemek için kullanılır. İkinci harmonik üretim pürüzlü saf metal elektrotlardaki elektromanyetik alanların yüzeydeki artışını açıklamak için kullanılmıştır (Chen,2001).

GaAs ve Si kristalleri kullanılarak yapılan ikinci harmonik üretim deneyleri, ikinci harmonik yüzey ölçümlerinin ilk örneklerindedir. Bu ilk deneylerdeki ikinci harmonik üretim tepkilerinin incelenmesi, ara yüzeylerdeki doğrusal olmayan optiksel etkilerin teorik olarak açıklanmasına yardım etti. Yarıiletken yüzeylerdeki adsorbsiyon çalışmalarına ikinci harmonik üretimin ilk sistematik uygulaması 1973'te Chen tarafından yapıldı. Chen, Ge yarıiletkeni üzerindeki alkali metalin adsorbsiyonunu gösterdi. Bu başlangıç deneyinden sonra, yarıiletken yüzeyler üzerindeki adsorbsiyonunun ikinci

harmonik üretim ölçümlerinin büyük çoğunluğu Si yüzeyi üzerinde yapıldı.

Metal ile yarıiletken yüzeylerin aksine yalıtıcı oksit yüzeylerde de yüzeyin doğal doğrusal olmayan süseptibilitesi küçüktür. Bu sistemlerde yüzeydeki moleküler ikinci harmonik üretim, $\chi^{(2)}$ yüzey süseptibilitesini yükseltebilir. Bu durum, yüzeyde tutunan moleküller doğrusal olmayan kutuplulukla düzenlenmişse ve ikinci harmonik üretim moleküler elektronik geçiş yakınında temel veya ikinci harmonik dalgaboyu seçilerek artırılmışsa geçerlidir. Bu yüzeylerdeki ikinci harmonik üretim, yüzeyde tutunan maddenin moleküllerinin doğrusal olmayan kutupluluğu ve moleküler yönelimi kadar uzunluktaki yüzey örtünün fonksiyonu olarak değişmediği sürece, emici yüzeyin konsantrasyonunun karesiyle orantılı olacaktır. Oksit yüzey üzerindeki moleküler tabakanın adsorbsiyonu ile ilgili diğer konu da, doğrusal olmayan optikte merkezi simetrik olmayan ince filmlerin hazırlanışıdır. Adsorbsiyon ve yüzey örtünün ikinci harmonik üretim ölçümleri, bu malzemelerin tek tabakalıların geniş çeşitliliğinin oluşumlarını izlemek için kullanılır.

İkinci harmonik üretim yüzey ölçümlerinden elde edilen birçok yeni bilgi sıvı-gaz ara yüzeylerle ilgilidir. Sıvı-gaz ara yüzeydeki ikinci harmonik üretimin ilk gösterimi 1969'da Wang tarafından yapıldı. İlk sayısal ölçümler ise, Rasing tarafından Langmuir filmlerin sıvı-gaz ara yüzeyinde gerçekleştirildi. Bu ilk deneylerden sonra, ikinci harmonik üretim ara yüzeyde ve külçe (bulk) sıvıda çözünen moleküller arasında adsorbsiyon dengesini incelemek için kullanıldı.

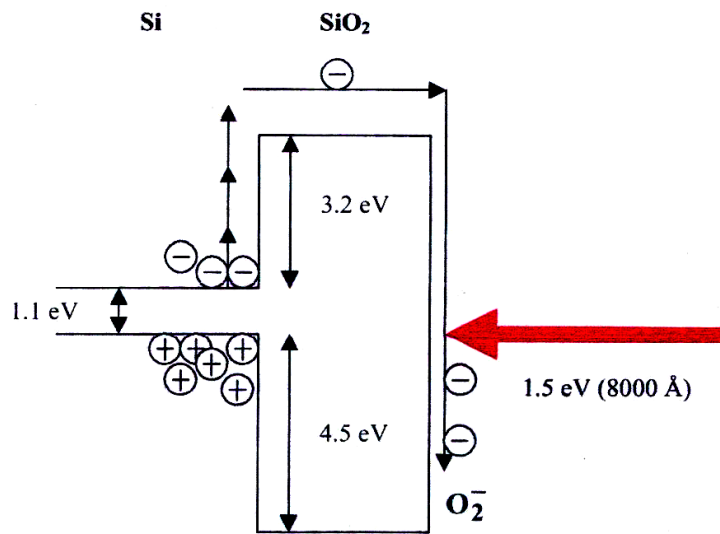
Oksit yüzey durumunda olduğu gibi, organik yüzey tutucuların $\chi^{(2)}$ yüzey doğrusal olmayan süseptibilitesine katkısı genellikle ikinci yüzey tepkisini yükseltir. $\chi^{(2)}$ ile sağlanan moleküler özellik, ara yüzeylerdeki kimyasal dönüşümlerle ilgili çalışmalarda ikinci harmonik üretimin uygulanmasına yol açtı. Yüzeyde tutunan bir molekülün reaksiyonundaki moleküler doğrusal olmayan polarizasyon değişimleri, yüzeyde ikinci harmonik tepkinin değişimiyle sonuçlanır.

Yüzeye dik uygulanan dc elektrik alanın silikon ve gümüşte üretilen ikinci harmonik ışınımında önemli değişikliğe neden olduğu 1967'de Bloembergen tarafından göz-

lendi. Bu etki diğer merkezi simetrik malzemelerde de tespit edilince ikinci harmonik üretim araştırmalarında elektrik alan uyarımlı ikinci harmonik üretim adıyla (EFISH) yeni uygulama alanının doğmasına neden oldu. Birçok deneyde dc elektrik alan üretmek için dışardan voltaj uygulanır. Birçok yarıiletken araç deney sırasında harici voltaj uygulanmasını gerektirir. Bu teknik araç performansının araştırılmasında çok iyi bilgi sağlar. Elektrik alan yeterince güçlü ise, ara yüzeyler hakkında atomik ve elektronik bilgi sağlanabilir. Optiksel ikinci harmonik üretim tekniğinin gaz-katı, gaz-sıvı, sıvı-sıvı ve sıvı-katı ara yüzeylerde meydana gelen fiziksel olayların büyük bir kısmının açıklanmasında çok faydalı olduğu görülmüştür.

Aşağıda Si-SiO₂ ara yüzeyinde yapılan çalışmanın sayısal sonuçları incelenecektir. Si-SiO₂ ara yüzeyle ilgili Van Driel tarafından yapılan çalışma ile ilgili deneysel veriler elde edildi. Bu veriler Wang tarafından kullanılarak foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak Si-SiO₂'de ikinci harmonik üretim şiddetini çizimle gösterilmiştir.

Şekil 7.2'deki Si-SiO₂ sisteminin bant diyagramıdır. Silikon valans bandı ve SiO₂ iletkenlik bandı arasındaki elektronlar için bariyer yüksekliği 4,3 eV civarındadır.

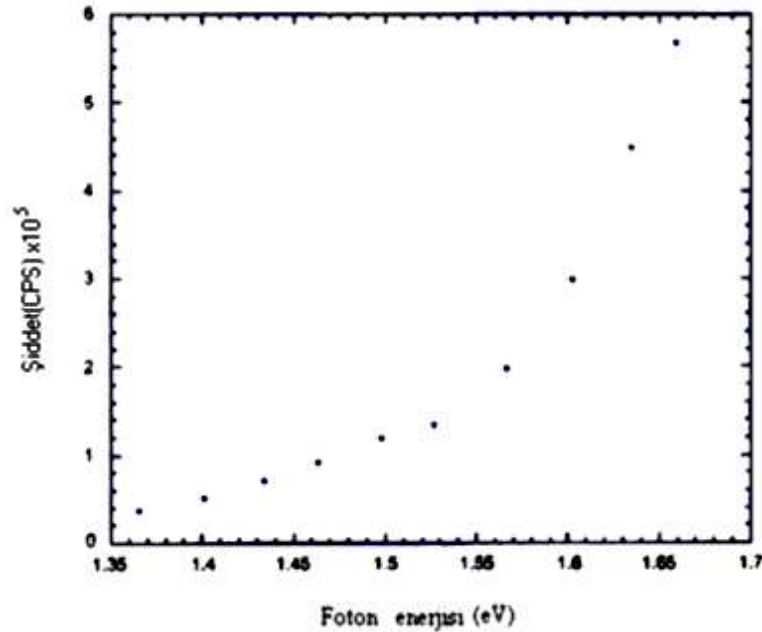


Şekil 7.2 Si-SiO₂ ara yüzeyin band yapısı (Wang, 2000).

Ti:Safir lazerin foton enerjisi $1,55 \text{ eV}$ (8000 \AA) tur. Bu durum, silikondan Silikon-dioksidede elektron geçişinin mümkün olduğu işlemleri gösterir. Bu enjeksiyon yük ayrılmasına neden olabilir, bu da ara yüzey üzerinde dc elektrik alan yaratır. Bu elektrik alan silikon içindeki ters simetriyi kırar ve elektrik alan uyarımlı ikinci harmonik üretime neden olur (Wang,2000).

Van Driel tarafından yapılan bu deney üçlü foton işlemlerinin foton modelini desteklemek için kanıt olarak sunuldu. Bu deneyde elektronları silikondan silikondioksidede pompalamak için Hg lamba kullanıldı. Zayıf Ti:Safir demeti, aynı anda ikinci harmonik üretim sinyali üretmek için kullanıldı.

4.38 eV 'luk eşik, Van Driel'in yorumuna göre, silikon ve silikondioksit iletkenlik bandı arasındaki bariyere karşılık gelir. Hg lamba uyarımlı ikinci harmonik üretim deneyleri ile burada anlatılan zamana bağlı ikinci harmonik üretim deneyi arasında farklar vardır. Şekil 7.2'de gösterilen düzenli ikinci harmonik deneylerinde, Ti:Safir lazer demetinin yüksek şiddetinden dolayı, silikon içinde elektron-boşluk çiftleri yaratılır. Bu silikon iletkenlik bandına birikir.



Şekil 7.3. Si-SiO₂'de ikinci harmonik üretim (Wang,2000).

Si-SiO₂ 'deki iletkenlik bandı dengesi yaklaşık olarak 3.3 eV olduğundan dolayı, silikon ve silikondioksitin iletkenlik bandı arasındaki üçlü foton işlemleri mümkün değildir. Si-SiO₂ ve Silikon iletkenlik bandı arasındaki üçlü foton işlemlerinin ilk belirli kanıtı Şekil 7.3'te gösterilmektedir.

Foton enerjisi 1.38 eV'a (9000 Å) düştüğünde, oksit iletkenlik bandı ve silikon valans bandı arasındaki üçlü foton işlemleri için 1.47 eV 'un altında olduğunda, ikinci harmonik üretim sinyalleri oluşur. Şekil 7.3'te foton enerjisi eğrisine karşılık ikinci harmonik üretim şiddetinin 1,55 eV civarında ikinci eşiğe sahip olduğunu gösterir. Foton enerjisi 1.35 eV'tan 1.55 eV'a artırıldığında ikinci harmonik üretim sinyalleri artar. Foton enerjisi yaklaşık 1,35 eV olduğunda, ikinci harmonik üretim sinyalleri keskin bir artış gösterir. İkinci eşik için iki mümkün neden vardır. Birincisi, silikon valans bandından SiO₂ iletkenlik bandına üçlü foton enjeksiyonu için eşik enerjisi 1.47 eV civarındadır. İkincisi, silikonun foton enerji spektrumuna karşılık ikinci harmonik üretimde yaklaşık 3,4 eV olan bir rezonans piki vardır. Bu rezonans, 1.5 eV üzerindeki foton enerji aralığındaki ikinci harmonik üretim sinyallerinin keskin artışına neden olur.

Diğer deneyler ve teorik modeller, yaklaşık 1.55 eV' taki ikinci eşiğin orijini sabitlemek için gereklidir. Şekil 7.3'te 1.47 eV'un altında zamana bağlı ikinci harmonik üretimin tespiti silikondioksit ve silikon iletkenlik bantları arasındaki üçlü foton işlemlerinin kanıtlarını oluşturur (Wang,2000).

7.2 Biyolojik Araştırmalarda İkinci Harmonik Üretim

Optiksel mikroskopi ve spektroskopideki fotozarar olasılığıyla sınırlandırılan zayıf harmonik üretim sinyal şiddeti problemi, uyarım ışık kaynağının tekrarlama hızının artışıyla çözülebilir (Chu,2003). Burada yüksek tekrarlama hızına sahip Ti:Safir lazer tarafından üretilen güçlendirilmiş doğrusal olmayan sinyal avantajı kullanılarak fotoçoğaltıcıyla oluşturulmuş gerçek zamanlı ikinci harmonik üretim mikroskopisini tanıtılacak. Biyolojik dokulardaki fotozarar olasılığı, önceden yaygın olarak kullanılan

80 MHz tekrar hızına sahip lazerlerle karşılaştırıldığında daha yüksek ortalama güç seviyesinde olan bu yüksek tekrar hızlı lazerlerle etkili bir şekilde azaltılabildi.

Çift-foton flüoresans spektroskopisine (TPFS) benzeyen ikinci harmonik üretim mikroskopisi, aydınlanma şiddetindeki ikinci harmonik üretimin dört kutuplu bağıllığından dolayı üst düzey çözümler sağlar. Doğrusal optiksel etkilere bağlı olan diğer mekanizmalara karşılaştırılabilir duyarlığa sahip ikinci harmonik üretim gösterimi, yüksek girdili lazer gücüyle mümkündür. Bu girdi gücünde, biyolojik dokular gibi kırılma ve hassas numunelerle çalışmak mümkün değildir. Bu nedenle ikinci harmonik görüntüleme, doğrusal olmayan etkileşimleri arttırmanın bir yolu keşfedilemeye kadar tarama mikroskopisinde sınırlı uygulamalara sahiptir. İkinci harmonik üretim ters simetrisinin olmamasına bağlıdır. Bu koşul, kristalin moleküler düzenlenimi ya da ara yüzeyin doğasında bulunan asimetri ile sağlanabilir. Önceki çalışmalarda görüntü netleştirici boyalarla boyanan zarlarda yüksek çözünürlükte görüntüler elde edildi ve biyolojik sıvı-sıvı ara yüzeyden beslenen hücrede plazma zarı kullanıldı.

Lazer tarama sistemlerinden ikinci harmonik görüntüleme mikroskopisi üç boyutta doku ve canlı hücre çalışmalarında yüksek netlikte görüntü ve çözünürlük elde etmek için kullanılan güçlü bir araçtır. Polarizasyon mikroskopisinden farklı olarak ikinci harmonik üretim karmaşık dokuların iç kısımlarını inceleme olanağı da sağlar.

Polarizasyon mikroskopisinde kas ve buna bağlı dokuların çift kırıcılığı yüksek olarak bilinir. KDP gibi tek eksenli çift kırıcı kristallerde frekans çiftlenimi doğrudan belirlenemez. Böyle kristallerde temel lazer dalgası ile ikinci harmonik üretim dalgaları birbirine dik polarizasyona sahiptir.

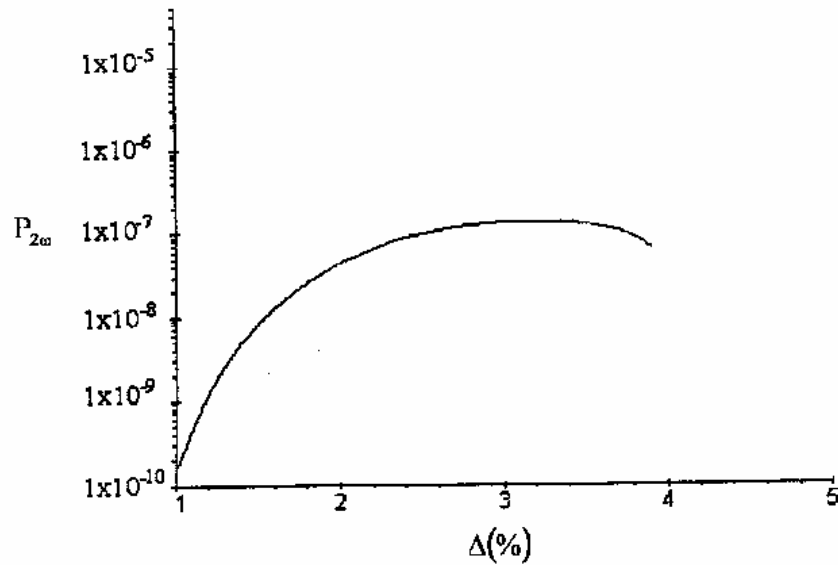
7.3. Organik Kristal Çekirdekli Fiberlerde İkinci Harmonik Üretim

Optik fiber, tipik bir silindirik dalga kılavuzu olup; silindirik yapının iç kısmına çekirdek, dış kısmına örtü denilmektedir. Optik fiberlerde çekirdeğin kırılma indis değeri örtünün kırılma indisine göre daha fazla dielektrik yapıdadır. Çekirdeğin kırılma

indisinin değişimine bağlı olarak optik fiberler basamak indisli ve değişken indisli olmak üzere iki türdedir.

Burada çekirdek malzemesi olarak MAP (Methyl-2,4 dinitrophenlyamino-propanoate), DAN (4-N, Dimetilamino-3 asetomidontro benzen) gibi iki organik doğrusal olmayan malzeme kullanılarak çeşitli parametrelerin verime etkisi ve bu iki çekirdek malzemesi ile tasarlanan fiberlerin davranışı incelenmiştir. Bu amaçla overlap integralinin çekirdek yarıçapına (a) ve bağlı kırılma indis farkına bağlı değişimleri, ikinci harmonik üretim gücünün bağlı kırılma indisi Δ 'ya bağlı değişimleri incelenmiştir (Şenli,1999).

Şekil 7.4'te MAP çekirdekli fiberlerde çekirdek yarıçapı $1 \mu\text{m}$ için ikinci harmonik gücün bağlı kırılma indis farkına göre değişimleri incelenmiştir.

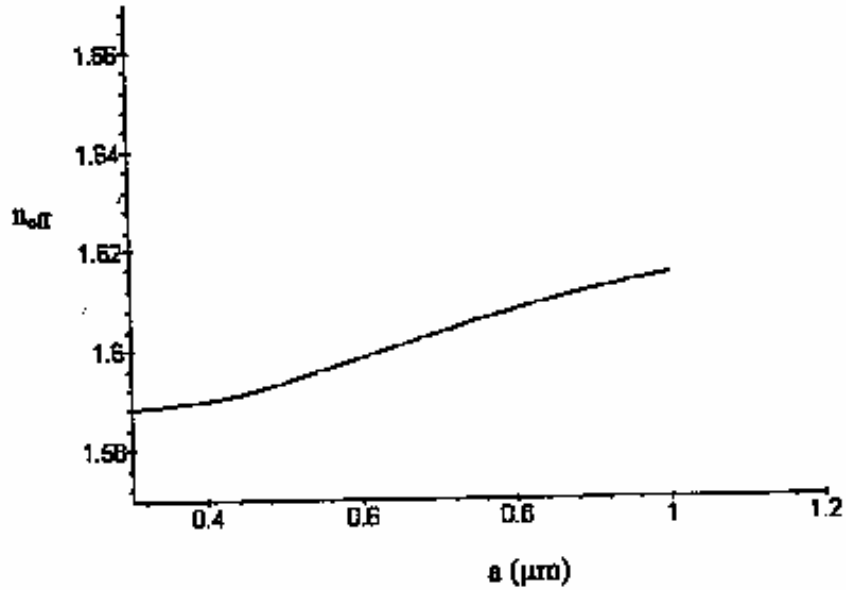


Şekil 7.4 MAP çekirdekli fiberde yarıçap $a=1 \mu\text{m}$ ikinci harmonik üretim gücünün bağlı kırılma indis farkına göre değişimi (Şenli, 1999).

Şekil 7.4'te, MAP çekirdekli $1 \mu\text{m}$ yarıçaplı fiberde en yüksek verim $\Delta=\%1.15$ 'te gerçekleşmektedir. MAP ve DAN çekirdekli fiberlerde SiO_2 ve TiO_2

oranlarının değişmesi durumunda etkin kırılma indisinin (n_{eff}) çekirdek yarıçapına bağlı değişimleri incelenmiştir.

şekil 7.5'te ise DAN çekirdekli optik fiberde TiO_2 oranının %28 olduğu durumdaki grafik çizilmiştir.



şekil 7.5. DAN çekirdek ve %67 SiO_2 +%33 TiO_2 örtülü fiberde etkin kırılma indisinin çekirdek yarıçapına bağlı değişimi (şenli, 1999).

Bu çalışmalarda, MAP ve DAN çekirdek malzemeleri için overlap integralinin bağlı kırılma indisi farkına ve çekirdek yarıçapına bağlı değişimleri incelenmiş ve verimin çekirdek malzemesinin türüne ve buna uygun örtü malzemeye bağlı olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Bu durum, fiber optik üretiminde fiber çapının mümkün olduğunda büyük seçimini gerektirir. Bunun sağlanması içinde uygun çekirdek-örtü çiftinin seğimi önemlidir.

8. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Birbirinden d aralığında ayrılan iki elektrik dipolün polarizasyonunda, $2k_2d$ kadarlık faz farkı bulunan birinci dipolün ürettiği ikinci harmonik alan k_2d 'lik bir faz farkıyla birinci dipole ulaşır. Eğer ikinci dipolün ürettiği harmonik alan birinci dipolle aynı fazda olursa $2k_1d$ ve k_2d 'lik faz farkları eşitlenir. Bu faz çakışması koşulu sayesinde ikinci harmonik üretimi mümkündür. Bu durumda temel dalga vektörü (k_1) ile ikinci harmonik dalga vektörü (k_2) arasında $k_2=2k_1$; temel frekans (ω) ile ikinci harmonik üretim frekansı (2ω) arasında $\omega_2=2\omega_1$ ilişkisi vardır. Faz çakışması durumunda bütün elektrik dipoller aynı doğrultuda ışına yaparlar. İkinci harmonik üretim demeti de temel demetle aynı doğrultuda oluşur. Eğer $\Delta k \neq 0$ ise, yani faz çakışması koşulu gerçekleşmezse, ikinci harmonik demetle temel demet aynı fazda değildir. Bu durumda dalgalar arasında girişim oluşur ve yan yana iki dalga atması birbirinden ℓ_C (uyum mesafesi) ile ayrılır. İkinci harmonik üretim için gerekli maksimum kristal uzunluğunun demetin boş uzaydaki dalgaboyuna bağlı olduğu görülür. Bu durumda, $\Delta k=0$ koşulunu karşılamak için, temel dalga ve ikinci harmonik dalga için kırılma indisleri eşit olmalıdır. Bu durumun sağlandığı kristalde dalga vektörleri ve normal yüzeyi Şekil 3.2'de gösterildi.

Gauss demetleriyle yapılan ikinci harmonik üretimde temel demet minimum yarıçapı (ω_0) azaltılarak çıktı gücünün artırılabilceği görülmüştür. Bu durumun ise minimum demet yarıçapından uzaklığın kristal uzunluğu ile aynı mertebede olduğunda geçerli olduğu sonucuna ulaşıldı. ω_0 daha da azaltılınca kristal içinde demetin dağılmasına neden olur. Bu durumda ikinci harmonik verim düşer. Gauss demetleri $\ell = 2z_0$ a kadar odaklanmalıdır. Düzlem dalga sonucu (Eşitlik(3.5)) ve Gauss demetleri için bulunan eşodaklı sonuç (Eşitlik(3.21)) arasında verimin düzlem dalga ℓ yerine ℓ^2 ile artmasıdır. Bu durumda kullanılan kristalin demet yarıçapının ω_0 'dan daha büyük olmasını gerektirir. Bu ise verimin düşürdüğü için tercih edilmemektedir.

Eksik girdili darbeyle ikinci harmonik üretim analizi yapıldığında, ($\Delta=0$) faz çakışması ve ($\alpha_1 = 0$) saydam ortam durumları kabul edilerek, ω frekanslı girdi

fotonlarının tümü 2ω frekanslı fotonlara dönüşür. Bu durumda güç dönüşüm verimi %100 olur.

Bir lazer rezonatörü içinde uygun koşullarda kristal kullanılarak %100 dönüşüm verimi elde etmek mümkündür. Bu durumu gerçekleştirmek için seçilen iki aynadan birisi tam yansıtıcı, diğeri ise sadece 2ω frekanslı ikinci harmonik dalga için geçirgenlidir. İncelenen örnekte geçiş başına ω 'dan 2ω 'ya dönüşüm veriminin T geçirgenliğine sahip ayna için P_ω girdi gücüne bağlı olduğu görüldü. Optimum çiftlenme durumunda lazer içindeki ikinci güç miktarının A kesit alanına, ℓ kristal uzunluğuna, Δk 'dan dolayı da kristal içindeki yayınma doğrultusuna bağlı olduğu görüldü.

İkinci harmonik frekans üretim işleminde gerçekleşen frekans dönüşümü için kuantum mekaniksel analizden elde edilen görsel bir model sunuldu. Bu modelde ω 'daki girdi foton akısı, çiftler halinde doğrusal olmayan kristalde yok olup yerlerine 2ω 'da yeni fotonlar üretilir. 2ω 'ya dönüşmeyen ω 'daki çıktı akıda Şekil 5.1'de gösterilmiştir. Bu durum dönüşüm veriminin % 100 olmadığı durumlarda mümkündür.

İkinci harmonik üretim verimi, rölativistik olmayan durumlarda lazer şiddetiyle keskin bir şekilde artar ve daha yüksek şiddetlerde doyma değerine ulaşır. İkinci harmonik şiddet düşük güçte pompa lazer şiddetinde lazer şiddetinin karesiyle; güçlü rölativistik durumlarda ise lazer şiddetiyle doğru orantılı olarak değişir. İkinci harmonik üretimin maksimum verimi elektron yoğunluğu ile artar. Bu incelemede rölativistik faktör γ , düşük plazma yoğunluklarında lazer şiddetiyle orantılı ve kritik plazma şiddeti civarında lazer şiddetinin kareköküyle orantılıdır. Gücün plazma yoğunluğunun artışıyla yükseldiği görülür. İkinci harmonik üretim veriminin lazer şiddetinin normalize elektron yoğunluğunun ve gelme açısının bir fonksiyonu olduğu görülmüştür. Normalize elektron yoğunluğu ve lazer şiddeti değerleri için ikinci harmonik üretim verimi $P_{2\omega}/P_0$, gelme açısının optimum değeri için maksimum değere ulaştığı görülmektedir.

İkinci harmonik üretim çalışmaları malzeme endüstrisinde, biyoloji ve tıpta birçok uygulama olanakları bulur. Uygulamalarda bu tekniğin sunduğu avantajlar ol-

dukça fazladır. Özellikle 1990'ların başlarında Ti:Safir lazerlerin bulunuşu ile güçlü, hızlı ve kolay çalıştırılabilen uyarım kaynağı elde edildi. Bu lazer oldukça geniş dalga-boyu aralığına ve darbe genişliğine (<100ns) sahiptir. İkinci harmonik üretim çalışmalarındaki gelişme lazer teknolojisindeki gelişmeye paraleldir. Uygulamaların çoğunda ikinci harmonik üretim spektroskopik amaçlar için kullanılır.

İkinci harmonik üretim, yüzey-ara yüzey yapılarını incelemek için duyarlı bir araçtır. Bu teknik, elektron ve iyon demetleri gibi yüklü demetlerle ilgili yüzey spektroskopileri için önemli avantajlar sağlamıştır. İkinci harmonik üretim tekniğinin kullanılmasıyla malzeme ve safsızlık hasarları önlenmiş, tüm baskı aralıklarına ulaşılmıştır. Optiksel ışınımın iyice anlaşılmasıyla birlikte kaplı ara yüzeylere kolaylıkla ulaşılmıştır. Bunlara ilave olarak, ikinci harmonik üretim tekniği ile birlikte çok hızlı lazerler kullanılarak mikrometrik çözümler ve femto-saniye aralıkta çözümler kolaylıkla başarılmıştır.

Geleneksel elektriksel yöntemlerle karşılaştırıldığında, ikinci harmonik üretim ile henüz malzemelerin bazı özellikleri sayısal olarak belirlenememektedir. Bu tekniğin bazı durumlarda dezavantajları da vardır. Örneğin, yarıiletken araçlar genellikle oksitlenir. Oksitlenme sonrası yarıiletkenin alt kısmında yapısal ve elektronik değişimler meydana gelir. Oksit kaplı silikondan alınan ölçümler, bu yarıiletken aracın dinamiklerini ayrıntılı olarak yansıtmaz. Tüm bunlara rağmen ikinci harmonik üretimi yüzey ve ara yüzey çalışmaları için oldukça etkili bir araç sayılabilir.

İkinci harmonik üretim mikroskopisi biyolojik araştırmalarda, özellikle doku polaritesi ve zar potansiyelleri gibi konularda kullanılır. Yüksek girdili lazer gücünde biyolojik dokular gibi hassas ve kırılgan numunelerle çalışmak zordur. Çünkü güçlü optiksel alanlardaki numuneler ışıkla etkileştiğinden numunede sürekli bir hasar oluşturur. Bu nedenle sınırlı uygulama alanına sahiptir. Dokularda ikinci harmonik görüntüleme, fosforlu boyalarla parlatılarak yapılan numune görüntüleme tekniğinden daha avantajlıdır. Çünkü birçok karmaşık işlemde biyolojik numunenin üç boyutta görüntülenmesine ihtiyaç duyulur. Polarizasyon mikroskopisi ile karşılaştırıldığında elde edilen görüntüler oldukça benzer olmasına rağmen görüntü netleştirme yöntemleri birbirinden

farklıdır. Bu yöntemde görüntü netleştirme, ortogonal kutuplayıcılarla sağlandığından moleküllerin yönelimlerini belirlemek zorlaşır. Bu yöntem doku numunelerini görüntülemeye oldukça önemli olduğundan gelecekte de oldukça geniş uygulama alanları bulacaktır.

9. KAYNAKLAR DİZİNİ

- Banarjee,P.P. and Poon,T.C.**, 1991, Principles of Applied Optics, Aksen Associates, 347 p.
- Boyd, R.W.**, 1992, Nonlinear Optics, Academic Press,439p.
- Burcler, B.C.**, 2001, Electro-optic control of quantum measurements, Dr. thesis, The Australian National University, 159 p.
- Chen, W.H.**, 2001, Optical Second Harmonic Generation Measurement of Organic Molecules at Liquid/liquid interfaces, M.S. thesis, National Yat-Sen University, 78 p.
- Chu S.W., Liu, T.M. and Sun, C.K.**, 2003, Real-time second harmonic generation microscopy based on a 2- GHz repetition rate Ti:sapphire laser”,Graduate Institute of Electrooptical Engineering, National Taiwan University, Optical Society of America, 1-2.
- Jiang,H.**, 1999, Functionalized siloxane based polymers and network materials for second-order nonlinear optics, Dr. thesis, McGill University, 159p.
- Patrick, J. N.**, 2002, Nonlinear Optical Properties and Structural Characteristics of Ionically Self-Assembled Nanoscale Polymer Films Influenced by Ionic Concentration and Incorporation of Monomer Chromophores, M.S. thesis, Virginia Polytechnic Institute of State University, 156 p.
- Saleh,B.E.A. and Teich, M.C.**, 1991, Fundamentals of Photonics, John Wiley, 966p.
- Singh,K.P., Gupta D.N., Yadav, S. and Tripathi,V.K.**, 2004, Relativistic second-harmonic generation of underdense plasmas, Indian Institute of Technology, 1,3-4.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Şenli, M., 1999, Doğrusal olmayan fiberlerde radyasyon modu İkinci Harmonik Üretim parametrelerinin incelenmesi, Yüksek lisans tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, 71s.

Wang, W., 2000, Carrier dynamics at Si-Dielectric Interfaces Studied by Second Harmonics Generation, Dr. thesis, Faculty of the Graduate School of Vanderbilt University, 78 p.

Yariv, A., 1995, Quantum Electronics 5th ed., California Institute of Technology, 676p.

Yariv, A., 1991, Optical Electronics 4th ed, Saunders College Pub., Philadelphia , 713p.