

KUANTUM GİRİŞİMİ YOLUYLA KRİPTON GAZI  
ORTAMINDA 100 nm (XUV) ALTINDA UYUMCUL  
IŞIK ÜRETİMİ İÇİN DENEYSEL MODELLEME

HATİCE TÜZÜ

MERSİN ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK  
ANA BİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

MERSİN  
ARALIK-2007

**KUANTUM GİRİŞİMİ YOLUYLA KRİPTON GAZI  
ORTAMINDA 100 nm (XUV) ALTINDA UYUMCUL IŞIK  
ÜRETİMİ İÇİN DENEYSEL MODELLEME**

**HATİCE TÜZÜ**

**Mersin Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Fizik  
Ana Bilim Dalı**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Tez Danışmanı  
Yrd. Doç. Dr İbrahim KÜÇÜKKARA**

**MERSİN  
Aralık - 2007**

Bu tezin gerek bilimsel içerik, gerekse elde edilen sonuçlar açısından tüm gerekleri sağladığı kanaatine ulaşan ve aşağıda imzaları bulunan biz jüri üyeleri, sunulan tezi oy birliği ile Yüksek Lisans Tezi olarak kabul ediyoruz.

Tez Danışmanı

Yrd. Doç. Dr. İbrahim KÜÇÜKKARA

Jüri Üyesi

Yrd. Doç. Dr. Serbülent YILDIRIM

Jüri Üyesi

Doç. Dr. Murat GİZİR

Bu tezin Fen Bilimleri Enstitüsü yazım kurallarına uygun olarak yazıldığı Enstitü Yönetim Kurulu'nun ...../...../.....tarih ve ...../..... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Mahir TURHAN

Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün bilgiler, şekil, çizelge ve fotoğraflardan kaynak göstermeden alıntı yapmak 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunu hükümlerine tabidir.

## ÖZ

Frekans yükseltgenmesi süreci, dört dalga karışımında (FWM) kuantum girişimi yoluyla, Kripton gazı ortamında elektromagnetik etkili geçirgenlik (EIT) yoluyla şiddetli mor ötesi (XUV) bölgesinde (100nm-50nm) özellikle 85 nm dalgaboyunda gerçekleştirilmektedir. EIT işleminde atom üzerine güçlü laser alanı gönderilir ve kuantum girişimi yoluyla ilgili enerji seviyeleri için geçirgenlik elde edilir. Temel amaç üretilen XUV ışığının ortam tarafından soğurulmasını engelleyerek, üretilen enerjide çevirim verimliliğinin artmasıdır.

Tez çalışmasında EIT işlemi için toplam frekans şeması kullanılmıştır. 212.5 nm çift –foton pompa alanı  $4p^{61}S_0$  taban seviyesi ve  $4p^55p[0,1/2]_0$  uyarılmış seviye için rezonansdır. 423.8 nm çiftlenim alanı  $4p^55p[0,1/2]_0$  uyarılmış seviye ve  $17s^0[1/2]_1$  otoiyonizasyon seviyesi için rezonansdır. Otoiyonizasyon seviyesinden taban seviyeye geçişte XUV bölgesinde 85nm dala boyunda ışık üretilmektedir.

Tezde Mathematica adlı programda EIT olayının simülasyonu incelenerek bazı değişkenler (ortamın uzunluğu (z), basınç, pompa alanı, Doppler frekansı ve Rabi frekansı) değiştirilerek üretilen XUV ışık için sonuçlar elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar incelenerek, grafiklerle ilgili yorumlar yapılmıştır.

**Anahtar kelimeler:** Elektromagnetik etkili geçirgenlik (EIT), şiddetli mor ötesi bölgesi (XUV), otoiyonizasyon seviyesi, çevirim verimliliğinin, uyumcul ışık

## ABSTRACT

Frequency up- conversion process was created in resonant Four- Wave Mixing scheme by quantum interference in Krypton gas medium, in the Extreme Ultra- Violet (XUV) (100nm- 50nm) especially at 85 nm wavelength region , by Electromagnetically Induced Transparency (EIT) . In the EIT process, however, transparency for linked energy levels is obtained by applying a strong resonant laser field to an atom and using quantum interference effect. One of the main goal increased the conversion efficiency by preventing reabsorption of produced XUV light by the medium.

In thesis sum frequency schema is used for EIT process. The pump field at 212 nm was in two-photon resonance whit  $4p^6^1S_0$  ground state to  $4p^55p[0,1/2]_0$  excited state. The coupling field was at 423 nm and was resonant with  $4p^55p[0,1/2]_0$  to the auto ionising state  $17s^0[1/2]_1$ .the generated radiation in the region of XUV was at 85 nm transition from the auto ionising state to the ground state.

In this thesis result graphics for produced XUV light are obtained by examining EIT process simulation and changing some variables (interaction medium length (z), pressure, pump field, Doppler frequency and Rabi frequency) in computer programme Mathematica. The most efficient values are determined, and comments are made about the graphics.

**Key words:** Electromagnetically Induced Transparency (EIT), auto ionising state, Extreme Ultra- Violet region (XUV), conversion efficiency, coherent light

## TEŞEKKÜR

Tezimin hazırlanması süresince bilgi, görüő, önerileriyle desteğini benden esirgemeyen tez danıőmanım Sayın Yrd. Doç. Dr. İbrahim Küçükpara'ya, Fizik Bölümü Öğretim Elemanlarına, arkadaşlarıma, maddi manevi her konuda beni destekleyen ve yanımda olan değerli aileme, arkadaşlarıma teşekkür ederim. Ayrıca çalıőmalarıma maddi destek sağlayan Mersin Üniversitesi Rektörlüğü Bilimsel Araőtırmalar Proje Birimine katkılarından dolayı teşekkür ederim.

# İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
<b>ÖZ</b> .....	i
<b>ABSTRACT</b> .....	ii
<b>TEŞEKKÜR</b> .....	iii
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	iv
<b>ŞEKİLLER DİZİNİ</b> .....	vi
<b>1.GİRİŞ</b> .....	1
<b>2. KAYNAK ARAŞTIRMALARI</b> .....	3
2.1. EIT'nin GÖZLENMESİ.....	3
<b>3.MATERYAL VE METOD</b> .....	10
3.1.ATOM LASER ETKİLEŞMESİ.....	10
3.1.1. Normal Işık Kaynaklı Uyarılmalar.....	10
3.1.2. Laser Işığı Etkili Uyarılmalar.....	11
3.2.UYUMCUL UYARILMA ve ETKİLERİ.....	15
3.2.1. Uyumcul Işık Kaynağının Özellikleri.....	16
3.3.KUANTUM GİRİŞİMİ.....	16
3.4. OTOİYONİZASYON LİMİTİ.....	17
3.5. RABİ SALINIMI ve AUTLER-TOWNES YARILMASI.....	18
3.6. IŞIĞIN KUTUPLANMASI.....	20
3.7.EIT MODELİ.....	22
3.7.1. EIT Nasıl Çalışır ?.....	24
3.7.2 Otoiyonizasyon Bölgede Dört Dalga Karışımı (FWM).....	25

3.8.EIT'nin SAYISAL ANALİZİ.....	26
3.8.1.Yoğunluk Matrisi İle Alınganlık Arasındaki İlişki.....	30
3.8.2.Uyumculluğu Bozan Etkiler.....	31
3.8.3.Faz Çakışması Yolu ile Üretilen Yoğunluğun Hesaplanması.....	32
<b>4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....</b>	<b>34</b>
4.1.ETKİLEŞİM SİMÜLASYONUNUN TANIMI VE AMACI.....	34
4.2.ETKİLEŞİMDE KULLANILAN DEĞİŞKENLER.....	35
4.2.1.Doppler Frekansının Hesaplanması.....	35
4.2.2.Rabi Frekansının Hesaplanması.....	36
4.2.3.Birim Hacimdeki Molekül Sayısının (NL) Hesaplanması.....	39
4.2.4.Çiftlenim ve Pompa Alanı.....	40
4.3.DENEY DEĞİŞKENLERİNİ KULLANARAK ELDE EDİLEN SONUÇLAR.....	41
4.3.1.Basınç Değişimi Sonucu Elde Edilen Sonuçlar.....	41
4.3.2. Pompa Enerjisi Değişimi.....	48
4.3.3. Ortamın Uzunluğunun (z) Değişimi.....	52
4.3.4.Rabi Frekansının Doppler Ortalamasına Bağlı Değişimi.....	59
<b>5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER.....</b>	<b>65</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>69</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>71</b>



## ŞEKİL DİZİNİ

ŞEKİL	SAYFA
Şekil 2.1. Sodyum atomu için enerji diyagramı.....	3
Şekil 2.2. Stronsiyum atomunun enerji seviyelerinin gösterimi.....	4
Şekil 2.3. Geçirgenliğin araştırma laserinin sapmasına bağlı değişimi.....	5
Şekil 2.4. Çinko atomunun enerji seviyeleri.....	6
Şekil 2.5. Soğurma tesir kesitinin frekansa bağlı değişimi.....	7
Şekil 2.6. XUV yoğunluğu ve Foto-iyon sinyalinin Rabi frekansı $1.4\text{cm}^{-1}$ , $2.8\text{cm}^{-1}$ , $4.7\text{cm}^{-1}$ değerleri için 2s-1s arasındaki sapmaya bağlı değişimleri .....	8
Şekil 2.7. XUV yoğunluğu ve Foto-iyon sinyalinin Rabi frekansı $1.2\text{cm}^{-1}$ , $2.4\text{cm}^{-1}$ , $4.5\text{cm}^{-1}$ değerleri için 2s-1s arasındaki sapmaya bağlı değişimleri.....	9
Şekil 3.1. Einstein katsayılarının gösterildiği iki enerji seviyeli kuantum modeli.....	10
Şekil 3.2. Laser ışının yön açısı.....	12
Şekil 3.3 Işığın $\Delta x$ uzunluklu soğurucu ortamdan geçişi.....	13
Şekil 3.4. Kullanılabilir uyumcul kaynakların dalga boyları.....	15
Şekil 3.5. Kesikli ve sürekli bölgede girişim.....	17
Şekil 3.6. Sürekli bölgeye ışımaz geçiş.....	17
Şekil 3.7. Uyumcul ışık karşısında ve uyumcul olmayan ışık karşısında atomun elektron nüfusunun zaman karşı değişimi.....	19
Şekil 3.8. Autler- Townes yarılmaması.....	19
Şekil 3.9. EIT sürecinde lambda şeması.....	22
Şekil 3.10 Uyumcul nüfus tuzaklanmasının atomik seviyelerde gösterimi...	23
Şekil 3.11. Üç enerji seviyeli cascade şeması.....	23
Şekil 3.12. İyonizasyon limitinin üzerinde gerçekleşen geçirgenlik.....	24
Şekil 3.13. Sürekli bölgede geçirgenlik.....	24
Şekil 3.14. FWM de toplam –frekans karışımı şeması.....	25
Şekil 3.15. XUV de tek renkli ve uyumcul ışığa karşı atomun gösterdiği tepki.....	26

Şekil 4.1. Kripton gazı için XUV ışınma şeması.....	34
Şekil 4.2. Laser ışığının odaklanması.....	39
Şekil 4.3. Basınç $20 \times 10^{-3}$ , $10 \times 10^{-3}$ , $2 \times 10^{-3}$ , $0.5 \times 10^{-3}$ , $0.1 \times 10^{-3}$ bar iken Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu.....	41
Şekil 4.4. Basınç $20 \times 10^{-3}$ , $10 \times 10^{-3}$ , $2 \times 10^{-3}$ , $0.5 \times 10^{-3}$ , $0.1 \times 10^{-3}$ bar iken Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu.....	42
Şekil 4.5. Basınç $10 \times 10^{-3}$ , $8 \times 10^{-3}$ , $6 \times 10^{-3}$ , $4 \times 10^{-3}$ , $1 \times 10^{-3}$ bar iken Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu.....	43
Şekil 4.6. Basınç $10 \times 10^{-3}$ , $8 \times 10^{-3}$ , $6 \times 10^{-3}$ , $4 \times 10^{-3}$ , $1 \times 10^{-3}$ bar iken Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu .....	44
Şekil 4.7. Basınç $30 \times 10^{-3}$ , $3 \times 10^{-3}$ , $0.3 \times 10^{-3}$ , $0.03 \times 10^{-3}$ bar iken Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu .....	44
Şekil 4.8 Basınç $30 \times 10^{-3}$ , $3 \times 10^{-3}$ , $0.3 \times 10^{-3}$ , $0.03 \times 10^{-3}$ bar iken Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu .....	45
Şekil 4.9. Basınç $30 \times 10^{-3}$ , $40 \times 10^{-3}$ , $50 \times 10^{-3}$ , $60 \times 10^{-3}$ , $70 \times 10^{-3}$ , $80 \times 10^{-3}$ bar iken Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu .....	46
Şekil4.10. Basınç $30 \times 10^{-3}$ , $40 \times 10^{-3}$ , $50 \times 10^{-3}$ , $60 \times 10^{-3}$ , $70 \times 10^{-3}$ , $80 \times 10^{-3}$ bar iken Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu .....	46
Şekil 4.11. Basınç $300 \times 10^{-3}$ , $500 \times 10^{-3}$ , $700 \times 10^{-3}$ , $800 \times 10^{-3}$ , $900 \times 10^{-3}$ , $1000 \times 10^{-3}$ bar iken Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu .....	47
Şekil 4.12. Basınç $300 \times 10^{-3}$ , $500 \times 10^{-3}$ , $700 \times 10^{-3}$ , $800 \times 10^{-3}$ , $900 \times 10^{-3}$ , $1000 \times 10^{-3}$ bar iken doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu .....	47
Şekil 4.13. UV enerji $100 \times 10^{-6}$ J olarak alınca Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu .....	48
Şekil 4.14. UV enerji $100 \times 10^{-6}$ J olarak alınca Doppler ortalaması olmadan elde edilen enerji yoğunluğu .....	49

Şekil 4.15. UV enerji $100 \times 10^{-5}$ J olarak alınca Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu .....	49
Şekil 4.16. UV enerji $100 \times 10^{-5}$ J olarak alınca Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu .....	50
Şekil 4.17. UV enerji $200 \times 10^{-7}$ J olarak alınca Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu .....	51
Şekil 4.18. UV enerji $200 \times 10^{-7}$ J olarak alınca Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu .....	51
Şekil 4.19. UV enerji $200 \times 10^{-7}$ J iken basıncın, ayar enerjisinin, enerji yoğunluğunun değişimi.....	52
Şekil 4.20. $z=0.05$ değeri için basınç $30 \times 10^{-3}$ bar değerinde üretilen enerji .....	53
Şekil 4.21. $z=0.05$ m değeri için basınç $0.003 \times 10^{-3}$ bar değerinde üretilen enerji .....	53
Şekil 4.22. $z=0.002$ m değeri için basınç $30 \times 10^{-3}$ bar değerinde üretilen enerji.....	54
Şekil 4.23. $z=0.002$ m değeri için basınç $0.003 \times 10^{-3}$ bar değerinde üretilen enerji.....	55
Şekil 4.24. $z=0.0005$ m değeri için basınç $30 \times 10^{-3}$ bar değerinde üretilen enerji .....	55
Şekil 4.25. $z=0.0005$ m değeri için basınç $0.003 \times 10^{-3}$ bar değerinde üretilen enerji .....	56
Şekil 4.26. $z=1$ m değeri için basınç $30 \times 10^{-3}$ bar değerinde üretilen enerji .....	57
Şekil 4.27. $z=1$ m değeri için basınç $0.003 \times 10^{-3}$ bar değerinde üretilen enerji .....	57
Şekil 4.28. $z=250 \times 10^{-3}$ m, $300 \times 10^{-3}$ m, $400 \times 10^{-3}$ m, $500 \times 10^{-3}$ m, $600 \times 10^{-3}$ m , $700 \times 10^{-3}$ m değerleri için Doppler kaymaları ortalaması olmadan elde edilen enerji yoğunluğu .....	58

Şekil 4.29. $z=250\times 10^{-3}$ m, $300\times 10^{-3}$ m, $400\times 10^{-3}$ m, $500\times 10^{-3}$ m, $600\times 10^{-3}$ m , $700\times 10^{-3}$ m değerleri için Doppler kaymaları ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu .....	59
Şekil 4.30. $n= 0.3$ için soğurma.....	60
Şekil 4.31. $n= 0.6$ için soğurma.....	60
Şekil 4.32. $n= 1.2$ için soğurma.....	61
Şekil 4.33. $n= 2.4$ için soğurma.....	61
Şekil 4.34. $n= 4.8$ için soğurma.....	61
Şekil 4.35. $n= 9.6$ için soğurma.....	62
Şekil 4.36. $n=0.6$ için yayılma.....	62
Şekil 4.37. $n=1.2$ için yayılma.....	63
Şekil 4.38. $n=2.4$ için yayılma.....	63
Şekil 4.39. $n=4.8$ için yayılma.....	64
Şekil 4.40. $n=9.6$ için yayılma.....	64

## 1. GİRİŞ

Atomların uyumcul uyarılmaları ilk laser ışığının keşfiyle 1960 yıllarına dayanmaktadır. Kuantum girişimi etkisinde gaz ortamında frekans yükseltgenmesi deneysel olarak 1990 yıllarında ortaya çıkmıştır. Gaz ortamında dört dalga karışımı olayını (FWM) gerçekleştirirken aynı zamanda kuantum girişimi temelinde EIT olayından faydalanılarak 100 nm altında ışığın ortam atomlarının rezonans frekanstaki enerji seviyeleri tarafından soğurulması engellenir ve böylece çevirim verimliliği arttırılır.

Ortam atomlarının EIT yoluyla üretim frekansında geçirgen hale getirilmesi yalnızca bilinen laser işlemleri yoluyla üretilmeyen frekanstaki uyumcul ışığın üretilmesini sağlamaktadır. Uyumcul ışığın üretilmesi ancak ışığın; çok dar bant genişliğine sahip olması, uyumcul olması, şiddetli olması sayesinde gözlenmektedir.

Laser ışık kaynaklarının en önemli özelliği belirgin dalga boyların da ışın yapabilmeleridir. Belirgin dalga boyu, ışığın bant genişliğidir. Işığı oluşturan frekans dağılımının çok dar olması anlamına gelmektedir.

Klasik laser işlemleriyle elde edilmesi zor olan frekans bölgelerinde (otoiyonizasyon bölgesi) laser ışığı elde etme işlemi son yıllarda çizgisel olamayan optik kristaller sayesinde frekans dönüştürme fikrine dayalı olarak yapılmaktadır. Fakat tüm katı kristaller 200nm altında işlevselliğini kaybetmekte ve üretilen ışığı soğurmaktadır. Bu nedenle bu işlem gaz ortamında yapılmaktadır. Fakat bu işlemde ışığın üretildiği ortamı oluşturan gaz atomlarının enerji düzeylerinden biri üretilen ışığın rezonans frekansında olması gerektiğinden elde edilen dönüşüm verimliliği oldukça azalmaktadır. Bu sorunu çözmek için kaynak frekansı rezonans frekansından bir miktar saptırılarak kullanılmaktadır.

Tez çalışmasında uyumcul uyarılma yoluyla kuantum girişimi temeline dayanan Elektromanyetik Geçirgenlik (EIT) etkisi ile Kripton gazı içerisinde bilgisayar simülasyonunda elde edilmesi güç olan 100 nm dalga boyunun altında uyumcul ışık elde etme amaçlanmıştır.

Kuantum girişim etkisi çoklu elektron atomik sistemlerde birinci iyonlaşma enerjisinin üstünde belli seviyelerde doğal olarak gözlenir. Kesikli seviyelerin üstündeki bu bölge sürekli bölgedir. Bu bölge otoiyonizasyon bölgesi olarak adlandırılmaktadır. 100 nm altında ışık elde etmek için otoiyonizasyon limitinin üstünde çalışılmaktadır. Çünkü bu bölgede elde edilecek ışık güçlü bir ışıktır.

Tez çalışmasında kaynak araştırması bölümünde laserin keşfinden sonra iyonizasyon limiti üzerinde yapılan çalışmalar açıklanmıştır. Stronsiyum atomu Çinko atomu üzerinde yapılan deney sonuçları üzerinde durulmuştur. EIT yoluyla elde edilen uyumcul ışığın deneyde kullanılan parametreler yoluyla çevirim verimliliğinin artışı incelenmiştir.

Meteryal ve metot bölümünde ise kullanılabilir laser kaynağı elde etmek için kullanılması gereken yöntemlerden bahsedilmiştir. Laser ışığının özellikleri üzerinde durulmuş iyonizasyon limitinin üzerinde EIT olayının nasıl gerçekleştirileceği açıklanmıştır. Rabi frekansı ve önemi açıklanmıştır. İyonizasyon limitinin üstünde kullanılan EIT modeli, yoğunluk matrisi ile alınganlık arası ilişki açıklanmıştır. Uyumcul ışık üretiminde uyumculuğu bozan etkiler sıralanmıştır.

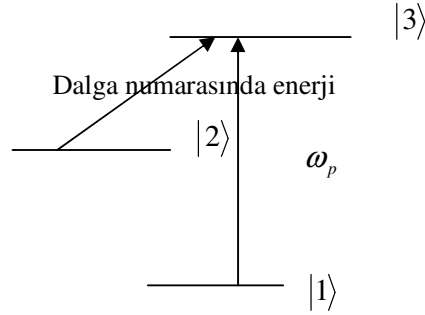
Bulgular ve tartışma bölümünde ise etkileşim simülasyonun tanımı ve kullanılan XUV şeması açıklanmıştır. Etkileşimde kullanılan deney değişkenleri (basınç, pompa enerjisi, ortamın uzunluğu) tek tek açıklanmış hesaplamaları yapılmıştır. Deneyde değişkenler kullanılarak grafikler elde edilmiş ve açıklamaları yapılmıştır. Geçirgenliği elde etmek için gerekli olan Rabi frekansının Doppler frekansını yenecek büyüklükte olma şartı grafiklerle açıklanmıştır.

Sonuçlar ve öneriler bölümünde ise dördüncü bölümde elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Üretilen ışığın ortam atomları tarafından soğurulmasını engelleyen değişkenlerin değerleri belirtilmiştir ve daha sonraki çalışmalarda yapılması gerekenler önerilmiştir.

## 2. KAYNAK ARAŞTIRMALARI

### 2.1 EIT'nin GÖZLENMESİ

Albert ve Zoller 1973 de lineer olmayan optiğe karşı sistemin gösterdiği yarı klasik yaklaşımı geliştirmişlerdir [1]. 1976 yılında Gerardo Alzetta ve arkadaşları EIT'nin özü olan uyumcul nüfus tuzaklanmasını keşfetmişlerdir [2]. Labropoulos ve arkadaşları güçlü laser alanında otoiyonizasyon bölgesinin davranışını incelemişlerdir. Labropoulos ve arkadaşları çiftlenim alanının Rabi frekansı otoiyonizasyon genişliğini yenecek güçte olursa soğurma profilinde önemli değişimler olduğunu görmüşlerdir ve deneylerinde Sodyum atomunu kullanmışlardır.



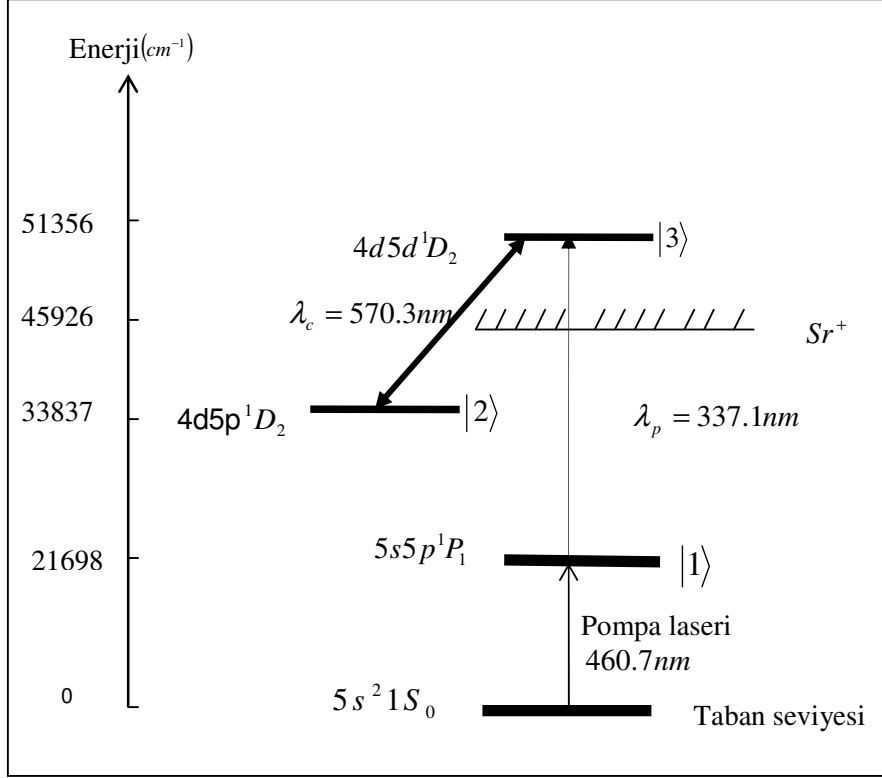
Şekil 2.1. Sodyum atomu için enerji diyagramı [1]

1986 da Olga Kocharovskaya ve Yakov Khanin farklı frekansta iki tek renkli laser kullanarak EIT'yi tanımlamışlardır [1] 1988 de Yakov Khanin, Olga Kocharovskaya ve Stephen E. Harris üçlü laser sistemini nüfus tuzaklanması olmaksızın uygulamışlardır [1]. 2001 de Nakajima otoiyonizasyon bölgesinde lineer ve lineer olmayan özellikler için yarı klasik modeli ve sistemin dört dalga karışımını tanımlamıştır.

K. J. Boller, A. Imamoğlu ve S. E. Harris optik olarak ince ortamı geçirgen hale getirmek için kullanılan deneysel tekniği ortaya çıkarmışlardır [3]. Kullanılan teknik de iki alanın yıkıcı girişimi sonucu geçirgenlik elde edilmiştir. Stronsiyum atomunda iyonizasyon geçişlerinin geçirgenliği çiftlenim alanının varlığında  $e^{-1\pm 0.1}$  iken çiftlenim alanı olmadığında  $e^{-20\pm 1}$  e değişmektedir.

K. J. Boller, A. Imamoğlu ve S. E. Harris çalışmalarında rezonans frekansta saydam olmayan optik geçişlerin nasıl geçirgen hale getirildiğini açıklamışlardır. geçirgenliğin gerçekleştirilebilmesi için  $|2\rangle$  ve  $|3\rangle$  enerji seviyeleri arasına çiftlenim alanı uygulanmaktadır.

Eğer bu çiftlenim alanı  $|1\rangle$  ve  $|2\rangle$  geçişlerinin homojen olmayan genişliğinden büyükse ortam geçirgen hale gelmektedir.



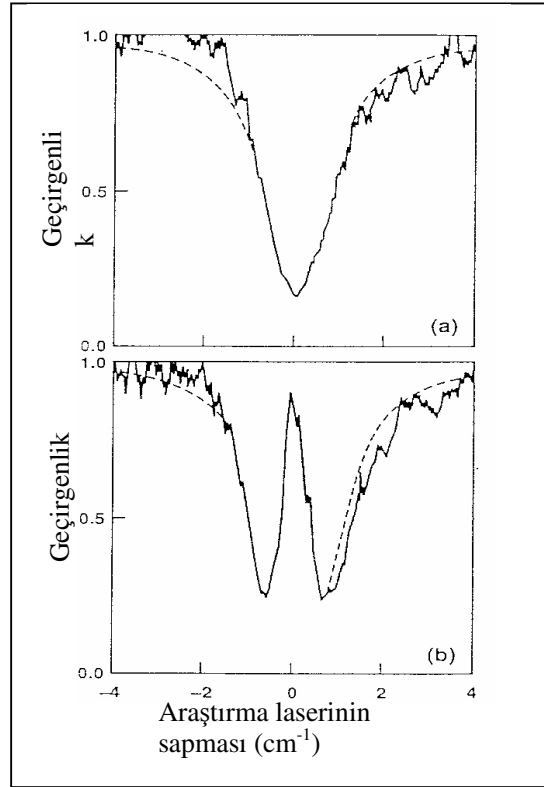
Şekil 2.2. Stronsiyum atomunun enerji seviyelerinin gösterimi [3]

Stronsiyum atomunda 3.5 ns de 0.1 mJ enerjiye sahip 337.1 nm lik pompa laser alanı  $5s5p^1P_1$  ve  $4d5d^1D_2$  enerji seviyelerine uygulanmaktadır. Üst seviyelerin otoiyonizasyondan dolayı çöküşü ve ölçülen  $1.2 \text{ cm}^{-1}$  genişliği otoiyonizasyon zamanı olan 4.4 ps ile uyuşmaktadır. Taban seviyeye uygulanan 460.7 nm lik puls enerjisi ile taban seviyedeki atomlar  $5s5p^1P_1$  enerji seviyesine nüfuslandırılmıştır. Taban seviyedeki ( $5s^21S_0$ ) kullanılan atom yoğunluğu  $5 \times 10^{15}$  atom / $\text{cm}^3$  ve puls enerji yoğunluğu  $10 \text{ mJ}/\text{cm}^2$  kullanılarak  $5s5p^1P_1$  enerji seviyesinin nüfus yoğunluğu  $1 \times 10^{14}$  atom/ $\text{cm}^3$  olarak elde edilir.

Bütün laser ışınları 10cm uzunluğundaki Sr borusu buhar bölgesine gönderilmektedir. Çiftlenim ve pompa alanlarının Sr hücresinde düzgün bir şekilde üst üste binmesi için laser ışınlarının çapı 3mm ve 0.2 mm olması gerekmektedir.



|1⟩ enerji seviyesindeki Sr atom yoğunluğu pompa alanıyla çiftlenim alanı ve araştırma alanı arasındaki fark gecikmelerle kontrol edilmektedir.

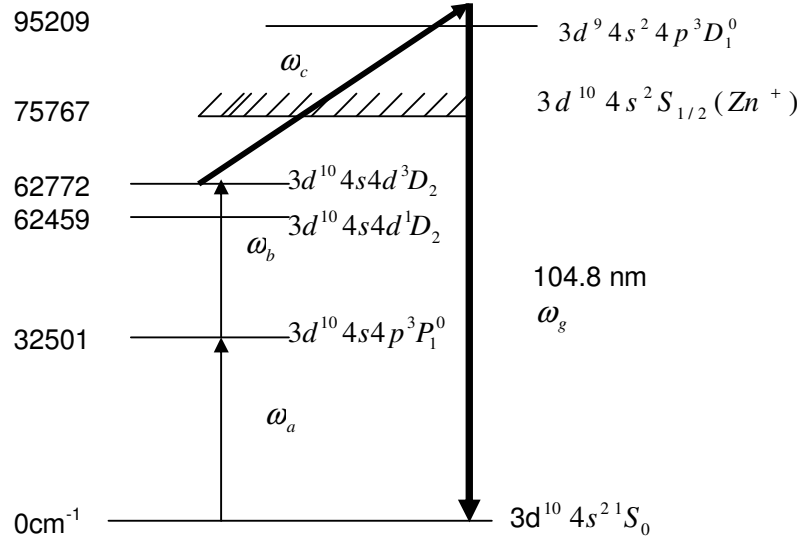


Şekil 2. 3. Geçirgenliğin araştırma laserinin sapmasına bağlı değişimi [3]

Şekil 2.3 de ilk şekil geçirgenliğin araştırma alanının fonksiyonu olduğu görülmektedir. Burada  $\Omega_{23} = 0$  dır. Bu durumda ortam merkezde geçirgenlik sıfırdır. İkinci şekilde ise  $\Omega_{23} = 1.3cm^{-1}$  dir.

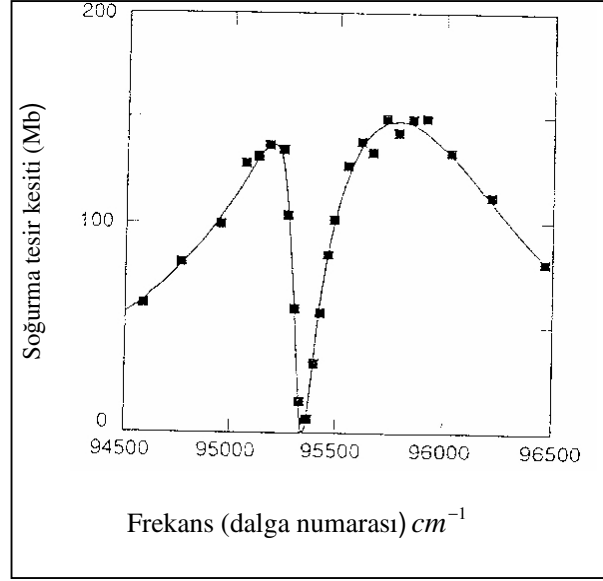
1990 yılında K. H. Hahn, D. A. King ve S. E. Harris Çinko (Zn) atomunda EIT olayını gözlemlemişlerdir [4]. Çinko atomunda iyonizasyon potansiyelinin üstünde iki enerji seviyesi bulunmaktadır. Bu seviyeler güçlü yıkıcı girişim göstermekte ve soğurma ortamında ortamın kırılma indisinin katkısını azaltmaktadır. Çalışmalarında hangi seviyeyi kullanarak daha iyi toplam-frekans üretileceğini araştırmışlardır.

Harris, Field, Imamoğlu ve onları takip eden araştırmacılar Hakuta Marmet ve Stoicheff'in amaçları karışık yarı kararlı seviyelere uygulanan elektromanyetik alan sayesinde ideal durum olan sıfır kayıp, kırılma indisinin sıfır katkısı ve lineer olmayan durumda yapıcı girişimi yaratmaktı fakat bunda başarılı olamadılar [5].



Şekil 2.4. Çinko atomunun enerji seviyeleri [5]

Şekil 2.4 de Çinko atomunun enerji seviyeleri görülmektedir. Girişim enerji seviyeleri  $3d^9 4s^2 4p^3 \ ^3P_1^0$  ve  $3d^9 4s^2 4p^3 \ ^3D_1^0$  dir. Bu iki enerji seviyeleri arasına ayarlanabilir çiftlenim alanı uygulanmaktadır. Soğurma tesir kesitinin frekansa bağlı grafiği oluşturulduğunda soğurma penceresinin  $95370\text{ cm}^{-1}$  seviyesinde olduğu gözlenmiştir.



Şekil 2. 5. Soğurma tesir kesitinin frekansa bağlı değişimi [5]

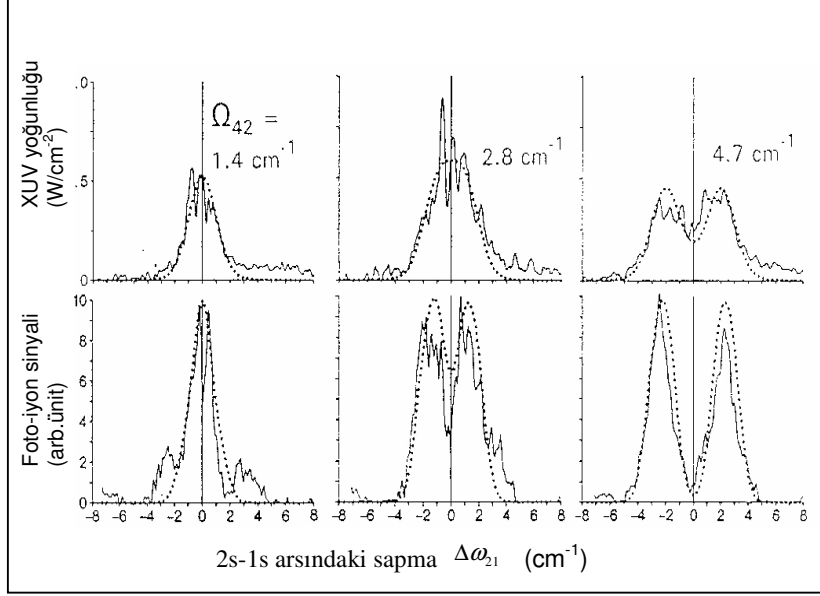
Bu soğurma penceresinin gözlenebilmesi için eşit büyüklükte ve zıt işaretli iki seviyenin frekanslarının girişimi gerekmektedir. Girişim sayesinde soğurma azalmaktadır. Araştırmacıların yaptıkları deneyin amacı lineer olmayan atom yoğunluğunun soğurma penceresindeki davranışını incelemektir. Bunu yapabilmek için  $\omega_a = \omega_b$  olan laser frekansı üçlü orta seviyenin  $3d^{10}4s4d^3D_2$  seviyesine ayarlanmaktadır. Daha sonra rezonans iki-foton  $3d^{10}4s4d^1D_2$  seviyesine ayarlanmaktadır.

Her iki deneyde de  $\omega_c$  laser frekansı soğurma penceresini geçecek şekilde ayarlanmaktadır. Laserler 200mm yarıçapında 50cm mercekli sıcak buhar borusuna odaklanmaktadır. Deneyde Çinko buhar yoğunluğu 10cm uzunluklu bölgede  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  olarak ölçülmüştür. Üçlü enerji seviyesinde 0.3mJ enerji kullanılarak 104.8 nm lik enerji elde edilmiştir. Çevirim verimliliği ise  $3 \times 10^{-7}$  olarak elde edilmiştir.

1996 da G.Z.Zhang, D. W. Tokaryk , B. P. Stoicheff ve K. Hakuta atomik Hidrojende EIT yoluyla np-1s (n=4,8) geçişlerinde 97.3-92.6 nm bölgesinde XUV ışını elde edebilmek için toplam-frekans üretimini kullanmışlardır [6]. Işını Balmer dalga boyunda laser ışınlarıyla np ve 2s seviyelerinin güçlü çiftlenimi ile üretilmiştir. Aynı anda 2s ve 1s seviyeleri rezonans iki –foton ışınıyla 243 nm de laser ışınıyla çiftlenmiştir.

Deneyleerde NL' nin artmasıyla ve azalmasıyla EIT yoluyla XUV ' nin nasıl deęiřtięi incelenmektedir. İlk bařta dūřuk NL deęeri için ( $10^{13}$ -  $10^{14}$ cm<sup>-2</sup>) XUV iřininin elde edilmesi incelenmiřtir.

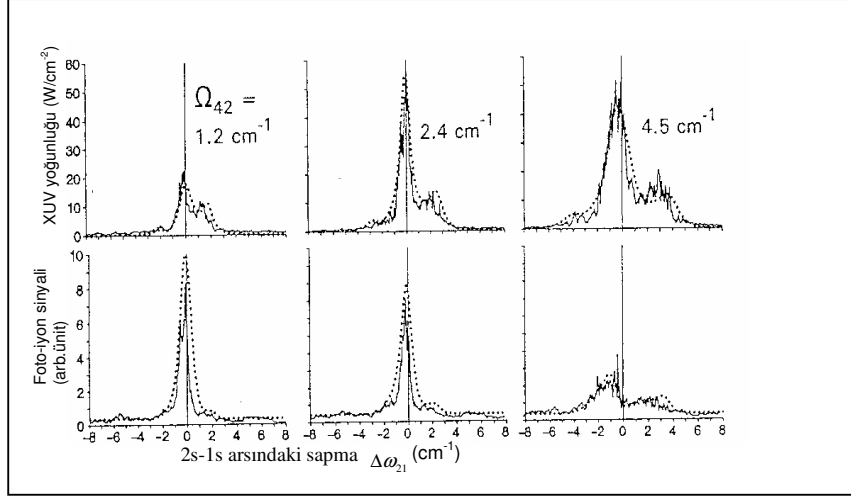
Rabi frekansını 1.4cm<sup>-1</sup>, 2.8cm<sup>-1</sup>,4.7 cm<sup>-1</sup> olarak değiştirilip XUV yoğunlukları grafikleri elde edilmiştir. Bu grafiklerin elde edilebilmesi için 4p ve 2s enerji seviyelerine 486 nm dalga boyunda laser işını uygulanmıştır.



şekil 2.6. XUV yoğunluğu ve Foto-iyon sinyalinin Rabi frekansını 1.4cm<sup>-1</sup>, 2.8cm<sup>-1</sup>, 4.7 cm<sup>-1</sup> değerleri için 2s-1s arsındaki sapmaya bağlı değişimleri [6]

Rabi frekansının artmasıyla fotoiyonizasyon spektral aralığın 2.8 cm<sup>-1</sup> e kadar arttığı gōzlenmiřtir. Yūksək Rabi frekansında 4.7 cm<sup>-1</sup> da sinyalin sifıra yaklaştığı gōzlenmiřtir. Buda EIT'nin gōzlenmeye başladığını gōstermiřtir.

Yūksək NL ( $10^{15}$  cm<sup>-2</sup>)deęerinde ise sinyal aralıęının çok dar olduęu gōzlenmiřtir. Yūksək Rabi frekansında soęurma penceresi gōzlenmemiřtir.



Şekil 2.7. XUV yoğunluğu ve Foto-iyon sinyalinin Rabi frekansı  $1.2\text{cm}^{-1}$ ,  $2.4\text{cm}^{-1}$ ,  $4.5\text{cm}^{-1}$  değerleri için  $2s-1s$  arasındaki sapmaya bağlı değişimleri [6]

M.P.Anscombe ,R.de Nalda , I.Küçükpara ve J.P.Marangos 2003 yılında Kripton gazında  $84.92\text{nm}$  den  $84.97\text{nm}$  ye ayarlanabilen XUV ışını elde edebilmek için deneysel ve teorik çalışmalar yapmışlardır [7]. Toplam-frekans şemasını kullanarak iki otoiyonizasyon seviyesinin  $17s$  ve  $15d$  üst üste binmesiyle ışık üretilmiştir. XUV ışının yoğunluğunun artması için EIT'nin atomik uyumcul etkisinin olup olmadığı araştırılmıştır. Frekans yükseltgenmesi için frekans karıştırılması yöntemini kullanmışlardır. Frekans çevrimi için ideal sistem çizgisel olmayan alınganlığın reel ve imajinel kısımlarının minimuma indirgeyerek düşük soğurma ve iyi faz çakışmasını sağlayarak lineer olmayan alınganlığı arttırmaktır. Rezonans otoiyonizasyonda (belirli ve sürekli rezonans bileşenlerinin) kuantum girişimi asimetrik çizgi profiline sahiptir.

$422.74\text{nm}$  ve  $423.84\text{nm}$  deneysel çiftlenim alanı uygulanarak  $84.927$  ve  $84.971\text{nm}$  araklığında XUV de ışın elde edilmiştir. Ayrıca deneylerde basınç  $0.7\text{mbar}$  dan  $3.5\text{mbar}$  değerine değiştirilerek FWM etkisi araştırılmıştır. Deneylerde  $15d$  seviyesi için gerekli çiftlenim dalga boyu  $423.7\text{nm}$  ,  $17s$  enerji seviyesi için çiftlenim dalga boyu  $423.3\text{nm}$  olarak hesaplanmıştır.

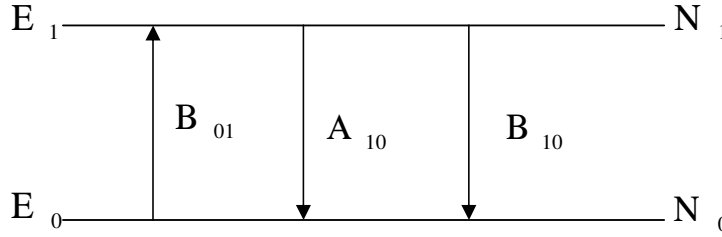
Çevirim verimliliği  $10^{-5}$  değerinde elde edilmiş. Çalışılan yoğunluk ise  $0.1$  den  $8 \times 10^{22}\text{m}^{-3}$  değerine değiştirilmiştir.

### 3.MATERYAL VE METOD

#### 3.1. ATOM LASER ETKİLEŞMESİ

##### 3.1.1. Normal Işık Kaynaklı Uyarılmalar

Bir atomun elektronları kesikli ve sürekli seviyelerde bulunmaktadır. Elektronun fiziksel özellikleri ise radyasyon ile etkileşmesi halinde ortaya çıkar. Işığın atomla etkileşmesinin tanımlanmasının en basit yolu termal dengede bulunan iki seviyeli kuantum durumunu ele almaktır. Şekil 3.1. de termal dengede olan başlangıçta taban enerjisi  $E_0$  ve elektron sayısı  $N_0$ , uyarılmış enerji seviyesi  $E_1$  de elektron sayısı  $N_1$  dir. Bu seviyeler arasındaki geçişlerin tek bir fotonun enerjisi ile gerçekleştirilebileceği kabul edilmektedir.



Şekil 3.1. Einstein katsayılarının gösterildiği iki enerji seviyeli kuantum modeli

Işık atom etkileşmesinde temelde foton soğurma ve yayma olayları gerçekleşmektedir. Fakat foton yayma olayı iki şekilde gözlenmektedir. Foton yayma olayları kendiliğinden yayma ve uyarılmış yayma olarak gerçekleşmektedir. Sistem  $h\nu$  enerjilik fotonu soğurarak üst enerji seviyesine geçer. Bu olay soğurma olarak adlandırılır[8]. Uyarılmış soğurma oranı

$$\frac{dN_1}{dt} = B_{01}\rho_\nu N_0 \quad (3.1)$$

denklemini ile ifade edilir.  $B_{01}$ , Einstein soğurma katsayısı olarak tanımlanır. Uyarılmış seviyede bulunan sistem kendiliğinden foton salarak alt enerji seviyesine geçmesi kendiliğinden yayma olarak adlandırılır. Kendiliğinden yayma oranı

$$\frac{dN_1}{dt} = -A_{10}N_1 \quad (3.2)$$

olarak yazılır.  $A_{10}$ , Einstein kendiliğinden yayma katsayısıdır. Sistem eğer uyarılmış seviyede ise ve bu durumda sisteme  $h\nu$  enerjili bir foton ile tekrar uyarılırsa sistem  $2h\nu$  enerjili foton yayar ve alt enerji seviyesine geçer. Bu olay uyarılmış yayma olarak adlandırılır. Uyarılmış yayma oranı,

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{10}\rho_\nu N_1 \quad (3.3)$$

denklemi ile ifade edilir.  $B_{10}$ , Einstein uyarılmış yayma katsayısı olarak tanımlanır. Sistem termal denge durumunda olduğu için soğurma sonucu üst enerji seviyesine geçen parçacık sayısı, kendiliğinden ve uyarılmış yayma sonucu alt enerji seviyesine geçen parçacık sayısına eşittir.

$$A_{10}N_1 + B_{10}N_1\rho_\nu = B_{01}N_0\rho_\nu \quad (3.4)$$

Soğurma ve yayma oranları birbirine eşit olması özelliğini kullanarak aşağıdaki denklem yazılabilir.

$$B_{10} = B_{01} = B \quad (3.5)$$

$$A_{10} = B_{10} \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \quad (3.6)$$

Denklem (3.6) da görüldüğü gibi kendiliğinden yayma olasılığı, uyarılmış yayma olasılığının geçiş fotonunun frekansının küpü ile orantılıdır [9]. Frekansın  $\nu^3$  ile orantılı olması laser olayını gerçekleşmesini oldukça zor hale getirmektedir. Özellikle X- ışını bölgesinde frekans oldukça yüksek olması nedeniyle bu bölgede laser kaynağı oluşturmak oldukça zordur.

$A_{10}, B_{10}, B_{01}$  Einstein katsayıları, normal ışık ile atom uyarıldığında gözlenen olayları anlatmakta kullanılmaktadır. Fakat uyarıcı ışık laser ışığı olursa laser ışığının özelliklerinden dolayı Einstein katsayıları kullanılmaz.

### 3.1.2. Laser Işığı Etkili Uyarılmalar

Laser ışığı 20. yüzyılın ortalarında bulunmasından sonra son yıllarda iyice gelişerek değişik uygulama alanları bulmuştur. Laser ışığını diğer temel ışık kaynaklarından ayıran farklı ve çok kullanışlı bazı temel özellikleri vardır.

Laser ışığının en temel özelliği dağılıma uğramaması ve yönlendirilebilir olmasıdır. Dalga boyunun çok küçük olması dağılıma oranını büyük bir oranda azaltmaktadır [10].

Laser ışığı dalga boyu tek olduğundan monokromatiklik (tek renklilik) özelliği taşır. Atomların enerji seviyeleri belli bir genişliğe sahiptir. Seviyelerin belli genişliğe sahip olması nedeni ile ışık yayma ve pompalama bir frekansta değil belli bir frekans aralığında gerçekleşir. Laser ışığı ise çok dar bir aralığa sahip olmasından dolayı çok şiddetlidir.

Laser ışığı birbirine paralel olan ışıklardan oluşan bir demettir. Normal ışıkta bu paralellik bozulabilir. Paralellikten sapma açısının en küçük değeri

$$\theta_{\min} = 1.22 / D$$

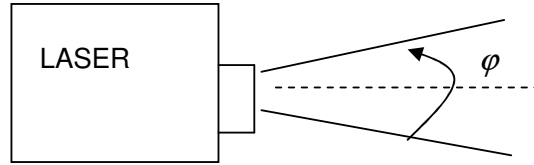
dir. D, aynanın çapıdır. Gerçekte paralellikten sapma  $\theta \gg \theta_{\min}$  dir.

Laser ışığı dağılmaz olduğundan dolayı kısa aralıklarda çok yüksek şiddette yayılması mümkündür. Pompalanma ışımalarının gücü arttıkça oluşan laser ışımalarında şiddeti büyür. Ama bu büyümenin sınırı vardır. Bu sınır, kararlı haldeki atomların sayısının artmasıyla kendiliğinden ışımaya katılan atomların sayısı ile alakalıdır. Paralel ışık demetinin şiddeti,

$$I = \left(\frac{cn}{4\pi}\right)E^2$$

ile ifade edilmektedir.

Laser ışığının yönü sabittir ve düşük açıdır. Laser ışığının yön açısı  $\varphi$ , laserin malzemesinde kullanılan malzemenin cinsine göre değişmektedir.



Şekil 3.2. Laser ışının yön açısı

Laser ışınının yönlü olması, ortamda ışının eşit miktarda dağılmasını, istenilen bölgeye kolay odaklanmasını, düşük ısıda büyük enerji oluşmasını sağlamaktadır.

Laser ışığı eş fazlıdır. Yani uyumcul (coherent) ışık kaynaklarıdır. Uyarılmış yaymanın gerçekleşmesi sırasında uyarıcı dalga ile uyarılmış dalga aynı fazda olması gerekir. Yani iki dalganın elektrik alanının uzaysal ve zamansal değişimi aynı olmalıdır [11].



Laser ışığının diğer bir özelliği ise diğer ışık kaynaklarından daha parlak olmasıdır. Parlaklık birim katı açı ve birim alan başına yayılan güç olarak tanımlanmaktadır. Yüksek derecede parlaklık yüksek gücün hedefe birim alan başına dağılması için önemlidir. Demetin odaklandığı dairesel parlak noktanın boyutuna bağlı bir ifadedir.

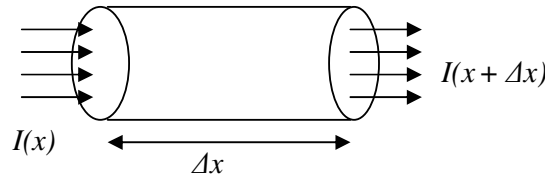
Basit bir laser sisteminin işletilebilmesi için bazı temel şartların sağlanması gerekir. Bu temel şartlar aktif bir ortam ve pozitif geri beslemenin gerçekleşebilir olmasıdır. Bu aktif ortam elektromagnetik spektrumun aktif bölgesinde ışımaya yapan atom veya moleküllerden oluşan bir yapıdır. Aktif ortamda nüfus tersinmesinin gerçekleştirilebilir olması gerekir [12].

Aktif ortam, laser olayına neden olan ortamdır. Bu ortamda paralel ışık demeti elde edilmektedir. Paralel hale getirilmiş ışık demeti ile bu ışık demetinin aktif ortam ile etkileşmesi sonucu ışık demetinin yükseltgenmesi olayı gerçekleşir.

Pozitif geri besleme sistemi iki yansıtıcıdan oluşmaktadır. Bu sisteme rezonatör denilmektedir. Optik rezonatörün amacı laserden tek dalga boyunda ışık elde etmektir.

$E_0$  ve  $E_1$  enerji seviyeleri arasında geçişe maruz kalan tek bir elektronu göz önüne alıp bu ortam içerisinde ilerleyen paralel ışık demeti düşünüldüğünde demet şiddetindeki değişim aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

$$\Delta I(x) = I(x + \Delta x) - I(x) \quad (3.7)$$



Şekil 3.3. Işığın  $\Delta x$  uzunluklu soğurucu ortamdan geçişi

Eğer ortam homojen ise,  $\Delta I$ , ışınının madde içerisinde ilerlediği mesafeyle orantılıdır ve ışın şiddeti aşağıdaki sonuçla ifade edilir.

$$\Delta I(x) = -aI(x)\Delta x \quad (3.8)$$

Denklemdede  $\alpha$  soğurma katsayısı olarak ifade edilir. Soğurma katsayısı pozitif bir niceliktir. (–) işareti  $\Delta x$  uzunluğu boyunca ışın şiddetindeki azalmayı göstermektedir. (3.8) denkleminin diferansiyeli alınıp integrale edilirse aşağıdaki denklem elde edilir.

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha x} \quad (3.9)$$

$I_0$ , madde üzerine gönderilen ışık şiddetidir.

Bu sistemde soğurma miktarı  $E_0$  enerji seviyesinde bulunana atom sayısına ve  $E_1$  enerji seviyesinde bulunan atom sayısına bağlıdır. Eğer  $N_0$  sıfır ise, soğurma maksimum olacaktır. Eğer  $N_1$  sıfır ise soğurma oranı sıfır olacak uyarılmış yayma oran büyük olacaktır. Bu özelliklerden yararlanarak soğurma katsayısının seviyelerdeki atom sayıları arasındaki farkla orantılı olduğu görülür. Eğer  $N_1 \gg N_0$  durumu elde edilirse (nüfus tersinmesi) soğurma katsayısı negatif olur ve ışık şiddeti aşağıdaki denklemi ile ifade edilir.

$$I(x) = I_0 \cdot e^{kx} \quad (3.10)$$

$$k = (N_1 - N_0) \frac{nh\nu_{10} B_{10}}{c} \quad (3.11)$$

$k$ , kazanç katsayısı, nüfus tersinmesine ve laser ortamının özelliklerine bağlıdır. Bu durumda ışık şiddeti azalmamakta tam tersine artmaktadır.

Soğurma katsayısını negatif yapmak ancak üst enerji seviyesindeki atom sayısını alt enerji seviyesindeki atom sayısından fazla yapmakla mümkündür. Normal olarak alt enerji seviyesinde atom sayısı üst enerji seviyesinden fazladır. Bu durumu tersine çevirmek için optik pompalama işlemi kullanılır. Optik pompalamada yöntemi ile nüfus tersinmesi gerçekleştirilir. Optik pompalamada fotonları ve taban durum atomlarını istenilen ara kararlı duruma kendiliğinden bozulan bir uyarılmış duruma çıkarmak için, doğru frekansa sahip olan bir dış ışık kaynağı kullanılmaktadır. Optik pompalama için üç düzeyli lasere ihtiyaç vardır. Sadece iki enerji durumu, taban durumu ve bunun  $h\nu$  kadar üstünde bir ara kararlı durumun bulunduğu düşünülürse, atomlar topluluğu frekansı  $\nu$  olan fotonlardan ne kadar çok sayıda beslenirse taban durumdan ara kararlı duruma okadar çok yukarı doğru geçiş olmaktadır. Fakat besleme aynı zamanda ara durumdan taban duruma doğru geçişleride sağlamaktadır.

Optik besleme, her durumda atomların yarısı bulunduğu, uyarılmış yayılma hızı uyarılmış soğurma hızına eşit olacağından, bu topluluk hiçbir zaman atomlarının yarıdan fazlasını ara kararlı durumda buldurmamaktadır. Bu durumda da laser yükseltgenmemektedir.

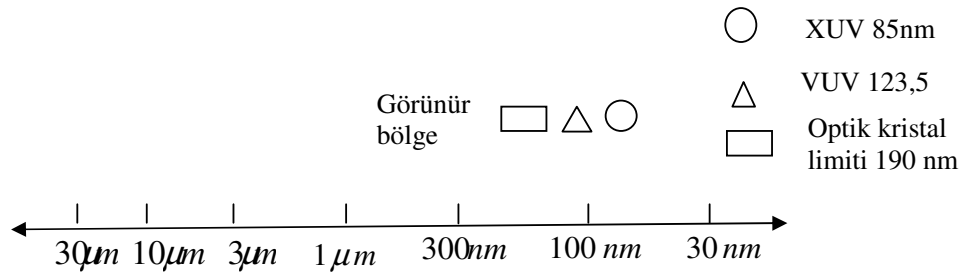
Laser ışığının kendine has özelliklerinden dolayı atomla etkileşmeside normal ışığın atomla etkileşmesinden farklıdır.

Laser ışığı etkili uyarılmalara uyumcul uyarılmalar denilmektedir [13]. Çünkü laser ışığı; tek renkli, uyumcul, şiddetli, sapma oranı çok düşük ışıklardır. Kullanılan ışığın güçlü olması çizgisel olmayan optiğin gelişmesine katkıda bulunur.

Bütün çizgisel olmayan etkiler birçok fotonun varlığında ortaya çıkar. Kuantum girişimine dayalı atom-laser etkileşmesi sayesinde yeni uyumcul kaynaklar yani ışıklar elde edilir.

### 3.2. UYUMCUL UYARILMA ve ETKİLERİ

Uygulanan tek renkli uyumcul ışığın dalga fonksiyonu, atomun dalga fonksiyonu ile belli bir faz ilişkisinde ise bu tip uyarılmalara uyumcul uyarılmalar denir. Kuantum girişimine dayalı uyumcul uyarılma sayesinde görünür bölgeye oranla elde edilmesi zor olan Vacuum ultraviolet (VUV) bölgede ve Exreme ultraviolet (XUV) bölgede kullanılabilir ışık kaynakları elde edilir.



Şekil 3.4. Kullanılabilir uyumcul kaynakların dalgaboyları

XUV ve VUV bölgede laser ışığı elde etmede bazı zorluklar bulunmaktadır. Atomik geçiş frekansı yüksek olan bölgede nüfus tersinmesini gerçekleştirmek zordur . Çünkü alt enerji seviyesine geçiş süresi kısadır. İkinci bir zorluk ise yüksek frekanslı ışığın soğurulmasını önlemektir.

### 3.2.1. Uyumcul Işık Kaynağının Özellikleri

Uyumcul uyarılmanın gözlenebilmesi için kullanılan ışık kaynağının uyumcul olması gerekmektedir. Tek dalga boyuna sahip, oldukça dar bir band genişliğine sahip olması gerekmektedir. Uygulanılan atomun dalga fonksiyonu ile aynı fazda olması gerekir. XUV bölgede yapılan çalışmada atom iyonizasyon limitinin üzerine pompalanır. Bu bölge otoiyonizasyon bölge olarak adlandırılır [14,15].

### 3.3. KUANTUM GİRİŞİMİ

Klasik ve kuantum mekaniği arasında en önemli farklılık olasılık hesaplanmasıdır.

Klasik mekanikte, birinci olayın olasılığı  $P_1$ , ikinci olayın olasılığı  $P_2$  ise toplam olasılık bu iki olayın olasılıklarının toplamıdır.

$$P = P_1 + P_2 \quad (3.12)$$

Kuantum mekaniğinde ise olasılıklarının toplamı klasik mekanikteki olasılık toplamından farklıdır. Kuantum mekaniğinde olasılıklarının genliğini ifadesi kullanılmaktadır. Eğer olay iki alternatif yolla meydana geliyorsa, birinci olayın olasılık genliği  $\Phi_1$ , ikinci olayın olasılık genliği  $\Phi_2$  ise olasılık genliklerinin toplamı;

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 \quad (3.13)$$

denklemleri ile ifade edilir.

Toplam olasılık ise olasılık genliklerinin toplamının karesi şeklinde ifade edilir.

$$P = |\Phi_1 + \Phi_2|^2 \quad (3.14)$$

$$P = |\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2 \pm 2\Phi_1\Phi_2\cos\alpha \quad (3.15)$$

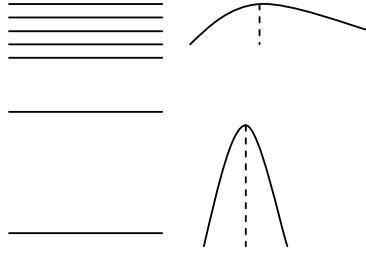
Denklem (3.15) de  $\cos\alpha$  terimi girişim terimi olarak adlandırılır [16]. Kuantum mekaniğinde olasılıklar yerine olasılıkların genliklerinin toplamı kullanıldığından dolayı toplam olasılık artabilirde tamamen yokta olabilir.

Kuantum mekaniğinde üstüste gelme prensibi kullanılmaktadır. Atomun iki seviyesinin olasılık genliklerinin girişiminde olasılık genliklerinin işaretine göre toplam olasılık artar veya tamamen yok olur. Olasılık genliklerinin toplamında

yıkıcı girişim sayesinde elektromanyetik etkili geçirgenlik yoluyla XUV bölgesinde kullanılabilir ışık kaynakları elde edilir.

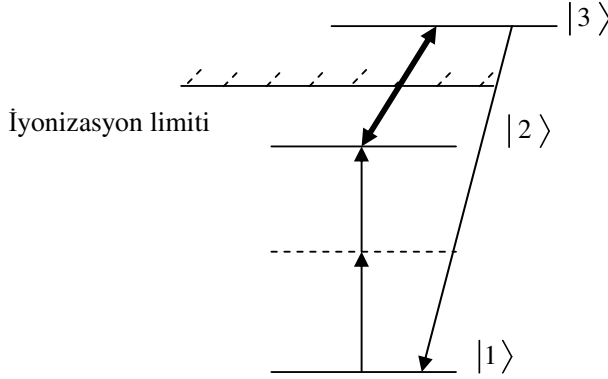
### 3.4. OTOİYONİZASYON LİMİTİ

Kuantum girişim etkisi çoklu elektron atomik sistemlerde birinci iyonlaşma enerjisinin üstünde belli seviyelerde doğal olarak gözlenir (Fano tipi girişim). Kesikli ve sürekli bölge arasındaki girişim asimetrik şekle sahiptir. Bu karışık bölge otoiyonizasyon bölge olarak adlandırılır



Şekil 3.5. Kesikli ve sürekli bölgede girişim

Şekil (3.5) de kesikli seviyeler arasındaki girişim simetrik şekle sahipken sürekli bölge ile kesikli bölge arasındaki girişim ise asimetrik şekle sahiptir.



Şekil 3.6. Sürekli bölgeye ışımsız geçiş

Şekil 3.6. da sürekli bölgede yani iyonizasyon bölgesinin üstündeki bölgede ışımsız geçiş gösterilmektedir. XUV bölgesinde kullanılabilir ışık kaynakları elde etmek için Şekil 3.6 de gösterilen enerji diyagramı kullanılmaktadır.  $|1\rangle$  ve  $|3\rangle$

seviyeri arasında geçirgenlik sağlanarak yüksek enerjili laser kaynakları elde edilmektedir.

### 3.5. RABİ SALINIMI ve AUTLER-TOWNES YARILMASI

Rabi salınımı, uyguladığımız ışıkla atomun enerji seviyelerinin etkileşmesine bağlı olarak elektronların seviyeler arasındaki salınımıdır. Yani uyumcul ışığın atomla etkileşmesinin bir ölçüsüdür. Bu salınımın ölçüsü Rabi frekansı olarak adlandırılır [17]. Laser ışığı kullanıldığında kendiliğinden yayılma olayının olma olasılığı uyarılmış yayma olayına oranla daha azdır. Laser ışığı kulanımı sırasında atomun seviyeler arasındaki elektron nüfusu alt ve üst seviye arasında salınım yapar.

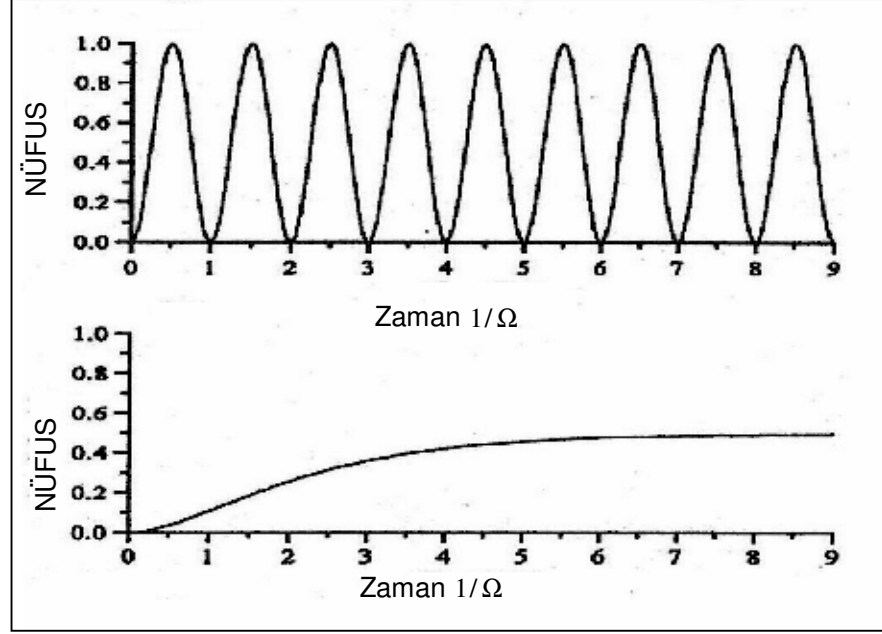
Uyumcul ışığın etkisiyle elektron nüfusu taban seviyeden uyarılmış seviyeye hareket eder. Bu durum uyumcul olmayan ışıkta olduğu gibi iki seviyenin elektron sayısı eşit olunca durmaz. Tüm elektronlar uyarılmış seviyeye geçene kadar devam eder. Taban durumda çok az oranda elektron kaldığı için soğurma olayının gerçekleşme olasılığı çok düşüktür. Uyarılmış yayma olayının görülme sıklığı ise artmaktadır.

Uyumcul uyarılma atomda Rabi salınımı ve Autler-Townes yarılması gibi bazı değişikliklere neden olur. Atoma laser ışığı uygulandığında uyarılmış yayılma olayı kendiliğinden yayılma olayına oranla daha fazla gözlemlenir.

Elektron nüfusu tamamıyla uyarılmış durumda bulunduktan sonra bu defada elektronlar taban duruma uyarılmış yayma olayı ile geçer. Bu olay tek renkli sabit yoğunlukta ışık kullanıldığı sürece kendini tekrarlar. Elektron nüfus değişimi sinüsel olarak sabit frekansta salınım yapar. Bu salınım frekansı ise Rabi salınımı olarak adlandırılır [18].

$$\Omega_{ij} = \frac{\mu_{ij} E}{\hbar} \quad (3.16)$$

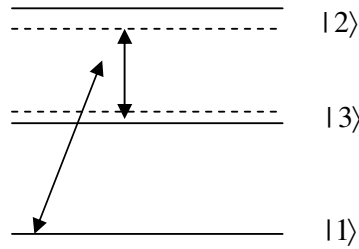
$\Omega_{ij}$ , uygulanan ışıkla atomun ilgili seviyelerinin etkileşiminin ölçüsü olan Rabi frekansı,  $\mu_{ij}$ , ilgili seviyelere ait atomik dipol moment,  $E$ , uygulanan ışığın elektrik alanıdır. Rabi frekansı açısal frekans birimindedir.



Şekil 3.7. Uyumcul ışık karşısında ve uyumcul olmayan ışık karşısında atomun elektron nüfusunun zaman karşı grafikleri

Yukarıdaki Şekil 3.7. de seviyeler arasındaki nüfus dağılımının uyumcul ışık karşısında ve uyumcul olmayan ışık karşısında nasıl değişimler gösterdiği görülmektedir. İlk şekilde uyumcul ışığa tabi tutulan atomun enerji seviyeleri arasındaki sinüsel olarak değişim dalgalanması görülmektedir. İkinci şekilde ise frekansın sabit olduğu görülmektedir. Ama gerçekte uyumcul ışık karşısında atomun seviyelerdeki nüfusu yani frekansında sönüm görülmektedir.

Autler- Townes yarılmaları; uygulanan güçlü laser ışığının etkisiyle atomun enerji seviyelerinde meydana gelen yarılmadır. Bu yarıma ilgili geçişe ait kuantum dipol momentinden kaynaklanır [19]



Şekil 3.8. Autler- Townes yarılmaları

$$\tilde{\Omega} = \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2} \quad (3.17)$$

$\Delta$ , çiflenme alanının rezonanstan sapma oranıdır

Her seviye (3.17) denkleminde göre iki bileşene ayrılır. Bu iki seviyenin girişimi sonucu geçirgenlik elde edilir. Böylece soğurma oranı azalır. Elektromagnetik geçirgenlik olayı bu şekilde gerçekleşir.

### 3.6 IŞIĞIN KUTUPLANMASI

Laser ışığı gibi çok şiddetli ışığın elektromagnetik etkisini anlamak için çizgisel olmayan optik kullanılır. Laser ışığının icadına kadar tüm ortamların lineer olduğu sanılmaktaydı. Fakat laser ışığının keşfiyle çizgisel olmayan etkiler gözlemlendi.

Bütün çizgisel olmayan etkiler birden çok fotonun varlığında gözlenmektedir. Uygulanan alanın yüksek olması sonucu çizgisel olmayan etkiler görülür. Bu nedenle çizgisel olmayan etkiler ışık madde etkileşmesi yoluyla anlaşılmalıdır. Işık serbest uzayda hareket ederse çizgisel olmayan etkiler gözlenmez. Bu nedenle çizgisel olmama yada çizgisel olmama ışığın kendi özelliğinden çok ışığın hareket ettiği ortamın özelliğine bağlıdır.

Çizgisel olmayan optik etkiler, ortamlar ışık arasındaki enerji alışverişini iki sürece ayırır. Bu süreçler parametrik ve parametrik olmayan süreçler olarak adlandırılır.

Parametrik olmayan süreç: Ortamlar uygulanan alan arasında enerji alışverişi vardır.

Parametrik süreç: Ortamlar uygulanan alan arasında enerji alışverişi yoktur. Enerji uygulanan alanın diğer bileşenleri arasında transfer edilir. Kendiliğinden odaklanma ve dört dalga karışımı (FWM) parametrik sürece örnek olarak verilebilir.

Klasik parametrik etkileşimde ışık elektromagnetik alan, ortam yüklü parçacık gibi alınmaktadır. Etkileşim boyunca elektromagnetik dalga dipol momentin salınımını atomda elektron dağılımını değiştirerek etkiler. Bu etkileşim sonundaki alan etki eden dalga ile dipol moment salınımından kaynaklı dalganın bileşim alanıdır. Bu modelde elektron çekirdeğe harmonik potansiyelde bağlanmıştır.

Elektron uygulanan elektrik alan tarafından denge durumundan salınım zorlanır. Bu durumda parametrik alan uygulanan elektrik alan  $E$  ve kutuplanma  $P$  ile doğru orantılı olarak değişir.



$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (3.18)$$

$\varepsilon_0$ , serbest uzayın geçirgenliği,  $\chi^{(1)}$ , çizgisel alınganlık tır.

Çizgisel alınganlık uygulanan alanın dalga boyuna ve ortamın özelliğine göre değişmektedir. Gelen ışık çok yoğun ise uygulana elektrik alan ile kutuplanma arasındaki çizgisellik bozulur. Bu durumda potansiyel  $V(x)$  Taylor serisine bağlı olarak büyür. Elektron üzerindeki kuvvet ,

$$F = -\frac{dV(x)}{dx} = -m\omega_0^2 x - 3Ax^2 - 4Bx^3 - \dots \quad (3.19)$$

şeklinde değişmektedir.

$\omega_0 \rightarrow$  salınım frekansı

Elektron üzerindeki kuvvet elektrik alana bağlı olarak,

$$F = eE \quad (3.20)$$

sekinde ifade edilir.

$e \rightarrow$  elektronun elektrik yükü

Newton denkleminde göre kuvvet

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x + \frac{3A}{m} x^2 + \frac{4B}{m} x^3 + \dots = \frac{e}{m} E(t) \quad (3.21)$$

şeklinde ifade edilir.

$A, B \rightarrow$  potansiyele bağlı sabit

Işık ile madde etkileşiminde atomun tepkisi lineer ise  $A$  ve  $B$  sabiti sıfırdır. Bu durumda harmoniklikten sapma gözlenir ve çizgisel olmayan durum ortaya çıkar.

Uygulanan elektrik alan güçlü ise tepki harmonik değildir. Kutuplanma çizgisel değildir. Bu durumda kutuplanma ,

$$P = \varepsilon_0 \chi(E) E \quad (3.22)$$

olarak ifade edilir.

$\chi(E) \rightarrow$  çizgisel olmayan alınganlık.

Çizgisel olmayan alınganlık elektrik alanla bağlı olarak değişmektedir.

$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t)$  çizgisel olmayan duruma göre kuvvet serisine açıldığında

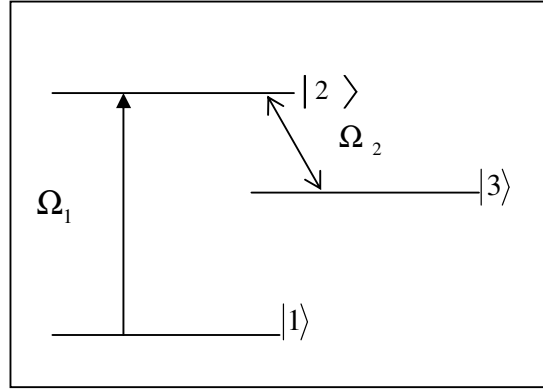
$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E^{(1)} + \chi^{(2)} E^{(2)} + \chi^{(3)} E^{(3)} + \dots + \chi^{(n)} E^{(n)}) \quad (3.23)$$

şeklinde ifade edilir.

$\chi^{(n)}$ , n. Dereceden çizgisel olmayan alınganlıktır. Enerji arttıkça alınganlık azalır.  $\chi^{(1)}$ , çizgisel alınganlık. Yansıma , kırılma ve dağılıma bağlı lineer etkilerden kaynaklı alınganlıktır.  $\chi^{(2)}$ , frekans çiflenimden kaynaklı alınganlı.  $\chi^{(3)}$ , üçüncü dereceden alınganlıktır. Üçüncü dereceden lineer alıngalık üç dalganın etkileşimi sonucu oluşan dördüncü dalgada yani dört dalga karışımının frekansında kullanılmaktadır.

### 3.7. EIT MODELİ

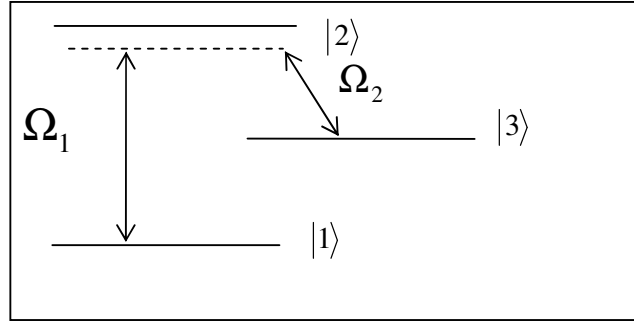
EIT üretilen ışık için ortamdan kaynaklı etkileri elemek için kullanılan bir tekniktir. Ortamın etkisini azaltmak için elektronların hareket etmemesi gerekir. Çünkü elektronlar hareket etmezse bu sayede dielektrik sabiti de değişmeyecektir. Bu hareketsizlik ise iki tane zıt fazda uygulanan sinüsoidal frekans sayesinde gerçekleştirilir. Böylece ortam, gelen ışığa karşı geçirgen hale getirilir[2].



Şekil 3.9. EIT sürecinde lambda şeması

EIT sürecinde  $\Omega_2 \gg \Omega_1$  olmalıdır. EIT 'nin gerçekleşmesi için |3> yarı kararlı olmalıdır.  $\Omega_2$  ve  $\Omega_1$  öyle ayarlanmalıdır ki kararlı durum oluşturup |1> ve |3> arasında geçirgenlik sağlansın. Bu olayların temeli kuantum girişimine dayanmaktadır. Çünkü kuantum girişiminde olasılıkların toplamı yerine olasılıkların genliklerinin toplamından bahsedilmektedir. Bu toplam yıkıcıda, yapıcıda olabilir yıkıcı girişim sayesinde EIT yoluyla XUV bölgesinde kullanılabilir laser kaynakları elde edilir.

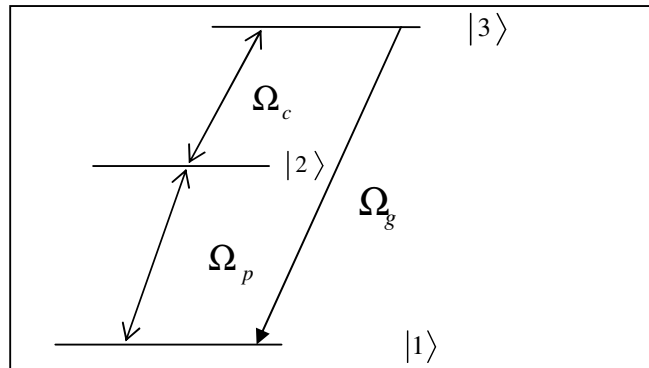
EIT yaklaşım olarak uyumcul nüfus tuzaklanmasına benzemektedir. Uyumcul nüfus tuzaklanması, uygulanan tek renkli uyumcul ışık sayesinde atomik seviyeler arasında uyumcul süperpozisyon (üstüste gelme) gerçekleştirilmesidir. Bu durumda atom rezonans geçişte olsa dahi soğurma olmaz, geçirgenlik sağlanır.



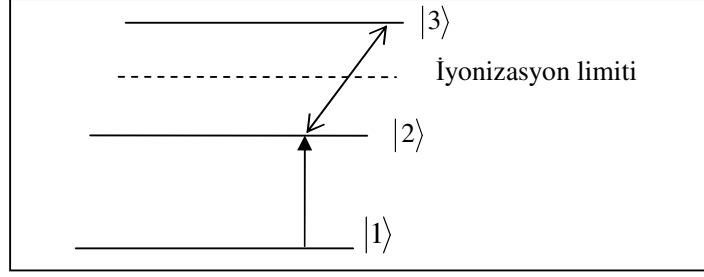
Şekil 3.10. Uyumcul nüfus tuzaklanmasının atomik seviyelerde gösterimi

Şekil 3.10 de, Rabi frekansları öyle ayarlanıyorki aralarında yıkıcı girişim oluşması sağlanıyor. Bu sayede  $|1\rangle$  ve  $|3\rangle$  seviyeleri arasında ışık gönderilse dahi soğurma gerçekleşmiyor. EIT modeli uyumcul nüfus tuzaklanmasına göre bazı farklılıklar içermektedir. EIT modelinde  $\Omega_2 > \Omega_1$  olmalıdır. Bu şart sağlanmaz ise geçirgenlik gözlenemez. Uyumcul nüfus tuzaklanmasında nüfus tersinmesi için ve optiksel pompalama için nanosaniyelik zamana ihtiyaç varken EIT modelinde bu süre puls laserleri sayesinde pikosaniyeye düşmektedir.

EIT modelinde XUV bölgesinde uyumcul kaynaklar elde etmek için cascade şeması kullanılmaktadır.



Şekil 3.11. Üç enerji seviyeli cascade şeması

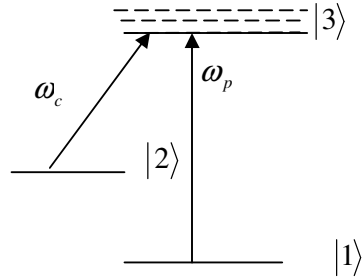


Şekil 3.12. İyonizasyon limitinin üzerinde gerçekleşen geçirgenlik

XUV bölgesinde geçirgenliği elde edebilmek  $E_3 \rangle E_2 \rangle E_1$  olmalıdır. EIT'yi gerçekleştirmenin diğer bir yolu ise güçlü  $\Omega_2$  alanını atoma uygulayıp  $|2\rangle$  ve  $|3\rangle$  durumlarını yaratıp bunların merkez frekansıyla  $\Omega_2$  arasındaki girişim sonucu EIT gerçekleştirmektir.

### 3.7.1 EIT Nasıl Çalışır ?

Klasik olarak üretilen ışık üzerinde ortamdaki kaynaklı etkileri azaltmak için uygulanan alan frekansta hareket eden elektronun durdurulması gerekmektedir. Elektron durdurulduğunda dielektrik sabitine katkısı olmayacaktır. Elektronun durdurulması ise elektrona birbirine zıt iki sinüzoidal frekans uygulamasıyla gerçekleşmektedir [2]. Atom kuantum mekaniksel olarak davranıyorsa atomun elektronlarının olasılık genliklerinden bahsedilmektedir.



Şekil 3.13. Sürekli bölgede geçirgenlik

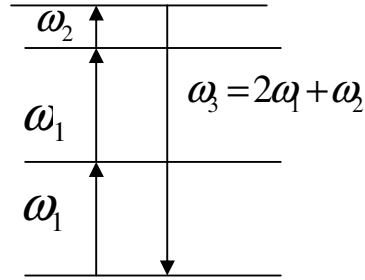
Şekil 3.13 de eşit büyüklükte ve birbirine zıt fazda iki terimden söz edilmektedir. Birinci terim  $|1\rangle$  taban seviyesinin olasılık genliği ile orantılı terim, diğer terim ise  $|2\rangle$  seviyesinin olasılık genlikliği ile orantılı taban seviyesinin genliği ile zıt fazlı terimdir. Bu iki terimin ayarlanması sonucu yıkıcı girişim sayesinde  $|3\rangle$  seviyede geçirgenlik oluşturulur.

### 3.7.2 Otoiyonizasyon Bölgede Dört Dalga Karışımı (FWM)

Dört dalga birbiriyle etkileşen dört uyumcul dalgayı ifade eder. Dört dalga karışımı, üçüncü dereceden dipol alınganlığın oluşturduğu çizgisel olmayan parametrik süreçtir. Parametrik süreçte ortamla uygulanan arasında hiçbir enerji alışverişi yoktur.

Üçüncü dereceden alınganlığı oluşturmak zordur [20]. Bütün katılar kızılötesi ve morötesi bölgede yüksek derecede soğurma özelliğine sahiptir. Bu nedenle bu bölgede çevrim verimliliği elde etmek oldukça zordur. Simetriye ihtiyaç duyulmadığından gaz ortamında çevrim verimliliğinin artırılması sağlanmaktadır. Çevrim verimliliği, ortama verdiğimiz enerji ile ortamdan aldığımız enerji arasındaki ilişkidir. Bu nedenle FWM de EIT yi kullanıyoruz. Çünkü çevrim verimliliğini arttırmak için rezonansa yaklaşmak gerekir. Fakat bu durumda soğurulma gözlenir. Geçirgenliği sağlamak için FWM de EIT yi kullanıyoruz.

XUV bölgesinde çevrim verimliliğini arttırmak için FWM şemalarından toplam –frekans karışımını kullanılır.



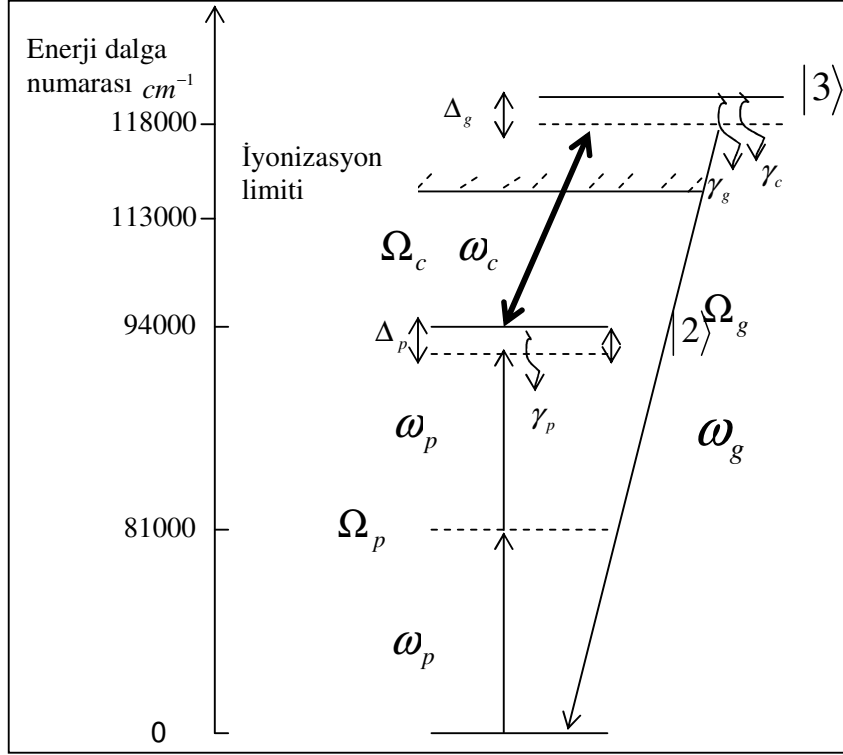
Şekil 3.14. FWM de toplam–frekans karışımı şeması

Şekil 3.14 de eşit iki  $\omega_1$  alan ve yüksek yoğunlukta  $\omega_2$  alanı uygulanmaktadır. Bu üç alan sayesinde üretilen  $\omega_3$  alanı ise  $\omega_3 = 2\omega_1 + \omega_2$  olarak ifade edilir.

Kullanılan programın amacı XUV de uyumcul ışık kaynakları üretmektir. Üretilen ışığın çevrim verimliliğini değişik parametreler kullanarak arttırmaktır.

Bu parametreler ise kullanılan gaz ortamının uzunluğu ,pompa alanının ve çiftlenim alanının sapması, Rabi frekansı (kullanılan Rabi frekansı Doppler frekansını yenmeli).

### 3.8. EIT'nin SAYISAL ANALİZİ



Şekil 3.15. XUV de tek renkli ve uyumcul ışığa karşı atomun gösterdiği tepki

Şekil 3.15 de iki alanın etkisi gözlenmektedir.  $|1\rangle$  seviyesindeki atomları  $|2\rangle$  seviyesine uyararak için pompa alanı (çift foton uyarılması) Rabi frekansı  $\Omega_p$ ,  $|2\rangle$  ile  $|3\rangle$  enerji seviyelerinin çiftlenim alanı Rabi frekansı  $\Omega_c$  kullanılmaktadır. Bu iki alan kullanılarak  $|1\rangle$  ve  $|3\rangle$  enerji seviyeleri arasındaki geçişler incelenmektedir.

Kullanılan modellemede sistemin kararlı duruma ulaştığı farz edilmektedir. Modellemede amacımız yoğunluk matrisi için ve matris elemanıya alınganlık arasındaki ilişki için ilgili denklemler elde etmektir. Değişik uyumcul çöküş terimleri (kendiliğinden çöküş ve çarpışmalar) ve sonlu laser band genişliği gibi etkilerde modelleme içinde yer almaktadır.

Deney simülasyonunda iki güçlü alan kullanılmaktadır. Çünkü alınganlık hesabındaki tüm değerler için bu alanların etkisi hesaba katılmaktadır.

$\Omega_i, \gamma_i, \Delta_i$  ifadeleri sırasıyla ilgili seviyeler için Rabi frekansı, kendiliğinden yayılma oranı, sapma dır. Modelleme için uygun Hamiltonyeni yazdığımızda Denklem 3.24 elde edilir.

$$H = H_0 + V \quad (3.24)$$

$H_0$ , pertürbe olmamış Hamiltonyen,  $V$ , etkileşim Hamiltonyenini temsil etmektedir.

$$H_0 = \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| \quad (3.25)$$

$$V = \hbar\Omega_p e^{-i2\omega_p t} |1\rangle\langle 2| + \hbar\Omega_c e^{-i\omega_c t} |2\rangle\langle 3| + \hbar\Omega_g e^{-i\omega_g t} |1\rangle\langle 3| \quad (3.26)$$

Rabi frekansı,

$$\hbar\Omega_{ij} = \mu_{ij} |E(\omega_{ij})| \quad (3.27)$$

olarak tanımlanmaktadır.  $|E(\omega_{ij})|$ ,  $\omega_{ij}$  geçiş frekanslı elektrik alan kuvvetidir.

Modellemede alanların tek renkli ve rezonansa yakın olduğu farz edilmektedir.

Etkileşim içinde etkileşim Hamiltonyeni,

$$V' = \hbar\Omega_p e^{i\Delta_p t} |1\rangle\langle 2| + \hbar\Omega_c e^{i\Delta_c t} |2\rangle\langle 3| + \hbar\Omega_g e^{i\Delta_g t} |1\rangle\langle 3| \quad (3.28)$$

İlgili seviyeler için sapmayı yazdığımızda aşağıdaki denklemleri elde ettik.

$$\Delta_p = \omega_{12} - 2\omega_p \quad (3.29)$$

$$\Delta_c = \omega_{23} - \omega_c \quad (3.30)$$

$$\Delta_g = \omega_{13} - \omega_g \quad (3.31)$$

Liouville denkleminde etkileşim Hamiltonyeni tekrar yazılırsa [21]:

$$\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_{ij}(t) = -i \sum_k H_{ik}(t) \rho_{kj}(t) + i \sum_k \rho_{ik}(t) H_{kj}(t) + \Lambda_{ij} \quad (3.32)$$

$\Lambda_{ij}$ , uyumcul olmayan etkileri (kendiliğinden çöküş ve çarpışma genişliği) temsil eden çöküş terimi dir. (3.32) denklemi dokuz tane yoğunluk matrisinin hesabına neden olmaktadır. Sistemin kararlı olduğu düşünüldüğünde  $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$  olarak yazılmaktadır. Bu sayede denklem sayısında azalma meydana gelmektedir. Uygun dönüşümler yapıldığın da zamana bağıllık ortadan kalkmaktadır [22].

$$\rho'_{23} = \rho_{23} e^{-i\Delta_c t} \quad (3.33)$$

$$\rho'_{12} = \rho_{12} e^{-i\Delta_p t} \quad (3.34)$$

$$\rho'_{13} = \rho_{13} e^{-i\Delta_g t} \quad (3.35)$$

$e^{-i(\Delta_p - \Delta_c - \Delta_g)t}$  formülasyonu ile zamana bağlılık ortadan kalkmaktadır ve

yoğunluk matrisi için aşağıdaki altı denklem yazılmaktadır.

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{11} = \frac{1}{2} i\Omega_p \rho'_{12} + \frac{1}{2} i\Omega_g \rho'_{13} - \frac{1}{2} i\Omega_c^* \rho'_{21} - \frac{1}{2} i\Omega_g^* \rho'_{31} + (\gamma_p + \gamma_g) \rho_{22} \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{22} = \frac{1}{2} i\Omega_c^* \rho'_{23} + \frac{1}{2} i\Omega_p^* \rho'_{21} - \frac{1}{2} i\Omega_c \rho'_{32} - \frac{1}{2} i\Omega_p \rho'_{12} - (\gamma_p + \gamma_c) \rho_{22} \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{33} = -\frac{1}{2} i\Omega_c^* \rho'_{23} + \frac{1}{2} i\Omega_g^* \rho'_{31} + \frac{1}{2} i\Omega_c \rho'_{32} - \frac{1}{2} i\Omega_g \rho'_{13} - \gamma_g \rho_{33} + \gamma_c \rho_{22} \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{23} = \frac{1}{2} i\Omega_c \rho'_{22} + \frac{1}{2} i\Omega_c \rho'_{33} - i\Delta_c \rho'_{23} + \frac{1}{2} i\Omega_g^* \rho'_{21} - \frac{1}{2} i\Omega_p \rho'_{13} + \Lambda_{23} \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{21} = i\Omega_p \rho'_{22} + \frac{1}{2} i\Omega_p \rho'_{33} + \frac{1}{2} i\Omega_g \rho'_{23} - i\Delta_p \rho'_{21} - \frac{1}{2} i\Omega_c \rho'_{31} - \frac{1}{2} i\Omega_p + \Lambda_{21} \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{31} = \frac{1}{2} i\Omega_g \rho'_{22} + i\Omega_g \rho'_{33} - \frac{1}{2} i\Omega_c^* \rho'_{21} - i\Delta_g \rho'_{31} + \frac{1}{2} i\Omega_p \rho'_{32} - \frac{1}{2} i\Omega_g + \Lambda_{23} \quad (3.41)$$

uyumcul çöküş için denklem yazılırsa,

$$\Lambda_{23} = -\left\{ \frac{1}{2} (\gamma_c + \gamma_g + \gamma_p) + \gamma_{23}^{col} \right\} \rho_{23} \quad (3.42)$$

$$\Lambda_{21} = -\left\{ \frac{1}{2} (\gamma_c + \gamma_p) + \gamma_{21}^{col} \right\} \rho_{21} \quad (3.43)$$

$$\Lambda_{31} = -\left\{ \frac{1}{2} (\gamma_g) + \gamma_{31}^{col} \right\} \rho_{31} \quad (3.44)$$

ler genişliği ve fazdaki dalgalanma genişliği daha baskın olmaktadır. Üretilen alandaki soğurma  $Im[\chi^A]$ , dağılıma  $Re[\chi^A]$ , ve lineer olmayan alınganlık  $\chi^{FW}$  ile temsil edilmektedir. Bu terimlerim tam anlamıyla tanımları yoğunluk operatörünün matris elemanlarıyla tanımlanmaktadır.  $Im[\rho_{11}] = Im[\rho_{22}] = 0$ ,  $Im[\rho_{ij}] = -Im[\rho_{ji}]$ ,  $Re[\rho_{ij}] = Re[\rho_{ji}]$  oldukları düşünüldüğünde  $16 \times 16$  olan matris  $8 \times 8$  matrise dönüşmektedir. Bu durumda matris Denklem 3.45 ile ifade edilmektedir.



$$\frac{\partial \vec{R}}{\partial t} = M \cdot \vec{R} + \vec{C} \quad (3.45)$$

$\vec{R}, \vec{C}$  aşağıdaki matris elemanlarıyla tanımlanmaktadır.

$$\vec{R} = \begin{pmatrix} \text{Re}[\rho_{11}] \\ \text{Re}[\rho_{33}] \\ \text{Re}[\rho_{23}] \\ \text{Im}[\rho_{23}] \\ \text{Re}[\rho_{12}] \\ \text{Im}[\rho_{12}] \\ \text{Re}[\rho_{31}] \\ \text{Im}[\rho_{23}] \end{pmatrix} \quad \text{ve} \quad \vec{C} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\frac{1}{2}\Omega_p \\ 0 \\ -\frac{1}{2}\Omega_g \end{pmatrix}$$

$\vec{M}$  matris ise:

$$\vec{M} = \begin{pmatrix} -(\gamma_p + \gamma_c) & 0 & 0 & -\frac{1}{2}\Omega_c - \frac{1}{2}\Omega_c^* & 0 & -\frac{1}{2}\Omega_p - \frac{1}{2}\Omega_p^* & 0 & 0 \\ \gamma_c & -\gamma_g & 0 & \frac{1}{2}\Omega_c + \frac{1}{2}\Omega_c^* & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{2}\Omega_g - \frac{1}{2}\Omega_g^* \\ 0 & 0 & \Lambda_{23} & \Delta_c & 0 & -\frac{1}{2}\Omega_g^* & 0 & -\frac{1}{2}\Omega_p \\ \frac{1}{2}\Omega_c & -\frac{1}{2}\Omega_c & -\Delta_c & \Lambda_{23} & \frac{1}{2}\Omega_g^* & 0 & -\frac{1}{2}\Omega_p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{2}\Omega_g & \Lambda_{12} & \Delta_p & 0 & \frac{1}{2}\Omega_c \\ \Omega_p & \frac{1}{2}\Omega_p & \frac{1}{2}\Omega_g & 0 & -\Delta_p & \Lambda_{12} & -\frac{1}{2}\Omega_c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}\Omega_p & 0 & \frac{1}{2}\Omega_c^* & \Lambda_{13} & \Delta_g \\ \frac{1}{2}\Omega_g & \Omega_g & \frac{1}{2}\Omega_p & 0 & \frac{1}{2}\Omega_c^* & 0 & -\Delta_g & \Lambda_{13} \end{pmatrix}$$

$\Omega_i$  ile  $\Omega_i^*$  arasında fark yoktur.  $\Omega_i$  uyarılmış süreci,  $\Omega_i^*$  uyarılmamış süreci temsil etmektedir. Durağan durumları elde etmek için  $\tau_{pulse} \gg 1/\Omega_c$  şartının sağlanması gerekmektedir.

### 3.8.1. Yoğunluk Matrisi İle Alınganlık Arasındaki İlişki

Elektrik alana karşı atomun gösterdiği tepki kutuplanmayla belirlenmektedir.

$$\langle P \rangle = NTr[\mu\rho] \quad (3.46)$$

$$\langle P \rangle = NTr[\mu_{12}\rho_{21} + \mu_{21}\rho_{12} + \mu_{23}\rho_{32} + \mu_{32}\rho_{23} + \mu_{13}\rho_{31} + \mu_{31}\rho_{13}] \quad (3.47)$$

N, birim hacme düşen atom sayısı,  $\mu$  atomik dipol moment. Kullandığımız matematiksel modellemede  $|1\rangle$  ve  $|3\rangle$  enerji seviyeleri arasındaki kutuplanma önemli olduğu için yukarıdaki denklemi son iki terim için yazarız.

$$P(\omega_g) = N(\mu_{31}\rho_{13} + \mu_{13}\rho_{31}) \quad (3.48)$$

İki terim kompleks eksponansiyel formülde iki genlikle ilişkilidir. Denklem fotonların soğurulma ve yayılma süreçlerini de içerdiği için

$$P(\omega_g) = 2N(\mu_{31}\rho_{13}) \quad (3.49)$$

denklemiyle ifade edilir.  $\rho_{31}$ , yoğunluk operatörünün durağan durumları için yapılan çözümlerinden elde edilmektedir. Alınganlığın lineer katkısını bulabilmek için Maxwell'in lineer ortamlardaki denklem çözümünü kullanmamız gerekmektedir.

$$P_{linear} = \epsilon_0 \chi^{(A)}(\omega_g)(E_c, E_p)E_g \quad (3.50)$$

$\chi^{(A)}(\omega_g)(E_c, E_p), E_g$  alanındaki lineer alınganlıktır. Denklem 3.49 ile Denklem 3.50 karşılaştırılırsa lineer alınganlık,

$$\chi^{(A)}(\omega_g)E_g = (2N\mu_{13} / \epsilon_0)\rho_{31(linear)} \quad (3.51)$$

$\rho_{31}, \omega_g$  alanındaki lineer yoğunluktur.  $\rho_{13}, \Omega_g$  ye göre kuvvet serisine açılırsa aşağıdaki denklemi elde edilir.

$$\rho_{13} = A(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i) + B(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i)\Omega_g + C(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i)[\Omega_g]^2 + \dots \quad (3.52)$$

$\Omega_i = \Omega_i^*$  nin gerçekliğini bu denklem göstermektedir. B terimi  $\omega_g$  alanında fotonların soğurulmasını ve yayılmasını göstermektedir. Yüksek derecede  $\Omega_g$  terimi lineer olmayan soğurma ve yayılma ile ilişkilidir.  $\Omega_g$  küçük olmak koşuluyla ihmal edilebilir.  $\rho_{31}$ 'nin soğurma ve yayılma katsayısına göre denklem(3.51) tekrar yazılırsa aşağıdaki denklem elde edilir.

$$B(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i)\Omega_g = \frac{2N\epsilon_0}{\mu_{13}} \chi^A(\omega_g)E_g \quad (3.53)$$

$\hbar\Omega_{ij} = \mu_{ij}|E(\omega_{ij})|$  Rabi frekansı ilgili seviyeler için yerine yazıldığında

$$B(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i) \Omega_g = \frac{2N\epsilon_0}{\mu_{13}} \times \frac{\hbar}{\mu_{13}} \times \chi^A \Omega_g \quad (3.54)$$

yada

$$\chi^A = -\frac{2N\mu_{13}^2}{\epsilon_0 \hbar} B(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i) \quad (3.55)$$

Denkleminde atomik dipol moment  $\mu_{ij} = \frac{3\epsilon_0 \hbar \lambda^3}{16\pi^3 g} A_{ij}$  yerine ilgili seviye için yazılırsa

$$\chi^A = -\frac{6N\pi c^3}{\omega_g^3} A_{13} B(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i) \quad (3.56)$$

denklemini elde edilir [23].  $A_{13}$  ilgili seviye için Einstein katsayısıdır. Bu denklem lineer alınganlık için yazılmıştır. Güçlü elektrik alan sonucu oluşan lineer olmayan alınganlık için aşağıdaki denklemi kullanmamız gerekmektedir.

$$A(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i) + C(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i) [\Omega_g] + \dots \propto \chi^{(3)}(-\omega_g, \omega_p, \omega_p, -\omega_c) E_p^2 E_c + \chi^{(5)}(-\omega_g, \omega_p, \omega_p, -\omega_c, \omega_c, -\omega_c) E_p^2 E_c^3 + \chi^{(7)}(-\omega_g, \omega_p, \omega_p, -\omega_c, \omega_c, -\omega_c, \omega_c, -\omega_c) E_p^2 E_c^5 + \dots \quad (3.57)$$

A terimi  $\Omega_c$  ve  $\Omega_p$  deki bütün lineer olmayan durumları içermektedir. FWM'de alınganlık yazılırsa,

$$\chi^{(3)} = \kappa \frac{A(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i)}{\Omega_p \Omega_c} \quad (3.58)$$

$$\kappa = \frac{4}{\epsilon_0 \hbar} \mu_{23} \mu_{31} \left( \sum_i \frac{\mu_{2i} \mu_{i1}}{\hbar(\omega_{i1} - \frac{1}{2} \omega_p)} \right) \quad (3.59)$$

$\kappa$ , geçirgenlik terimidir.  $\kappa$  değeri tam olarak hesaplanamadığı için  $\chi^{(3)}$  terimi keyfi (arbitrary) birimdedir.

### 3.8.2. Uyumculluğu Bozan Etkiler

Uyumcul ayarım ile süreçte atomun gösterdiği tepki uygulanan alanın band genişliği ile tanımlanmaktadır.  $|2\rangle$  ve  $|3\rangle$  enerji seviyelerinde dalgalanmaya neden olduğu için EIT olayında çiftlenim alanının band genişliği çok önemli bir parametredir. Bu dalgalanmalar uyumculuğun yani EIT'nin etkisini azaltmaktadır. Bu nedenle band genişliği mümkün olduğunca dar seçilmelidir. Tekli mod laserleri kullanılarak bu etki azaltılmaktadır.

$|1\rangle$  ve  $|2\rangle$  enerji seviyelerine iki foton alanının uygulanmasında uyumculuğu etkilemektedir. İki foton alanı fotonların iyonizasyonuna neden olmaktadır.

Bu iyonizasyon oranı  $|3\rangle$  enerji seviyesinin kendiliğinden çöküş oranına yaklaşmamalıdır [24]. Geçirgenliğin sağlaması için uygulanan Rabi frekansı Doppler frekansını yenecek kadar olmalıdır. Yoksa uyumculuk bozulabilir.

Uyumculuğu bozan bir diğer etki ise basıncın artışı yada azalışıdır. Basıncı arttırdıkça yada azaldıkça ortama gönderdiğimiz fotonların atomlarla birebir uyuşması engellenir. Bu olay da geçirgenliği olumsuz yönde etkilemektedir. Benzer etki sıcaklığın değişiminde gözlenmektedir.

### 3.8.3. Faz Çakışması Yolu ile Üretilen Yoğunluğun Hesaplanması

Lineer olmayan FWM sürecinde üretilen ışığın yoğunluğu soğurma ve faz çakışmasının hesaplanmasıyla değerlendirilmektedir. Ortam boyunca ışığın çoğalması atomla laser alanının etkileşiminden kaynaklanmaktadır. Lineer olmayan çevirim verimliliğinde faz çakışmasının ve çoğalmanın etkileri lineer olmayan, homojen ve elektriksel olmayan ortamda Maxwell denkleminin çözülmesiyle hesaplanmaktadır. Bu hesaplamaların yapılabilmesi için bazı varsayımlar gerekmektedir. Bunlardan ilki faz çakışması çizgi genişliğinin üstünde sabit olmalı yani grup hızı  $\omega$ 'ya bağlıdır. İkincisi lineer olmayan alınganlık zamandan bağımsızdır. Üçüncüsü,  $z$  yönündeki düzlem dalga  $A(r, z, t)e^{-i(\omega t - kz)}$  ile ifade edilmektedir. Atomik kutuplanma  $A(r, z, t)$  alan kuvvetiyle orantılıdır. Yani optiksel salının periyodu atomun gösterdiği tepki zamanından daha uzundur [25].

$$\nabla_{\perp}^2 A_j(r, z, t) + 2ik_j \frac{\partial}{\partial z} A_j(r, z, t) = 4\pi\omega_j^2 P_j^{NL} e^{-i\Delta k_j z} \quad (3.60)$$

$A_j, \omega_j$  de alanın genliğidir.  $\nabla_{\perp}$ , silindirik kutupsal koordinatlarda  $z$  eksenine dik gradyandt operatörüdür.  $\Delta k_j$ , dalga vektörü lineer olmayan çiftlenim alanı  $\omega_j$  ile örtüşmektedir.  $P_j^{NL}$ ,  $\omega_j$  de lineer olmayan kutuplanmadır.

$$P^{NL}(\omega_g) = \frac{1}{4} \chi^{(3)} A_p^2 A_c^* \quad (3.61)$$

3.61 denklemini 3.60 denkleminde yerine yazılırsa,

$$\frac{\partial}{\partial z} A_g = i \frac{\omega_g}{4c} \chi^{(3)} A_p^2 A_c e^{i\Delta k_g z} - \frac{\omega_g}{2c} \text{Im}[\chi^A] A_g + i \frac{\omega_g}{2c} \text{Re}[\chi^A] A_g \quad (3.62)$$

elde edilir.

$$\Delta k_g = k_g + k_c - 2k_p \quad (3.63)$$

dir.  $A_g(z=0) = 0$  için birinci dereceden diferansiyel denklem çözülmüşse üretilen yoğunluk  $I(\omega_g)$  aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

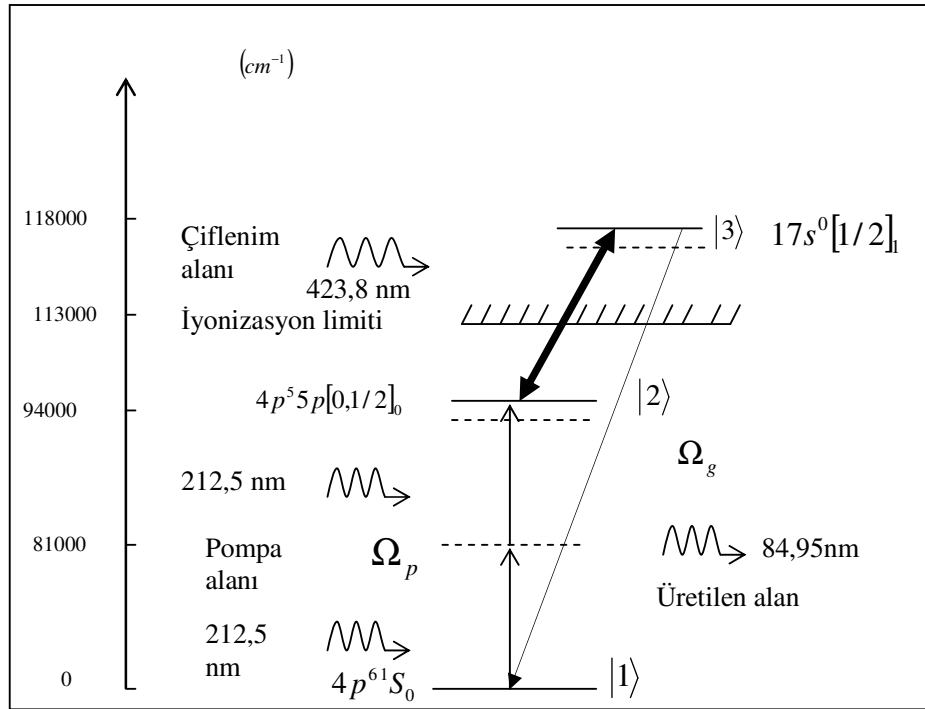
$$I(\omega_g) = \frac{3n\omega_g^2}{8Z_0c^2} |\chi^{(3)}|^2 |A_p|^4 |A_c|^2 \frac{\{1 + e^{-\frac{\omega_g}{c} \text{Im}[\chi^A]z} - 2e^{-\frac{\omega_g}{c} \text{Im}[\chi^A]z} \cos(\Delta k + \frac{\omega_g}{2c} \text{Re}[\chi^A]z)\}}{\frac{\omega_g^2}{4c^2} \text{Im}[\chi^A]^2 + \{\Delta k + \frac{\omega_g}{2c} \text{Re}[\chi^A]\}^2} \quad (3.64)$$

$n$ , ortamın kırılma indisi dir.  $Z_0$ , boşluktaki empedansdır.

## 4. BULGULAR VE TARTIŞMA

### 4.1. ETKİLEŞİM SİMÜLASYONUNUN TANIMI VE AMACI

Mathematica programında yapılan deney simülasyonu, değişik basınçta, rezonans ve rezonans olmayan çiftlenim alan yoğunluklarında üretilen radyasyonu ölçmemize izin vermektedir. Ayrıca laserlerin dalga boylarını belirleme ve üretilen ışığın yoğunluğunu ölçme imkanı tanımaktadır. Bu çalışmada XUV üretilen ışık kaynaklarının dalga boyları ölçümü yapılmaktadır. XUV bölgesinde çalışma VUV bölgesinde çalışmadan daha farklıdır. Bu farklılıklardan ilki etkileşim şemalarıdır. Çiftlenim alan frekansları yani çalışılan enerji bölgeleri farklıdır. XUV’de iyonizasyon limitinin üzerinde çalışılmaktadır. XUV bölgesi kullanılabilir laser kaynakları elde etmek VUV bölgesine oranla daha zordur. Kullanılan pompa alanı, çiftlenim alanı enerjisi çok yüksektir. Görünür bölgede ışık kaynakları bulunmaktadır. Görünür bölgede kristal ortamlarda çalışmak mümkündür. Fakat VUV bölgesi için ve XUV bölgesi için çalışma bölgeleri farklıdır. Bu nedenle bu bölgede gaz ortamı kullanılmaktadır. Çalışmalarımızda Kripton gazı kullanılmaktadır. XUV bölgesi için çalışma alanı 85 nm nin altıdır.



Şekil 4.1. Kripton gazı için XUV ışınma şeması

Şekil 4.1 de 423.8nm büyüklüğünde çiftlenim alanı uygulanarak EIT olayının gerçekleşmesi sağlanır. Böylece üretilen 84.95nm büyüklüğünde XUV alanı üretilir. Üretilen alan güçlü bir laser alanıdır. Yüksek enerjili kaynakları elde edebilmek için  $|3\rangle$  enerji seviyesi yarı kararlı olmalıdır. Yarı kararlı olmasının nedeni uyarılmış yayma olasılığını arttırmak içindir.

Bir diğer farklılıkta odaklanmanın farklı olmasıdır. XUV bölgesinde alan üretmek için çok küçük odaklanma gerekir.

Kullanılan Mathematica programında bazı deney değişkenleri değiştirilerek elde edilen sonuçlar birbirleriyle karşılaştırılıp XUV bölgesi için kullanılması gereken değerler araştırılmıştır. Mathematica programında kullanılan XUV şeması Şekil 4.1 de gösterilmiştir.

## 4.2. ETKİLEŞİMDE KULLANILAN DEĞİŞKENLER

### 4.2.1. Doppler Frekansının Hesaplanması

Doppler genişlemesi bir kaynak ile gözlemcinin hareketinden kaynaklanmaktadır. Kaynak gözlemciye yaklaştığında ölçülen frekans değeri artmakta iken uzaklaştığında azalmaktadır. Bu çalışmada kullanılan Doppler etkisi ise uyguladığımız alan frekansı ile atom arasında gözlenmektedir.  $\nu$  frekanslı radyasyon kaynağından  $\nu \ll c$  hızıyla uzaklaşan bir atom için radyasyon frekansının kaydığı gözlenmektedir [26].

$$\nu' = \nu \left(1 \pm \frac{v}{c}\right) \quad (4.1)$$

Bu ifade Doppler etkisidir. Laser gibi bir radyasyon kaynağının kararlı bir atomun soğurma çizgisiyle frekansça tam rezonansa olmasının, hareketli bir atomdaki aynı soğurma çizgisiyle rezonansa olmayacağını ve frekansla  $\delta\nu = \left(\frac{v}{c}\right)\nu$  kadar kayma olacağını ifade etmektedir. Aynı şekilde atomun rezonansa olmayan soğurma çizgisi atomik hareketlilik sebebiyle alanla rezonans hale getirilebilir. Bir gazda bulunan atomlar farklı hızlar sergilemektedirler. Bu nedenle geniş bantlı rezonans frekansı verilen bir çizgiye eşlik edeceklerdir. Yani soğurma çizgisi Doppler etkisiyle genişleyecektir.

$$\frac{1}{2}Mv^2 = \frac{1}{2}kT \quad (4.2)$$

Yukarıdaki denklemde  $M$  , atomun kütlesi,  $T$  (K), sıcaklıktır. Denklem (4.2) den hız ifadesi Doppler ifadesinde yerine yazılırsa Doppler genişliği,

$$\Delta v_D = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{8 \ln 2 k T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

denklemleri ifade edilmektedir.

Doppler etkisi uygulanan ışığın dalga boyu, ortamın sıcaklığı ve kullandığımız gazın dalga boyuna bağlı olarak değişmektedir.  $\nu$  , birimi Hz dir. Açısal hız cinsinden yazılırsa,

$$\Delta \omega_{dop} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{8 \ln 2 k T}{m} \right)^{1/2} \quad (4.4)$$

denklemleri bulunur.

$\omega = 2\pi\nu$  , birimi rad/sn olarak ifade edilir

Deneyde kullandığımız çiftlenim alanı için  $\Delta \omega_{dop}$  hesaplamak için kullanacağımız değerler,

$$\lambda_{23} = 423.8 \times 10^{-9} \text{ m}$$

$$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$$

$$T = 293 \text{ K}$$

$$m = 13.98 \times 10^{-26} \text{ kg}$$

$$\Delta \omega_{dop} = 2\pi \frac{1}{423.8 \times 10^{-9}} \sqrt{\frac{8 \ln 2 \cdot 1.38 \times 10^{-23} \cdot 293}{13.98 \times 10^{-26}}} \quad (4.5)$$

$$\Delta \omega_{dop} = 5.93 \times 10^9 \text{ rad/s}$$

olarak bulunur. Geçirgenliği elde edebilmemiz için bulduğumuz Doppler genişliğinin üstünde çiftlenim alanı uygulamamız gerekmektedir.

#### 4.2.2. Rabi Frekansının Hesaplanması

İlk bölümdede söz edildiği gibi Rabi frekansı atomla ışık etkileşiminin ölçüsüdür. Ardışık seviyeler için Rabi salınımının frekansı aşağıdaki denklem ile gösterilmektedir.



$$\Omega = \frac{\mu_{ij}}{\hbar} |E(\omega_{ij})| \quad (4.6)$$

Denklem (4.6) da görüldüğü gibi Rabi frekansını hesaplayabilmek için ilgili seviyeler için  $\mu_{ij}$ , atomik dipol momentinin hesaplanması gerekmektedir. Atomik dipol moment  $A_{ij}$  Einstein katsayısına bağlı olarak ifade edilmektedir.

$$A_{ij} = \frac{\omega_{ij}^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \sum_{ij} |\langle i|r|j\rangle|^2 \quad (4.7)$$

$$\omega_{ij} = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (4.8)$$

Denklem (4.7) de Denklem (4.8) ifadesi yazılırsa atomik dipol moment,

$$\mu_{ij} = \left( \frac{3\pi\epsilon_0\hbar\lambda^3}{16\pi^3 g} A_{ij} \right)^{1/2} \quad (4.9)$$

olarak bulunur.  $g$  değeri 1 olarak alınır.

Çiftlenim alanı için atomik dipol momentini hesaplamak için kullandığımız sabitler,

$$\begin{aligned} A_{23} &= 3 \times 10^3 \text{ sn} \\ g &= 1 \\ \lambda &= 423.8 \times 10^{-9} \text{ m} \\ \epsilon_0 &= 8.854 \times 10^{-12} \text{ J}^{-1} \text{ C}^2 \text{ m}^{-1} \\ h &= 6.626 \times 10^{-34} \text{ Js} \\ c &= 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1} \\ \mu_{23} &= \sqrt{\frac{38.854 \times 10^{-12} 6.626 \times 10^{-34} (423.8 \times 10^{-9})^3}{16\pi^3 1}} \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\mu_{23} = 9.04 \times 10^{-32} \text{ Cm}$$

olarak hesaplanır.

Rabi frekansı denkleminde  $E(\omega_{ij})$  uygulanan ışık kaynağının elektrik alanıdır. Elektrik alanının puls enerjisine bağlı ifadesi denklemi,

$$E(\omega_{ij}) = \sqrt{\frac{2E_{puls}}{\pi r^2 t \epsilon_0 c}} \quad (4.11)$$

$t$ , uygulama süresidir.  $E_{pulse}$ ,  $t$  süresince uygulanan puls enerjisidir.  $\pi r^2$ , odakladığımız alandır.

Doppler etkisini yenebilmek için gerekli olan minimum puls enerjisini bulabilmek için, denklem (4.12) kullanılırsa

$$E_{puls} = \left( \frac{\omega_{dop} \hbar}{\mu_{23}} \right)^2 \frac{\pi r^2 t \epsilon_0 c}{2} \quad (4.12)$$

$$\omega_{dop} = 5.93 \times 10^9 \text{ rad/s}$$

$$\mu_{23} = 9.04 \times 10^{-32} \text{ Cm}$$

$$t = 15 \times 10^{-9} \text{ s}$$

$$r = 85 \times 10^{-6} \text{ m}$$

$$\hbar = 1.054 \times 10^{-34} \text{ Js}$$

$$c = 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$$

$$E_{puls} = \left( \frac{5.93 \times 10^9 \cdot 1.054 \times 10^{-34}}{9.04 \times 10^{-32}} \right)^2 \left( \frac{\pi (85 \times 10^{-6})^2 \cdot 15 \times 10^{-9} \cdot 8.854 \times 10^{-12} \cdot 3 \times 10^8}{2} \right) \quad (4.13)$$

$$E_{puls} = 2.1262 \times 10^{-5} \text{ J}$$

Bu sonuç Doppler etkisini yenebilmek için gerekli olan minimum puls enerjisini vermektedir. Bu değerin üstünde uygulanan enerji değerleri için Rabi frekansını hesaplanır ve böylece geçirgenlik elde edilir. Uyguladığımız alan enerjisi çok büyük olursa bu defada tüm atomlar bir üst enerji seviyesine geçer ve orda kalır. Ve salınım yapma imkanı olmaz buda geçirgenliği bozan etkiler arasına girmektedir.

Kullandığımız deney simülasyonunda uygulanan puls enerjisi  $E_{puls} = 0.5 \text{ mJ}$  dür. Yani Doppler etkisini yenebilecek güçte bir alandır. Yukarıdaki sonuçları kullanarak Rabi frekansını hesaplırsak ,

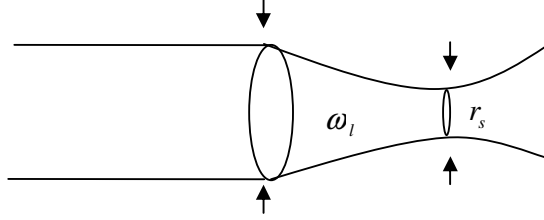
$$\Omega_{23} = \frac{\mu_{23}}{\hbar} \sqrt{\frac{2E_{puls}}{\pi r^2 t \epsilon_0 c}}$$

$$\Omega_{23} = \frac{9.04 \times 10^{-32}}{1.054 \times 10^{-34}} \sqrt{\frac{2.5 \times 10^{-4}}{\pi 85 \times 10^{-6} \cdot 15 \times 10^{-9} \cdot 8.854 \times 10^{-12} \cdot 3 \times 10^8}} \quad (4.14)$$

$$\Omega_{23} = 2.852 \times 10^{10} \text{ rad / s}$$

olarak bulunur. Bu değer Doppler etkisini yenecek kadar büyük bir değerdir. Rabi frekansını elde etmek için odaklamamız yüksek olması gerekmektedir.

Bu sayede yeterli verimi alırız. Kullandığımız deneyde odakladığımız alan çok küçük bir alandır mikrometre seviyesindedir.



Şekil 4.2. Laser ışığının odaklanması

$$\omega_l = \frac{\lambda f}{\pi r_s} \quad (4.15)$$

$\omega_l$ , mercek çapı.  $r_s$ , odaklanma çapı. Odaklanma ışığın dalga boyuna bağlıdır. Odaklanmayı arttırmak için tüm mercek çapı kullanılır.

#### 4.2.3. Birim Hacimdeki Molekül Sayısının (NL) Hesaplanması

Deneyde kullandığımız diğer bir ifade ise kullanılan ortamdaki atomların yoğunluğudur. Birim hacimdeki molekül sayısı ortamın basıncına, sıcaklığına bağlı olarak değişir. İdeal gaz yasasından ortamdaki atom sayısının hangi değişkenlere bağlı olduğunu bulabiliriz.

$$PV = nRT$$

$$PV = \frac{N}{N_A} RT \quad (4.16)$$

$k = \frac{R}{N_A}$ , kullanılarak birim hacimdeki molekül sayısı aşağıdaki denklem ile

ifade edilir.

$$\frac{N}{V} = \frac{P}{kT}$$

$$\frac{N}{V} = \frac{nN_A}{V} \quad (4.17)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifade z ile yani kullanılan ortamın uzunluğu ile çarpılırsa birim alan başına düşen atom sayısını hesaplayabiliriz.

Deneyde kullandığımız değişkenleri yazarsak  $NL$  değerini bulabiliriz. Deney 3.5mbar basınç altında 293(K) sıcaklığında yapılmaktadır.

Bu değerler yerine yazılırsa,  $NL = 8.6 \times 10^{21} \text{ molekül/cm}^2$  olarak bulunur. Belli bir değerden sonra atom sayısını yani basıncı arttırsak geçirgenlik azalmaktadır. Çünkü ortalama serbest yol düşmektedir. Ortamın uzunluğunu arttırsak alandaki atom sayısı düşmektedir.

Geçirgenlik ortamın sıcaklığına bağlı olarak da değişmektedir. Ortamı yeterince soğutursak çarpışmalar azalacağından dolayı geğirgenliği arttırmamız kolaylaşır.

#### 4.2.4.Çiftlenim ve Pompa Alanı

Oda sıcaklığında kripton gazında uyumcul etkileri gözlemleye bilmek için uygulanan laser alanı şiddeti, Doppler etkisini ve çizgi genişliğini yenecek kadar olması gerekmektedir. Bu nedenden dolayı puls laserleri sayesinde Doppler etkisini yenecek güçlü çiftlenim rabi frekansı elde edilmektedir. Yıkıcı girişim sayesinde elde edilen geçirgenlik etkisi için laser çizgi genişliği uyumcul olmayan çöküş teriminden daha az olması gerekmektedir. Etkileşim boyunca uyumculluğu bozan etkiler düşük olmalıdır. Pompa alanı dar bant genişliğine sahip olmalıdır.

Dört dalga karışımında yüksek evirim verimliliği elde etmek için rezonanstan sapmaların aza indirgenmesi gerekir. XUV'de iyonizasyon limitinin üzerinde çalışılmaktadır. Görünür bölgede ışık kaynakları bulunmaktadır. Bu bölgede kristal ortamlarda çalışılmaktadır. Fakat XUV bölgesi için çalışma bölgesi farklıdır. Bunun için bu bölgede gaz ortamı kullanılmaktadır. Çalışmalarımızda Kripton gazı kullanılmaktadır. XUV bölgesi için çalışma alanı 85 nm'nin altındaki bölgedir.

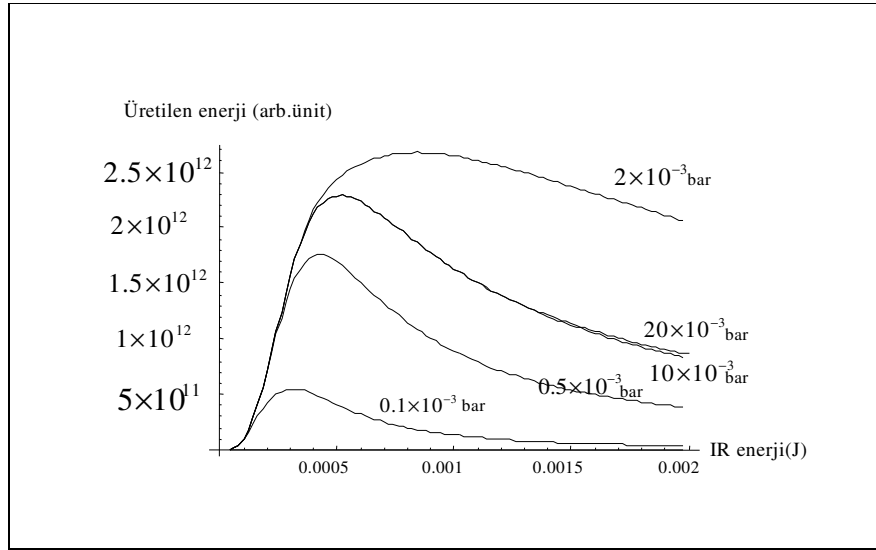
423.5nm büyüklüğünde güçlü çiftlenim alanı uygulanarak EIT olayının gerçekleşmesi sağlanır. Böylece 84.95nm büyüklüğünde XUV alanı üretilir.

#### 4.3.DENEY DEĞİŞKENLERİNİ KULLANARAK ELDE EDİLEN SONUÇLAR

XUV bölgesinde kullanılabilir kaynaklar elde edebilmek için Mathematica programını kullanarak deney simülasyonu gerçekleştirilmiştir. Deney simülasyonunda basınç, ortamın uzunluğu ve pompa enerjisi değiştirilerek grafikler elde edilmiştir. Grafikler elde edilirken Doppler ortalaması olduğu zaman ve Doppler ortalaması olmadığı zamanki durumlar incelenmiştir. Bu sayede aradaki farklılıklar gözlenmiştir.

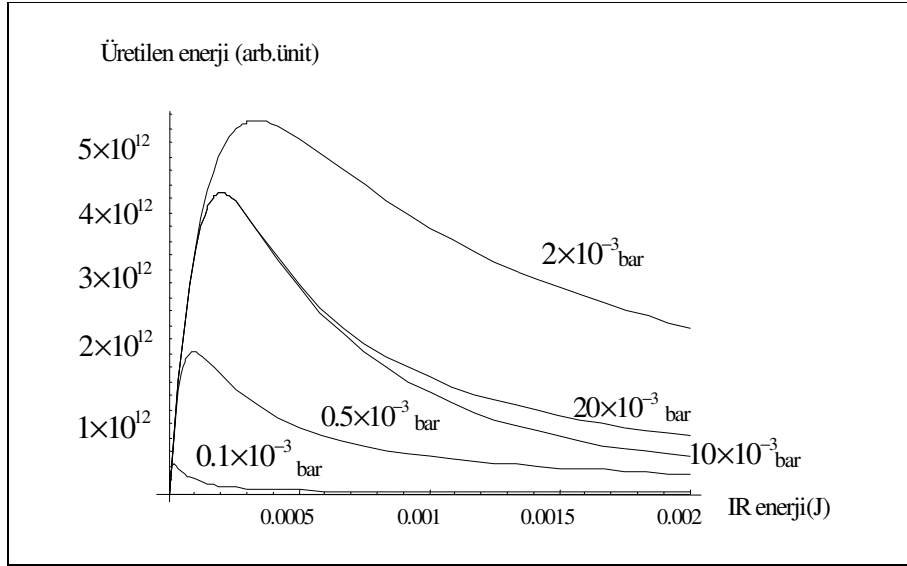
##### 4.3.1.Basınç Değişimi Sonucu Elde Edilen Sonuçlar

Kullanılan Mathematica programında ilk olarak bütün değişkenler sabit tutularak basınç değişimi ele alınmıştır. Basınç değiştirilerek güçlü çiftlenim alanı kullanılarak üretilen XUV ışığının yoğunluğunun çiftlenim alanına göre grafikleri elde edilmiştir. Grafiklerde Doppler ortalaması kullanıldığı durumlarda ve Doppler ortalaması kullanılmadığı durumlarda meydana gelen değişimler incelenmiştir. 0.002 J 'lük çiftlenim alanı kullanılmıştır.



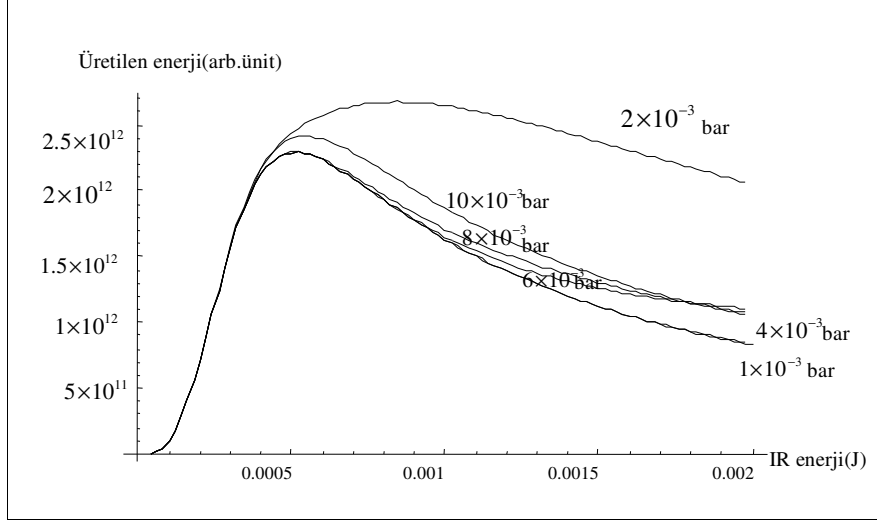
Şekil 4.3. Basınç  $20 \times 10^{-3}$ ,  $10 \times 10^{-3}$ ,  $2 \times 10^{-3}$ ,  $0.5 \times 10^{-3}$ ,  $0.1 \times 10^{-3}$  bar iken Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu

Şekil 4.3 de basınç  $20 \times 10^{-3}$  bar değerinde iken yani basınç en yüksek olduğu zaman üretilen enerjinin yüksek olması beklenirken basınç  $2 \times 10^{-3}$  bar değerinde daha yüksek olduğu görülmüştür. Diğer değerler ise giderek azaldığı için üretilen enerjide  $2.5 \times 10^{12}$  arb.ünit değerinden  $5 \times 10^{12}$  arb.ünit değerine kadar düşmektedir. Elde edilen şekiller Doppler ortalamasının olmadığı durumlar için geçerlidir. Doppler ortalaması kullanıldığında elde edilen Şekil 4.4 de gösterilmiştir.



Şekil 4.4. Basınç  $20 \times 10^{-3}$ ,  $10 \times 10^{-3}$ ,  $2 \times 10^{-3}$ ,  $0.5 \times 10^{-3}$ ,  $0.1 \times 10^{-3}$  bar iken Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu

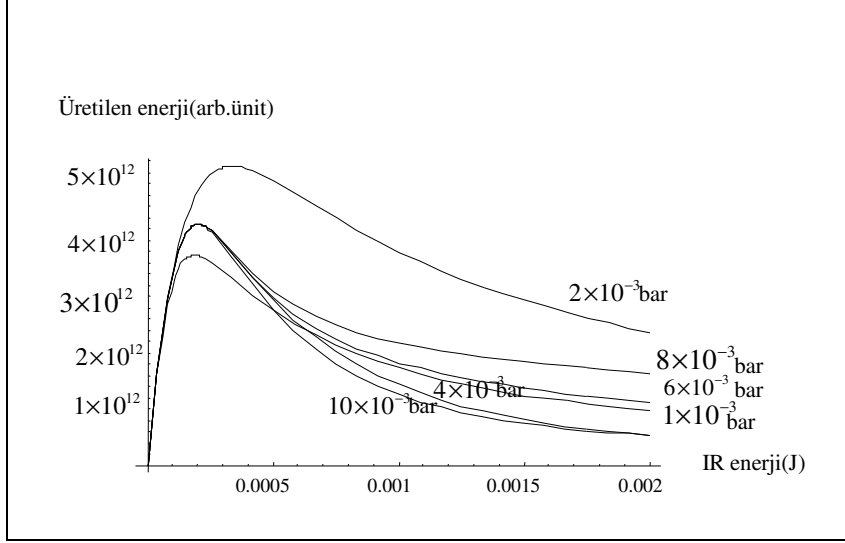
Şekil 4.4 de Doppler ortalaması kullanılmadan sonuçlar elde edilmiştir. Doppler ortalaması kullanılmadığında üretilen XUV ışığının yoğunluğunun daha fazla olduğu gözlenmiştir. Şekil 4.3 de olduğu gibi Şekil 4.4 de  $2 \times 10^{-3}$  bar değerinde üretilen enerji yoğunluğu diğer değerlerden daha yüksektir.  $20 \times 10^{-3}$ ,  $10 \times 10^{-3}$ ,  $0.5 \times 10^{-3}$ ,  $0.1 \times 10^{-3}$  bar değerleri kullanılarak elde edilen uyumcul ışığın yoğunluğu giderek azalmaktadır.



Şekil 4.5. Basınç  $10 \times 10^{-3}$ ,  $8 \times 10^{-3}$ ,  $6 \times 10^{-3}$ ,  $4 \times 10^{-3}$ ,  $1 \times 10^{-3}$  bar iken Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu

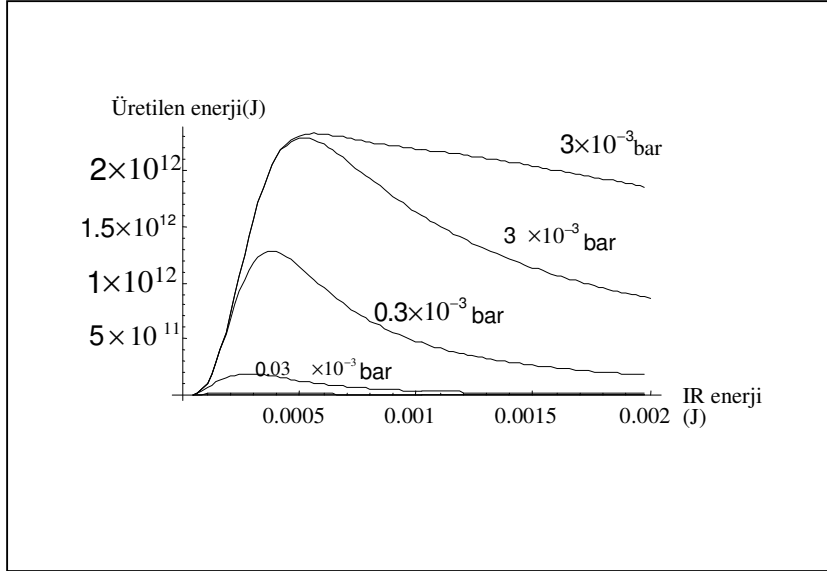
Şekil 4.5 de Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen basınç değeri yine en yüksek  $2 \times 10^{-3}$  bar değerindeyken gözlenmektedir. Basınç azaldıkça üretilen enerji azalmaktadır. Ama çiftlenim alanı değeri yani IR enerji değeri üretilen enerjinin maksimum olduğu durumda sağa doğru kaymakta yani artmaktadır.

Şekil 4.6 da ise Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen şekiller gösterilmektedir. Üretilen uyumcul enerji yoğunluğu Doppler frekansı kullanılmadığında daha yüksek değer aldığı gözlenmiştir. En yüksek değer basınç  $2 \times 10^{-3}$  bar olduğunda elde edilmiştir. Fakat çiftlenim alanı enerjisi sola doğru kaymıştır.



Şekil 4.6. Basınç  $10 \times 10^{-3}$ ,  $8 \times 10^{-3}$ ,  $6 \times 10^{-3}$ ,  $4 \times 10^{-3}$ ,  $1 \times 10^{-3}$  bar iken Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu

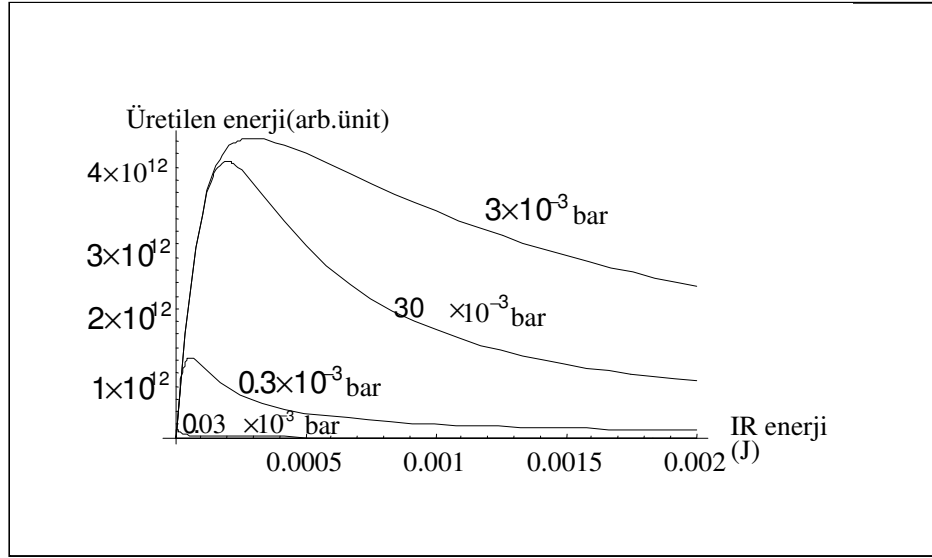
Şekil 4.6 da üretilen enerji  $5 \times 10^{12}$  arb ünit değeri kadardır. Yani Doppler ortalaması kullanılmadan daha yüksek enerji elde edilmiştir.



Şekil 4.7. Basınç  $30 \times 10^{-3}$ ,  $3 \times 10^{-3}$ ,  $0.3 \times 10^{-3}$ ,  $0.03 \times 10^{-3}$  bar iken Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu

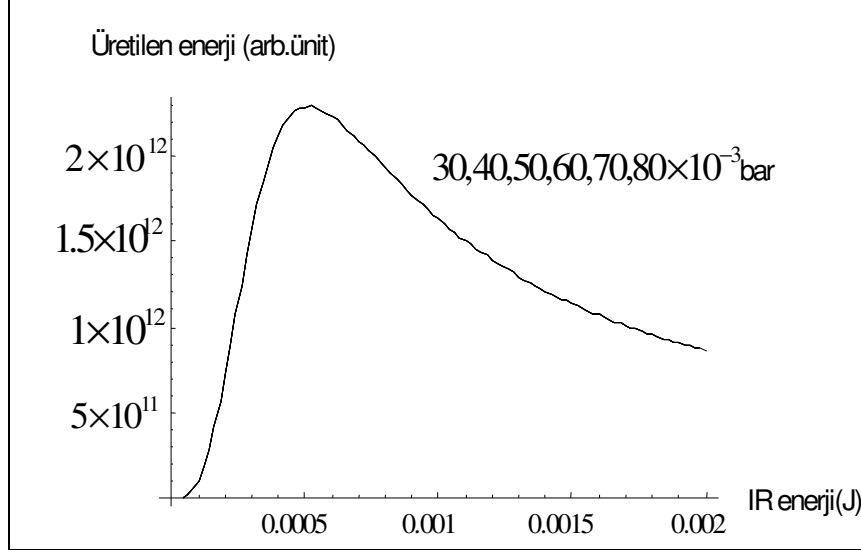


Şekil 4.7 de basınç  $30 \times 10^{-3}$  bar değerinden  $0.03 \times 10^{-3}$  bar değerine düşmektedir. Basınç düştükçe üretilen uyumcul ışık enerjisinin düştüğü görülmektedir. Fakat yüksek değerde iken yani  $30 \times 10^{-3}$  bar değerinde iken  $3 \times 10^{-3}$  bar değerinden daha düşük değerdir. Bunun nedeni basıncı belli bir değerden sonra ne kadar arttırsak da yoğunluk yükselmemesidir. Yani belli bir sınır değerinin olmasıdır. Basıncı arttırdığımız zaman ortamdaki atomların hareket alanı daralmakta yani aldıkları yol azalmaktadır. Buda uyumculluğu bozan bir etki olduğu için üretilen enerji artmamaktadır.



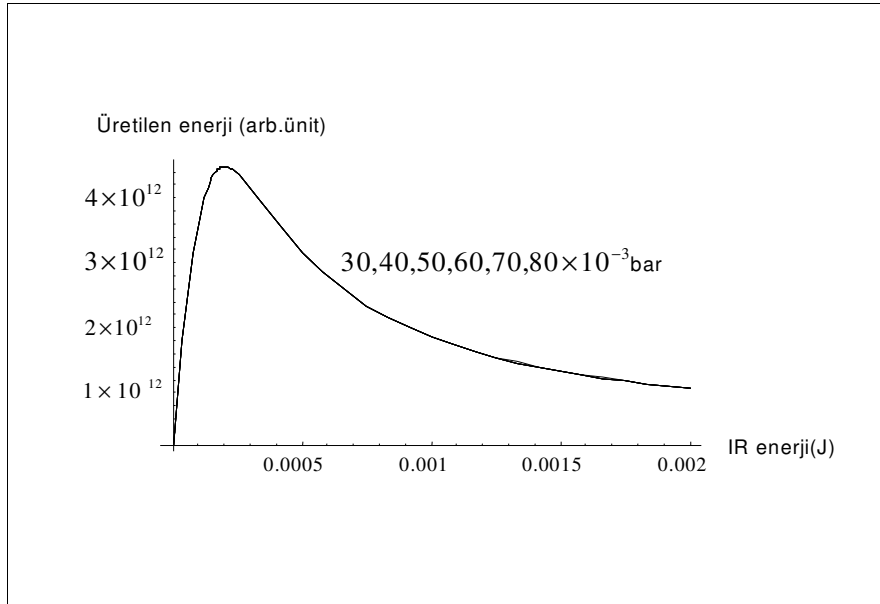
Şekil 4.8 Basınç  $30 \times 10^{-3}$ ,  $3 \times 10^{-3}$ ,  $0.3 \times 10^{-3}$ ,  $0.03 \times 10^{-3}$  bar iken Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu

Doppler ortalaması olmadan elde edilen şekilde üretilen enerji yoğunluğu Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen şekilden daha fazladır. Çiftlenim enerjisi ise daha aza doğru yani sola doğru kayma göstermektedir.



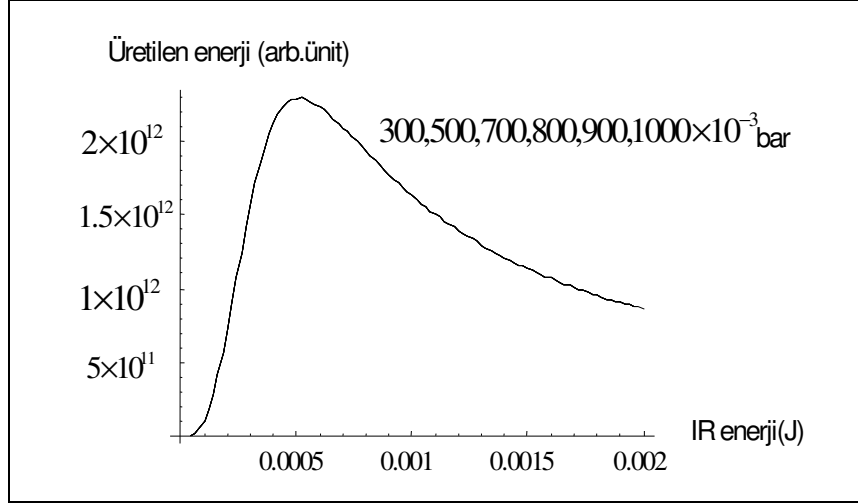
Şekil 4.9. Basınç  $30 \times 10^{-3}$ ,  $40 \times 10^{-3}$ ,  $50 \times 10^{-3}$ ,  $60 \times 10^{-3}$ ,  $70 \times 10^{-3}$ ,  $80 \times 10^{-3}$  bar iken Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu

Şekil 4.9 da basınç değeri çok fazla arttırıldığında hepsinin üst üste geldiği gözlenmiştir. Bunun nedeni belli bir değerden sonra üretilen enerji sabit kalmıştır.



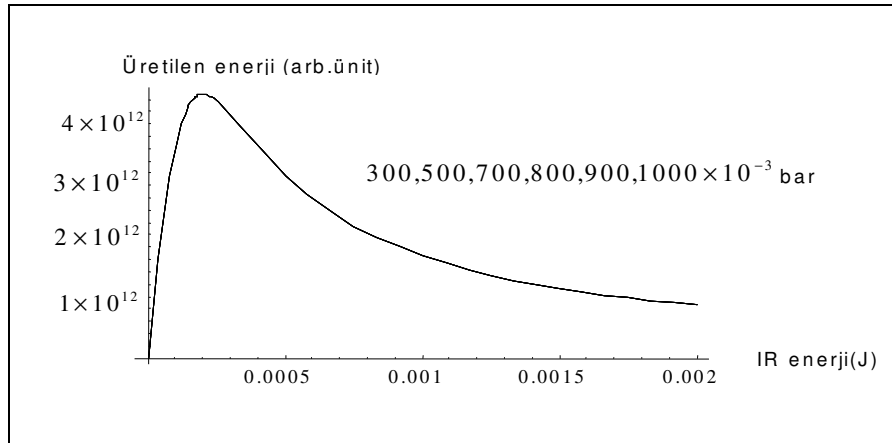
Şekil 4.10 Basınç  $30 \times 10^{-3}$ ,  $40 \times 10^{-3}$ ,  $50 \times 10^{-3}$ ,  $60 \times 10^{-3}$ ,  $70 \times 10^{-3}$ ,  $80 \times 10^{-3}$  bar iken Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu

Şekil 4.10 da Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen şekil gösterilmektedir. Üretilen enerji artmaktadır.



Şekil 4.11. Basınç  $300 \times 10^{-3}$ ,  $500 \times 10^{-3}$ ,  $700 \times 10^{-3}$ ,  $800 \times 10^{-3}$ ,  $900 \times 10^{-3}$ ,  $1000 \times 10^{-3}$  bar iken Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu

Şekil 4.11 de görüldüğü gibi Şekil 4.10 daki gibi sabit değerde enerji üretilmiştir. Doppler ortalaması olmadan elde edilen şekil ise Şekil 4.12 de gösterilmiştir.



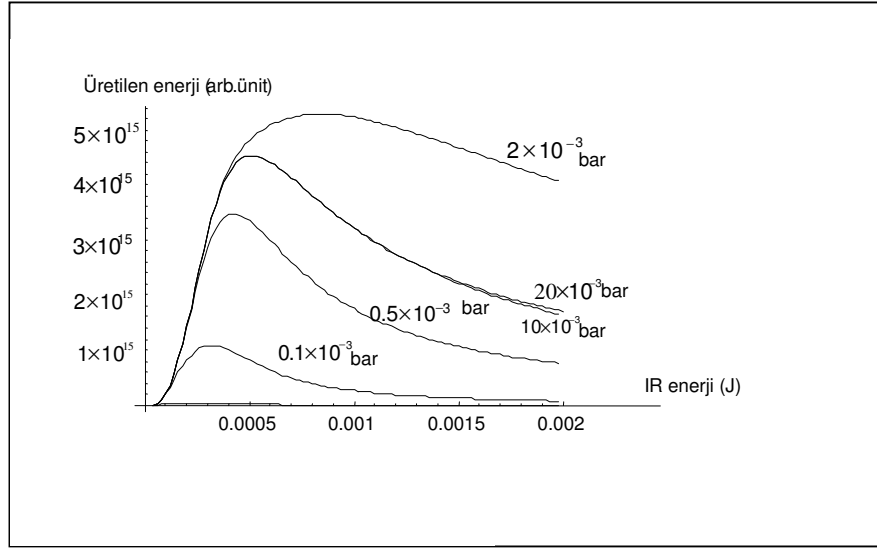
Şekil 4.12. Basınç  $300 \times 10^{-3}$ ,  $500 \times 10^{-3}$ ,  $700 \times 10^{-3}$ ,  $800 \times 10^{-3}$ ,  $900 \times 10^{-3}$ ,

$1000 \times 10^{-3}$  bar iken Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu

Şekil 4.12 ile Şekil 4.10 karşılaştırıldığında Doppler ortalaması kullanılmasa dahi yine üretilen uyumcul ışığın değerinin değişmediği gözlenmiştir.

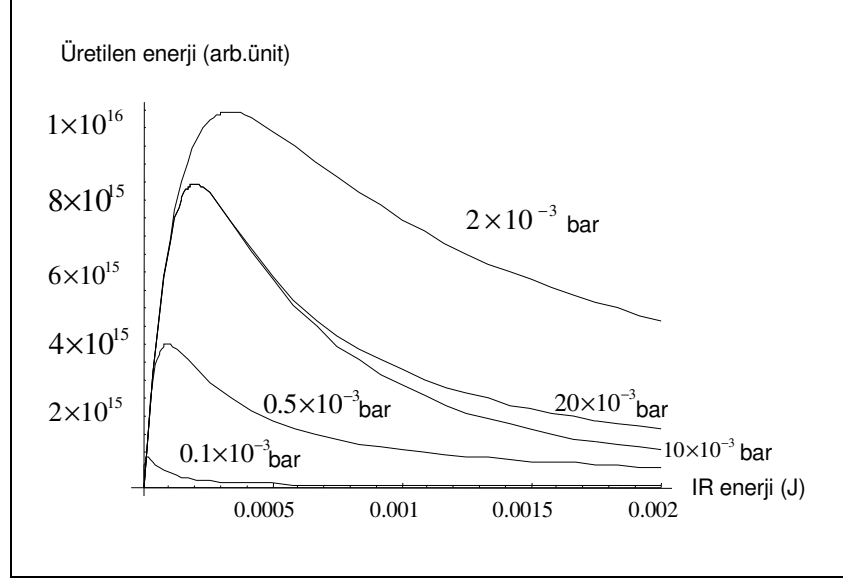
#### 4.3.2. Pompa Enerjisi Değişimi

Kullanılan deney simülasyonunda pompa enerji değeri değiştirildi. Bu enerji elektronların taban durumundan 2. enerji seviyesine geçmesini sağlayan enerjidir. Programda bu değer  $200 \times 10^{-6} \text{ J}$  olarak alınmıştır. Bu değer  $100 \times 10^{-6} \text{ J}$  yapıldığında Doppler kaymaları olmadan elde edilen grafik Şekil (4.13)' de gösterilmiştir. Bu grafiğe göre Basıncın  $2 \times 10^{-3} \text{ bar}$  değeri için üretilen yoğunluğun  $5 \times 10^{15}$  (arbt. unit)' dir. Basınç değeri  $20 \times 10^{-3} \text{ bar}$  bar değerinden  $0.1 \times 10^{-3} \text{ bar}$  değerine doğru azaldıkça yoğunlukta giderek azalmaktadır. Çünkü ortamda atomların hareketleri kolaylaştığı için yoğunluk azalmaktadır.



Şekil 4.13. UV enerji  $100 \times 10^{-6} \text{ J}$  olarak alınınca Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu

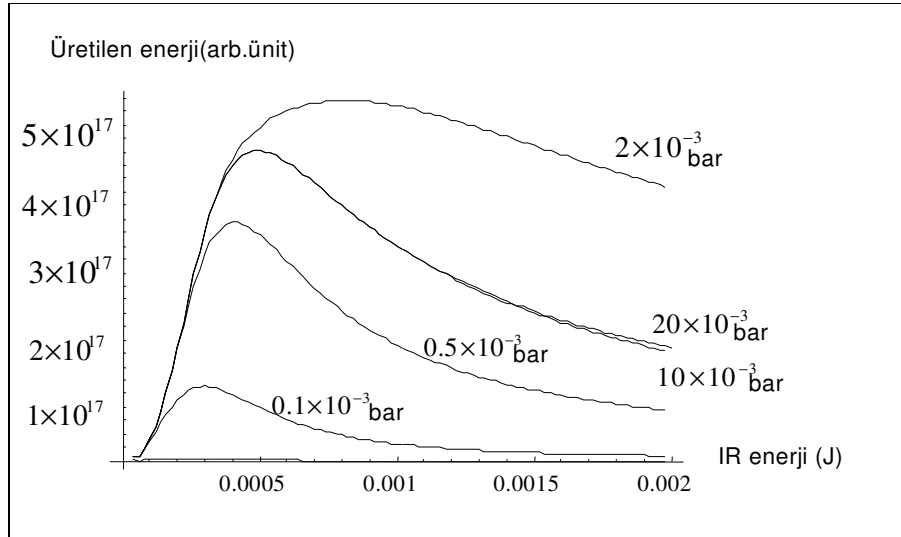
Şekil 4.14 de ise Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen şekil görülmektedir.



Şekil 4.14. UV enerji  $100 \times 10^{-6}$  J olarak alınca Doppler ortalaması olmadan elde edilen enerji yoğunluğu

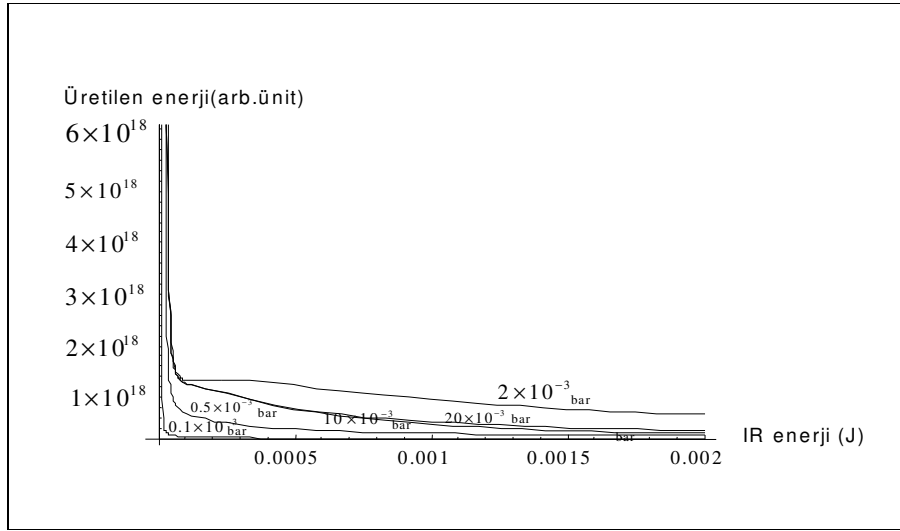
Şekil 4.14 de görüldüğü gibi Doppler ortalaması kullanıldığında enerji yoğunluğu daha azdır.

Ortama gönderilen enerjiyi giderek arttırdığımızda yani  $100 \times 10^{-5}$  J yaptığımızda aşağıdaki şekil elde edilir.



Şekil 4.15. UV enerji  $100 \times 10^{-5}$  J olarak alınca Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu

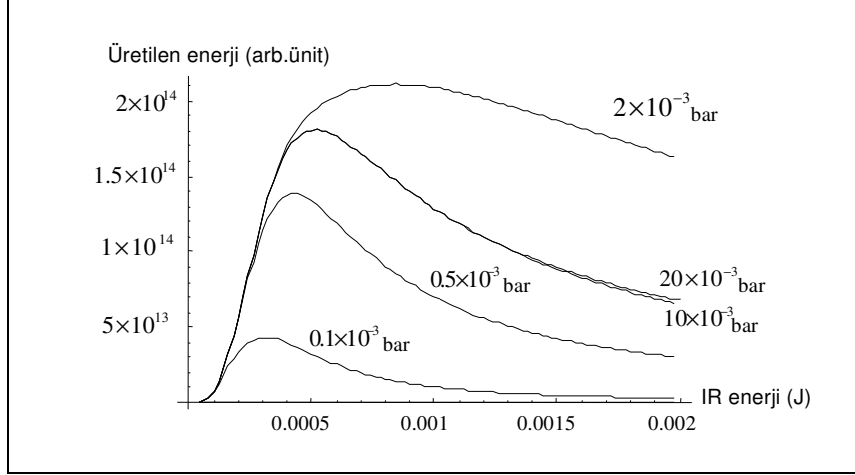
Şekilde de görüldüğü gibi ortama gönderilen enerji değeri arttıkça üretilen enerji yoğunluğu da artmaktadır. Yine basıncın artmasıyla enerji yoğunluğu da azalmaktadır. Doppler ortalaması kullanılmadığında ise Şekil 4.16 elde edilmektedir. Bu şekil diğer elde edilenlerden çok farklıdır. Çünkü ortama verilen enerjinin artmasıyla ortamda bulunan tüm atomların etkileşmesi zorlaşmaktadır. Birebir etkileşim olmadığında elde edilmek istenen verim giderek düşmektedir. Yani uyumculuk bozulmaktadır. Verilen enerjinin çok fazla olması durumunda ortam atomlarının hepsi üst enerji seviyesine geçmiş olabilir. Veya otoiyonizasyon yani iyonlaşma seviyesinin üstüne çıkmış olabilirler. Bu durumda da üretilen enerjinin uyumculuğu bozulmaktadır.



Şekil 4.16. UV enerji  $100 \times 10^{-5}$  J olarak alınınca Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu

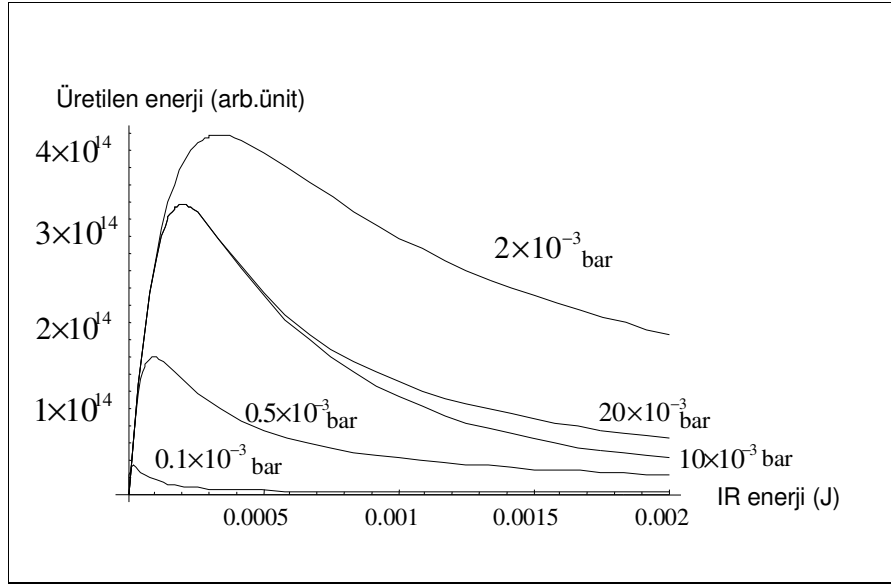
Şekil 4.16 da Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen şekil görülmektedir. Üretilen enerji yoğunluğunun artışı gözlenmektedir.

Ortama gönderilen enerji değeri  $200 \times 10^{-7}$  yapıldığında gözlemlenen şekil aşağıda gösterilmiştir.



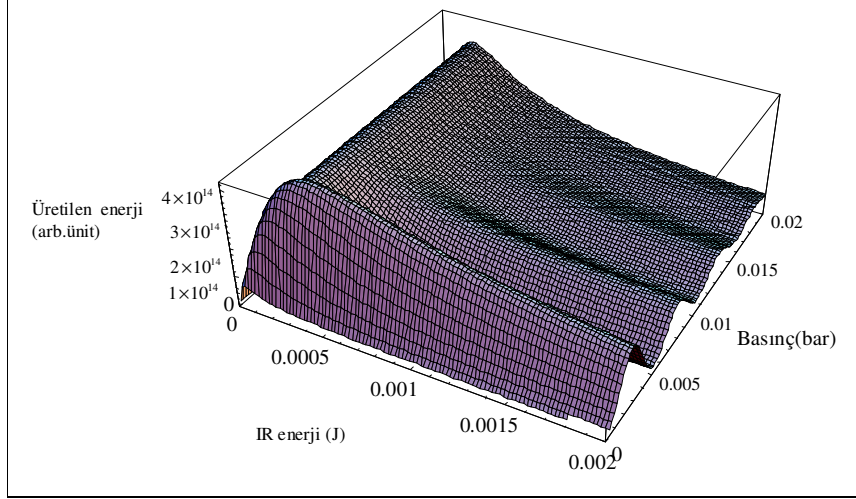
Şekil 4.17. UV enerji  $200 \times 10^{-7}$  J olarak alınca Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu

Enerji değerinin azalmasıyla üretilen enerjide azalmaktadır. Çünkü ortamın yoğunluğu azalmaktadır. Birebir etkileşim azalmaktadır. Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen şekil ise 4.18 de gösterilmektedir.



Şekil 4.18. UV enerji  $200 \times 10^{-7}$  J olarak alınca Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji yoğunluğu

Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen şekilde üretilen enerji yine artmaktadır. Fakat ayar enerjisi (IR) enerji değeri giderek azalmaktadır. Yani grafikte değerler sola kayma göstermektedir.



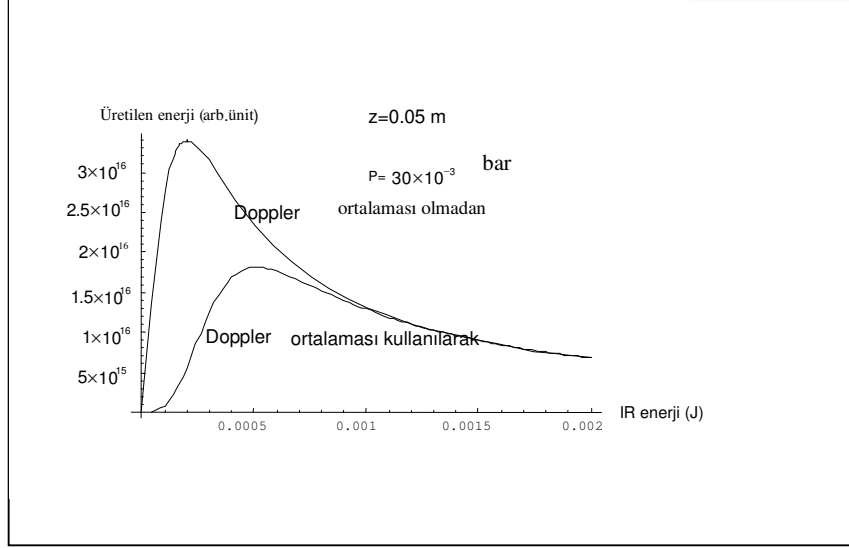
Şekil 4.19. UV enerji  $200 \times 10^{-7}$  J iken basıncın, ayar enerjisinin, enerjinin yoğunluğunun değişimi

Şekil 4.19 de ayar enerjisi üretilen enerji ve basıncın birlikte üç boyutlu şekli gösterilmektedir. Dalgalanmalar görülmektedir. Basınç azaldıkça üretilen enerji yoğunluğu artma göstermiştir. Bunun nedeni basınç arttıkça birebir etkileşiminde azalmasıdır. Basıncın çok fazla artışı uyumculuğu bozup çevirim verimliliğini azaltmaktadır.

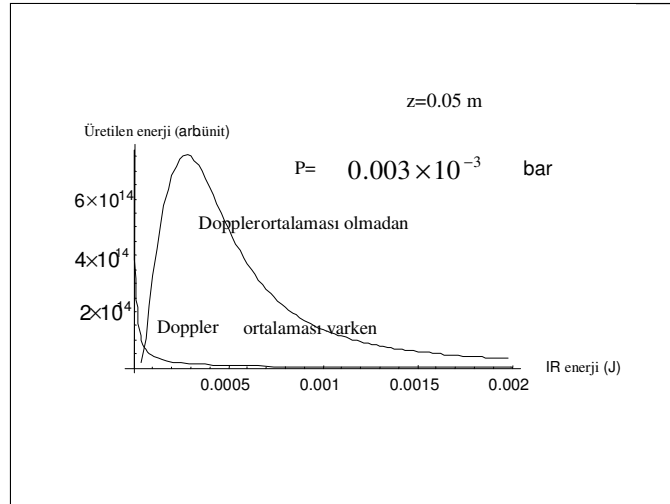
#### 4.3.3. Ortamın Uzunluğunun (z) Değişimi

Kullanılan deney simülasyonunda ortamın uzunluğu z değeri yani etkileşim bölgesinin uzunluğu 0.01 m olarak alınmıştır. Ortamın uzunluğunun değiştirilmesi, ortamdaki atomların arasındaki mesafenin değiştirilmesidir. Mesafe değiştirildikçe ortam atomlarının yoğunluğu değiştirilmiştir. Aşağıda z değeri 0.05 değerine değiştirildiğinde basınç değerinde ortam için  $30 \times 10^{-3}$  bar alınarak Doppler ortalaması kullanılarak ve kullanılmadığı durumlar için üretilen enerji değerleri karşılaştırılmıştır.



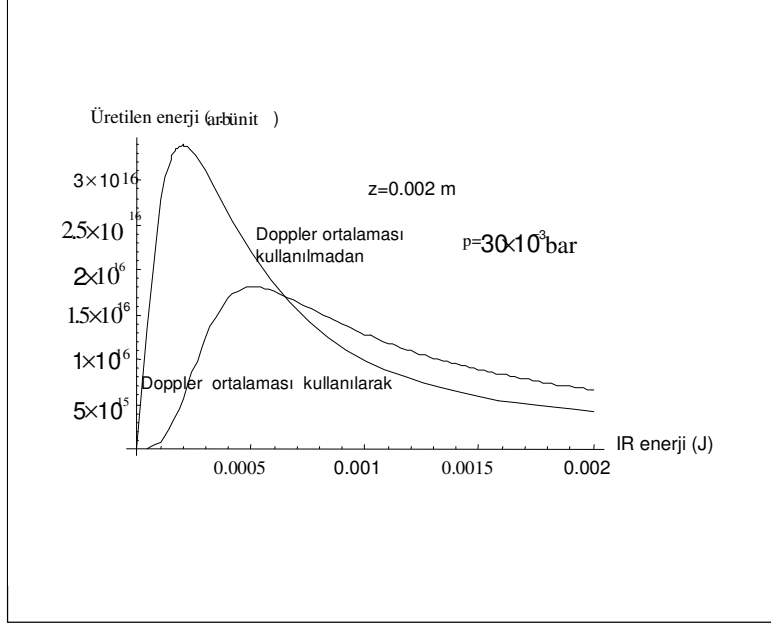


Şekil 4.20.  $z=0.05$  değeri için basınç  $30 \times 10^{-3}$  bar değerinde üretilen enerji  
 Deney simülasyonunda  $z$  değeri  $0.01$  m alınca  $P=30 \times 10^{-3}$  bar değeri için  
 üretilen yoğunluk  $2 \times 10^{12}$  (Arb. Units) olarak elde edilir .  $z$  değeri  $0.05$  yapıldığında  
 elde edilen grafik Şekil (4.20) da gösterilmiştir. Burada görülmektedir ki Doppler  
 ortalaması kullanılarak elde edilen şekilde üretilen uyumcul ışık yoğunluğu Doppler  
 ortalaması kullanılmadan elde edilenden daha düşüktür.  $z$  değeri  $0.01$  m  
 değerindeyken elde edilen enerji değeri  $z=0.05$  m değerinden daha düşüktür.



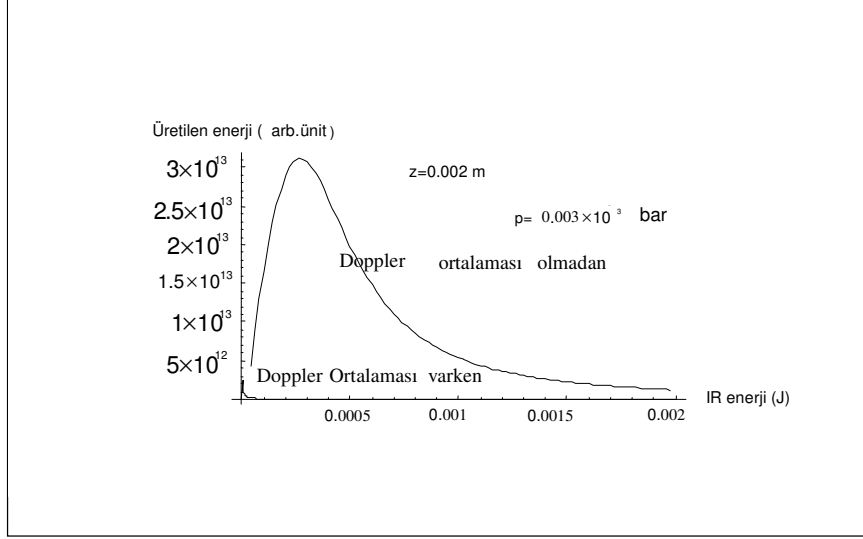
Şekil 4.21.  $z=0.05$  m değeri için basınç  $0.003 \times 10^{-3}$  bar değerinde üretilen  
 enerji

Şekil 4.21 de görülmektedir ki basıncın azalmasıyla üretilen enerji yoğunluğu azalmaktadır. Doppler ortalaması olmadan elde edilen şekilde üretilen enerji Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen şekilden daha yüksektir. Şekil 4.21 de  $z=0.002$  alındığında elde edilen sonuçlar görülmektedir.



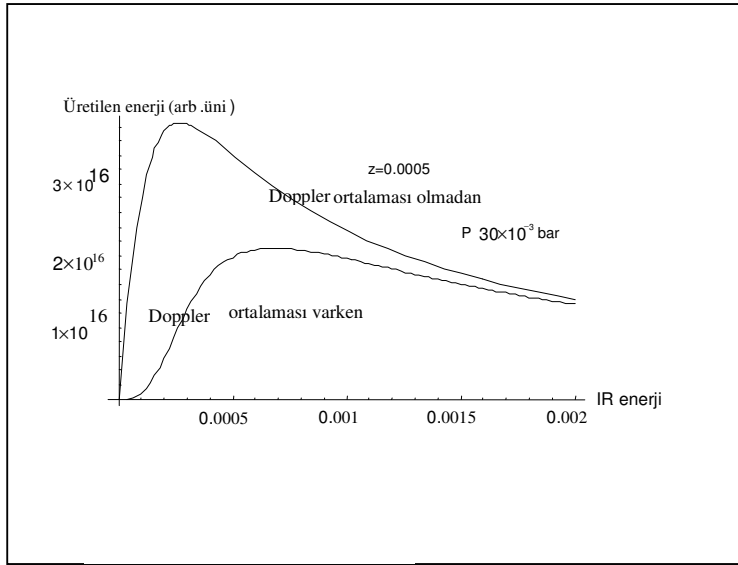
Şekil 4.22.  $z=0.002$  m değeri için basınç  $30 \times 10^{-3}$  bar değerinde üretilen enerji

Şekilde görüldüğü gibi  $z$  değerinin azalmasıyla ortamdaki atom yoğunluğu giderek artmaktadır. Bu da uyumculuğu olumsuz yönde etkilemektedir. Basınç değerini  $0.003 \times 10^{-3}$  bar değerine değiştirdiğimizde elde edilen sonuçlar Şekil 4.23 de gösterilmektedir. Basınç azaltılırsa üretilen enerji değeri de azalmaktadır. Çünkü ortama gönderilen enerji ile ortamdaki atomların birebir etkileşimi azalmaktadır.



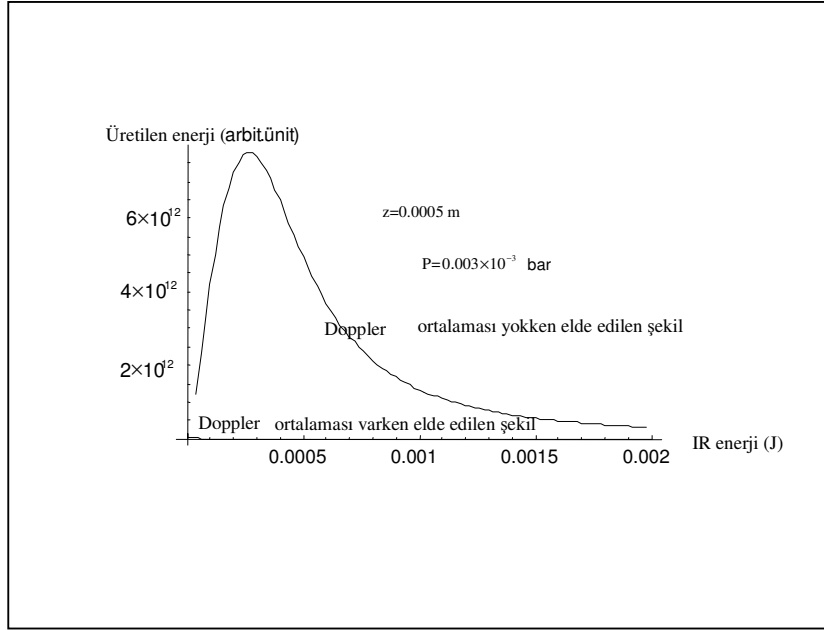
Şekil 4.23.  $z=0.002 \text{ m}$  değeri için basınç  $0.003 \times 10^{-3} \text{ bar}$  değerinde üretilen enerji

$z$  değerini daha da düşürürsek yani  $z=0.0005$  değeri yaparsak elde edilen sonuç aşağıda gösterilmektedir.



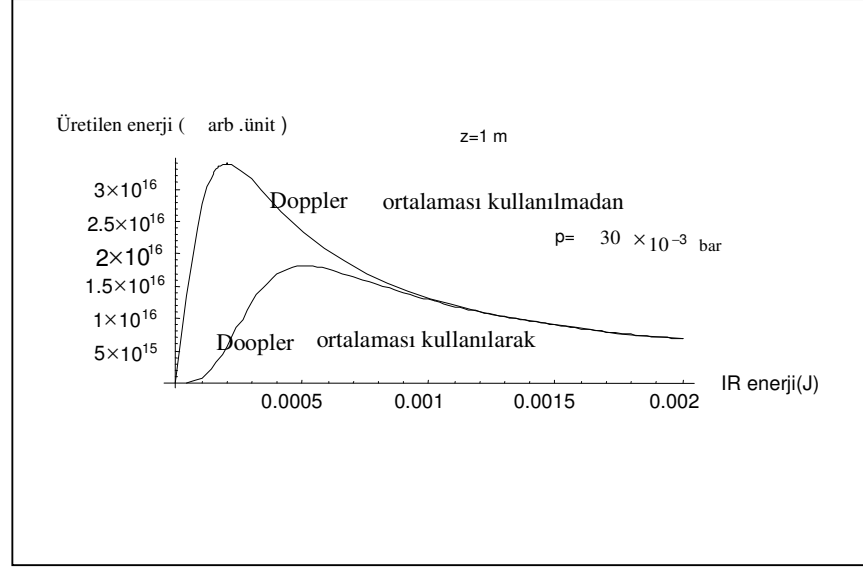
Şekil 4.24.  $z=0.0005 \text{ m}$  değeri için basınç  $30 \times 10^{-3} \text{ bar}$  değerinde üretilen enerji

Programda  $z$  değerini daha da küçülttüğümüzde yani  $z=0.0005$  yapıldığında yoğunlukta Doppler ortalaması kullanıldığında elde edilen enerji bir miktar artmış fakat diğerinde yani Doppler ortalaması olmadığında elde edilen enerjide çok değişim olmamıştır. Basınç değerini düşürürsek elde edilen şekil Şekil 4.25 de gösterilmektedir. Basıncın azalmasıyla üretilen enerji yoğunluğu Doppler ortalaması varken daha da azaltmaktadır.  $z$ 'nin yani etkileşim bölgesinin uzunluğunun azaltılması, birim hacim başına düşen parçacık sayısının artmasına yol açar. Parçacık başına düşen foton sayısının azalması da verimin düşmesine neden olmaktadır.



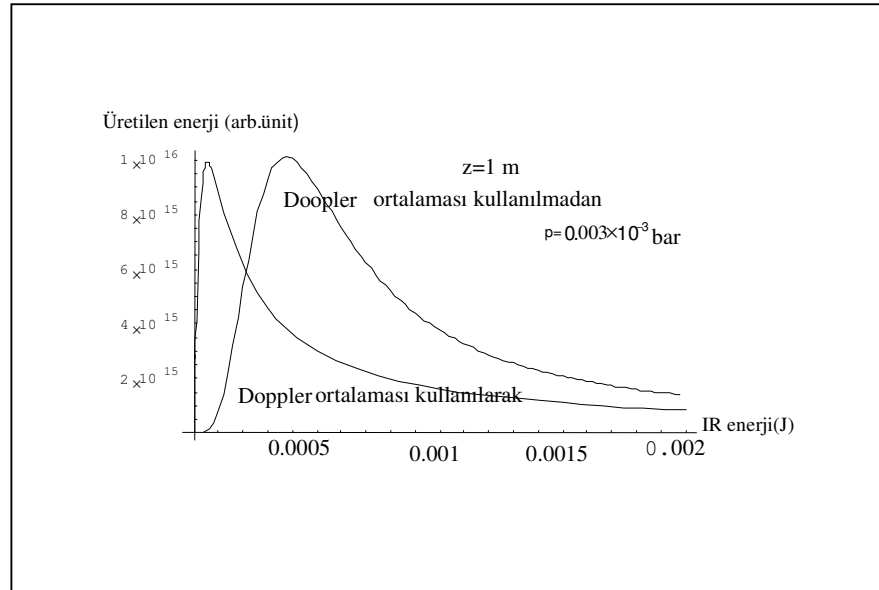
Şekil 4.25.  $z=0.0005$  m değeri için basınç  $0.003 \times 10^{-3}$  bar değerinde üretilen enerji değeri

$z$  değerini arttırdığımızda  $z=1$  m yapıldığında elde edilen sonuç Şekil 4.26 de gösterilmektedir.



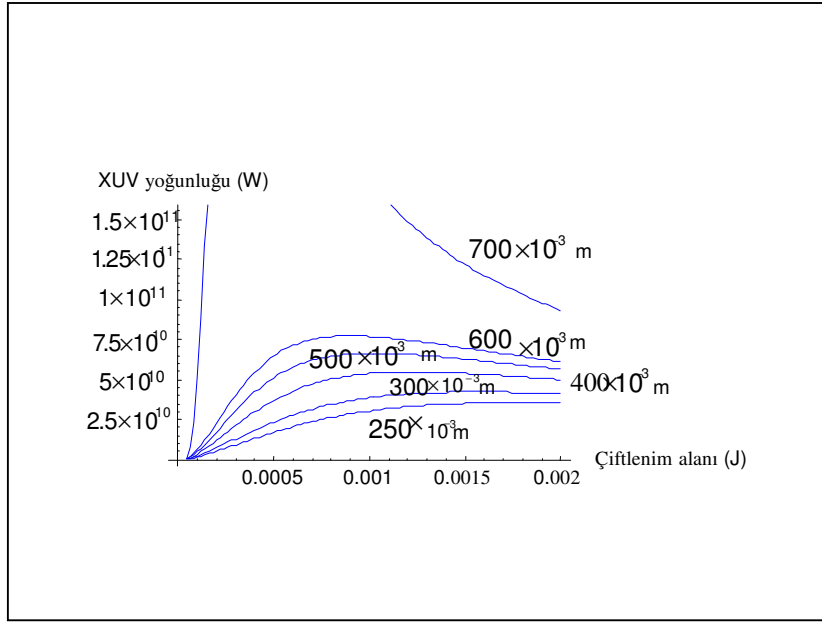
Şekil 4.26.  $z=1$  m değeri için basınç  $30 \times 10^{-3}$  bar değerinde üretilen enerji

$z$  değerinin çok fazla artması üretilen enerjide bir değişiklik yapmamaktadır. Aynen çok fazla  $z$  değerini azaltmak gibi arttırmakta üretilen enerjii arttırmada veya azaltmada rol oynamamaktadır. Çünkü belli bir değere ulaşıldıktan sonra çok etki yapmamaktadır.



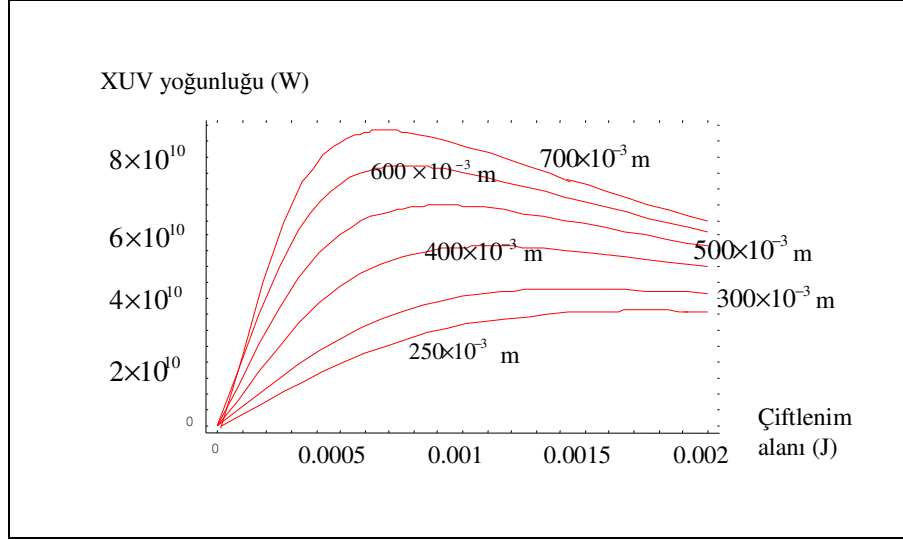
Şekil 4.27.  $z=1$  m değeri için basınç  $0.003 \times 10^{-3}$  bar değerinde üretilen enerji

Kullandığımız deney simülasyonunda basınç değişti. Farklı bir programda basınç yerine z değişken olarak belirlenmiş ve üretilen uyumlu ışığın IR enerjiye göre grafiği çizilmiştir. z değeri Doppler kaymaları ortalamaları alınarak z' nin sırası ile  $250 \times 10^{-3}$  m,  $300 \times 10^{-3}$  m,  $400 \times 10^{-3}$  m,  $500 \times 10^{-3}$  m,  $600 \times 10^{-3}$  m ,  $700 \times 10^{-3}$  m değerleri için grafikler elde edildi. Şekil (4.28)' da z' nin bu değerleri için grafikler gösterilmektedir. Grafikler incelendiğinde z değeri arttıkça üretilen yoğunlukta bir tepe noktası oluşmadığı



Şekil 4.28.  $z=250 \times 10^{-3}$  m,  $300 \times 10^{-3}$  m,  $400 \times 10^{-3}$  m,  $500 \times 10^{-3}$  m,  $600 \times 10^{-3}$  m ,  $700 \times 10^{-3}$  m değerleri için Doppler kaymaları ortalaması olmadan elde edilen enerji yoğunluğu

Doppler ortalaması kullanılarak elde edilen sonuç ise Şekil 4.29 de gösterilmektedir.



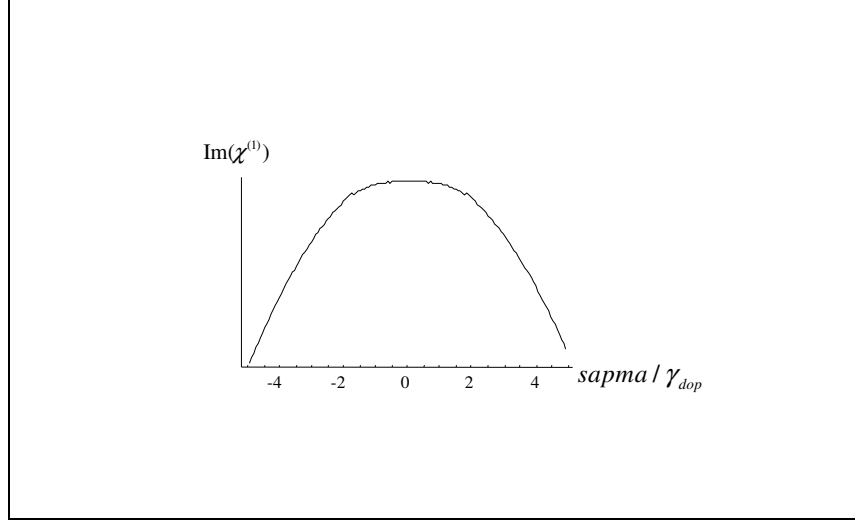
Şekil 4.29.  $z=250\times 10^{-3}$  m,  $300\times 10^{-3}$  m,  $400\times 10^{-3}$  m,  $500\times 10^{-3}$  m,  $600\times 10^{-3}$  m ,  $700\times 10^{-3}$  m değerleri için Doppler kaymaları ortalaması kullanılarak elde edilen enerji yoğunluğu

Yukarıdaki şekilde görüldüğü gibi ortamın uzunluğu arttırıldığında üretilen enerji yoğunluğu artmaktadır.

#### 4.3.4.Rabi Frekansının Doppler Ortalamasına Bağlı Değişimi

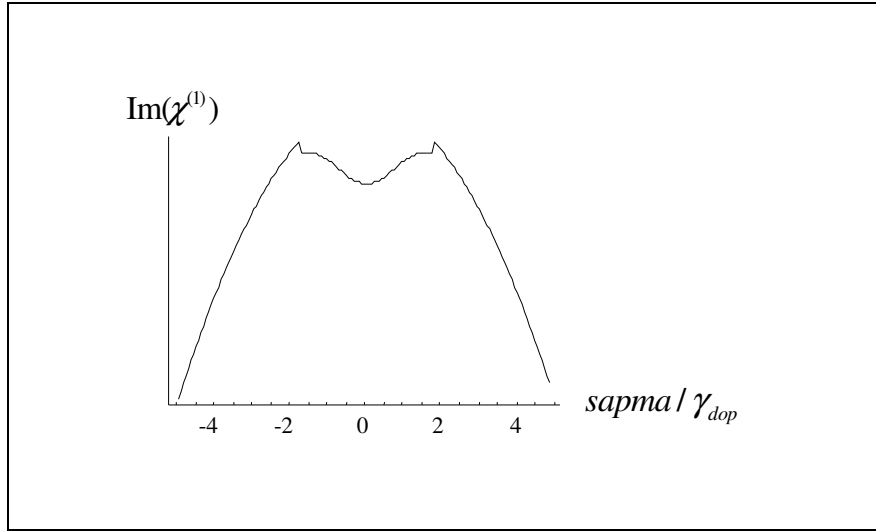
Kullandığımız deney simülasyonunda ortamın uzunluğu, basınç değerlerini değiştirerek uyumcul ışık üretilmektedir. Fakat elektromanyetik etkili geçirgenlik olayının gerçekleşebilmesi için uygulanan güçlü laser alanının Rabi frekansının Doppler katsayısını geçmesi gerekmektedir. Yani  $\Omega_c \geq n\gamma_{Doppler}$  şartının sağlanması gerekmektedir. Bu orantının belirlenmesi için Mathematica programının da başka bir deney simülasyonu hazırlanmıştır. Bu deney simülasyonunda geçirgenliğin sağlanabilmesi için gerekli n değeri araştırılmıştır. Programda gerekli değerler yerine yazıldığında elde edilen bazı n değerleri için grafikler aşağıda gösterilmiştir.

Şekil 4.30 da  $n=0.1$  için elde edilen soğurma yani geçirgenlik şekli gösterilmektedir. Programda  $\text{Im} \chi^{(1)}$  soğurmayı temsil etmektedir.  $\text{Im} \chi^{(1)}$ 'in  $\text{sapma} / \gamma_{dop}$  'e göre grafiği geçirgenliği vermektedir.



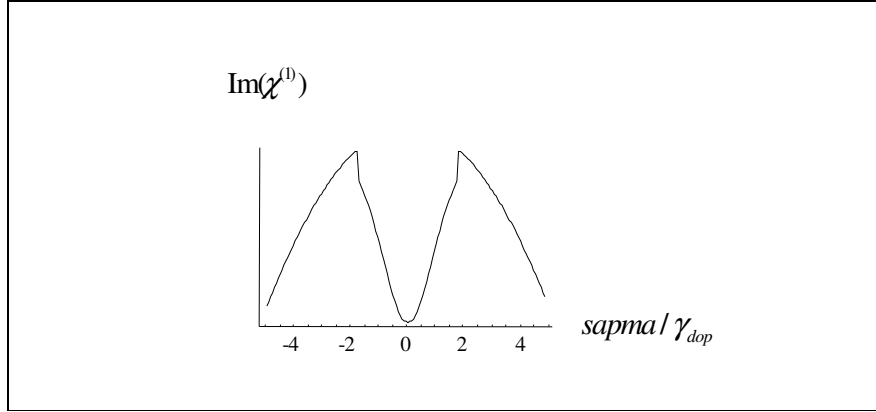
Şekil 4.30.  $n=0.3$  için soğurma

Görülmektedir ki  $n=0.3$  değerinde geçirgenlik elde edilmemektedir.  $n$  değerini arttırdığımızda yani  $n=0.6$  ,  $n=1.2$  ,  $n=2.4$  ,  $n=4.8$  ,  $n=9.6$  yapıldığında elde edilen geçirgenlik grafikleri aşağıda gösterilmektedir.

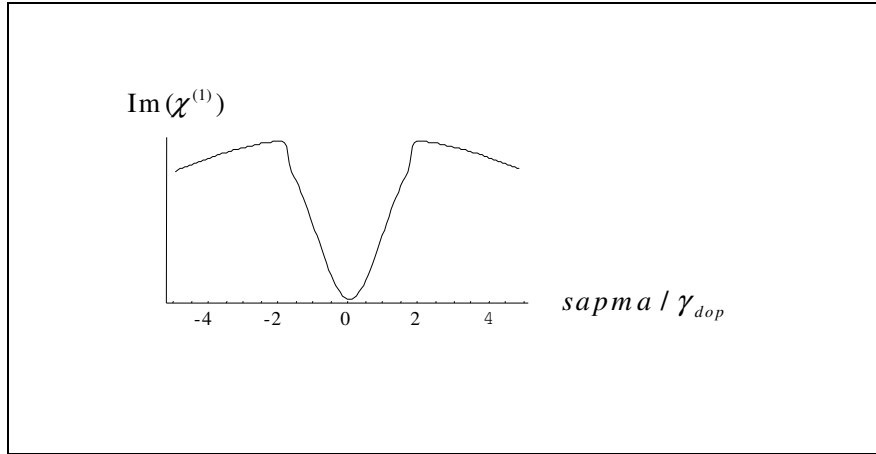


Şekil 4.31.  $n=0.6$  için soğurma

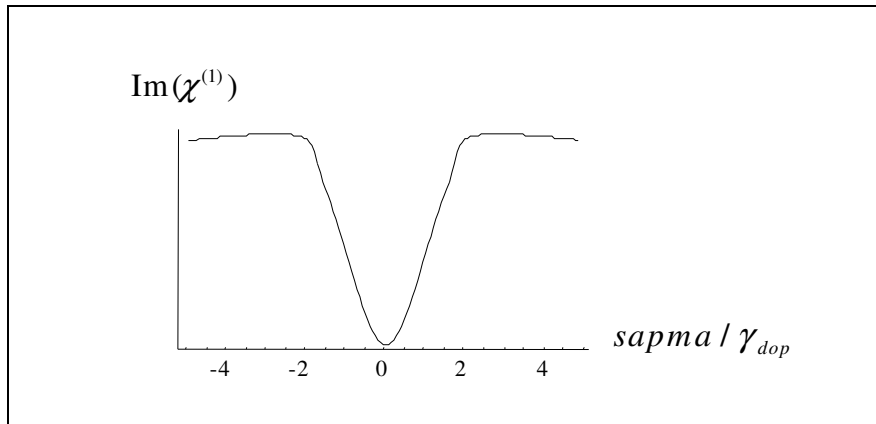




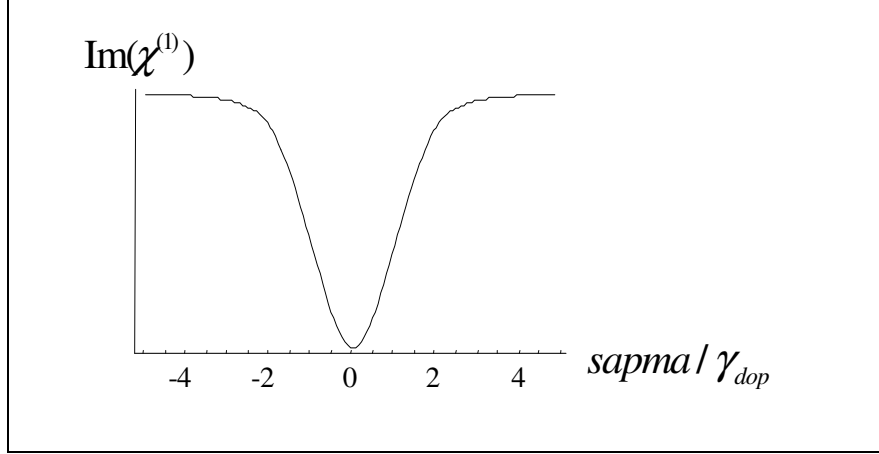
Şekil 4.32.  $n= 1.2$  için soğurma



Şekil 4.33.  $n= 2.4$  için soğurma

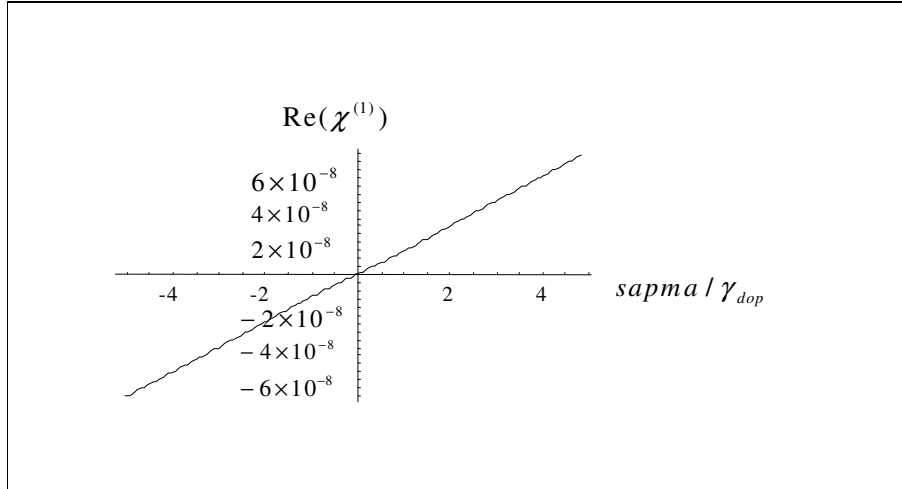


Şekil 4.34.  $n= 4.8$  için soğurma



Şekil 4.35.  $n=9.6$  için soğurma

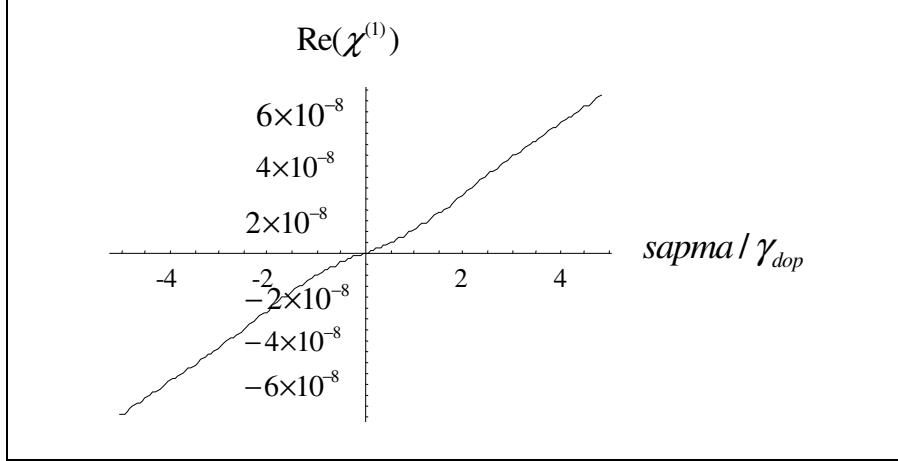
Grafiklerde görülmektedir ki  $n=0.6$  değerinden itibaren geçirgenlik elde edilmeye başlamaktadır. Yani soğurma sifıra doğru yaklaşmaktadır.  $n=9.6$  değerinde ise tam olarak geçirgenlik görülmektedir.  $\Omega_c \geq n\gamma_{Doppler}$  ifadesinde de görüldüğü gibi geçirgenlik için Rabi frekansı Doppler frekansında büyük olmalıdır.  $n=0.6$ ,  $n=1.2$ ,  $n=2.4$ ,  $n=4.8$ ,  $n=9.6$  değerleri için yayılma grafiklerini de aynı programda elde etmek mümkündür.



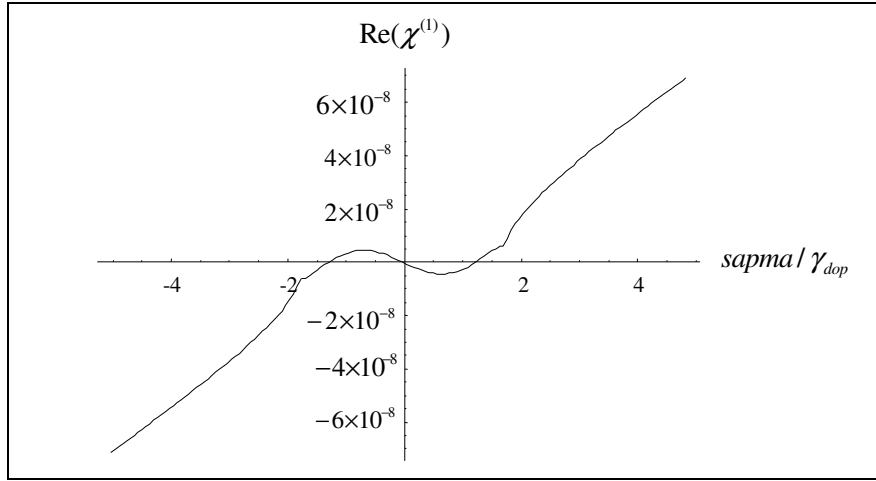
Şekil 4.36.  $n=0.6$  için yayılma

Programda  $\text{Re } \chi^{(1)}$ 'in  $\text{sapma} / \gamma_{dop}$ 'ya oranı yayılmayı temsil etmektedir.

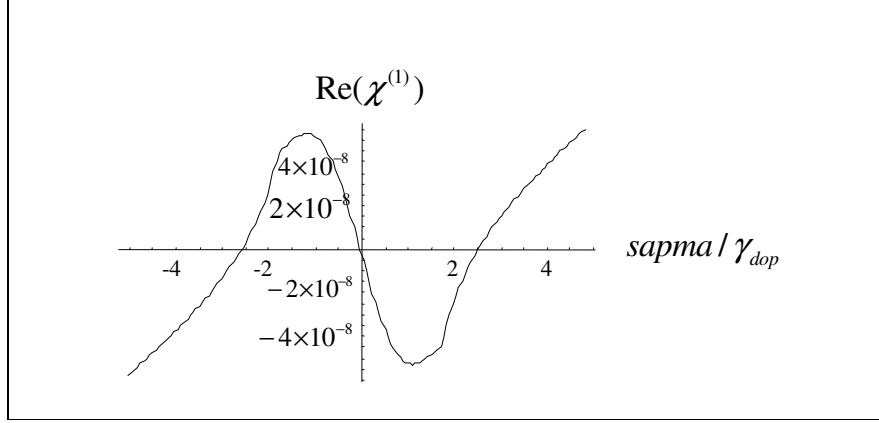
Aşağıda  $n=0.6$ ,  $n=1.2$ ,  $n=2.4$ ,  $n=4.8$ ,  $n=9.6$  değerleri için yayılma grafikleri gösterilmektedir.



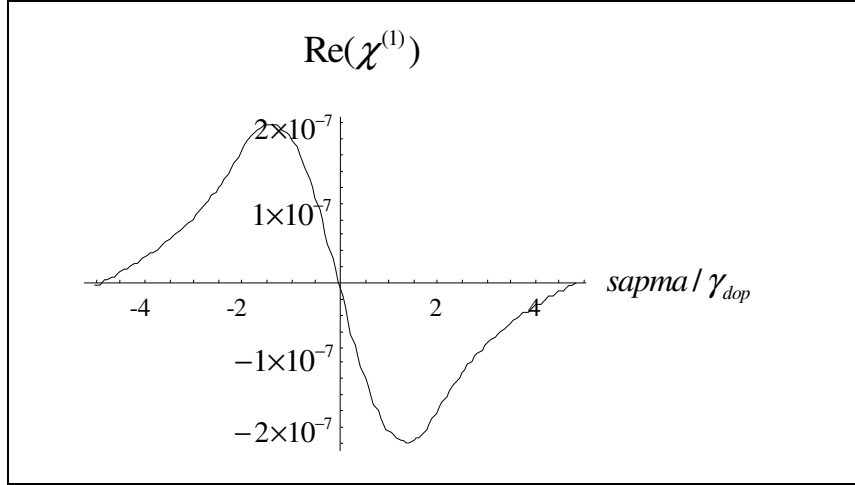
Şekil 4.37.  $n=1.2$  için yayılma



Şekil 4.38.  $n=2.4$  için yayılma



Şekil 4.39.  $n=4.8$  için yayılma



Şekil 4.40.  $n=9.6$  için yayılma

$n=1.2$  değeri için yayılma başlamaktadır.  $n=4.8$  değerinde ise artmıştır.

## 5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Tez çalışmasında frekans yükseltgenmesi sürecinde, dört dalga karışımında kuantum girişimi yoluyla, kripton gazı ortamında Elektromanyetik Etkili Geçirgenlik (EIT) olayı ile Extreme Ultra-Violet (XUV) bölgesinde özellikle 85nm dalga boyunda kullanılabilir laser kaynakları elde etmeye çalışılmıştır. 85 nm dalga boyunda kullanılabilir laser kaynakları elde etmek ülkemiz şartlarında mali açıdan zor olmaktadır. Kullanılan deney aletleri milyon dolar seviyelerinde olduğu için deney çalışması bilgisayar simülasyonunda yapılmaktadır. Bu nedenle Mathematica programında ilgili parametreler için farklı deney simülasyonları kullanılarak 4.bölümde bazı sonuçlar elde edildi. Elde edilen grafikler incelenerek XUV bölgesi için kullanılması gereken parametreler elde edilmiştir.

4. bölümde incelenen ilk parametre Doppler frekansıdır. Doppler frekansı önemli bir parametredir. Çünkü EIT yoluyla XUV bölgesinde kullanılabilir laser kaynakları elde etmek için uyguladığımız çiflenim alanının Rabi frekansı Doppler frekansını yenecek büyüklükte olmalıdır. Denklem 4.5' te Doppler frekansının ortamın sıcaklığına ve uygulanan alanının dalga boyuna bağlılığı görülmektedir. Gerekli hesaplama yapıldığında XUV bölgesi için  $4p^5 5p[0,1/2]_0$  ile  $17s^0[1/2]_1$  enerji seviyeleri arası için Doppler frekansı  $\Delta\omega_{dop} = 5.93 \times 10^9$  rad/sn olarak hesaplanmıştır. Rabi frekansının hesaplanması için Denklem 4.6 kullanılmıştır. Bu denklemde öncelikle ilgili seviye için atomik dipol moment hesaplanmıştır.  $\mu_{23} = 9.04 \times 10^{-32}$  Cm olarak elde edilmiştir. Denklem 4.6 da  $E(\omega_{ij})$  uygulanan ışık kaynağının elektrik alanıdır. Elektrik alanının puls enerjisine bağlı ifadesi (denklem 4.11) kullanılarak Doppler etkisini yenmek için gerekli minimum enerji değeri  $E_{pulse} = 2.1262 \times 10^{-5}$  J olarak elde edilmiştir. Puls enerjisi ve atomik dipol moment verileri kullanılarak Rabi frekansı elde edilmiştir.  $\Omega_{23} = 2.852 \times 10^{10}$  rad / s olarak Rabi frekansı hesaplanmıştır. Hesaplamalar sonucu görülmektedir ki uyumcul ışık elde edebilmek için Rabi frekansı Doppler frekansından daha büyüktür. Deney simülasyonunda kullanılan başka bir parametre ise ortamdaki atomların yoğunluğudur. Birim hacimdeki molekül sayısı ortamın basıncına, sıcaklığına bağlı olarak değişmektedir. Denklem 4.17 kullanılarak NL değeri hesaplandığında elde edilen sonuç  $NL = 8.6 \times 10^{21}$  molekül / cm<sup>2</sup> dir.

Belli bir değerden sonra atom sayısını yani basıncı arttırsak geçirgenlik azalmaktadır. Yani uyumculuk ortadan kalkmaktadır. 4. bölümde NL, Rabi frekansı ve Doppler frekansı Mathematica programında kullanılan deney simülasyonunda yerine konulduğunda ve basınç, ortamın uzunluğu, pompa enerjisi gibi parametreler değiştirildiğinde elde edilen grafikler gösterilmiştir.

Deney değişkenlerinin değiştirilmesinde ilk olarak bütün değerler sabit tutularak basıncın etkisi incelenmiştir. Programda ayar enerji 0'dan  $2 \times 10^{-3} J$  değerine kadar 0.0005 aralıklarla artırılıp bazı basınç değerleri için grafikler zdirildi. İlk olarak basınç  $20 \times 10^{-3} bar, 10 \times 10^{-3} bar, 2 \times 10^{-3} bar, 0.5 \times 10^{-3} bar, 0.1 \times 10^{-3} bar$  değerleri için Doppler ortalaması kullanılarak XUV bölgesi için üretilen ışığın yoğunluğu  $2.5 \times 10^{12}$  (arbt.ünit) olarak Şekil 4.3 de gösterilmiştir. Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen Şekilde ise ışığın yoğunluk  $5 \times 10^{12}$  (arbt.ünit) olarak elde edilmiştir. Yukarıdaki sonuçta görülmektedir ki Doppler ortalamasının kullanılması üretilen ışığın yoğunluğunda bir azalmaya neden olmaktadır. Şekil 4.3 de en fazla değer basıncın  $2 \times 10^{-3} bar$  değerinde iken elde edildiği görülmektedir. Diğer değerlerde üretilen ışığın yoğunluğu giderek düşmektedir. Fakat kullanılması gereken ayar yani pompa enerjisi giderek azalmaktadır. Basıncın giderek azalmasına bağlı olarak üretilen ışıktaki azalmaktadır. Çünkü birim hacim başına düşen atom sayısı ile ortama gönderilen enerjinin birebir etkileşimi azalmaktadır. Basınç değeri  $30 \times 10^{-3} bar, 40 \times 10^{-3} bar, 50 \times 10^{-3} bar, 60 \times 10^{-3} bar, 70 \times 10^{-3} bar, 80 \times 10^{-3} bar$  değerleri için elde edilen Şekilde görülmektedir ki bütün grafikler st üste gelmektedir. Yani belli bir basınç değerinden sonra üretilen enerji yoğunluğu sabit kalmaktadır. Doppler ortalaması kullanılmadan elde edilen enerji değeri  $4 \times 10^{12}$  (arbt.ünit) iken Doppler ortalaması kullanıldığında elde edilen enerji değeri  $2 \times 10^{12}$  arbt.ünit değerindedir. Burada da görülmektedir ki Doppler frekansı uyumcul ışık üretimi olumsuz yönde etkilemektedir. Basınç değerini daha arttırsak  $300 \times 10^{-3} bar, 500 \times 10^{-3} bar, 700 \times 10^{-3} bar, 800 \times 10^{-3} bar, 900 \times 10^{-3} bar$  değerlerine kadar artırsak da XUV bölgesinde üretilen ışığın yoğunluğunda bir değişim olmamaktadır.

Basınç değişimi incelendikten sonra pompa enerjisi değişken olarak alınmıştır. Programda pompa enerji değeri  $200 \times 10^{-6}$  J olarak alınmıştır. Bu değer  $100 \times 10^{-6}$  J ' e azaltılırsa üretilen maksimum enerji yoğunluğu  $5 \times 10^{15}$  (arb. unit) olarak elde edilmiştir.  $200 \times 10^{-6}$  J değerindeyken üretilen enerji  $2.5 \times 10^{12}$  (arb.ünit) değerinde elde edilmiştir. Buradan çıkarılacak sonuç pompa enerjisi artıkça üretilen uyumcul ışık yoğunluğu da artmaktadır. Doppler ortalaması olamadan elde edilen enerji yoğunluğu  $1 \times 10^{16}$  (arbt.ünit) değerindedir. Pompa enerjisini giderek arttırdığımızda  $100 \times 10^{-5}$  J yaptığımızda üretilen enerji yoğunluğu daha fazla artmaktadır. Şekil 4.15 de üretilen enerji yoğunluğu grafiğinde değişim diğerlerinden daha fazladır. Bu durumda uyumculuğun bozulma olasılığı yüksektir. Çünkü çok fazla pompa enerjisi ortamdaki atomları iyonlaşma enerjisinin üstüne gönderebilmektedir. Ortama gönderilen enerji değeri  $100 \times 10^{-7}$  yapıldığında yani pompa enerjisi biraz azaltıldığında yoğunlukta da azalma gözlenmektedir. Şekil 4.18 de ayar enerjisi üretilen enerji ve basıncın birlikte üç boyutlu şekli görülmektedir. Üretilen enerjinin ayar enerjisinin ve basıncın birlikte grafiği gösterilmekte dalgalanmalar dikkati çekmektedir.

Bir başka deney simülasyonunda diğer bütün değişkenler sabit tutulmuş ortamın uzunluğu değiştirilmiştir. Programda ortamın uzunluğu ilk başta 0.01m olarak alınmış daha sonra bu değerin altı ve üstü incelenmiştir. z değeri 0.05 m değerine yükseltildiğinde üretilen enerji yoğunluğu artmaktadır. Normalde azalması beklenirken z değerinin düşürülmesi uyumculuğu bozan bir etki olduğu için arttırılması sırasında üretilen enerji yoğunluğu artmıştır. Z değerini değiştirirken aynı zamanda basınç değerinde azalttığımızda bu durumda üretilen enerjinin aldığı görülmektedir. z değerinin çok fazla arttırılması yada azaltılması ise üretilen enerji değerinde bir değişim yapmamaktadır. z=1m ve z=0.0005 m yapmak üretilen enerjide bir değişim yapmamaktadır. farklı bir proğram kullanıldığında basınç yerine z değişken olarak belirlenmiş ve üretilen uyumcul ışığın IR enerjeye göre grafiği çizilmiştir. z değeri Doppler kaymaları ortalamaları alınarak z' nin sırası ile  $250 \times 10^{-3}$  m,  $300 \times 10^{-3}$  m,  $400 \times 10^{-3}$  m,  $500 \times 10^{-3}$  m,  $600 \times 10^{-3}$  m ,  $700 \times 10^{-3}$  m değerleri için birlikte grafik elde edilmiştir. Burada görülmektedir ki z' nin çok fazla artmasında üretilen enerji için bir tepe noktası oluşmamaktadır. Doppler ortalaması kullanıldığında ise enerji yoğunluğu azalmaktadır ve tepe noktası bulunmaktadır.

XUV bölgesinde maksimum verim alabilmek için ortamın uzunluğu çok fazla azaltılmamalıdır. Atomların ortalama alacakları ortalama serbest yol azaltılmamalıdır. Bu çevirim verimliliğini olumsuz yönde etkilemektedir.

Geçirgenlik elde edebilmek için  $\Omega_c \geq n\gamma_{Doppler}$  şartının sağlanması gerekmektedir. 4. bölümde geçirgenliğin elde edilebilmesi için n değerleri artırılmıştır ve n=0.6 değerinde yavaş yavaş soğurma sifira yaklaşmakta yani geçirgenlik elde edilmektedir. n=9.6 değerinde ise tam geçirgenlik elde edilmiştir. Uyumcul ışık üretimi için gerekli en önemli şart sağlanmış olur. Aynı programda yayılma grafiklerde incelenmiştir. n= 0.6 değerinde hiç yayılma gözlenmemiştir. n=1.2 değeri için yayılma başlamaktadır. n=4.8 değerinde ise artmıştır.

Yaptığımız çalışmalarda basınç, pompa enerjisi ve ortamın uzunluğu değişken olarak alınmıştır. Puls süresi değişimi, sıcaklık değişimi incelenmemiştir. Puls enerjisinin sıcaklığa bağlılığı denklemde görülmektedir. Puls enerjisi ise Rabi

frekansını etkilemektedir. 
$$E_{puls} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{8In2kT}{m}\right) \left(\frac{\Omega_c \hbar}{\mu_{23}}\right)^2 \left(\frac{\pi^2 t \epsilon_0 c}{2}\right)$$
 ayrıca bu

denklemde kütle değişimi de söz konusudur. Biz çalışmalarımızı kripton gazında yaptık. Bu deneyler yüksek kütle veya düşük kütle değerli gazlar içinde yapıldığında elde edilen sonuçlar incelenebilir. Çünkü etkileşim bölgesi tamamen değişmektedir. Buda dalga boyunu yani Rabi frekansını değiştirmektedir. Bu sayede yeni bir deney düzeneği yaratılabilir.

Puls süresinin değişimi ise pompa enerjisinin yoğunluğunu arttırıp azatlığı için önemli bir parametre olabilir. Buna benzer bir etkide odaklanma alanının arttırılıp azaltılmasında da karşılaşılabilir. Odaklanmayı arttırmak demek yayılmayı azaltmak demektir. Yani maksimum verimi elde etmek için önemli bir parametredir.



## KAYNAKLAR

- [1] Harris, S. E. “Electromagnetically Induced Transparency”, Phys. Rev. Lett. **31**.36 (1997)
- [2] Alzetta, G. Gozzini, A. Moi, L. Orriols, G. Cimento, N. “An experimental methode for the observation of R.F: transitions and laser beats resonances in orientated Na vapour ”B **36**, 5 (1976)
- [3] Boller, K. J., Imamaoğlu, A. and Harris, S.E. “Observation of Electromagnetically Induced Transparency”, Phys. Rev. Lett. **66**, 20, 2593 (1991)
- [4] Hahn, K.H., King,D.A.and.Harris, S.E “Nonlinear Generation of 104.8-nm Radiation an Absorbtion Window in Zine” Phys. Rev. Lett. **22** 2777 (1990)
- [5] Harris, S.E., Field , J.E. , Imamoğlu , A. Phys. Rev. Lett.**64** .1107 (1990)
- [6] Zhang, G.Z. Tokaryk , D.W. , Stoicheff B.P and Hakuta,K. “Nonlinear Generation of Extreme-ultraviolet Radiation in Atomic Hydrogen Using Electromagnetically Induced Transparency” Phys. Rev. A. **1**.813 (1996)
- [7] Anscombe , M.P. Nalda , R.de Küçükçara I.and.Marangos, J.P “Role of atomic Coherence Effect in Four Wave Mixing Using Autoionizing Resonances” Phys. Rev.A.**68**,043810 (2003)
- [8] Wilson J., Hawkes, J. F. B. “Laser Principles and Applications”, 108, 90, (1998)
- [9] Thore, A.P., Chapman and Hall “Spectrophysics”, New York (2<sup>nd</sup> Ed.), (1988)
- [10] Silfvast,W.T.”Laser Fundamentals”, CambridgeUniversityPress, Cambridge, (1996)
- [11] Svelto, O. “Principle of Lasers”, Plenum,Press New York, (3<sup>nd</sup>Ed), (1989)
- [12] Scully,M. O. and Zubairy, M. S. “Quantum Optics”, Cambridgege University Pres, (1997).
- [13] Shore, B. W. “The Theory of Coherent Atomic Excitation” (Vol. 1 and 2) John and Sons, Newyork, (1990).
- [14] Connerade, J.P. “Highly Excited Atoms”, Cambridge University Press, Cambridge, (1998)

- [15] Fano,U. “Effect of Configuration Interaction on Intensity and Phase-Shift”  
Phys.Rev.,**124**, 1866 (1961)
- [16] Atkins, P. W. “Moleculer Quantum Mechanics”, Oxford University Pres,  
Oxford, (3rd Ed.), (1997)
- [17] Knight, P. L. , Miloni, P. W. “The Rabi Frequency in Optical Spektra”, Phys.  
Ret. **66**, 21, (1980).
- [18] Miloni, P.W, “ Lasers “,John Wiley and Sons, NewYork ,(1988)
- [19] Autler,S.H. and Townes,C.H. “Stark Effect in Rapidly Varying  
Field”,Phys.Rev.,**100**,703 (1955)
- [20] Reintjes, R.F. “Nonlinear Optical Parametric Process in Liquids and Gases”  
Academic Pres (1984)
- [21] Yariv, A. “Optical Electronics”, 3ed.Holt-saundeers, Newyork, (1985)
- [22] Rabi I., Ramsey, N.F. and Schwinger, J.Rev .Mod. Phys. **26**.1677 (1954)
- [23] Petch,J.C., Kettel,C.H. Knight,P.I and Marangos,J.P. “Role of  
Electromagnetically Induced Transparency in resonant Four Wave Mixing  
Scheme”,Phys. Rev. Lett.1.53 (1995)
- [24] Dorman,C. “Electromagnetically Induced Transparency in Nonlinear Optics”,  
Ph.D.Thesis, Imperial Colage of Science Technology and Medicine (1998)
- [25] Hofsaess, D. “Atomic Data and Nucleara Data Tables”, 24 285 (1979)
- [26] Miloni, P. W. “Lasers” United State of America 731 s.711 (1988)

## ÖZGEÇMİŞ

1981 yılında Elbistan da doğdum. İlk ve ortaokulu Malatya da, liseyi Mersinde okudum. 2000 yılında girdiğim Karadeniz Teknik Üniversitesi Fizik bölümünü 2004 yılında üçüncülükle bitirdim. 2004 yılında girdiğim Mersin Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik bölümü yüksek lisans programına devam etmekteyim.