

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**SEZYUM ATOMİK GAZINDA OPTİK POMPALAMA VE KOHERENT
ETKİLERİN ARAŞTIRILMASI**

DOKTORA TEZİ

Ersoy ŞAHİN

**Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı
Fizik Mühendisliği Programı**

OCAK 2014

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**SEZYUM ATOMİK GAZINDA OPTİK POMPALAMA VE KOHERENT
ETKİLERİN ARAŞTIRILMASI**

DOKTORA TEZİ

**Ersoy ŞAHİN
(509072111)**

**Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı
Fizik Mühendisliği Programı**

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Gönül ÖZEN

OCAK 2014

İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 50907211 numaralı Doktora Öğrencisi **Ersoy ŞAHİN**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “ **SEZYUM ATOMİK GAZINDA OPTİK POMPALAMA VE KOHERENT ETKİLERİN ARAŞTIRILMASI** ” başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı : **Prof. Dr. Gönül ÖZEN**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Eş Danışman : **Doç.Dr. Ramiz HAMİD**
Tübitak Ulusal Metroloji Enstitüsü

Jüri Üyeleri : **Doç. Dr. Gülay ACAR**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Selçuk AKTÜRK
İstanbul Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Esra Özkan ZAYİM
İstanbul Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Alper KIRAZ
Koç Üniversitesi

Doç. Dr. Rıza DEMİRBİLEK
Yıldız Teknik Üniversitesi

Teslim Tarihi : **11 Aralık 2013**
Savunma Tarihi : **23 Ocak 2014**

Biricik oğlum Yusuf'a,

ÖNSÖZ

Doktor tez çalışmasında bilgi ve tecrübelerini aktaran tez danışmanım sayın Prof.Dr. Gönül ÖZEN'e ve tez eş danışmanım sayın Doç.Dr. Ramiz HAMİD'e teşekkürlerimi sunarım. Deneysel çalışmalardaki katkılardan dolayı mesayi arkadaşlarım sayın Dr.Cengiz BİRLİKSEVEN ve Mehmet ÇELİK'e teşekkür ederim.

Aralık 2013

Ersoy ŞAHİN
(Yüksek Fizikçi)

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ.....	vii
İÇİNDEKİLER	ix
KISALTMALAR	xi
ŞEKİL LİSTESİ.....	xiii
SUMMARY	xvii
1. GİRİŞ	1
1.1 Tezin Amacı	4
1.2 Literatür Araştırması	4
1.3 Hipotez	14
2. LAZER SPEKTROSKOPİSİ	15
2.1 Amaç	15
2.2 Lazer Atom Etkileşimi	15
2.2.1 Zayıf alan yaklaşımı ile atomik durumların olasılık genliğinin çözümü ..	18
2.2.2 Kuvvetli alan yaklaşımı ile atomik durumların olasılık genliğinin çözümü	20
2.3 Soğurum Rezonansı ve Çizgi Genişliği	24
2.3.1 Doğal çizgi genişlemesi	25
2.3.2 Doppler genişlemesi.....	27
2.3.3 Geçiş-zaman genişlemesi	29
2.3.4 Atomlar arası çarpışma genişlemesi	30
2.3.5 Güç genişlemesi	30
2.4 Doppler- Altı Doyum Spektroskopisi	32
2.4.1 Soğurum rezonansının fotodetektör üzerinde algılanması.....	33
2.4.2 Bennet çukurunun oluşumu	34
2.4.3 ¹³³ Cs atomik gazının Doppler-altı doyum rezonansları.....	38
2.4.4 Lazer merkez frekansının karalı hale getirilmesi.....	41
3. ATOMLARIN KOHERENT TUZAKLANMASI	43
3.1 Amaç	43
3.2 Atomik Sistemin Koherensisi.....	43
3.2.1 Lazer atom etkileşiminin yoğunluk matrisi ile gösterimi	46
3.2.2 Atomların koherent tuzaklanması	52
3.2.3 ¹³³ Cs atomik gazında atomların koherent tuzaklanması.....	59
3.3 Atomik Frekans Standardı.....	61
4. CPT DENEY DÜZENEGİ VE SONUÇLARI	63
4.1 Amaç	63
4.2 Sezyum Atomunun Fiziksel ve Optik Özellikleri	63
4.3 CPT Rezonansının Pompa-Prop Optik Geometrisi ile Algılanması	67
4.3.1 Pompa-Prop optik geometrisinin iki lazerle oluşumunun optik pompolama ve koherent tuzaklanmaya etkisi	67
4.3.2 Pompa – Prop optik geometrisinde pompa ışınım yoğunluğunun optik pompolama ve koherent tuzaklamaya etkisi	73

4.3.3 Pompa – Prop optik geometrisinde prop demet çapının optik pompolama ve koherent tuzaklamaya etkisi	78
4.4 Pump – Prop Optik Geometrisinde Optik Pompolama ve Koherent Tuzaklanmanın Kuantum Mekaniksel Teorisi	83
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	87
KAYNAKLAR.....	91
ÖZGEÇMİŞ.....	95

KISALTMALAR

AFS	: Atomic Frequency Standard
BS	: Beam-Splitter
CPT	: Coherent Population Trapping
ECDL	: Extented Cavity Diode Laser
EOM	: Electro Optic Modulator
FPE	: Fabry-Perot Etalon
FSR	: Free Spectral Range
FWHM	: Full Width At Half Maximum
GPS	: Global Positioning System
GLONASS	: Global Navigation Satellite System
MEMS	: Microelectromechanical Systems
ND	:Neutral Density Filter
PBS	:Polarizing Beam-Splitter
RWA	: Rotating-Wave Approximation
SAS	: Saturated Absorption Spectroscopy
VCSEL	: Vertical Cavity Diode Laser
VCXO	: Voltage Control Quartz Osilator

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1: Atomun iki seviyeli enerji gösterimi.	16
Şekil 2.2: E_k enerji seviyesinde bulunma olasılığının frekansa göre değişimi.	20
Şekil 2.3: E_k enerji seviyesinde atom sayısının zamana göre değişimi.	23
Şekil 2.4: Lazer atom etkileşimi.	26
Şekil 2.5: Doğal çizgi genişlemesi.	26
Şekil 2.6: Doppler genişlemesi (a) Emisyon (b) Soğurum.	28
Şekil 2.7: Doppler genişlemesi.	28
Şekil 2.8: Geçiş-zaman genişlemesi.	29
Şekil 2.9: Güç genişlemesi	32
Şekil 2.10: Soğurum rezonansının algılanması.	33
Şekil 2.11: Işınım yoğunluğunun spektral görünümü.	33
Şekil 2.12: Benet çukurunun algılanması.	35
Şekil 2.13: Enerji seviyelerindeki atom sayısının değişimi	35
Şekil 2.14: Soğurum katsayısının lazer demetinin frekansına göre değişimi	35
Şekil 2.15: Probe lazer demetinin soğurum çizgisi Demtröder, 1995, Bölüm 7.2.1).	37
Şekil 2.16: Doppler-altı doyum spektroskopisi deney şeması.	38
Şekil 2.17: Doppler-altı doyum spektroskopisi deney resmi.	38
Şekil 2.18: ^{133}Cs atomik gazının aşırı ince yapı geçişlerini gösteren enerji diagramı.	39
Şekil 2.19: Cs atomik gazının Doppler-altı doyum rezonansları.	40
Şekil 2.20: Cross-over rezonanslarının oluşumu.	40
Şekil 2.21: Cs atomik gazının Doppler-altı doyum rezonanslarının birinci türevi.	41
Şekil 2.22: Lazer merkez frekansının zamana göre değişimi.	42
Şekil 3.1: Atomların koherent uyarılması.	43
Şekil 3.2 : Atomların koherent uyarılması.	45
Şekil 3.3: Atomun iki seviyeli enerji gösterimi.	48
Şekil 3.4: Cs atomunun Zeeman enerji seviyeleri.	53
Şekil 3.5: Atomun üç seviyeli enerji gösterimi.	53
Şekil 3.6: Atomların enerji seviyelerindeki sayısı.	58
Şekil 3.7: CPT deney düzeneği blok şeması.	60
Şekil 3.8: CPT rezonans genliğinin pump ışınım yoğunluğuna göre değişimi, (a) 15.83 mW/cm^2 , (b) 10.83 mW/cm^2 ve (c) 5.83 mW/cm^2	60
Şekil 3.9: Atomik frekans standardı blok şeması.	61
Şekil 4.1: Sezyum atomunun D_1 enerji geçişi gösterimi.	65
Şekil 4.2: Sezyum atomunun D_2 enerji geçişi gösterimi.	66
Şekil 4.3: Sezyum gaz basıncının sıcaklık ile değişimi	67
Şekil 4.4: CPT rezonans deney düzeneğinin blok şeması.	68
Şekil 4.5: CPT rezonans deney düzeneği resmi.	68
Şekil 4.6: ^{133}Cs atomik gazının Doppler-altı doyum rezonansları.	69
Şekil 4.7: Pompa ve prop lazer demetleri ile algılanan CPT rezonansları.	70
Şekil 4.8 : CPT rezonansının pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.	71
Şekil 4.9: CPT genliği ve çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.	72

Şekil 4.10: CPT genliği ve çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi	72
Şekil 4.11: CPT rezonans deney düzeneğinin blok şeması.	73
Şekil 4.12: CPT rezonans deney düzeneğinin resmi.....	74
Şekil 4.13: CPT rezonansı genliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.	75
Şekil 4.14: CPT rezonansı genliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.	76
Şekil 4.15: CPT genliği ve çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi	77
Şekil 4.16: CPT genliği ve çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi	77
Şekil 4.17: CPT rezonans deney düzeneğinin blok şeması.	78
Şekil 4.18: CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.	80
Şekil 4.19: CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.	80
Şekil 4.20: CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.	81
Şekil 4.21: CPT çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.	82
Şekil 4.22: CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.	82
Şekil 4.23: ¹³³ Cs atomik gazının süper geçişlerini gösteren enerji diagramı.....	83
Şekil 4.24: CPT rezonanslarının oluştuğu enerji seviyeleri.....	84

SEZYUM ATOMİK GAZINDA OPTİK POMPOLAMA VE KOHERENT ETKİLERİN ARAŞTIRILMASI

ÖZET

SI birim sisteminde 1 sn, ^{133}Cs atomik gazınının temel enerji seviyesinin aşırı ince yapısı geçişine denk gelen elektromanyetik radyasyonun 9 192 631 770 adet osilasyon periyodu için geçen süre olarak tanımlanmaktadır.

Yedi temel SI biriminden olan zaman birimi saniye günümüzde hassas ve en doğru ölçüle bilen birimdir. Günümüzde uydu yer belirleme sistemlerinde ve uydu haberleşme sistemlerinde yüksek kararlılıklı ve doğruluklu atomik frekans standartlarına (Atomic Frequency Standard, AFS) ihtiyaç duyulmaktadır. Uydu sistemlerinin ihtiyaç duyduğu atomik saatlerin kompakt olma ve az enerji harcama özelliklerine sahip sistemler olması gerekliliği, az enerji tüketen küçük hacimli atomik saatlerin oluşumuna yönelik çalışmaları hızlandırmıştır. Bu durum bikromatik lazer ışınımı ile atomların koherent tuzaklanmasını (Coherent Population Trapping, CPT) esas alan atomik frekans standartlarının geliştirilmesi sürecini tetiklemiştir.

CPT temelli atomik frekans standartlarının oluşumu, frekans kararlılığı 10^{-8} – 10^{-9} değerlerinede olan voltaj kontrollü kuartz osilatörün frekans kararlılığını (Voltage Control Quartz Osilator, VCXO) 10^{-11} – 10^{-13} değerlerine ulaştırmak ile sağlanır. Bu değerlere ulaşmak ancak voltaj kontrollü kuartz osilatöre hata sinyali geri beslemesi uygulamak ile mümkün olur. CPT temelli AFS'lerinde hata sinyali, bikromatik lazer demeti ile atomların etkileşimi sonucunda oluşturulur ve elektronik olarak fotodedektör üzerinden algılanır. Algılanan sinyal kuartz osilatöre hata sinyali olarak geri besleme olarak verilir. CPT temelli AFS'ların frekans kararlılığı ve doğruluğu, geri besleme sinyali olarak kullanılan sinyalin kalite faktörüne bağlıdır. CPT rezonansının kalite faktörü $Q = \frac{C}{\Delta\nu}$ biçiminde tanımlanmaktadır. Eşitlikte C, CPT rezonansının sinyal genliği (kontrast) iken $\Delta\nu$ rezonansın çizgi genişliğidir. Kararlı AFS'ları daha ince çizgi genişliği ve daha fazla sinyal genliğine sahip CPT rezonans sinyallerin hata sinyali olarak kullanılması ile gerçekleşir. CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastı; atomik gazın türüne (^{87}Rb veya ^{133}Cs oluşuna), atomik gazının içine katıkılandırılmış gazın türüne (neon, argon, nitrojen), atomik gazın sıcaklığına, atomik gazın bulunduğu cam hücrenin boyutuna, bikromatik lazer ışınımının ışınım yoğunluğu, demet çapı ve polarizasyonuna göre değişkenlik göstermektedir.

CPT rezonansı, bikromatik lazer ışınımının alkali atomik gazlar (^{133}Cs veya ^{87}Rb) ile etkileşimi sonucunda atomların alkali gazların taban enerji seviyelerinin Zeeman enerji seviyelerinde tuzaklanması sonucunda oluşmaktadır. Zeeman seviyelerinde tuzaklanan atomlar bikromatik lazer ışınımı ile etkileşime girmezler ve etkileşime girmeyen atomlar rezonans frekansta (bikromatik lazer ışınım frekansının alkali atomik gazların taban enerjisine eşit olduğu durumda) transmisyon sinyali üzerinde bir artış olarak oluşur ve fotodedektör ile algılanmaktadır. CPT rezonansı literatürde, bikromatik lazer demeti ışınımının tek yönde atomlar üzerine gönderilmesi ve etkileşime sokulması yöntemi ile algılanmaktadır (pompa optik geometrisi). Bu

yöntem ile fotodedektör üzerinde algılanan sinyal üzerinde, Zeeman seviyelerinde tuzaklanmayan atomlardan gelen katkıda yer alır. Bu katkı fotodedektör üzerinde algılanan sinyal üzerinde, daha geniş bir Doppler çizgisi üzerinde daha küçük kontrast ve daha geniş çizgi genişliğine sahip CPT rezonansı algılanmasına neden olmaktadır. Bu katkıyı kaldırmak amacıyla tez çalışmasında CPT rezonansı, bikromatik lazer demetine ters yönde gönderilecek olan monokromatik lazer demeti ^{133}Cs atomik gazında algılanmıştır (pompa-prop optik geometrisi). Monokromatik lazer ışınımının frekansı, ^{133}Cs atomik gazının taban enerji seviyelerin birinde çalışacak şekilde ayarlanmıştır. Böylelikle sadece istenilen Zeeman seviyelerinde tuzaklanan atomlar algılanarak, daha ince çizgi genişliği ve daha yüksek kontrasta sahip CPT rezonansı algılanmıştır. Pompa-prop optik geometrisi ile algılanan CPT rezonansının kontrastı, pompa optik geometrisi ile algılanana göre ortalama 4 kat daha fazla iken, çizgi genişliği ise 2 kat daha ince gözlenmiştir. CPT rezonans çizgi genişliği ve kontrastına bikromatik lazer demeti ışınım yoğunluğu ve prop lazer demet çapının etkisi araştırılmıştır. Araştırmalar sonucunda pompa-prop optik geometrisi ile algılanan CPT rezonansının kontrastı; prop lazer demeti ışınımının farklı ışınım çapı ve bikromatik lazer demeti ışınım yoğunluğu değerlerinde lineer olarak artış gösterirken, pompa optik geometrisi ile algılanan CPT rezonansının kontrastının belirli bir değere kadar arttığı daha sonra azaldığı gözlenmiştir. Ayrıca yapılan araştırmalar sonucunda Pompa-prop ve pompa optik geometrileri ile algılanan CPT rezonanslarının çizgi genişliğinin ise bikromatik lazer demeti ışınım yoğunluğu ile lineer olarak artış gösterdiği saptanmıştır.

INVESTIGATION OF OPTICAL PUMPING AND COHERENT EFFECTS IN CESIUM ATOMIC GAS

SUMMARY

In the International System of Units (SI), the second has been defined to be the duration of 9 192 631 770 periods of the radiation corresponding to the transition between the two hyperfine levels of the ground state of the caesium 133 atom.

Today, the time unit second which is one of the seven SI base units is the most precisely and the accurately measured one. Today, Global Positioning Systems (GPS) and satellite communication systems require high stability and accuracy atomic frequency standards (Atomic Frequency Standard, AFS). The necessity of the satellite systems to be compact and less energy-consuming has accelerated the development of small volume atomic clocks with little energy-consuming properties. This situation has triggered the development of the atomic frequency standards based on Coherent Population Trapping, CPT of atoms by use of bichromatic laser radiation.

Formation of the CPT based atomic clock is obtained by the improvement of the frequency stability of the Voltage Controlled Quartz Oscillator, VCXO from values of $10^{-8} - 10^{-9}$ to values of $10^{-11} - 10^{-13}$. Reaching to these values is only possible with feeding an error signal back to the voltage controlled quartz oscillator. The error signal in the CPT based AFS is formed by the interaction of the bichromatic laser beam with the atoms and it is electronically detected by the photodetector. This signal by the photodetector is sent back to the quartz oscillator as the feedback error signal. The frequency stability and the accuracy of the CPT based AFS is related to the quality factor of the signal that is used as the feedback signal. The quality factor for the CPT resonance is defined as: $Q = \frac{C}{\Delta\nu}$. In the equality, C is the signal amplitude of the CPT resonance (contrast) whereas $\Delta\nu$ is the linewidth of the resonance. Stable AFSs are realized by use of the narrower linewidths and greater signal amplitudes of the CPT resonances as the error signals. The linewidth and the signal amplitude of the CPT resonances differs according to the type of the atomic gas (^{87}Rb or ^{133}Cs), to the type of the buffer gas (neon, argon, nitrogen), to the temperature of the atomic gas, to the dimensions of the atomic gas cell, to the radiation density of the bichromatic laser radiation, to the beam diameter and also to the polarization.

CPT resonance is formed by the interaction of the bichromatic laser radiation with the alkaline atomic gases (^{133}Cs veya ^{87}Rb) where atoms are trapped at the Zeeman energy levels of the ground energy levels of the alkaline gases. The atoms trapped at the Zeeman levels do not interact with the bichromatic laser radiation and these non-interacting atoms at the resonance frequency (at the situation where the frequency of the bichromatic laser radiation is equal to the ground energy levels of the alkaline atomic gases) result in an increase in the transmission signal that is detected by the photodetector. In the literature, CPT resonance is obtained by sending the

bichromatic laser radiation from one direction to the atomic gas and letting them interact with each other (optical pump geometry). With this method, the signal detected by the photodetector contain also the contribution of the atoms that are not trapped at the Zeeman levels. This contribution results in smaller amplitude and broader linewidth CPT resonances on larger Doppler backgrounds. In this thesis work, a monochromatic laser beam counter propagates towards the bichromatic laser beam and passes through the ^{133}Cs atomic gas resulting in the observation of the CPT resonances without the contribution mentioned above (pump-probe optical geometry). The frequency of the monochromatic laser beam has been tuned to a ground energy level of ^{133}Cs atomic gas. By this way, only the atoms trapped in the preferred Zeeman levels are detected and CPT resonances with narrower linewidth and higher signal amplitudes are observed. With the pump-probe optical geometry, the signal amplitude of the CPT resonances observed are about four times higher and the linewidths are two times narrower than optical pump geometry.

In order to observe the CPT resonance, the frequency of the monochromatic laser radiation has been adjusted so that it can operate on one of the ground energy levels of the ^{133}Cs atomic gas in the pump-probe optical geometry. The bi-chromatic pump laser beam has been generated using three different experimental approaches. Pump and probe beams are sent in opposite directions and they propagate through a glass cell filled with ^{133}Cs over which the influence of the magnetic field has been decreased.

For the bi-chromatic pump beam scheme, in the first experimental set-up two external cavity diode lasers (ECDL-1 and ECDL-2) with wavelengths of 852 nm were used. Pumping laser beam radiation has been obtained superposing the beams from the ECDL-1 and ECDL-2 on the beam splitter. Probe beam is obtained using the laser radiation from the ECDL-1. The linewidth and the contrast of the CPT resonance are investigated at the situation when the light intensity of the monochromatic laser radiation forming the pump laser beam was $I_1 = I_2$ and $I_1 = 0.1I_2$. As well as that, the influence of the pump beam intensity and the polarization of the laser beams to the linewidth and contrast of the CPT resonance is studied.

In the second experimental set-up, an external cavity diode laser with a wavelength of 852 nm is used to realize the bi-chromatic pump laser beam. The laser output beam from the ECDL is coupled to the Electro-Optic Modulator (EOM) and the laser light is modulated at 9.2 GHz corresponding to the ground energy levels of the ^{133}Cs atomic gas. By this way, at the output of the EOM the center frequency of the laser radiation and its sideband at a frequency of 9.2 GHz is obtained. The ratio of the intensity of the sideband to the center frequency is adjusted to 50%. Modulated laser light beam is directed towards the temperature controlled Fabry- Perot etalon with a Free Spectral Range (FSR) of 4 GHz through the polarizing beam splitter and the quarter waveplate and the reflected resonances from the etalon are observed. Fabry-Perot Etalon is scanned via temperature and the center frequency is suppressed as the cavity length is changed. The pump beam laser radiation comprised of the two sidebands at a distance of 9.2 GHz apart is achieved. The bi-chromatic pump beam scheme using the electro-optic modulator and the Fabry-Perot etalon resulted in thinner CPT resonances (with kHz linewidths) however it resulted in a two-fold decrease in the contrast value as compared with the first experimental set-up. The decrease in the contrast of the CPT resonance is considered to be due to the pump beam reflected from the etalon.

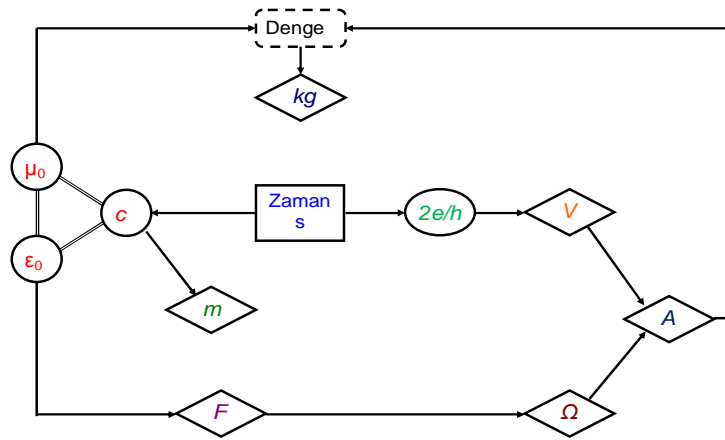
Thinner CPT resonances but decreased contrast observed with the second experimental set-up demanded the need for establishment of a new set-up and laser pump beam scheme. For this reason the third experimental set-up is established. In this set-up single ECDL is used. The output beam from the ECDL is coupled to the electro-optic modulator, modulated at frequencies corresponding to the ground energy levels of ^{133}Cs atomic gas and bi-chromatic laser pump radiation is generated. In this way, the spectral characteristics of the pump laser beam are conserved and trapping of more atoms at Zeeman levels is realized. This provided the observation of higher contrast CPT resonances. In this experimental set-up, the influence of the intensity of the pump laser radiation and the probe laser beam diameter to the linewidth and contrast of the CPT resonances are investigated.

The quantum mechanical approach has been used to explain the effectiveness of the pump-probe beam optical geometry compared to the pump beam geometry in obtaining thinner linewidth and higher contrast CPT resonances in the ^{133}Cs atomic gas.

1. GİRİŞ

SI birim sisteminde 1 sn, ^{133}Cs atomik gazınının temel enerji seviyesinin aşırı ince yapısı geçişine denk gelen elektromanyetik radyasyonun 9 192 631 770 adet osilasyon periyodu için geçen süre olarak tanımlanmaktadır.

Yedi temel SI biriminden olan zaman birimi saniye günümüzde 10^{-14} – 10^{-16} hassasiyetle, en doğru ölçülebilen birimdir. Bu nedenle, diğer birimlerin ölçüm doğruluklarını artırmak için zaman ve frekans ölçümlerinden yararlanılmaktadır (Şekil 1.1). Diğer taraftan, gelişen teknolojiyle birlikte doğru zaman bilgisine olan ihtiyacı karşılamak havacılık, uzay ve savunma sistemlerinde özel önem taşımaktadır. Günümüzde uydu yer belirleme sistemlerinde ve uydu haberleşme sistemlerinde yüksek kararlılıklı ve doğruluklu atomik frekans standartlarına (AFS) ihtiyaç duyulmaktadır. Geçtiğimiz 20 yıl süresince yüksek kararlılıklı ve doğruluklu AFS standartları geliştirilmiş ve GPS (Global Positioning System), GLONASS (Global Navigation Satellite System) gibi uydu konum belirleme sistemlerine yerleştirilmiştir. Bu tür uydulara konulmuş Rb ve Cs atomik frekans standartlarının frekans kararlılık ve doğrulukları 10^{-11} – 10^{-14} değerlerindedir. Laboratuvar ortamında geliştirilmiş Cs atomik fıskiye ve H-mazer gibi atomik frekans standartlarının doğruluk ve kararlılıkları 10^{-13} – 10^{-16} mertebesindedir.

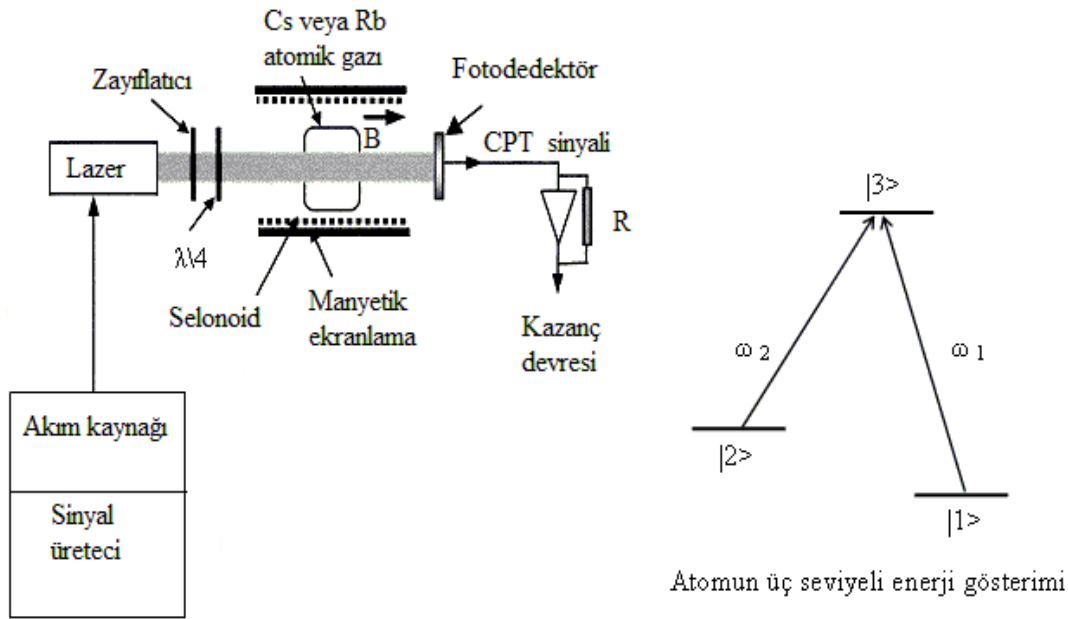


Şekil 1.1 : SI birimlerinin zaman birimi saniye ile bağlantısı ve türetilmesi.

Cs atomik fıskıye ve H-mazer gibi atomik frekans standartları bir çok ihtiyaçı karşılamalarına rağmen hem çok enerji harcaması nedeniyle, hem de uydu sistemleri içine yerleştirilemeyecek kadar kompakt olmadıklarından dolayı uydu sistemlerinde atomik saat olarak kullanılmaktadırlar.

Uydu sistemlerinin ihtiyaç duyduğu atomik saatlerin kompakt olma ve az enerji harcama ozeliklerine sahip sistemler olması gerekliliği, atomik saatlerin frekans kararlılığı H-mazer'lere, frekans doğrulukları Cs fıskıye'lere yakın değerlere sahip olabilecek atomik saatlerin oluşumuna yonelik çalışmaları hızlandırmıştır. Bu durum bikromatik lazer ışınımları ile atomların koherent tuzaklanmasını (Coherent Population Trapping, CPT) esas alan Rb veya Cs atomik frekans standartlarının geliştirilmesi surecini tetiklemitir.

AFS'lerin oluşumu, frekans kararlılığı 10^{-8} – 10^{-9} değerlerinede olan voltaj kontrollu kuartz osilatörün frekans kararlılığını (Voltage Control Quartz Osilator, VCXO) 10^{-11} – 10^{-13} değerlerine ulaştırmak ile sağlanır. Bu değerlere ulaşmak ancak, voltaj kontrollu kuartz osilatöre hata sinyali geri beslemesi uygulamak ile mümkün olur. Atomik frekans standartlarında hata sinyali, lazer demeti ile atomların etkileşimini sonucunda oluşturulur ve elektronik olarak fotodedektör üzerinden algılanır. Algılanan sinyal kuartz osilatöre hata sinyali olarak geri besleme olarak verilir. CPT temelli AFS'lerin oluşum düzeneği şekil 1.2'de görülmektedir.



şekil 1.2 : CPT temelli atomik frekans standardı.

İki tür CPT temelli atomik frekans standardı vardır. Bunlardan ilki ^{133}Cs CPT atomik frekans standardı iken bir diğeri ^{87}Rb CPT atomik frekans standardıdır. Bu şekilde isimlendirilmesinin nedeni, kuartz osilatörün çıkış frekansını kararlı hale getirmek için hata sinyalinin hangi tür atomik gaz ile lazer demetinin etkileşimi sonucunda elde edildiğinden kaynaklanmaktadır.

10 MHz'lik iki çıkışa sahip VCXO'nun birinci çıkışı, ^{133}Cs veya ^{87}Rb atomik gazının temel enerji seviyesinin süper ince geçişine denk gelecek olan 9.2 GHz (^{133}Cs için) veya 6.8 GHz'lik (^{87}Rb için) radyo frekansını üretmekte kullanılır. Üretilen radyo frekansı, monokromatik özelliğe sahip lazer demetinin merkez frekansını bikromatik yapmakta kullanılır. Bikromatik lazer demeti ışınımı, dış manyetik alan etkisinden izolasyonu sağlanmış içerisinde atomik gaz (^{133}Cs veya ^{87}Rb) bulunan cam hücre üzerine gönderilerek atomlar ile etkileşime sokulur. Lazer atom etkileşimi sonucunda temel enerji seviyesinin süper ince geçişinin Zeeman seviyelerinde tuzaklanması sonucu oluşan CPT rezonansı fotodetektör üzerinden elektronik olarak algılanır. Fotodetektör üzerinden algılanan sinyal, hata sinyali olarak VCXO'ya geribesleme olarak verilir. Bu şekilde voltaj kontrollü kuartz osilatörün her iki çıkışında kararlı hale getirilmiş olunur. Kararlı hale getirilmiş 10 MHz'lik ikinci çıkıştan frekans bölücü devreler kullanılarak 1 sn'nin oluşumu sağlanır. Kuartz osilatörün birinci çıkışı Cs veya Rb atomik gazının taban enerji seviyesindeki osilasyonu kararlı kıldığı için, ikinci çıkıştaki kararlı zaman biriminin sürekliliği gerçekleşmiş olunur.

CPT temelli atomik frekans standartlarının frekans kararlılığı ve doğruluğu, geri besleme sinyali olarak kullanılan sinyalin kalite faktörüne bağlıdır. Kararlı CPT AFS'ları daha ince çizgi genişliği ve daha fazla kontrasta sahip CPT rezonans sinyallerin hata sinyali olarak kullanılması ile gerçekleşir. CPT rezonansının kalite faktörü $Q = \frac{C}{\Delta\nu}$ biçiminde tanımlanmaktadır. Eşitlikte C, CPT rezonansının sinyal genliği (kontrast) iken $\Delta\nu$ rezonansın çizgi genişliğidir. CPT rezonansının çizgi genişliği ve sinyal genliği; atomik gazın türüne (^{87}Rb veya ^{133}Cs oluşuna), ^{87}Rb veya ^{133}Cs atomik gazının içine katıklandırılmış gazın türüne (neon, argon, nitrojen), atomik gazın sıcaklığına, içerisinde atomik gazın bulunduğu cam hücrenin boyutuna, bikromatik lazer ışınımının ışınım yoğunluğu ve polarizasyonuna göre değişkenlik gösterir.

1.1 Tezin Amacı

CPT rezonansı, biromatik lazer ışınımının alkali atomik gazlar (^{133}Cs veya ^{87}Rb) ile etkileşimi sonucunda atomların alkali gazların taban enerji seviyelerinin Zeeman enerji seviyelerinde tuzaklanması sonucunda oluşmaktadır. Zeeman seviyelerinde tuzaklanan atomlar bikromatik lazer ışınımı ile etkileşime girmezler ve etkileşime girmeyen atomlar rezonans frekansta (bikromatik lazer ışınım frekansının alkali atomik gazların taban enerjisine eşit olduğu durumda) transmisyon sinyali üzerinde bir artış olarak oluşur ve fotodedektör ile algılanmaktadır. CPT rezonansı literatürde, bikromatik lazer demeti ışınımının tek yönde atomlar üzerine gönderilmesi ve etkileşime sokulması yöntemi ile algılanmaktadır (pompa optik geometrisi). Bu yöntem ile fotodedektör üzerinde algılanan sinyal üzerinde, Zeeman seviyelerinde tuzaklanmayan atomlardan gelen katkıda yer almaktadır. Bu katkı fotodedektör üzerinde algılanan sinyal üzerinde, daha geniş bir Doppler çizgisi üzerinde daha küçük bir kontrast ve daha geniş çizgi genişliğine sahip CPT rezonansı algılanmasına neden olmaktadır. Bu katkıyı kaldırmak amacıyla tez çalışmasında CPT rezonansı, bikromatik lazer demetine ters yönde gönderilecek olan monokromatik lazer demeti ^{133}Cs atomik gazında algılanacaktır (pompa-prop optik geometrisi). Monokromatik lazer ışınımının frekansı, ^{133}Cs atomik gazının taban enerji seviyelerin birinde çalışacak şekilde ayarlanacaktır. Böylelikle sadece Zeeman seviyelerindeki tuzaklanan atomlar algılanarak, daha ince çizgi genişliği ve daha yüksek kontrasta sahip CPT rezonansı algılanacaktır. Bu yöntem ile CPT rezonans çizgi genişliği ve genliğine bikromatik lazer demeti ışınım yoğunluğu ve monokromatik lazer demet çapının etkisi araştırılacaktır.

1.2 Literatür Araştırması

CPT rezonansının çizgi genişliği ve sinyal genliğine etki eden parametreler literatürde farklı gruplar tarafından araştırılmıştır. Elde edilen sonuçlar ile ^{87}Rb veya ^{133}Cs CPT temelli atomik frekans standartları gerçekleştirilmiştir. Literatür araştırması, dünyada bu konuda çalışmış olan önde gelen bilim insanlarının çalışmaları tarihsel dizin, CPT rezonans çizgi genişliği ve sinyal genliğine etki eden parametreleri içerecek şekilde oluşturulmuştur.

CPT rezonansı deneysel olarak ilk defa 1976 yılında sodyum atomlarında gözlenmiştir. Çoklu mod frekansına sahip boya lazeri, Na atomunun taban enerji geçişi $3S_{1/2}$ ($F=1, F=2$) ile üst enerji geçişi olan $3P_{1/2}$ ($F'=2$) arasında taranmıştır. Bu çalışmada kullanılan boya lazerinin mod frekansları arasındaki frekans aralığı 350 MHz'dir ve ardışık altıncı bileşenleri arasındaki frekans aralığı Na atomunun taban enerjisinin süper ince geçişi arasındaki farka yakın değerdedir. Boya lazerinin frekansı, Na atomunun taban enerji geçişinin süper ince enerji geçişleri arasındaki fark olan 1772 MHz'e denk gelecek şekilde tarandığında, taban enerji seviyesinin Zeeman seviyelerinde tuzaklanması sonucu oluşan CPT rezonansı floransans sinyalinde karanlık bir çizgi şeklinde gözlenmiştir (Alzetta ve diğ., 1976).

1978 yılında iki adet boya lazeri kullanılarak CPT rezonansı Na atomlarında deneysel olarak gözlenmiş ve deney sonuçlarının Optik-Bloch denklemlerinin nümerik çözümler ile uyumlu olduğu gözlenmiştir. Bu çalışmada boya lazerlerinin merkez frekansları değişimi ± 1 MHz olacak şekilde kararlı hale getirilmiştir. Frekans kararlı hale getirilmiş boya lazerleri liner polarizasyona getirildikten sonra lazer merkez frekansları, Na atomlarının taban enerji seviyesinin süper ince geçişi olan $3S_{1/2}$ ($F=1, F=2$) ile üst enerji geçişi olan $3P_{1/2}$ ($F'=2$) aralığına denk gelecek şekilde taranmıştır. Oluşan CPT rezonansı floransans sinyalinde bir azalma (karanlık çizgi) olarak algılanmıştır. Algılanan CPT rezonansının yarı genlikteki çizgi genişliği 9 MHz'dir (Gray ve diğ., 1978).

1978 yılında CPT rezonansı ^{133}Cs atomik gazının taban enerji geçişi $6S_{1/2}$ ile üst enerji geçişi $6P_{3/2}$ arasında 30 MHz çizgi genişliğine sahip 852 nm dalga boyunda ışınım veren diyot lazer frekansı taranarak gözlenmiştir. CPT rezonansının çizgi genişliğine etkiyen; lazer demet ışınım yoğunluğu, lazer demeti ile Cs atomlarının etkileşim zaman süresi parametreleri deneysel olarak araştırılmıştır. Deneyde gözlenen çizgi genişliğinin, yoğunluk matrisi gösteriminin nümerik çözümleri ile uyduğu gözlenmiştir. Algılanan CPT rezonansının yarı genlikteki çizgi genişliği (Full Width At Half Maximum, FWHM) 15 kHz'dir (Theobald ve diğ., 1989).

1991 yılında CPT rezonansı; 795 nm'de dalga boyundan ışınım veren, eşit ışınım yoğunluğuna sahip, ışınım demetleri polarizasyonu dairesel hale getirilmiş iki adet dış kaviteli diyot lazerin (Extended Cavity Diode Laser, ECDL) merkez frekansları ^{87}Rb atomik gazının taban enerji seviyesinin süper ince geçişi olan $5S_{1/2}$ ($F=1, F=2$) ile üst enerji geçişi olan $5P_{1/2}$ ($F'=1$)'de taranması sonucunda gözlenmiştir. CPT

rezonansını gözlemek için lazerden birinin merkez frekansı $5S_{1/2}$ ($F=1$) ile $5P_{1/2}$ ($F'=1$) seviyesinde Doppler altı doyum spektroskopisi yöntemi kullanılarak elde edilen soğurum rezonansına kilitlenerek kararlı hale getirilmiş, ikinci lazer demetinin merkez frekansı ise $5S_{1/2}$ ($F=1$) ile $5P_{1/2}$ ($F'=2$) seviyelerinde taranarak soğurum rezonansında aydınlık çizgi (bright line) olarak fotodedektör üzerinden algılanmıştır. Bu çalışmada gözlenen CPT rezonansının FWHM'deki çizgi genişliği 70 kHz'dir. CPT rezonansının çizgi genişliği oluşum nedeninin lazer demetleri ile Rb atomlarının etkileşimi sonucu oluşan geçiş zaman genişlemesi (Transit Time Broadening) ve taban enerji seviyesinin Zeeman geçişlerini oluşturmak için uygulanan manyetik alanın homojen olmadığından kaynaklandığı belirtilmiştir (Akulshin ve diğ, 1991)

1994 yılında CPT rezonansının eşit ışınım yoğunluğuna sahip, aynı polarizasyonda olan, merkez frekansları atomların taban enerji seviyesinin süper ince geçişine denk gelen bikromatik lazer demetleri ile gözlemlene bileceği belirtilmiştir. Bikromatik lazer demeti ile atomların etkileşimi esnasında oluşan Doppler genişlemesinin (Doppler Broadening) CPT rezonansının çizgi genişliğini etkilemeyeceği ifade edilmiştir. Bu sonuca, bikromatik lazer ile atomların etkileşimini ifade eden üç seviyeli atom modeli kullanarak elde edilen denklemlerin çözümü ile ulaşılmıştır. (Zaretskii ve diğ, 1994).

1997 yılında manyetik ekranlanmış uzunluğu 2 cm çapı 1.8 cm olan cam hücreler içerisine saf ^{133}Cs atomik gazı ve içerisine 87 mbar neon gazı katkılanmış Cs+Ne atomik gazlarında CPT rezonansı gözlenmiştir. Çalışmada 852 nm dalgaboyunda ışınım veren iki adet ECDL lazerin ışınimleri üst üste bindirilmiş, frekansları birbirine faz kilitlenmiştir. Böylelikle Cs atomik gazının taban enerji geçişinin süper ince geçişleri arasına denk gelen 9.2 GHz frekans farkı bulunan bikromatik lazer demeti elde edilmiştir. Bikromatik lazer demeti dairesel polarizasyona getirilerek Cs ve Cs+Ne atomik gazına ayrı ayrı gönderilerek etkileşime sokulmuş ve CPT rezonansı aydınlık çizgi olarak fotodedektör üzerinden algılanmıştır. Bu çalışmada gözlenen CPT rezonanslarının FWHM'deki çizgi genişlikleri Cs atomik gazında 10.4 kHz, Cs+Ne atomik gazında ise 42 Hz olarak ölçülmüştür. Bu çalışmada ayrıca CPT rezonansının çizgi genişliğine etki eden bikromatik lazer demetinin ışınım yoğunluğu parametresi hem Cs atomik gazında hemde Cs+Ne atomik gazında ayrı ayrı

incelenmiştir. Cs+Ne atomik gazında Ne basıncının CPT rezonansının merkez frekansını ne kadar kaydırıldığı araştırılmıştır (Brandt ve diğ, 1997).

1999 yılında saf ^{133}Cs atomik gazı ve içerisine farklı basınçlarda neon gazı katkılanmış Cs+Ne atomik gazlarında gözlenmiş olan CPT rezonans çizgi genişliğine manyetik alanın, bikromatik lazer demeti polarizasyonu ve ışınım yoğunluğunun etkisi hem deneysel hemde teorik olarak detaylı şekilde araştırılmıştır. Deneysel çalışmalarda, Brandt ve diğ. (1997) kullanmış olduğu deneysel düzenek kullanılmıştır. Yapılan deneysel ve teorik araştırmalar sonucunda bikromatik lazer demeti ile Cs veya Cs+Ne atomik gazlarının etileşimi sonucunda gözlenen CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastının atomik frekans standartları oluşumunda kullanmaya uygun olduğu önerilmiştir (Wynands ve diğ, 1999).

2000 yılında manyetik ekranlanmış 2 cm uzunluğundaki cam hücre içerisine 8.7 kPa neon gazı katkılanarak oluşturulmuş Cs+Ne atomik gazında çizgi genişliği 100 Hz, sinyal kontrastı % 1 olan CPT rezonansı gözlenmiştir. Fotodetör üzerinden algılanan CPT rezonansı voltaj kontrollü kuartz osilatörünün çıkış frekansı kararlı hale getirmek için hata sinyali olarak kullanılmıştır. Böylelikle frekans kararlığı 1 ile 10^5 s arasında $< 3 \times 10^{-11}$ değerinde olan, boyutları 1 cm x 1 cm x 2 cm ve 100 mW enerji harcayan atomik frekans standardı deneysel olarak gerçekleştirilmiştir. CPT rezonansını gözlemek için yüksek frekanslara kadar modüle edile bilen, lazer çizgi genişliği 50 MHz olan 852 nm dalga boyunda çalışan diyot lazer (Vertical Cavity Diode Laser, VCSEL) kullanılmıştır. Bikromatik lazer ışınımı, lazer akımının 9.2 GHz'lik radio frekansı ile modüle edilmesi yöntemiyle gerçekleştirilmiştir. 9.2 GHz'lik radyo frekansı ise, iki frekans çıkışı bulunan VCXO'nun 5 MHz bir frekans çıkışı elektronik çarpıcı devrede çarpılarak üretilmiştir. Bikromatik lazer ışınımı dairesel polarizasyona getirilmiş, frekansı $6S_{1/2}$ (F=3,4) ve $6P_{3/2}$ (F=3) tararanarak CPT rezonansı gözlenmiştir. CPT rezonansı hata sinyali olarak VCXO'ya geri besleme sinyali olarak verilmiştir (Kitching ve diğ, 2000).

2001 yılında manyetik ekranlanmış, uzunluğu 2 cm çapı 2.5 cm olan cam hücreler içerisine 5.1 ve 9.7 kPa neon katkılanmış Cs+Ne ve 5.3 kPa neon ve argon gazı katkılanmış Cs+Ne+Ar atomik gazlarında CPT rezonansı gözlenmiştir. CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastının bikromatik lazer demetinin ışınım yoğunluğu ve atomik gazın sıcaklık parametreleri ile nasıl değiştiği araştırılmıştır. Çalışmalar sonucunda CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastının bikromatik

lazer demetinin ışınım yoğunluğu artıka liner Şekilde artığı gözlenmiştir. CPT rezonansının genliğinin atomik gazın sıcaklığına göre değişimi araŐtırılmıŐ, belirli bir sıcaklığa kadar kontrastın artığı (25^0 ile 30^0 arası) daha sonra azaldığı gözlenmiştir. CPT rezonansını gözlemek için yüksek frekanslara kadar modüle edile bilen, lazer çizgi genişliği 50 MHz olan 852 nm dalga boyunda alıŐan VCSEL lazer kullanılmıştır. VCSEL lazerinin akımı, VCXO'dan frekans çarpıcı elektronik devreler ile üretilmiş 9.2 GHz ile modüle edilmiştir. Böylelikle Cs atomik gazının taban enerji seviyesinin süper ince geiŐilerine ($6S_{1/2}$ F=3,4) denk gelecek Şekilde bikromatik lazer ışınımını elde edilmiştir. Bikromatik lazer ışınımının dairesel polarizasyona getirilerek frekansı $6S_{1/2}$ (F=3,4) ve $6P_{3/2}$ (F=3) tararanarak CPT rezonansı gözlenmiştir. İçerisinde 5.3 kPa argon ve neon gazı katkılanırılmıŐ Cs+Ne+Ar atomik gazından dedekte edilen CPT rezonansı hata sinyali olarak VCXO'ya geri besleme sinyali olarak verilmiş ve frekans kararlığı 1 ile 10^3 s arasında $< 7 \times 10^{-13}$ değerinde olan atomik frekans standardı deneysel olarak gerçeklenmiŐtir (Knappe ve diğ, 2001).

2002 yılında manyetik ekranlanmış, uzunlukları 5 mm ve 20 mm çapı ise 20 mm olan cam hücreler içerisine 5 kPa neon katkılanırılmıŐ Cs+Ne atomik gazında CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastın atomik gazın sıcaklığı ile nasıl değiştiği hem deneysel hemde teorik olarak araştırılmıştır. Araştırmada CPT rezonansının kontrastının belirli bir sıcaklığa kadar (20^0 ile 45^0 C arası) artığı daha sonra azaldığı ve 65^0 C'de tamamen yok olduğu gözlenmiştir. CPT rezonans kontrastının bu Őekildeki davranıŐı, sıcaklık artıŐından dolayı soğurum katsayısı (Absorption Coefficient) artıŐından kaynaklandığı ifade edilmiştir. Yani temel enerji seviyesindeki atomlar sıcaklık artıka daha üst uyarılma seviyelerine ıkımıŐ böylelikle taban enerji seviyesinde tuzaklanana bilecek atom sayısı azalmasına nedenine bađlamıŐlardır. Taban enerji seviyesindeki atom sayısının azalması CPT rezonansının kontrastında azalmaya neden olduğu ifade edilmiştir. CPT rezonansının çizgi geniŐliđin sıcaklıkla genişlemesinin nedeninin ise; sıcaklık artıŐının atomlar arası çarpışma sayısını artırdığını ve çarpışma sonrasında atomların spin açısal momentumlarını deđiŐtirdiđini, bu deđiŐimin taban enerji seviyesinde ki atom koherensisini bozduğu nedenine bađlamıŐlardır. Deneyslerde CPT rezonansını gözlemek için yüksek frekanslara kadar modüle edile bilen, lazer çizgi genişliği 50 MHz olan 852 nm dalga boyunda alıŐan VCSEL lazer kullanılmıştır. VCSEL

lazerinin akımı, VCXO'dan frekans çarpıcı elektronik devreler ile üretilmiş 9.2 GHz ile modüle edilmiştir. Böylelikle Cs atomik gazının taban enerji seviyesinin süper ince geçişlerine ($6S_{1/2}$ F=3,4) denk gelecek şekilde bikromatik lazer ışınımını elde edilmiştir. Bikromatik lazer ışınımının dairesel polarizasyona getirilerek frekansı $6S_{1/2}$ (F=3,4) ve $6P_{3/2}$ (F=3) tararanarak CPT rezonansı gözlenmiştir (Knappe ve diğ., 2002).

1998 yılında manyetik ekranlanmış, uzunluğu 4 cm çapı 4 cm olan, içerisinde değişik basınçlarda katkılanmış gazlar bulunan (Ne, CH₄, C₃H₈, C₄H₁₀, N₂) cam hücrelerde CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastı teorik hesaplanmış ve 852 nm dalga boyunda çalışan diyot lazer ile deneysel olarak incelenmiştir. CPT rezonansının kontrastı katkılanmış cam hücrelerde (Cs+Ne, Cs+CH₄, Cs+C₃H₈, Cs+ C₄H₁₀, Cs+N₂) teorik olarak %3.1 hesaplanırken deneysel olarak % 2 ile % 3 arasında değişen oranlarda ölçülmüştür. Katkılanılmamış cam hücrede (içerisinde saf Cs atomik gazı bulunmayan) teorik olarak % 6.2 hesaplanırken deneysel olarak %5 ölçülmüştür. En ince çizgi genişliği içerisinde 46 Torr neon bulunan Cs+Ne atomik gazında 50 Hz olarak ölçülmüştür. Yapılan teorik çalışmada, taban enerji seviyesinin Zeeman geçişlerinde koherent tuzaklanan atomların yaşam sürelerini tamamladıktan sonra tuzaklanmadan çıktıkları fakat bikromatik lazer demeti ile tekrar etkileşimi sonucunda yine bu seviyelerde tuzaklandıkları ve bu döngünün taban enerji seviyesinin süper ince geçişlerinde salınım oluşturduğu gösterilmiştir. Bu salınımın frekansının taban enerji seviyesinin süper ince geçişine denk geleceği ve cam hücrenin etrafını sara bilecek dalga klavuzu ile algılanabileceği belirtilmiştir. Yapılan deneysel çalışmalarda 19 Torr nitrogen katkılanmış Cs+Ne atomik gazının bulunduğu cam hücre TE₀₁₁ modunda çalışan dalga klavuzunun içerisine yerleştirilmiştir. Dalga klavuzu ile Cs atomik gazının taban enerji seviyesinin süper ince geçişine denk gelen 9.2 GHz' lik radyo frekansı algılanmıştır. Algılan sinyalin çizgi şekli Lorentzian, genişliği 1 kHz'den küçük ve sinyal genliği 60 fW'dır. Deneysel araştırmalarda gözlenmiş sinyalin genliğinin atomik gazın sıcaklığına göre değişimi incelenmiştir. Gözlenen bu sinyalin, atomik frekans standartlarının oluşumunda kuartz osilatöre geri besleme sinyali olarak verilebileceği ifade edilmiştir (Vanier ve diğ., 1998).

1999 yılında içerisinde 37 Torr neon ve 19 Torr nitrojen ile katkılanmış Cs+Ne ve Cs+N₂ gazlar bulunan cam hücreler TE₀₁₁ modunda çalışan farklı dalga

klavuzlarının içerisine yerleştirilmiştir. Cs atomik gazının taban enerji seviyesinin süper ince geçişine denk gelen 9.2 GHz radyo frekansı genliğinin, 852 nm dalga boyundaki bikromatik lazer demetinin ışınım yoğunluğu ile nasıl değiştiği araştırılmıştır. Araştırmalar sonucunda 37 Torr neon katkılanmış Cs+Ne atomik gazında 1 fW genliğe sahip 120 Hz çizgi genişliğinde radyo frekansı algılanırken, 19 Torr nitrojen katkılanmış Cs+N₂ atomik gazında 100 fW genliğe sahip 300 Hz çizgi genişliğinde radyo frekansı algılanmıştır (Godone ve diğ, 1999).

2000 yılında uzunluğu 1cm ve 19 Torr nitrojen ile katkılanmış Cs+N₂ gazları bulunan cam hücre TE₀₁₁ modunda çalışan dalga klavuzunun içerisine yerleştirilerek, Cs atomik gazının taban enerji seviyesinin süper ince geçişine denk gelen 9.2 GHz radyo frekansının bikromatik ışınım şiddeti ile nasıl kaydığı (Light Shift) teorik ve deneysel olarak incelenmiştir. Radyo frekansının merkez frekansındaki frekans kaymasının nedenin, radyo frekansı oluşumu için gerekli olan bikromatik ışınımını elde edilirken lazer merkez frekansının bastıramadığı ve bu bileşenin lazer demeti ışınımında spektral olarak bulunmasından kaynaklandığı ifade edilmiştir. Bikromatik lazer demetinde yer alan merkez frekansı genliği bileşenin atomik sistemi pertürbe ettiği ve bu pertürbasyonunda taban enerji seviyesindeki osilasyonun merkez frekansını kaydıracağı belirtilmiştir. Bu frekans kaymasının ortadan kaldırılabilmesi için uygun modülasyon derinlikleri verilerek bikromatik ışınımın oluşturulabileceği ve oluşan bikromatik ışınımın spektral bileşeninde merkez frekansı genliğinin bastırılarak (yok edilerek) mümkün olabileceği belirtilmiştir (Levi ve diğ, 2000).

2004 yılında teorik ve deneysel olarak ⁸⁷Rb atomik gazının taban enerji seviyesinde osilasyon oluşabileceği teorik olarak incelenmiş ve deneysel olarak gözlenmiştir. Dedekte edilen 210 Hz çizgi genişliği ve 1.6 pW genliğindeki 6.8 GHz radyo frekansı, 10 MHz'lik VCXO'nun frekansını kararlı hala getirmek için hata sinyali olarak kullanılmıştır. Frekans kararlılığı 1 ile 10⁴ s aralığında < 1x10⁻¹³ değerinde olan atomik frekans standardı deneysel olarak gerçekleştirilmiştir. 6.8 GHz radyo frekansı dedekte etmek için uzunluğu 2.2 cm çapı 2.8 cm olan içerisine 25.7 Torr Argon ve nitrojen karışımı katkılanmış ⁸⁷Rb+Ar+N₂ atomik gazı bulunan cam hücre TE₀₁₁ modunda çalışan dalga klavuzunun içerisine yerleştirilmiş ve 795 nm dalgaboyunda çalışan ECDL lazeri ile dedekte edilmiştir. Bikromatik lazer demeti ışınımını elde etmek için elektro optik modülatör kullanılmıştır. 6.8 GHz değerindeki radyo frekansının çizgi genişliğine, bikromatik lazer demetinin ışınım yoğunluğunun ve

atomik gazın sıcaklığının etkisi araştırılmıştır. Dedekte edilen radyo frekansı, VCXO'nun frekansını kararlı hale getirmek için kullanılmak istendiğinde hangi elektronik kaynaklardan frekans kararlılığını bozmaya yönelik gürültüler gelebileceği teorik ve deneysel olarak incelenmiştir (Godone ve diğ, 2004).

2005 yılında yüksek frekanslara kadar modüle edile bilme özelliğine sahip 795 nm dalga boylu VCSEL lazer kullanılarak, ^{87}Rb atomik gazından CPT rezonansı elde edilmiştir. CPT rezonansı hata sinyali olarak kullanılmış ve VCXO'nun çıkış frekansı kararlı hale getirilmiştir. Böylelikle 8.6 cm x 7.6 cm x 1.9 cm boyutlarında , 125 cm³ hacminde, frekans kararlığı 1 ile 10³ s aralığında $< 6 \times 10^{-11}$ olan ilk ticari atomik frekans standardı gerçekleştirilmiştir (Vanier ve diğ, 2005).

2005 yılında VCSEL lazer ^{87}Rb hücresi, ^{87}Rb ısıtıcısı, fotodedektör ve optik bileşenlerin bulunduğu 12 mm³ hacmindeki, frekans kararlığı 1 ile 10 s aralığında $< 4 \times 10^{-11}$ olan atomik frekans standardı mikroelektro-mekanik sistemler (MEMS) teknolojisi kullanılarak gerçekleştirilmiştir (Knappe ve diğ, 2005).

2005 yılında CPT teorisi, CPT rezonansı çizgi genişliği ve kontrastına etki eden parametrelerin incelendiği, CPT rezonansları kullanılarak oluşturulmuş atomik frekans standartlarının (pasif ve mazer CPT frekans standartların) frekans kararlılıkları hakkında bilgi sunan geniş bir çalışma yayınlanmıştır (Vanier, 2005).

2003 yılında uzunluğu 40 mm, 1 mm ve 3 mm olan ve içerisinde saf Cs atomik gazı bulunan ince cam hücrelerde CPT rezonans sinyalleri gözlenmiştir. Çalışmada CPT rezonans çizgi genişliğinin bikromatik lazer demetinin ışınım yoğunluğu ile nasıl değiştiği araştırılmıştır. Çalışmalar sonucunda 1mm ve daha ince cam hücrelerde zayıf bikromatik lazer demeti ile 25 kHz çizgi genişliğine sahip rezonanslar gözlemlene bilineceği belirtilmiştir. Bu çizgi genişliği değerlerindeki rezonansların gözlemlene bilmesi için cam hücrenin uzunluğunun, bikromatik lazer demeti ışınım çapından küçük olması gerekliliği ifade edilmiştir. İnce cam hücrelerde gözlemlenen CPT rezonansının oluşumuna, cam hücre içerisinde hücrenin duvarlarına dik yöndeki hareket eden yavaş atomların katkı sağladığı teorik olarak hesaplanmış ve belirtilmiştir (Fukuda ve diğ, 2003).

2004 yılında içerisinde değişik basınçlarda neon katkılanmış Cs+Ne atomik gazı bulunan cam hücreler ile CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastının cam hücrenin uzunluğu ile ne şekilde değiştiği araştırılmıştır. Araştırmalar VCSEL lazer

ile gerçeklenirken, cam hücrenin uzunluğu hücrenin içerisine yerleştirilmiş hareket eden ayna mekanizması ile sağlanmıştır. Bu mekanizma ile uzunluğu santimetre boyutlarında olan cam hücrenin uzunluğu milimetre boyutlarına kadar ayarlana bilinmiştir. Araştırmalar sonucunda uygun basınç ve cam hücre uzunluğu seçildiğinde; santimetre uzunluğundaki cam hücrelerde gözlenen CPT rezonans çizgi genişliği ve kontrast değerlerinin milimetre uzunluğundaki cam hücreler ilede gerçekleştirilebileceği belirtilmiştir. Bunun gerçekleştirilebilmesi için bikromatik lazer demeti ışınım yoğunluğunun, santimetre uzunluğundaki cam hücrelere göre milimetre uzunluğundaki cam hücrelerde daha fazla olması gerekliliği ifade edilmiştir. CPT rezonans çizgi genişliğinin hücrenin uzunluğu arttıkça azaldığı, genliğinin ise belirli bir uzunluk değerine kadar arttığı daha sonra azaldığı tespit edilmiştir (Knappe ve diğ., 2004).

2005 yılında cam hücre uzunluğunun bikromatik lazer demeti ışınım çapından küçük olduğu hücrelerde CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastına hangi hızdaki atomların katkı sağladığı deneysel ve teorik olarak araştırılmıştır. Araştırmada uzunluğu 0.2 ve 20 mm olan içerisinde saf Cs atomik gazı bulunan ince cam hücreler kullanılmıştır. CPT rezonansının oluşumuna hangi hızdaki atomların katkı sağladığını belirlemek için bikromatik lazer demeti ışınımının merkez frekansı, Cs atomik gazının taban enerji seviyesinin süper ince geçişne denk gelen merkez ve merkezden 250 MHz uzakta taranarak araştırılmıştır. Uzunluğu 0.2 mm olan hücrede rezonans frekansta gözlenen CPT kontrastı rezonans olmayan frekanstakine göre 10 kat fazla iken, çizgi genişliği ise daha ince gözlenmiştir. Uzunluğu 20 mm olan hücrede rezonans frekansta gözlenen CPT kontrastı, rezonans olmayan frekanstakine göre 4 kat fazla iken, çizgi genişliğinin ise hemen hemen değişmediği gözlenmiştir. Deneysel sonuçlarının yoğunluk matrisi çözümü ile uyumlu olduğu gösterilerek, CPT rezonans oluşumuna cam hücre içerisinde hücrenin duvarlarına dik yöndeki hareket eden yavaş atomların katkı sağladığı belirtilmiştir (Fukuda ve diğ., 2005).

2007 yılında CPT rezonans çizgi genişliği ve kontrastı parametreleri uzunluğu (kalınlığı) mikrometre boyutunda olan, içerisinde saf alkali atomik gazı (Cs veya Rb) bulduran cam hücrelerde teorik olarak araştırılmıştır. Çalışmada içerisinde saf alkali atom bulunan mikrometre uzunluğundaki hücreler için, lazer demeti ile atomların etkileşimi üç seviyeli atomik model kullanılarak yoğunluk matrisi gösterimi ile ifade edilmiştir. Yoğunluk matrisi gösterimi kullanılarak elde edilen

Optik-Bloch denklemleri, CPT rezonans çizgi genişliği ve kontrastına etki gösteren hücre uzunluğu ve lazer demeti ışınım yoğunluğu için numerik olarak çözülmüştür. Nümerik çözümler sonucunda yavaş atomların CPT rezonansının merkezinde dar çizgi genişliği, hızlı atomların ise merkezden uzaklaştıkça çizgiyi genişlettiği gösterilmiştir. CPT rezonansının kenarlarında oluşan çizgi genişliğinin türevi alınarak kaldırılması ve böylelikle merkezdeki dar çizginin belirgenleşeceği ifade edilmiştir. CPT rezonansının çizgi genişliğinin mikrometrik hücre uzunluğu (L) ile $\Delta\nu = L^{-1/3}$ şeklinde değiştiği hesaplanmıştır. CPT rezonansının çizgi genişliğinin lazer demetinin ışınım yoğunluğu (Ω , Rabi frekansı) ile değişimi ise $\Delta\nu = (\Omega^2)^{2/3}$ olarak hesaplanmıştır (Failache ve diğ, 2007).

2009 yılında cam hücre uzunlukları 10, 100, 2000 μm olan ve içerisinde saf ^{85}Rb atomik gazı bulunan hücrelerde CPT rezonansı çizgi genişliği ve kontrastı farklı atomik sıcaklıklarda araştırılmıştır. Deneyler sonucunda farklı atomik sıcaklıklarda uzunlukları 10, 100, 2000 μm olan hücrelerde sırasıyla 175 kHz, 128 kHz, 54 kHz çizgi genişliği ve % 0.6, % 3.5, % 5 kontrast değerine sahip CPT rezonansları gözlenmiştir (Lenci ve diğ, 2009).

2012 yılında içerisinde 79 Torr basınçta neon katkılanmış uzunluğu 1.2 mm olan Cs+Ne atomik gazı bulunan cam hücre ile çizgi genişliği 1.6 kHz kontrastı % 1.25 olan CPT rezonansı gözlenmiştir. Dedekte edilen rezonans 10 MHz VCXO'nun çıkış frekansını kararlı hale getirmek için hata sinyali olarak kullanılmış ve frekans kararlılığı 1 ile 40000 s aralığında $< 4 \times 10^{-12}$ olan atomik frekans standardı deneysel olarak gerçekleştirilmiştir. Çalışmada CPT rezonans çizgi genişliğinin atomik sıcaklık ile değişimi incelenmiştir. Ayrıca çalışmada CPT rezonans kontrastının bikromatik lazer ışınımı elde etmek için kullanılan radyo frekansının gücü ile olan ilişkisi araştırılmıştır (Boudot ve diğ, 2012).

2005 yılında bikromatik lazer demeti ile atomik gazların etkileşimi 3 seviyeli atomik ve Schrödinger gösterimi kullanılarak teorik ve analitik olarak incelenmiştir. Çalışmada lazer demeti ile atomik gazların etkileşimi; atomlar arası çarpışmanın, dış manyetik alan ve lazer ışınım basıncının ihmal edildiği durumda incelenmiştir. Çalışmada taban enerji seviyesindeki atomların toplam açısal momentumlarının $J_1, J_2 \gg 1$ olmalarından dolayı bu seviyelerde bulunan atom popülasyonunun ancak % 50'sinin CPT rezonans oluşumuna katkı verdiği, rezonans oluşumuna katkı vermeyen atomların ise rezonans çizgi genişliğini artırdığı teorik ve analitik olarak

gösterilmiştir. CPT rezonans oluşumuna katkı veren atomların, bikromatik lazer ışınımına ters yönde gönderilecek monokromatik lazer ışınım ile algılanabileceği belirtilmiştir. Bu yöntem ile saf alkali atomik gazlarında daha ince çizgi genişliğine sahip CPT rezonans gözlemlenebileceği ifade edilmiştir (Izmailov, 2005).

1.3 Hipotez

Alkali atomik gazların taban enerji seviyesindeki atomların toplam açısal momentumları, $J_1, J_2 \gg 1$ olmalarından dolayı bu seviyelerde bulunan atom popülasyonunun ancak % 50'sinin Zeeman seviyelerinde tuzaklanmakta ve CPT rezonans oluşumuna katkı vermektedir. Rezonans oluşumuna katkı vermeyen atomlar ise rezonans çizgi genişliğini artırırken rezonansın kontrastını azalmaktadır. CPT rezonans oluşumuna katkı veren atomların bikromatik lazer ışınımına ters yönde gönderilen monokromatik prop lazer demeti ile algılanması, daha ince çizgi genişliği ve daha yüksek kontrasta sahip CPT rezonansının dedekte edilebilmesini mümkün kılacaktır. Tez çalışmasında CPT rezonansı, yüksek ışınım yoğunluğuna sahip bikromatik lazer ışınımı (pompa) ve daha az ışınım yoğunluğuna sahip monokromatik lazer ışınımı (prop) ^{133}Cs atomik gaz ile etkileşime sokularak algılanacaktır. Pump lazeri demeti cam hücre içerisinde bulunan Cs atomları ile etkileşime sokulacak, Cs atomunun taban enerji seviyesinin aşırı ince geçişlerinin Zeeman seviyelerinde tuzaklanması sonucu oluşan CPT rezonansı oluşumu için kullanılacaktır. Prop lazeri demeti ise ters yönde cam hücrenin içerisine gönderilerek CPT rezonansın algılanması için kullanılacaktır.

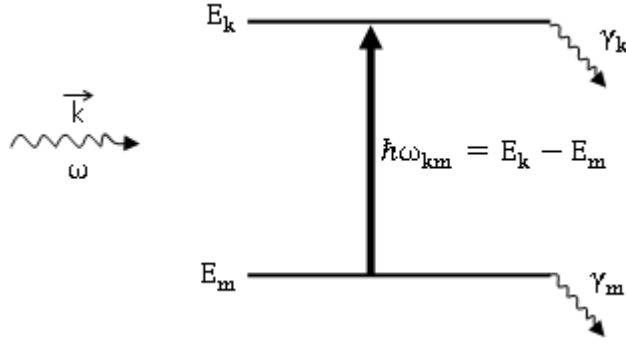
2. LAZER SPEKTROSKOPİSİ

2.1 Amaç

Lazer spektroskopisi, lazer demeti ile atomik gazlarının etkileşimini inceleyen spektroskopidir. Lazer demetinin atomik gazlarla etkileşimi sonucunda soğurum rezonansları oluşur. Soğurum rezonansları, lazer metrolojisinde lazer merkez frekansının kararlı hale getirilmesinde kullanılırken uzunluk birimi metre (m) veya zaman birimi saniye (s)' nin oluşumunu sağlar. Lazer atom etkileşimi sonucunda, lazerin merkez frekans çizgisinde genişlemeler gözlenir. Lazer merkez frekansındaki genişlemeler; Doğal Çizgi Genişliği (Natural Linewidth), Doppler Genişliği (Doppler Width), Geçiş-Zaman Genişlemesi (Transit-Time Broadening), Güç Genişlemesi (Power Broadening) ve Çarpışma Genişlemesi (Collision Broadening) olarak adlandırılır. Bu bölümde lazer atom etkileşimi sonucunda gözlenen soğurum rezonanslarının ve lazer merkez frekansındaki genişlemelerin nasıl oluştuğu hakkında bilgi verilecektir.

2.2 Lazer Atom Etkileşimi

Lazer atom etkileşimi kuantum mekaniksel veya yarı klasik model yaklaşımı ile incelenir. Kuantum mekaniksel modellemede; lazer demeti ve atomik gazın enerjisi kuantalı olarak kabul edilir. Yarı klasik modelde ise bir elektrona sahip atomik gazın enerjisi kuantalı, atomik gaz ile etkileşime girecek olan lazer demeti düzlem dalga ve enerjisi klasik olarak kabul edilir. Bu bölümde lazer atom etkileşimi yarı klasik olarak incelenecektir. Lazer demeti ile etkileşime girecek olan E_m , E_k enerji özdeğerlerine sahip bir elektronlu atomik gazın iki seviyeli enerji gösterimi şekil 2.1'de görülmektedir.



Şekil 2.1: Atomun iki seviyeli enerji gösterimi.

E_0 genliğine sahip, ω frekanslı, $+z$ yönünde ilerleyen lazer demetinin tek elektronlu atom ile etkileşime girdiğini varsayalım. Lazer demetini düzlem dalga olarak

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cdot \cos(\omega t - \mathbf{k}z) \quad (2.1)$$

eşitliğince ifade ederiz. Atom tek elektronlu haliyle bir dipol oluşturur. Lazer atom etkileşimi; lazer demetinin \mathbf{E} alanı ile dipolün etkileşimi şeklinde ortaya çıkar ve zamana bağlı pertürbasyon problemidir. Etkileşim Hamiltonian'ı

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V \quad (2.2)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlikte \mathcal{H}_0 atomun pertürbe olmamış durumdaki Hamiltonian'ı iken V pertürbasyon operatörüdür ve

$$V = \mathbf{p} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{p} \cdot \mathbf{E}_0 \cos(\omega t) \quad (2.3)$$

ile ifade edilir. (2.3) eşitliğinde $\mathbf{p} = -e \cdot \mathbf{r}$ dipol operatörüdür. Lazer demeti ile atomun etkileşimi sonucunda oluşacak öz durumlar zamana bağlı Schrödinger denkleminin çözümleridir. Öz durumları $\psi(\mathbf{r}, t)$ dalga fonksiyonu ile ifade edersek

$$\mathcal{H}\psi(\mathbf{r}, t) = \frac{i}{\hbar} \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.4)$$

zamana bağlı Schrödinger denkleminin çözümlerini

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n(t) u_n(\mathbf{r}) e^{-i\frac{E_n t}{\hbar}} \quad (2.5)$$

eşitliğince pertürbe olmamış öz durumlar cinsinden yazılabiliriz. (2.5) eşitliğinde E_n n. durumdaki pertürbe olmamış atomun enerji özdeğerlerini gösterirken $u_n(\mathbf{r})$ öz durumların uzaysal kısmını ifade etmektedir. Şekil 2.1'deki iki seviyeli $|m\rangle$, $|k\rangle$ öz durumlu E_m , E_k enerji özdeğerlerine sahip bir elektronlu atomik gazın pertürbe durumdaki dalga fonksiyonu çözümlerini (2.5) eşitliğini kullanarak yazabiliriz.

$$\psi(\mathbf{r}, t) = m(t) u_m e^{-i\frac{E_m t}{\hbar}} + k(t) u_k e^{-i\frac{E_k t}{\hbar}} \quad (2.6)$$

(2.6) eşitliğinde $m(t)$ ve $k(t)$ katsayıları zamana bağlı pertürbe olmuş $|m\rangle$, $|k\rangle$ öz durumlarının olasılık genliğini ifade ederken $|m(t)|^2$ ise t zamanda sistemin $|m\rangle$ öz durumunda bulunma olasılığını ifade eder. Eşitlik (2.6) ve (2.2)'yi eşitlik (2.4)'de yazdığımızda

$$i\hbar \dot{m}(t) u_m e^{-i\frac{E_m t}{\hbar}} + i\hbar \dot{k}(t) u_k e^{-i\frac{E_k t}{\hbar}} = m V u_m e^{-i\frac{E_m t}{\hbar}} + k V u_k e^{-i\frac{E_k t}{\hbar}} \quad (2.7)$$

eşitliğini elde ederiz. Eşitliğin her iki tarafını pertürbe olmamış öz durumların dalga fonksiyonunun kompleks eşleniği $u_n^*(n=i, k)$ ile çarpar ve uzaysal integralini aldığımızda

$$\dot{m}(t) = -\frac{i}{\hbar} \left[m(t) V_{mm} + k(t) V_{mk} e^{-i\frac{(E_m - E_k)t}{\hbar}} \right] \quad (2.8)$$

$$\dot{k}(t) = -\frac{i}{\hbar} \left[k(t) V_{kk} + m(t) V_{km} e^{-i\frac{(E_m - E_k)t}{\hbar}} \right] \quad (2.9)$$

eşitliklerini elde ederiz. Eşitlik (2.8) ve (2.9)'da V_{mk}

$$V_{mk} = \int_{-\infty}^{+\infty} u_m^* V u_k d\tau = -eE \int_{-\infty}^{+\infty} u_m^* \mathbf{r} u_k d\tau \quad (2.10)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (2.10)'daki $-e\mathbf{E} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}_m^* \mathbf{r} \mathbf{u}_k d\tau$ integrali dipolematrisi olarak isimlendirilir ve D_{mk} ile gösterilir. Dipol matrisi $|m\rangle, |k\rangle$ öz durumlarındaki yük dağılımını ifade eder. Eşitlik (2.8) ve (2.9)'daki V_{mm} ve V_{kk} integralleri \mathbf{r} tek pariteli olduğu için sıfır olur ve eşitliklerde yok olur. Bu durumda (2.8) ve (2.9) hesaplandığında

$$\dot{m}(t) = \frac{i}{2} R_{mk} [e^{i(\omega_{mk}-\omega)t} + e^{i(\omega_{mk}+\omega)t}] k(t) \quad (2.11)$$

$$\dot{k}(t) = \frac{i}{2} R_{mk} [e^{-i(\omega_{mk}-\omega)t} + e^{-i(\omega_{mk}+\omega)t}] m(t) \quad (2.12)$$

elde edilir. Eşitlik (2.11) ve (2.12)'deki $\omega_{mk} = -\omega_{km} = \frac{E_k - E_m}{\hbar}$ dir ve ω_{km} enerji seviyeleri arasındaki açısal frekansı ifade ederken $\Omega_R = R_{mk} = \frac{D_{mk} \cdot E_0}{\hbar}$ Rabi frekansı olarak isimlendirilir. (2.11) ve (2.12) eşitlikleri zayıf ve kuvvetli alan yaklaşımı ile çözülür (Demtröder, 1995, Bölüm 2.6.2).

2.2.1 Zayıf alan yaklaşımı ile atomik durumların olasılık genliğinin çözümü

Atomik durumların olasılık genliği ifadeleri zayıf alan yaklaşımı ile çözmek istenildiğimizde, lazer demetinin E_0 genliğinin oldukça küçük bir değere sahip olduğu varsayabiliriz. Bu durumda lazer demeti ile atomlar etkileşime girmesinden t kadar zaman sonra E_k enerji seviyesinde bulunan atomların sayısı E_m enerji seviyesindekinden oldukça küçük olur ki bu $|k(t)|^2 \ll 1$ olduğu anlamına gelir. $t=0$ 'da atomlar E_m enerji seviyesinde bulunurlar yani $m(0)=1$ ve $k(0)=0$ olur. Eşitlik (2.11) ve (2.12)'yi iterasyon yöntemi ile çözeriz ve başlangıç için $m(t)=1$, $k(t)=0$ alır ve eşitlik (2.11) ve (2.12)'yi düzenlediğimizde

$$\dot{m}(t) = 0 \quad (2.13)$$

$$\dot{k}(t) = \frac{i}{2} R_{mk} [e^{-i(\omega_{km}-\omega)t} + e^{-i(\omega_{mk}+\omega)t}] \quad (2.14)$$

elde ederiz. Başlangıçta yani $t=0$ 'da $m(0)=1$ ve $k(0)=0$ olduğunu göz önünde tutup eşitlik (2.13) ve (2.14)'ü çözdüğümüzde

$$m(t) = 1 \quad (2.15)$$

$$k(t) = \frac{R_{mk}}{2} \left[\frac{e^{i(\omega_{km}-\omega)t} - 1}{\omega_{km} - \omega} + \frac{e^{i(\omega_{km}+\omega)t} - 1}{\omega_{km} + \omega} \right] \quad (2.16)$$

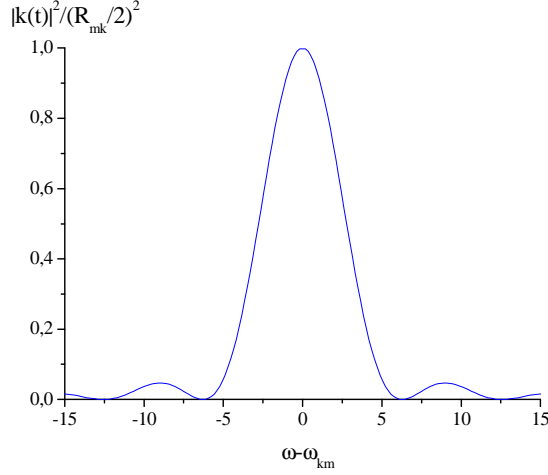
elde ederiz. Lazer demeti ile atomların etkileşime girdiği optik frekans bölgesinde $|\omega_{km} - \omega| \ll \omega_{km}$ olduğundan eşitlik (2.16)'da kapalı parantezin içindeki ilk terim ikinci terime göre oldukça büyük olur. Bu sebepten dolayı ikinci terimi ihmal ederiz. Eşitlik (2.13) ve (2.14)'ü bu yaklaşım ile çözme yöntemine dönen-dalga yaklaşımı (Rotating-wave Approximation, RWA) denir. Dönen-dalga yaklaşımında, atomların durumunu ifade eden dalga fonksiyonu ile lazer demetini betimleyen elektromanyetik alanın dalga fonksiyonları birlikte dönerler. Dönen-dalga yaklaşımını göz önünde bulundurup eşitlik (2.16) kullanarak atomların E_k enerji seviyesinde bulunma olasılığını veren $|k(t)|^2$ yazdığımızda

$$|k(t)|^2 = \left(\frac{R_{mk}}{2} \right)^2 \left(\frac{\sin(\omega_{km} - \omega)t / 2}{(\omega_{km} - \omega) / 2} \right)^2 \quad (2.17)$$

elde ederiz. Lazer demetinin ω frekansı, atomik enerji düzeylerin arasındaki açılal frekans ω_{km} eşit olduğunda eşitlik (2.17)'i

$$|k(t)|^2 = \left(\frac{R_{mk}}{2} \right)^2 t^2 \quad (2.18)$$

dönüşür çünkü $\lim_{x \rightarrow 0} \left(\frac{\sin xt}{x} \right)^2 = t^2$ olmaktadır. Eşitlik (2.18) lazer demeti ile atomların ancak $\omega = \omega_{km}$ olduğunda etkileşime girdiğini E_m enerji seviyesindeki atomların bir kısmının E_k enerji seviyesine çıktığını ifade eder. Zayıf lazer demeti ile E_m enerji seviyesindeki atomların sayısının değişmeyeceği anlamını taşır (Şekil 2.2).



Şekil 2.2: E_k enerji seviyesinde bulunma olasılığının frekansa göre değişimi.

Eşitlik (2.18) atomların E_k enerji seviyesinde bulunma olasılığının rezonans frekansta ($\omega = \omega_{km}$) zamana bağımlılığını ifade etmektedir öyleki zaman artıkça olasılığın artacağı anlamını içersede öyle değildir çünkü zayıf alan yaklaşımı hatırlandığında $t=0$ 'da ki koşul $|k(t)|^2 \ll 1$ 'i eşitlik (2.18) göz önünde bulundurup yazdığımızda

$$\left(\frac{R_{mk}}{2}\right)^2 t^2 \ll 1 \quad (2.19)$$

elde ederiz. Lazer demeti ile atomların etkileşim süresini T ile tanımlar isek rezonans frekansta

$$t \ll T = \frac{\hbar}{D_{mk} \cdot E_0} \quad (2.20)$$

etkileşim süresinin eşitlik (2.20)'i gereğince sınırlı olduğunu görürüz. Bu sınırlama olmasaydı lazer demeti ile atomların etkileşimi sonucunda gözlenecek olan soğurum rezonansına bir genişleme gelirdi çünkü soğurum rezonansının çizgi genişliği $\Delta\omega \cong \frac{1}{T}$ ile ifade edilmektedir (Demtröder, 1995, Bölüm 2.6.3).

2.2.2 Kuvvetli alan yaklaşımı ile atomik durumların olasılık genliğinin çözümü

Atomik durumların olasılık genliğini veren eşitlik (2.11) ve (2.12) kuvvetli alan yaklaşımı çözmek istediğimizde, yüksek ışınım yoğunluğuna sahip lazer demetinin atomla ile etkileşime girdiğini varsayabiliriz. Kuvvetli alan yaklaşımı ile olasılık genliği

denklemlerinin çözümü ilk defa Rabi tarafından çözülmüştür. Eşitlik (2.11) ve (2.12)'yi dönen-dalga yaklaşımı göz önünde bulun durup tekrar yazarsak

$$m'(t) = \frac{i}{2} R_{mk} [e^{-i(\omega_{km}-\omega)t}] k(t) \quad (2.21)$$

$$k'(t) = \frac{i}{2} R_{mk} [e^{i(\omega_{km}-\omega)t}] m(t) \quad (2.22)$$

elde ederiz. Eşitlik (2.21) ve (2.22)'yi çözmek için $m(t) = e^{i\mu t}$ gibi bir çözüm önerir ve $m'(t) = i\mu e^{i\mu t}$ 'yi eşitlik (2.21)'de yerine yazarsak

$$k(t) = \frac{2\mu}{R_{mk}} e^{i(\omega_{km}-\omega+\mu)t} \Rightarrow k'(t) = \frac{2i\mu}{R_{mk}} (\omega_{km} - \omega + \mu) e^{i(\omega_{km}-\omega+\mu)t} \quad (2.23)$$

elde ederiz. $m(t)$ ve $k'(t)$ 'yi eşitlik (2.22)'de yerine yazdığımızda bilinmeyeni μ 'ü olan iki dereceden denklem

$$2\mu(\omega_{km} - \omega + \mu) = \frac{R_{mk}^2}{2} \quad (2.24)$$

elde etmiş oluruz. Eşitlik (2.24)'ü μ cinsinden çözdüğümüzde

$$\mu_{1,2} = -\frac{1}{2}(\omega_{km} - \omega) \pm \frac{1}{2}\sqrt{((\omega_{km} - \omega)^2 + R_{mk}^2)} \quad (2.25)$$

buluruz. Bu durumda $m(t)$ ve $k(t)$ çözümleri

$$m(t) = C_1 e^{i\mu_1 t} + C_2 e^{i\mu_2 t} \quad (2.26)$$

$$k(t) = \frac{2}{R_{mk}} e^{i(\omega_{km}-\omega)t} (C_1 \mu_1 e^{i\mu_1 t} + C_2 \mu_2 e^{i\mu_2 t}) \quad (2.27)$$

olur. Başlangıç koşulları $m(0)=1$ ve $k(0)=0$ göz önüne tutarsak C_1 ve C_2 katsayılarını buluruz. Bu durumda

$$C_1 + C_2 = 1, \quad C_1 \mu_1 = -C_2 \mu_2 \Rightarrow C_1 = \frac{-\mu_2}{\mu_1 - \mu_2}, \quad C_2 = \frac{\mu_1}{\mu_1 - \mu_2} \quad (2.28)$$

buluruz. Eşitlik (2.25)'den $\mu_1\mu_2 = -\frac{R_{mk}^2}{4}$ elde ederiz. $\Omega = \mu_1 - \mu_2$ gibi bir değişken tanımlar isek,

$$\Omega = \mu_1 - \mu_2 = \sqrt{\left((\omega_{km} - \omega)^2 + \left(\frac{\mathbf{D}_{mk} \cdot \mathbf{E}_0}{\hbar}\right)^2\right)} \quad (2.29)$$

(2.29) eşitliğini elde ederiz. Bu eşitlik Rabi-flopping frekansı olarak adlandırılmaktadır. (2.27) eşitliğinde C ve μ katsayılarını yerine yazıp düzenlediğimizde atomların E_k enerji seviyesinde bulunma olasılığı genliği $k(t)$ 'yi

$$k(t) = \frac{iR_{mk}}{\Omega} e^{i(\omega_{km}-\omega)t/2} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \quad (2.30)$$

ve bulunma olasılığını $|k(t)|^2$ 'yi

$$|k(t)|^2 = \left(\frac{R_{mk}}{\Omega}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \quad (2.31)$$

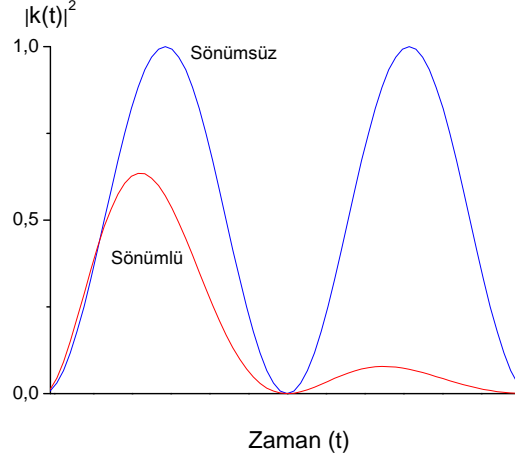
elde ederiz. Atomların E_m enerji seviyesinde bulunma olasılığı $|m(t)|^2$ ise $|k(t)|^2 + |m(t)|^2 = 1$ gözününde bulundur isek

$$|m(t)|^2 = 1 - \left(\frac{R_{mk}}{\Omega}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \quad (2.32)$$

elde ederiz. Eşitlik (2.31) ve (2.32)'i zamana bağımlıdır dolayısıyla yüksek ışınım yoğunluğuna sahip lazer demeti, atomlar ile etkileşime girdiğinde E_m ve E_k enerji seviyelerindeki atomların Ω (Rabi-flopping) frekansında osilasyon yaptığını daha açık bir ifade ile enerji seviyelerindeki atom popülasyonunun sönümsüz olarak osilasyon yaptığı anlamına taşımaktadır (Şekil 2.3).

$\omega = \omega_{km}$ olduğu rezonans frekansta $\Omega = \Omega_R = \frac{\mathbf{D}_{mk} \cdot \mathbf{E}_0}{\hbar}$ Rabi frekansına indirgenir ve $T = \frac{\pi}{\Omega_R}$ zaman sonra atomların E_m enerji seviyesinde bulunma olasılığı ifadesi $|m(t)|^2 = 1$ olur.

Şekil 2.1'deki iki seviyeli $|m\rangle$ ve $|k\rangle$ öz durumlarında ki atom popülasyonu sadece dışarıdan uygulanan elektromanyetik alan ile değişmez ayrıca bu öz durumlardan



Şekil 2.3: E_k enerji seviyesinde atom sayısının zamana göre değişimi.

kendiliğinden emisyon (Spontaneous Emission) veya atomlar arası çarpışmalardan dolayı uyarılma (Collision-induced Transitions) yolu ile öz durumlar arasında geçişler yapabilirler. Bu durumda atomların $|m\rangle$ ve $|k\rangle$ öz durumlarında ki populasyonun osilasyonu sönümlü olur. Atomların $|m\rangle$ ve $|k\rangle$ öz durumlarında bulunma sürelerini ifade etmek üzere γ_m ve γ_k bozunma sabitlerini tanımlayıp, dönen dalga yaklaşımını göz önünde bulundurup eşitlik (2.11) ve (2.12)'yi düzenleyip yazdığımızda

$$\dot{m}(t) = -\frac{1}{2}\gamma_m m + \frac{i}{2}R_{mk}e^{-i(\omega_{km}-\omega)t}k(t) \quad (2.33)$$

$$\dot{k}(t) = -\frac{1}{2}\gamma_k k + \frac{i}{2}R_{mk}e^{-i(\omega_{km}-\omega)t}m(t) \quad (2.34)$$

elde ederiz. Eşitlik (2.33) ve (2.34) çözmek için $m(t) = e^{i\mu t}$ gibi bir çözüm önerip gerekli düzenlemeleri yapar isek

$$\mu_{1,2} = -\frac{1}{2}\left(\omega_{km} - \omega - \frac{i}{2}\gamma_{mk}\right) \pm \frac{1}{2}\sqrt{\left(\left(\omega_{km} - \omega - \frac{i}{2}\gamma\right)^2 + R_{mk}^2\right)} \quad (2.35)$$

elde ederiz. Eşitlik (2.35)'de $\gamma_{mk} = \gamma_m + \gamma_k$ ve $\gamma = \gamma_m - \gamma_k$ 'dir. Bu durumda atomların $|m\rangle$ öz durumunda bulunma olasılığı genliği $m(t)$

$$m(t) = C_1 e^{i\mu_1 t} + C_2 e^{i\mu_2 t} \quad (2.36)$$

olur. Başlangıç koşulları $m(0)=1$ ve $k(0)=0$ göz önüne bulundurusak atomların $|k\rangle$ öz durumunda bulunma olasılığı

$$|k(t)|^2 = \frac{R_{mk}^2 e^{-(\gamma_{mk}/2)t}}{(\omega_{mk} - \omega)^2 + (\gamma/2)^2 + R_{mk}^2} [\sin(\Omega/2)t]^2 \quad (2.37)$$

eşitliğince ifade edilmiş olunur. Eşitlik (2.37) atomların $|m\rangle$ ve $|k\rangle$ öz durumlarının dışındaki diğer öz durumlarda da bulunabileceği göz önünde bulundurularak hesaplanmış olan atomların $|k\rangle$ öz durumunda bulunma olasılığıdır. Bu durumda atomların $|m\rangle$ ve $|k\rangle$ öz durumlarında ki populasyonun sönümlü osilasyonu ifade eden Rabi-flopping frekansı

$$\Omega = \sqrt{\left(\left(\omega_{km} - \omega - \frac{\gamma}{2}\right)^2 + R_{mk}^2\right)} \quad (2.38)$$

eşitliğince ifade edilir (Şekil 2.3). Atomların $|k\rangle$ öz durumunda bulunma olasılığı ifadesinin çizgi genişliği Lorentzian'dır. Çizgi genişliği $\gamma = \gamma_m - \gamma_k$ ifade edilir ve lazer demetinin E_0 genliğine bağlıdır çünkü $\Omega_R = R_{mk} = \frac{D_{mk} \cdot E_0}{\hbar}$ eşitliğince ifade edilmektedir (Demtröder, 1995, Bölüm 2.6.6).

Yüksek ışınım yoğunluğuna sahip lazer demeti ile atomlar etkileşime girdiğinde, temel enerji seviyesinde bulunan atomları üst enerji seviyesine veya seviyelerine çıkarır. Etkileşim lazer demeti frekansının $\omega = \omega_{km}$ olduğu rezonans frekansta olur. Üst enerji seviyesine çıkan atomlar kendiliğinden veya atomlar arası çarpışmalardan dolayı tekrar temel enerji seviyesine dönerler. Lazer-atom etkileşim süresi atomların üst enerji seviyesindeki süreden kısa olduğu için, temel enerji seviyesine inen atomlar tekrardan üst enerji seviyesine ancak lazer demetinin frekansının taranıp $\omega = \omega_{km}$ olduğu rezonans frekansta gerçekleşir. Atom populasyonun öz durumlarda ki osilasyonu (Rabi-flopping Frekansı) bu şekilde oluşmaktadır.

2.3 Soğurum Rezonansı ve Çizgi Genişliği

Lazer atom etkileşimi sonucunda öz durumlarda ki atom sayısı değişimi (olasılığı), soğurum rezonanslarını oluşturur. Soğurum rezonansları lazer demetinin kapalı bir

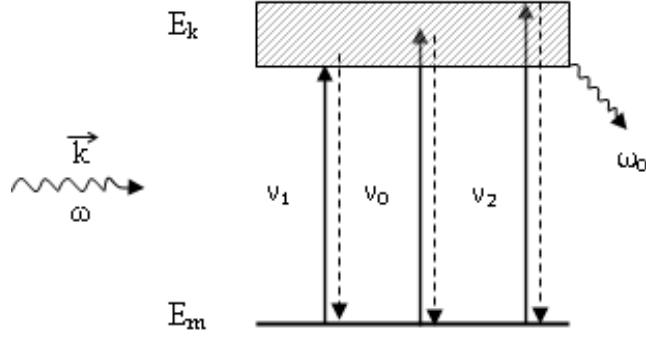
hücre içerisinde yer alan atomların hızını farklı algılamasından dolayı Doppler çizgisi üzerinde oluşur. Oluşan soğurum rezonansları bize;

- soğurum rezonansların frekansının ölçülmesiyle; atomların enerji seviyeleri,
- soğurum rezonansların genliğinin ölçülmesiyle; atomların enerji seviyeleri arasındaki geçiş olasılıkları,
- soğurum rezonansların çizgi genişliğinin ölçülmesiyle; atomların uyarılmış enerji seviyelerindeki yaşam süreleri,
- Doppler genişliğinin ölçülmesiyle; kapalı bir hücre içerisindeki atomların hız dağılımı ve sıcaklıklarının bulunması,
- kapalı bir hücre içerisindeki atomlara dışardan uygulanan manyetik ve elektrik alan ile oluşacak Zeeman ve Stark yarılmaları hakkında bilgi verir.

Lazer metrolojisinin'de soğurum rezonansları alt-doppler (Sub-doppler Spectroscopy) soğurum spektroskopisi yöntemi kullanılarak fotodetektör üzerinde elektronik algılanır ve algılanan sinyal lazer demetinin merkez frekansı kararlı hale getirmekte kullanılır. Lazer atom etkileşimi sonucunda, lazerin merkez frekans çizgisinde genişlemeler gözlenir. Bundan sonraki kısımlarda lazer atom etkileşimi sonucunda gözlenen soğurum rezonanslarının lazer merkez frekansı çizgisinde ki genişlemelerin nasıl oluştuğu hakkında bilgiler verilecektir.

2.3.1 Doğal çizgi genişlemesi

+ z yönünde ilerleyen lazer demeti E_m temel enerji seviyesindeki atomu E_k üst enerji seviyesine çıkarır (Şekil 2.4). Atomun üst enerji seviyesinde bir ömrü vardır (örneğin ^{133}Cs atomu için 30 ns) çünkü atom üst enerji seviyesinde kararlı değildir kararlı olmak için temel enerji seviyesine geri döner. Atom üst enerji seviyesinden temel enerji seviyesine dönerken enerji seviyeleri arasındaki farka eşit frekansta foton yayını yapar.



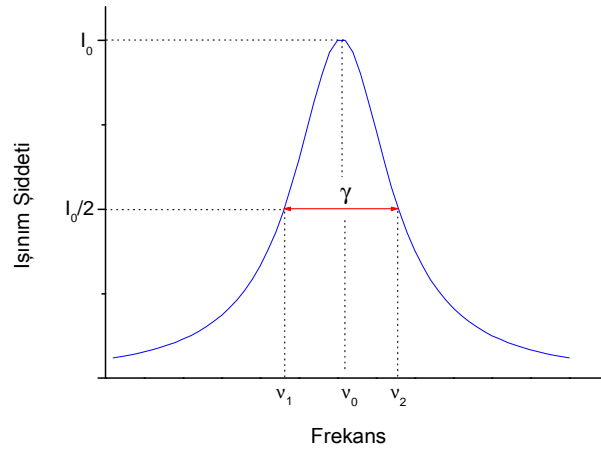
Şekil 2.4: Lazer atom etkileşimi.

Yayılan bu fotonun frekansı monokromatik değildir çünkü üst enerji seviyesi ΔE kadar bir genişlemeye sahiptir. Eğer atomun üst enerji seviyesindeki yaşam süresini τ_k ile gösterirsek $\gamma = \frac{1}{\tau_k}$ kadar genişleme olur. Yani lazerin merkez frekansı çizgisi $\omega = \omega_0 + \gamma$ kadar genişlemiş olur ve bu genişleme Lorentzian'dir (Şekil 2.5). Yayılan fotonun şiddetinin frekansa bağlı ifadesi

$$I(\omega - \omega_0) = I_0 \frac{(\gamma/2\pi)}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (2.39)$$

eşitliğince ifade edilir ve $\omega = \omega_0$ rezonans frekansta eşitlik (2.39)

$$I(\omega_0) = \frac{2I_0}{\pi\gamma} \quad (2.40)$$



Şekil 2.5: Doğal çizgi genişlemesi.

(2.40) eşitliğine dönüşür. $I(\omega_1) = I(\omega_2) = \frac{I_0}{2}$ olduğu durumdaki çizgi genişliği full width at half maximum (FWHM) olarak adlandırılır.

Doğal çizgi genişliği γ 'yı Heisenberg'in belirsizlik ilkesinden de hesaplamak mümkündür. Atomun üst enerji seviyesindeki yaşam süresini τ_k ile gösterirsek

$$\Delta E_k \cdot \tau_k \approx \hbar \Rightarrow \Delta E_k = \frac{1}{\tau_k}, \gamma = \frac{\Delta E_k - \overbrace{\Delta E_m}^0}{\hbar} \Rightarrow \gamma = \frac{\hbar/\tau_k}{\hbar} = \frac{1}{\tau_k} \quad (2.41)$$

(2.41) eşitliğinde $\Delta E_k = 0$ alırsak çünkü atomun temel enerji seviyesinde ki enerjisi keskindir. Eğer atomun indiği enerji seviyesi temel enerji seviyesi değilse başka bir uyarılmış enerji seviyesi ise lazer merkez frekansında ki genişleme

$$\Delta\gamma = \frac{1}{\tau_k} + \frac{1}{\tau_i} \quad (2.42)$$

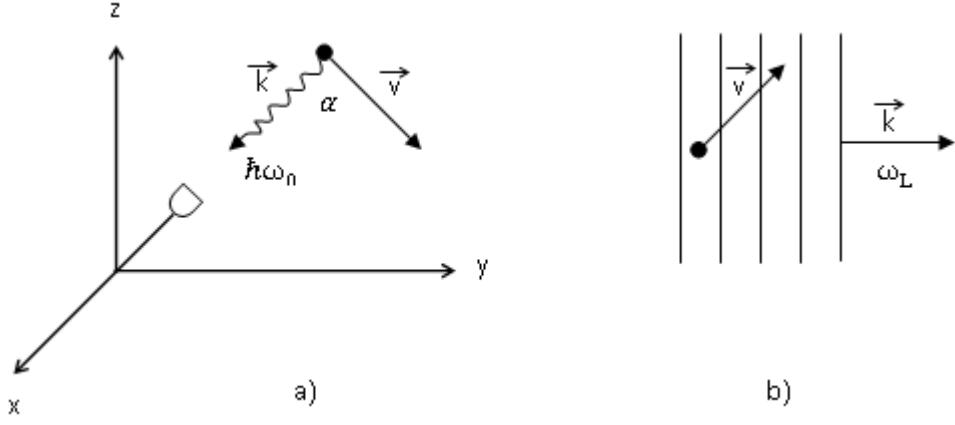
eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (2.42)'de τ_i atomun uyarılmış enerji seviyesinde ki ömrüdür (Demtröder, 1995, Bölüm 3.1).

Örneğin Cs atomlarının uyarılmış seviyedeki doğal yaşam süresi 30 ns'dir. Lazerin Cs atomları ile etkileşimi sonucunda merkez frekansında ki genişleme $\gamma = 5$ MHz değerindedir.

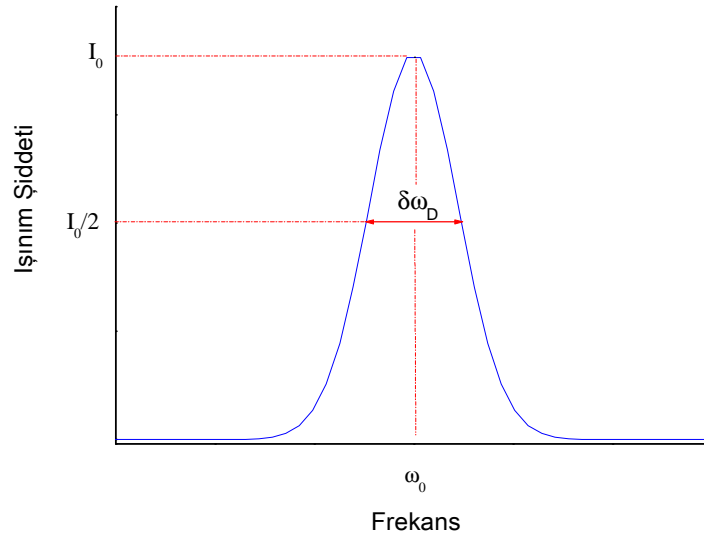
2.3.2 Doppler genişlemesi

Kapalı bir cam hücre içerisinde T sıcaklığında dengede bulunan atomlar Maxwell Boltzman hız dağılımı uyarınca hareket halindedirler ve \mathbf{v} hızına sahiptirler (örneğin Cs atomlarının oda sıcaklığında ki hızı $v=300$ m/s dir).

Lazer demeti ile atomun etkileşiminde Doppler genişlemesi; atomun sahip olduğu \mathbf{v} hızından dolayı atomun yapmış olduğu soğurum veya emisyonun frekansının lazer demeti tarafından farklı algılanmasıdır. \mathbf{v} hızındaki atom üst enerji seviyesinden temel enerji seviyesine inerken enerji seviyeleri arasındaki enerji farkına eşit ω_0 frekansında emisyon yapar. Lazerin bulunduğu eylemsizlik çerçevesinde bulunan gözlemci ω_0 emisyon frekansını $\omega_L = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ eşitliğince genişlemiş algılar (Şekil 2.6.a)'da gösterilmiştir.



Şekil 2.6: Doppler genişlemesi (a) Emisyon (b) Soğurum.



Şekil 2.7: Doppler genişlemesi.

Benzer şekilde \mathbf{v} hızına sahip atom temel enerji seviyesinden üst enerji seviyesine çıkmak için $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}z)}$ biçiminde düzlem dalga ile ifade edilen lazer demeti ile etkileşime girdiğinde, atomun bulunduğu eylemsizlik çerçevesinde atom lazer demetinin ω frekansını $\omega' = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ biçiminde algılar. Atom lazer demeti ile ancak $\omega' = \omega_0$ olduğunda etkileşime girer bu durumda $\omega_L = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ kadar genişlemiş olur (Şekil 2.6.b).

Lazer demetinin atomların hızından dolayı algılamış olduğu emisyon veya soğurum frekansı genişlemesi Gaussian bir çizgi genişlemesidir (Şekil 2.7) ve

$$\delta\omega_D = \frac{2\omega_0}{c} \sqrt{(2RT \ln 2/M)} \quad (2.43)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (2.43)'de

R: İdeal gaz sabiti

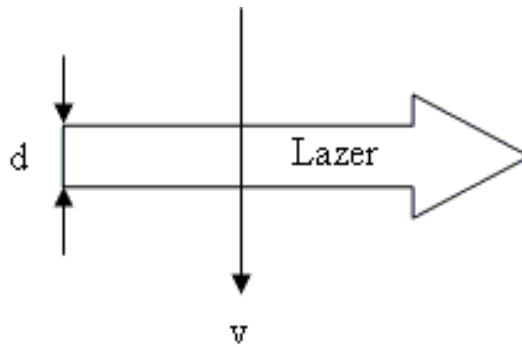
T: Atomların dengede bulunduğu sıcaklık

M: Atomik gazın bir mol'nün kütlesini

ifade etmektedir. Örneğin ^{133}Cs atomik gazının oda sıcaklığındaki Doppler genişlemesi $\delta\omega_D = 500$ MHz'dir (Demtröder, 1995, Bölüm 3.2).

2.3.3 Geçiş-zaman genişlemesi

Geçiş-zaman genişlemesi (Transist-time Broadening), lazer demeti ile atomun etkileşim süresinin atomun uyarılmış seviyedeki yaşam süresinden daha kısa olduğu durumda gözlenir. Kapalı cam hücrenin içerisinde T sıcaklığında v hızına sahip atomun d yarıçapına sahip lazer demeti ile dik yönde etkileştiğini varsayalım (Şekil 2.8). Bu durumda atom d yarıçaplı lazer demetinin içerisinde $T = \frac{d}{v}$ süresinde geçer. Bu süre atomun uyarılmış durumdaki yaşam süresinden daha kısa bir süredir ve soğurum rezonansında frekansında bir genişleme görülür. Bu genişlemeden kaçınmak için ya lazer demetinin çapı artırılır yada atomun termal hızının azaltılması gerekir (Demtröder, 1995, Bölüm 3.4).



Şekil 2.8: Geçiş-zaman genişlemesi.

2.3.4 Atomlar arası çarpışma genişlemesi

Lazer demeti ile atomların etkileşimi sonrasında gözlenen soğurum rezonansında, atomların kendi aralarındaki çarpışmalarından dolayı rezonans frekansta bir genişleme ve kayma oluşur. Atomlar belirli bir mesafeye kadar birbirilerine yaklaştıklarında ($R \leq R_c$, R: atomların kütle merkezleri arasındaki uzaklık, R_c : çarpışma çapı) geldiklerinde aralarında Coulomb etkileşimi olur. Bu etkileşim itici veya çekici olabilir. Etkileşim itici ise atomun enerji seviyelerindeki arasındaki kayma $\Delta E = \hbar\omega$ artı, çekici ise ΔE eksi olur. Yani atomun E_m temel enerjisi ile E_k uyarılmış seviyesi arasındaki fark ω_0 ise, kendisine $R \leq R_c$ mesafedeki bir başka atom ile etkileşime girmekte ve soğurum rezonansının frekansı

$$\omega' = \omega_0 \pm \Delta\omega \quad (2.44)$$

kadar genişlemektedir. Eşitlik (2.44)'de $\Delta\omega$

$$\Delta\omega = 2Nv\sigma \quad (2.45)$$

olmaktadır. Eşitlik (2.45)'de N atom sayısını, v atomların ortalama hızını, σ tesir alanı (Cross-section)'ni ifade etmektedir (Demtröder, 1995, Bölüm 3.3).

2.3.5 Güç genişlemesi

Güç genişlemesi, yüksek ışınım yoğunluğuna sahip lazer demetinin atom ile etkileşimi sonucunda soğurum rezonansında oluşur. Şekil 2.1'de gösterilmiş olan iki seviyeli atom

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cdot \cos(\omega t - \mathbf{kz}) \quad (2.46)$$

düzlem dalga ile ifade edilen lazer demeti ile etkileşime girdiğinde atomun $|k >$ öz durumunda bulunma olasılığı

$$|k(t)|^2 = \left(\frac{R_{mk}}{\Omega}\right)^2 \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \quad (2.47)$$

eşitliğince ifade edilmektedir. (2.47) eşitliğinde $R_{mk} = \frac{\mathbf{D}_{mk} \cdot \mathbf{E}_0}{\hbar}$ ve

$$\Omega = \mu_1 - \mu_2 = \sqrt{\left((\omega_{km} - \omega)^2 + \left(\frac{\mathbf{D}_{mk} \cdot \mathbf{E}_0}{\hbar} \right)^2 \right)} \quad (2.48)$$

eşitliğince ifade edilmektedir ve $\omega = \omega_{km}$ olduğunda $\Omega_R = R_{mk} = \frac{\mathbf{D}_{mk} \cdot \mathbf{E}_0}{\hbar}$ Rabi frekansında osilasyon yapmaktaydı. Atomların $|k\rangle$ öz durumlarında yaşam süresi γ_k ise $|k\rangle$ öz durumundaki ortalama atom popülasyonu

$$P_b(\omega) = \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{\mathbf{D}_{mk} \mathbf{E}_0}{\hbar} \right)^2}{(\omega_{km} - \omega)^2 + \gamma^2 (1 + S)} \quad (2.49)$$

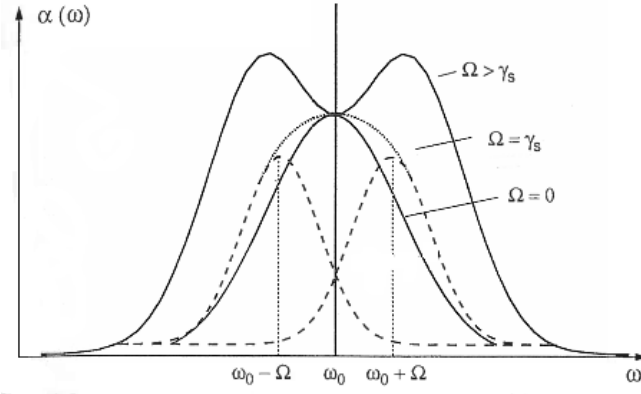
eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (2.49)'da

$$S = \frac{\left(\frac{\mathbf{D}_{mk} \mathbf{E}_0}{\hbar} \right)^2}{\gamma_k^2} \quad (2.50)$$

doyum güç parametresi olarak adlandırılır ve lazer demeti ile atomun etkileşimi sonucunda oluşacak soğurum rezonansı $\gamma_s = \gamma_k \sqrt{1 + S}$ kadar Lorentzian olarak genişler. Atomların $|m\rangle$ ve $|k\rangle$ öz durumlarında yaşam süreleri γ_m ve γ_k ise

$$\gamma = \frac{1}{2} (\gamma_m + \gamma_k) \quad \text{ve} \quad S = \frac{\left(\frac{\mathbf{D}_{mk} \mathbf{E}_0}{\hbar} \right)^2}{\gamma_m \gamma_k} \quad (2.51)$$

olur. Özet olarak güç genişlemesi, yüksek ışınım yoğunluğuna sahip lazer demeti $\omega_0 = \omega_{km}$ olduğunda atom ile etkileşime girer ve ω_0 merkez soğurum rezonans frekansını etrafında $\omega_0 \pm \Omega$ frekans değerine sahip iki adet γ_s genişliğinde çizgi oluşur (Şekil 2.9). Merkez frekansın etrafında oluşan bu çizgiler merkez frekansını genişletir öyleki $\Omega \gg \gamma_s$ olduğunda çizgi genişlemesi dahada genişler ve rezonans frekansın ortasında bir çökme oluşturur (Demtröder, 1995, Bölüm 3.6.3).



Şekil 2.9: Güç genişlemesi (Demtröder, 1995, Bölüm 3.6.3).

Lazer atom etkileşimi sonucunda gözlenen soğurum rezonansındaki toplam genişleme

$$\Delta\omega = \Delta\omega_{\text{doğal}} + \Delta\omega_{\text{çarpışma}} + \Delta\omega_{\text{geçiş-zaman}} \quad (2.52)$$

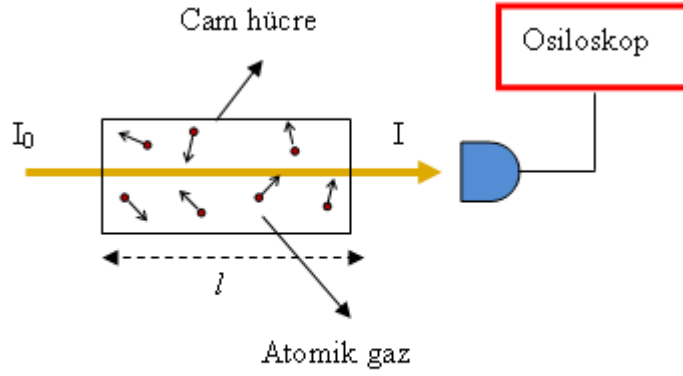
eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (2.52)'de $\Delta\omega_{\text{doğal}}$ doğal çizgi genişlemesini, $\Delta\omega_{\text{çarpışma}}$ atomların kendi aralarından çarpışmalarından dolayı oluşan çarpışma genişlemesini ve $\Delta\omega_{\text{geçiş-zaman}}$ ise lazer demeti ile atomun etkileşim kaynaklanan geçiş-zaman genişlemesini ifade etmektedir.

2.4 Doppler- Altı Doyum Spektroskopisi

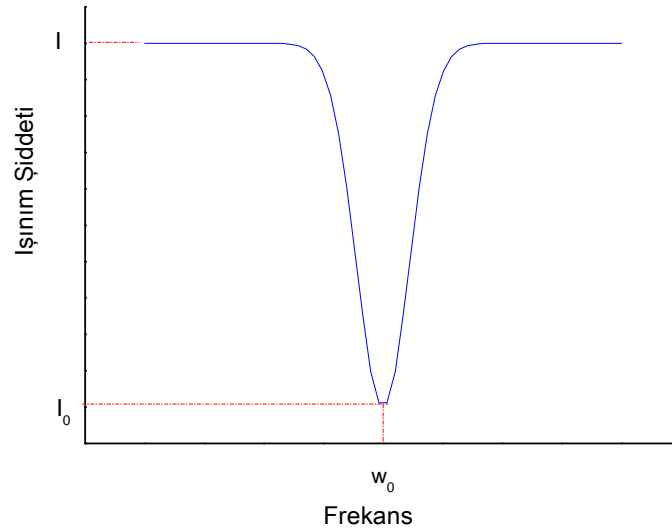
Soğurum rezonansları; alt-doppler doyum spektroskopisi (Sub-doppler Saturation Spectroscopy) yöntemi kullanılarak algılanır. Lazer demeti ile atomik gazın etkileşimi sonucunda soğurumun olduğu enerji seviyesindeki atom sayısı popülasyonu azalır. Lazer demetinin atomik gazla etkileşiminden sonra soğurum rezonansı, çıkış gücünde bir çökme olarak ve bu çökme fotodetektör üzerinde elektronik olarak algılanır. Algılanan elektronik sinyal lazer demetinin merkez frekansı kararlı hale getirmekte için kullanılır. Atomların koherent tuzaklanması sonucu oluşan rezonansların gözlenebilmesi için bikromatik frekansa sahip lazer demeti frekansının atomik gazın süper ince geçişinin temel enerjisi seviyesine denk gelecek şekilde kararlı hale getirilmesi gerekmektedir. Bundan sonraki bölümlerde soğurum rezonanslarının alt-doppler doyum spektroskopisi yöntemi kullanılarak nasıl algılandığı ve lazer demetinin merkez frekansının nasıl kararlı hale getirildiği hakkında bilgiler verilecektir.

2.4.1 Soğurum rezonansının fotodetektör üzerinde algılanması

Kapalı l uzunluğunda saydam bir cam hücre içerisinde yer alan atomik gazın lazer demeti ile etkileşime girdiğini düşünelim. Lazer demetinin atomlar ile etkileşime girmeden önceki ışınım yoğunluğu (intensity) I_0 etkileşime girdikten sonraki yoğunluğu I olsun (Şekil 2.10). Lazer demetinin ışınım yoğunluğu atomlar ile etkileşime girdikten sonra çıkışta $I = I_0 e^{-\alpha(\omega)l}$ eşitliğince ifade edilen Lambert-Beer kanunu gereğince azalma gösterir. Cam hücre arakasına konumlandırılan fotodetektör üzerine düşen lazer demetinin ışınım yoğunluğunun spektral görünümü şekil 2.11’de gösterilmektedir.



Şekil 2.10: Soğurum rezonansının algılanması.



Şekil 2.11: Işınım yoğunluğunun spektral görünümü.

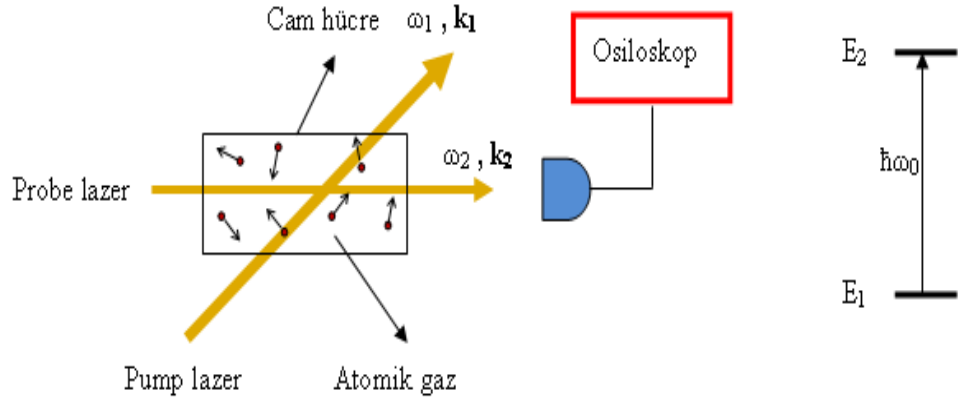
Fotodetektör üzerine düşen lazer demetinin ışınım yoğunluğunun frekansa bağlı ifadesi

$$I(\omega) = I_0 e^{-[(c(\omega - \omega_0))^2 / (\omega v)^2]} \quad (2.53)$$

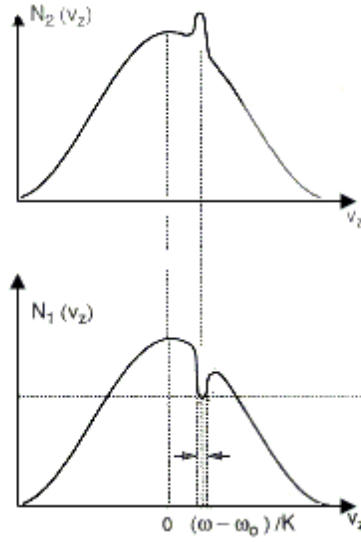
eşitliğince ifade edilir. Lazer demeti ile atomların etkileşimi sonucu gözlenen soğurum rezonansları geniş Doppler çizgisi üzerinde oluşur. Bu sebepten dolayı fotodetektör üzerinde algılanamamaktadır. Soğurum rezonansları Doppler-altı doyum spektroskopisi yöntemi kullanımı ile fotodetektör üzerinde algılanabilmektedir. Soğurum rezonansları bu yöntem ile algılanabildiği için soğurum rezonansına, Doppler-altı doyum rezonansı'da denile bilinmektedir. Bundan sonraki kısımlarda soğurum rezonansları bizde literatüre uyum sağlamak açısından bu şekilde isimlendireceğiz. Doppler-altı doyum rezonansları geniş Doppler çizgisi üzerinde, bennet çukuru (Bennet Hole) ve lamp çukuru (Lamp Dip) oluşumu sağlanarak fotodetektör üzerinde algılanabilmektedir. Bundan sonraki iki bölümde bu çukurların (Doppler-altı doyum rezonansları) nasıl oluştuğu üzerinde durulacaktır.

2.4.2 Bennet çukurunun oluşumu

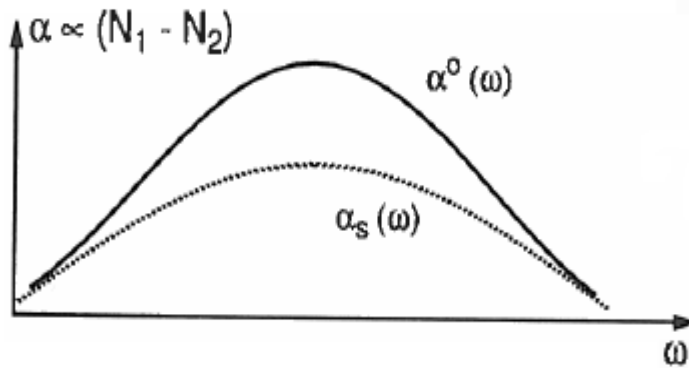
Bennet çukuru, geniş Doppler çizgisinin üzerinde çökme olarak oluşur. Bennet çukurunun (Doppler-altı doyum rezonansları) gözlenebilmesi için, ışınım yoğunlukları farklı olan iki adet lazer demetine ihtiyaç duyulur. Işınım yoğunluğu yüksek olan pump lazer, düşük olan ise probe lazer olarak isimlendirilir (Şekil 2.12). Frekansı ω_1 ile ifade edilen, yayılma yayılma vektörü \mathbf{k}_1 olan pump lazer demeti cam hücre içerisinde thermal hızı $\mathbf{v} = \left(\frac{\omega_1 - \omega_0}{k_1}\right)$ olan E_1 enerji seviyesindeki atomlar ile etkileşime girer. Çünkü atomun bulunduğu hareketli eylemsizlik çerçevesinde, atom üzerine gelen lazer demetinin frekansını $\omega_0 = \omega_1 - \mathbf{k}_1 \mathbf{v} = \omega_1 - k_1 v_z$ eşitliğince algılar. Pump lazer demeti ile atomların etkileşimi sonucunda E_1 enerji seviyesindeki N_1 atom sayısında azalma olurken azalma miktarına eşit sayıda E_2 enerji N_2 seviyesinde artış oluşur (Şekil 2.13). Lazer demeti E_1 enerji seviyesindeki atomları E_2 enerji seviyesine optik pompalar (Optical Pumping).



Şekil 2.12: Benet çukurunun algılanması.



Şekil 2.13: Enerji seviyelerindeki atom sayısının değişimi (Demtröder, 1995, Bölüm 7.2.1).



Şekil 2.14: Soğurum katsayısının lazer demetinin frekansına göre değişimi (Demtröder, 1995, Bölüm 7.2.1).

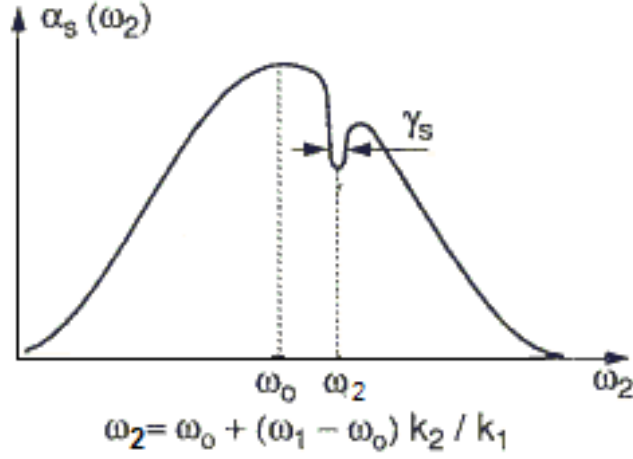
Lazer demeti ile E_1 enerji seviyesindeki atomlar ile

$$\alpha_s(\omega) = \frac{\alpha_0(\omega_0)}{\sqrt{(1 + S_0)}} e^{-(\omega - \omega_0 / \Delta\omega_D)^2} \quad (2.54)$$

soğurum sabiti ile ifade edilen eşitlik (2.54) uyarınca etkileşime girer. Eşitlik (2.54)'de α_0 atomların optik pompalama olmadığı durumdaki soğurum katsayısını ifade ederken , S_0 ise ω_0 frekansındaki doyum sabiti olarak isimlendirilir.

$$S_0 = \frac{2\sigma_{12}I(\omega_0)}{\hbar\omega_0 A_{12}} \quad (2.55)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlikte σ_{12} atomun E_1 enerji seviyesinden E_2 enerji seviyesine geçişindeki cross-section, A_{12} ise Einstein soğurum katsayısını ifade etmektedir. Şekil 2.14, E_1 enerji seviyesindeki $\mathbf{v} = \left(\frac{\omega_1 - \omega_0}{\mathbf{k}_1}\right)$ hızındaki atomların lazer demeti ile etkileşimi sonucunda geniş Doppler çizgisi üzerinde oluşan dar çizgi genişliğine sahip Bennet çukurunun (Doppler-altı doyum rezonansının) fotodetektör üzerindeki algılanmış şeklidir. Dolayısıyla tek lazer demeti ile dar çizgi genişliğine sahip Bennet çukurunun algılanması mümkün değildir. Doppler-altı doyum rezonansının algılanabilmesi için ikinci bir lazer demetine daha ihtiyaç duyulur. Bu lazer demetinin ışınım yoğunluğunun pump ışınım yoğunluğundan oldukça küçük olması gerekir çünkü E_1 enerji seviyesindeki atom sayısı popülasyonunu değiştirmemesi gerekmektedir. Bu sebepten dolayı probe lazer olarak ifade edilir. Doppler-altı doyum rezonansının algılaya bilmek için zayıf probe lazer demeti ile pump lazer demeti eş zamanlı etkileşime sokulur ve fotodetektör üzerine düşürülür (Şekil 2.12). Probe lazer demeti E_1 enerji seviyesindeki hızları $\mathbf{v} = \left(\frac{\omega_1 - \omega_0}{\mathbf{k}_1}\right)$ atomlar ile aynı anda $\omega_2 = \omega_0 + \frac{\mathbf{k}_2}{\mathbf{k}_1}(\omega_1 - \omega_0)$ eşitliğince etkileşime girer. Probe ve pump lazer demetlerin frekansları $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ ve $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}$ ve olduğunda, probe lazerin soğurum çizginde Bennet çukuru oluşur (Şekil 2.15).



Şekil 2.15: Probe lazer demetinin soğurum çizgisi (Demtröder, 1995, Bölüm 7.2.1).

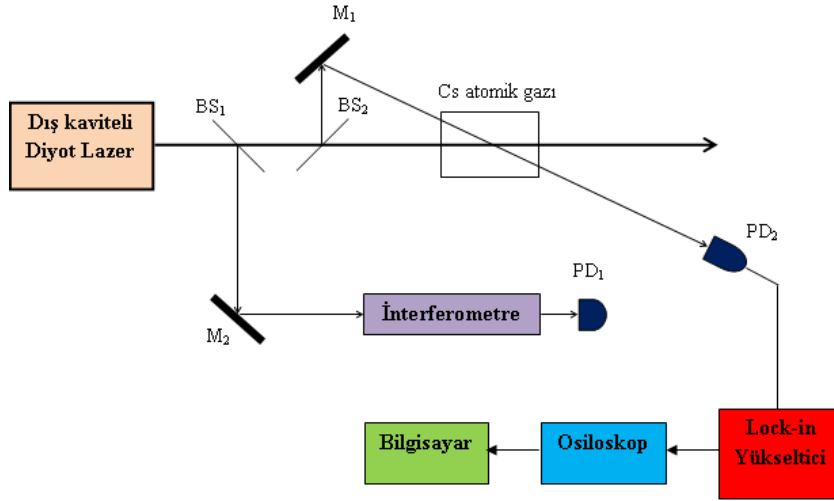
Daha açık bir ifadeyle pump lazer demeti saydam cam hücre içerisinde yer alan atomlar ile atomların hızlarına bağlı olarak etkileşir ve atomlar tarafından soğrulur (Şekil 2.14). Yani E_1 enerji seviyesindeki atomlar E_2 enerji seviyesine optik pompalanır. Fakat probe lazer demetinin ω_2 frekansı $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ olduğunda E_1 enerji seviyesindeki aynı \mathbf{v} hızındaki atomlar tarafından aynı anda soğrulacaktır fakat E_1 enerji seviyesindeki atomların bir kısmı E_2 enerji seviyesine optik olarak pompalandığı için probe lazer demetinin soğurum çizgisi üzerinde Bennet çökmesi (Doppler-altı doyum rezonansı) oluşacaktır. Şekil 2.15, E_1 enerji seviyesindeki $\mathbf{v} = \left(\frac{(\omega_1 - \omega_0)}{\mathbf{k}} \right)$ hızındaki atomların pump ve probe lazer demetileri ile etkileşimi sonucunda geniş Doppler çizgisi üzerinde oluşan dar çizgi genişliğe sahip Doppler-altı doyum rezonansının fotodetektör üzerindeki algılanış şeklidir. Lazer demeti ile atomların etkileşimi sonucunda oluşan Doppler-altı doyum rezonansının çizgi genişliği

$$\gamma_s(\omega) = \gamma \sqrt{(1 + S_0)} \quad (2.56)$$

(2.56) eşitliğince ifade edilir. Eşitlikte S_0 , ω_0 frekansındaki doyum sabiti iken, γ ise atomların üst enerji seviyesindeki yaşam sürelerini ifade eden doğal çizgi genişliğidir. Yani lazer demeti ile atomların etkileşimi sonra gözlenen rezonans $\sqrt{(1 + S_0)}$ çarpanı kadar genişlemiş olarak fotodetektör üzerinde algılanacaktır (Demtröder, 1995, Bölüm 7.2.1).

2.4.3 ^{133}Cs atomik gazının Doppler-altı doyum rezonansları

Doppler altı doyum rezonanslarını ^{133}Cs atomik gazında gözlemleyebilmek için tez çalışması kapsamında Şekil 2.16' daki Doppler-altı doyum spektroskopisi deney düzeneği kurulmuştur. Şekil 2.17'de deney düzeneğinin resmi yer almaktadır. Rezonansları gözlemleye bilmek için gerekli olan pump ve probe lazer demetleri, 852 nm de ışıma yapan ECDL lazer kullanımı ile elde edilmiştir.

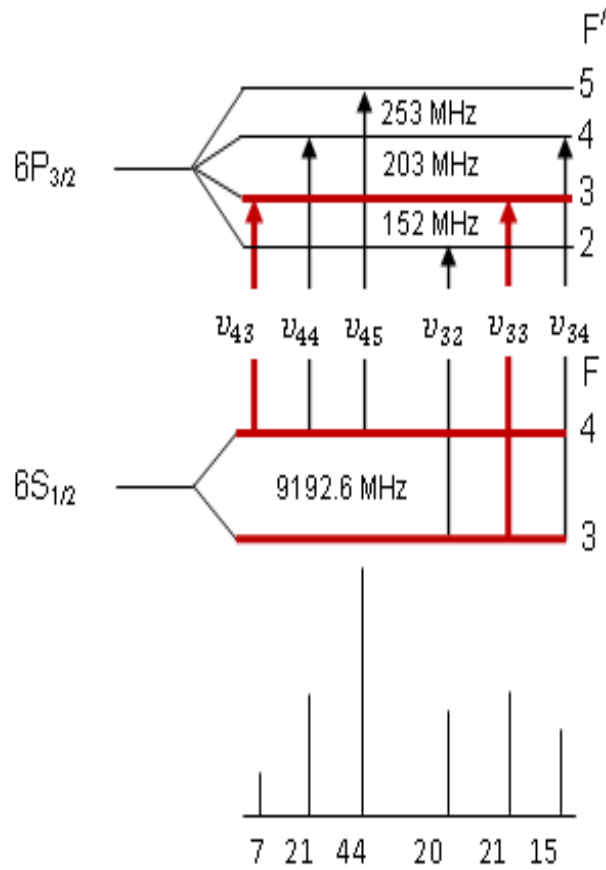


Şekil 2.16: Doppler-altı doyum spektroskopisi deney şeması.

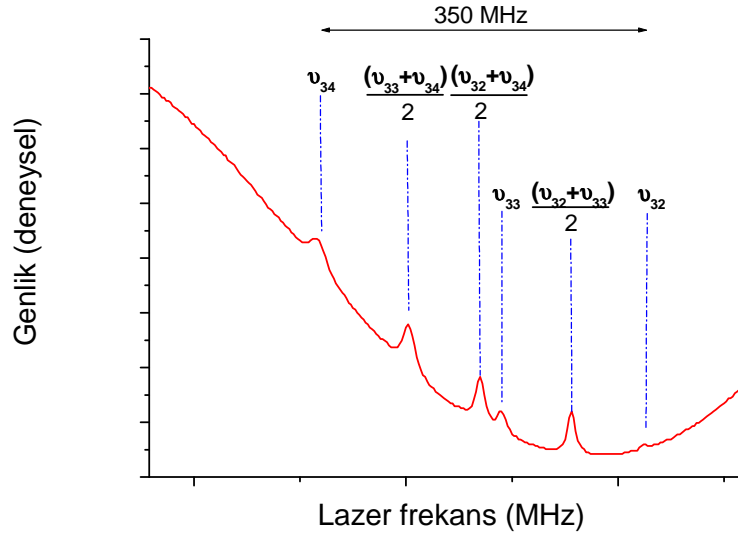


Şekil 2.17: Doppler-altı doyum spektroskopisi deney resmi.

Dış kaviteli diyot lazerden elde edilen lazer demeti, geçirme katsayısı % 75 olan BS₂ ışın bölücüsü ile ikiye ayrılmak sureti ile yüksek ışınım yoğunluğuna sahip pump ve probe lazer demeti oluşturulmuştur. Bu durumda pump ve probe lazerlerinin frekansları $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ eşitliğini sağlamaktadır. Lazer frekansı Cs atomik gazının süper ince geçişlerine denk gelecek frekanslarda taranak Doppler-altı doyum rezonansları gözlenmiştir. Rezonansların bilgisayar üzerinden yazdırıla bilinmesi amacı ile dış kaviteli diyot lazerin merkez frekansı, interferometrenin geçiş rezonansına kilitlenmiştir. İnterferometreye sinyal üreticisinden verilen testere dişli sinyal ile lazer merkez frekansı Cs atomik gazının süper ince geçişlerinde taranmıştır. Şekil 2.18'de Cs atomik gazının süper aşırı geçişlerini gösteren enerji diagramı, 2.19'da ise lazerin merkez frekansının $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ aşırı ince seviyelerinde taranarak gözlenen Doppler altı doyum rezonansları görülmektedir.

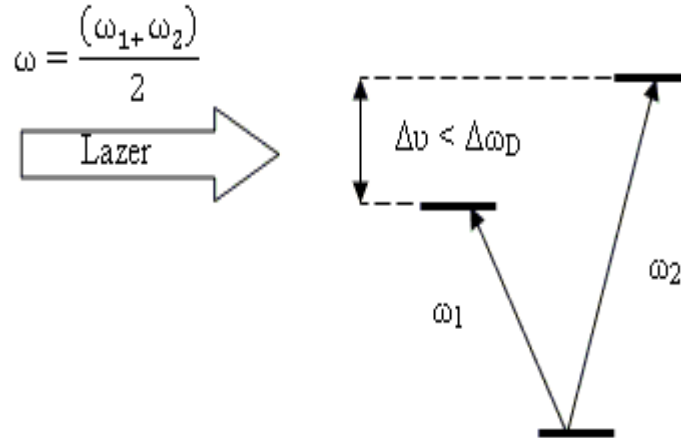


Şekil 2.18: ¹³³Cs atomik gazının aşırı ince yapı geçişlerini gösteren enerji diagramı.



Şekil 2.19: Cs atomik gazının Doppler-altı doyum rezonansları.

Şekil 2.19'da $\nu_{32}, \nu_{33}, \nu_{34}$ rezonansları lazer demetinin ω merkez frekansının Cs atomik gazının süper ince enerji seviyeleri $F = 3 \rightarrow F' = 2$, $F = 3 \rightarrow F' = 3$ ve $F = 3 \rightarrow F' = 4$ 'de taranması sonucu gözlenmiş dopler altı doyum rezonanslarıdır. $\frac{\nu_{32}+\nu_{33}}{2}$, $\frac{\nu_{32}+\nu_{34}}{2}$, $\frac{\nu_{33}+\nu_{34}}{2}$ rezonansları ise cross-over rezonansları olarak isimlendirilir ve lazer merkez frekansının $\omega = \frac{(\omega_2+\omega_3)}{2}$, $\omega = \frac{(\omega_2+\omega_4)}{2}$ ve $\omega = \frac{(\omega_3+\omega_4)}{2}$ denk gelecek şekilde tarandığı durumda gözlenen Doppler-altı doyum rezonanslarıdır. Cross-over rezonansları iki uyarılmış enerji seviyesi arasındaki $\Delta\nu$ frekans farkının $\Delta\omega_D$ Doppler genişliğinden küçük olduğu yani $\Delta\nu < \Delta\omega_D$ ara bölgede lazer demetinin frekansının taranması ile oluşur (Şekil 2.20).



Şekil 2.20: Cross-over rezonanslarının oluşumu.

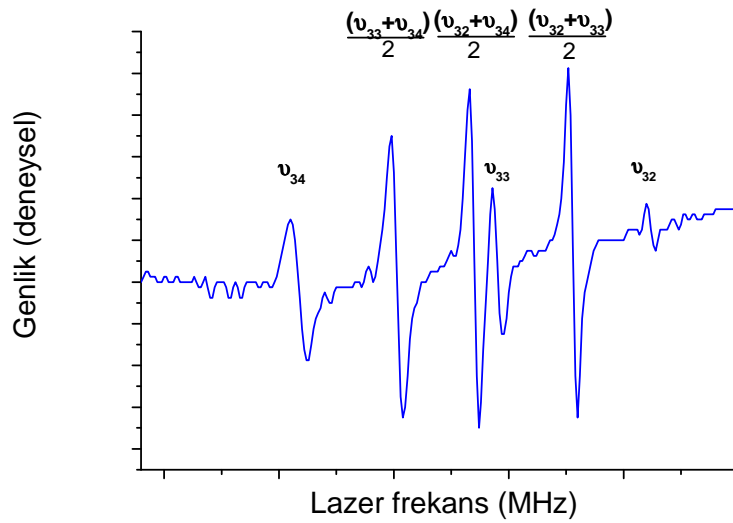
2.4.4 Lazer merkez frekansının kararlı hale getirilmesi

Atomların Cs atomik gazının Zeeman enerji seviyelerinde koherent tuzaklanması sonucu oluşan CPT rezonansların gözlenebilmesi için bikromatik frekansa sahip lazer demetinin oluşturulması ve merkez frekansının atomik gazın aşırı ince geçişine kilitlenerek frekansının kararlı hale getirilmesi gerekmektedir.

Doppler-altı doyum rezonansları geniş Doppler çizgisi üzerinde olduğundan lazerin merkez frekansının kararlı hale getirilmesinde kullanılamaz. Bu geniş Doppler çizgisinin kaldırılması gerekir çünkü lazer demetinin merkez frekansının kararlılığı elektronik olarak gerçekleştirilir. Elektronik olarak geniş çizgi üzerindeki dar çizgi genişliğine sahip rezonansları algılamak güçtür. Bu sebepten lock-in yükselteci kullanılarak şekil 2.19'daki rezonansın birinci türevi alınarak Doppler çizgisi kaldırılır (Şekil 2.21). Lazerin demetinin merkez frekansı hangi rezonansa kilitlenmek istenirse o rezonans seçilir ve hata sinyali olarak lazer kavitesinin boyunu sabit tutmakta kullanılır. Lazer kavite boyu L 'deki ΔL kadar değişim ω merkez frekansında $\Delta\omega$ kadar değişim oluşturur. Çünkü merkez frekansın kararlılığı

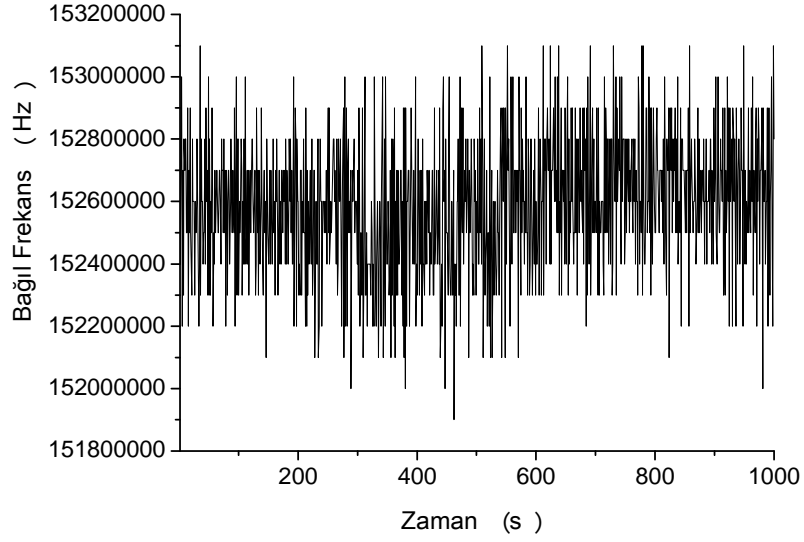
$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta L}{L} \quad (2.57)$$

eşitliğince ifade edilir.



Şekil 2.21: Cs atomik gazının Doppler-altı doyum rezonanslarının birinci türevi.

Şekil 2.22’i lazer demetinin merkez frekansınının ν_{33} Doppler-altı doyum rezonansı kullanılarak frekansın kararlı hale getirilmiş spektrumununun zamanla değişimini göstermektedir. Lazer merkez frekansının frekans kararlılığı $\frac{\Delta\omega}{\omega} \cong 6 \times 10^{-10}$ (1 s’ deki) değerindedir.



Şekil 2.22: Lazer merkez frekansının zamana göre değişimi.

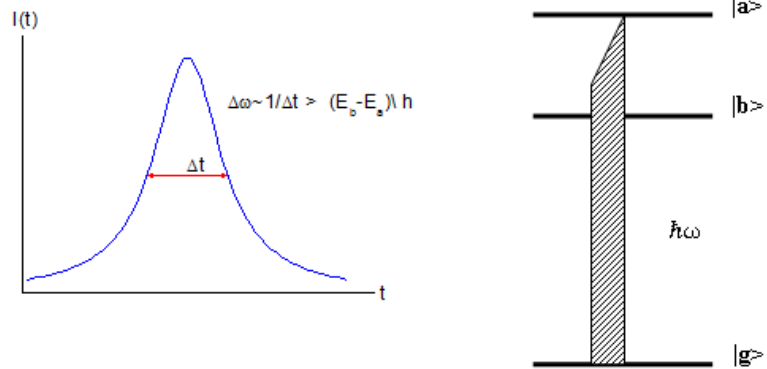
3. ATOMLARIN KOHERENT TUZAKLANMASI

3.1 Amaç

Atomların Zeeman enerji seviyelerinde tuzaklanması sonucu oluşan rezonanslar (Coherent Population Trapping Resonance, CPT resonance) Doppler-altı doyum rezonansların'dan daha ince çizgi genişliğine sahiptir ve bu rezonansların içinde oluşur. CPT rezonansları lazer metrolojisinde kuartz osilatörün çıkış frekansını kararlı hale getirmek için kullanılarak atomik frekans standartlarının oluşumunu gerçekleştirmektedir. Kuartz osilatörünün frekans kararlılığı, hata sinyali olarak kullanılacak rezonansın çizgi genişliği ve genliği ile ilintilidir. Bu bölümde CPT rezonansların oluşumu, rezonans çizgi genişliği ve genliği nicelikleri kuantum mekaniksel yaklaşım ile incelenecek, deneysel olarak nasıl gözlemleneceği konusunda bilgiler sunulacaktır.

3.2 Atomik Sistemin Koherensisi

Atomların uyarılmış enerji seviyesindeki durumunu ifade eden dalga fonksiyonları $\Psi(t)$ herhangi bir t anında aynı fazda ise atomlar koherent olarak uyarıldığı anlamını taşır. Her atomun uyarılmış enerji seviyesindeki durumunu ifade eden $\Psi(t)$ 'nin fazı zamanla değişir çünkü dalga fonksiyonunun içerisinde zamana bağlı $e^{i\omega t}$ terimi yer almaktadır. Ayrıca atomların uyarılmış enerji seviyesinden temel enerji seviyesine geçmesi süreci (Relaxation Process) her atom için farklıdır.



Şekil 3.1: Atomların koherent uyarılması.

Farklı enerji seviyelerinde bulunan atomları koherent olarak aynı t anında üst enerji seviyesine uyarmak ancak lazer demeti ile atomların etkileşim süresi Δt 'nin enerji seviyeleri arasındaki farktan büyük olduğu yani $\Delta\omega = \frac{1}{\Delta t} > \frac{E_b - E_a}{\hbar}$ durumunda mümkündür (Şekil 3.1). Bu durumda koherent olarak uyarılmış atomun dalga fonksiyonu

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi_a(t) + \Psi_b(t) \quad (3.1)$$

eşitliğince ifade edilir. Atomların koherent veya koherent olmayacak şekilde uyarılması, atomların enerji seviyelerindeki atom popülasyonunu ifade eden yoğunluk matrisi ile ifade edilir.

İki seviyeli atomik gösterimde, herhangi bir t anında enerji seviyelerinde ki durumu

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi_a(t) + \Psi_b(t) = a(t)u_a e^{-i\frac{E_a}{\hbar}t} + b(t)u_b e^{-i(\frac{E_b}{\hbar}t - \Phi)} \quad (3.2)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (3.2)'de Φ atomlar arasındaki fazı ifade etmektedir. u_a ve u_b normalize baz vektörlerdir ve

$$u_a = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{ve} \quad u_b = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

ile ifade edilir. Yoğunluk matrisi ρ

$$\rho = |\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle \langle \Psi(\mathbf{r}, t)| = \begin{pmatrix} \Psi_a \\ \Psi_b \end{pmatrix} (\Psi_a \quad \Psi_b) \quad (3.4)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (3.2)'yi (3.3)'de yerine yazıp düzenlersek

$$\rho = \begin{pmatrix} |a(t)|^2 & a b e^{-i\left[\frac{(E_a - E_b)t}{\hbar} + \Phi\right]} \\ a b e^{+i\left[\frac{(E_a - E_b)t}{\hbar} + \Phi\right]} & |b(t)|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} \\ \rho_{ba} & \rho_{bb} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

elde ederiz. Eşitlik (3.5)'de ρ_{aa} ve ρ_{bb} sırasıyla atomların $|a\rangle$ ve $|b\rangle$ öz durumlarında bulunma olasılığıdır. Eğer uyarılmış durumdaki atomların Φ fazı aynı değil ise eşitlik (3.5)'de köşegen olmayan matris elemanları sıfır olur ve koherent olmayan uyarımı ifade eder. Eğer uyarılmış durumdaki atomların Φ fazı

aynı ise köşegen olmayan matris elemanları sıfır olmaz ve koherent uyarılmayı ifade eder.

Atomların üst enerji seviyelerine koherent uyarımları, yüksek ışınım yoğunluğuna sahip lazer demetinin atomlar ile etkileşimi ile mümkündür. Yüksek ışınım yoğunluğuna sahip lazer demeti her bir atomun dipol oluşturduğu göz önüne alındığında tüm atomik sistemin dipolünü aynı fazda Rabi flopping frekansında titreştirir. Dipol momentin beklenen değeri

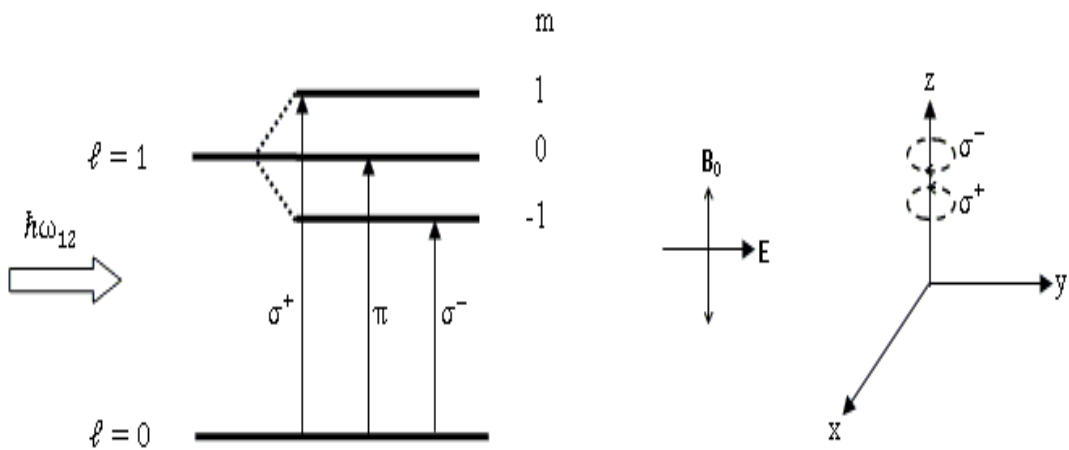
$$\langle \mathbf{D} \rangle = -e \int \Psi^* \cdot \mathbf{r} \cdot \Psi d\Psi = -D_{ab}(a^* b e^{-i\omega_{ba}t} + a b^* e^{i\omega_{ba}t}) \quad (3.6)$$

eşitliğince ifade edilir. (3.6) eşitliği düzenlendiğinde

$$\langle \mathbf{D} \rangle = D_{ab}(\rho_{ab} + \rho_{ba}) \quad (3.7)$$

eşitliği elde edilir. (3.7) eşitliği yoğunluk matrisinde atomların koherent uyarılmasını ifade eden ρ_{ab} ve ρ_{ba} terimlerinin dipol momentin beklenen değeri ile orantılı olduğu sonucunu verir.

Atomların koherent uyarılmasını örneklemek için yörünge açısız kuantum sayısı $\ell = 0$ ve $\ell = 1$ olan iki seviyeli bir atomik sistem düşünelim. Böyle bir sisteme $\mathbf{B}=(0,0,B_z)$ olan +z yönünde bir manyetik alan uyguladığımızı ve atomlarında kordinat merkezinde yani (0,0,0) bulunduğunu düşünelim (Şekil 3.2).



Şekil 3.2 : Atomların koherent uyarılması.

Atomik sisteme +z yönünde bir manyetik alan uyguladığımızda, atomik sistemin enerji seviyeleri Zeeman yarılmasına uğrayacaktır. $\ell = 0$ seviyesi $m = 0$ olduğundan yarılmaya uğramaz iken, $\ell = 1$ seviyesi $m = +1, 0, -1$ olduğundan yarılmaya uğrayacaktır. Lazer demetinin elektirik alan bileşeni uygulanan manyetik alanın yönünde kutuplanmış olarak (yani $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$) atomik sistem ile etkileşime girdiğinde sadece $\ell = 0, m = 0$ seviyesindeki atomları $\ell = 1, m = 0$ seviyesine elektirik dipol seçim kuralları gereğince optik pompalayacaktır. Bu uyarma koherent bir uyarma değildir.

Lazer demetinin elektrik alan bileşeni uygulanan manyetik alanın dik olacak şekilde kutuplanmış olarak (yani $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$) atomik sistem ile etkileşime girdiğinde $\ell = 0, m = 0$ seviyesindeki atomları $\ell = 1, m = 1$ seviyesine ve $\ell = 0, m = 0$ seviyesindeki atomları $\ell = 1, m = -1$ seviyesine elektrik dipol seçim kuralları gereğince optik pompama ile uyarır. $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ olduğunda lineer polarize olan lazer demeti her zaman dairesel polarize iki dalganın üst üste binmiş şekli ile ifade edilebilir. Bu durumda lazer demetini elektirik alanın sağ polarize (σ^+) bileşeni $\ell = 0, m = 0$ seviyesindeki atomları $\ell = 1, m = 1$, sol polarize (σ^-) bileşeni $\ell = 0, m = 0$ seviyesindeki atomları $\ell = 1, m = -1$ seviyesine uyarılmış olur. Bu durumda $m = 0$ 'dan $m = \pm 1$ Zeeman seviyelerine uyarılan atomlar koherent olarak uyarılmış olur. Koherent olarak uyarılmış atomların dalga fonksiyonu

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = a\Psi_a(t) + b\Psi_b(t) \quad (3.8)$$

eşitliğince ifade edilir (Demtröder, 1995, Bölüm 2.8).

3.2.1 Lazer atom etkileşiminin yoğunluk matrisi ile gösterimi

İki seviyeli atom ile lazer demeti etkileşimini yoğunluk matrisi gösterimi ile incelemeden önce yoğunluk matrisi ve matematiksel içeriği hakkında durmakta fayda vardır. Hergangi bir t anında atomik sistemin durumunu, durum vektörü ile ifade ederiz ve

$$|\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle = \sum_a C_a(t)|a\rangle \quad (3.9)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (3.9)'da $C_a(t)$ atomik sistemin t anında $|a\rangle$ durumunda bulunma olasılığı genliğini ifade ederken $|a\rangle$ ise a durumdaki (a enerji seviyesindeki) dalga fonksiyonunu ifade etmektedir. \mathbf{A} bir ölçülebilir bir gözlenebilir ise bu gözlenebilirin beklenen (ölçülen) değeri

$$\langle \mathbf{A} \rangle = \langle \Psi | \mathbf{A} | \Psi \rangle = \sum_{ab} C_a^* C_b A_{ab} \quad (3.10)$$

eşitliğince ifade edilir. (3.10) eşitliğinde A_{ab} , \mathbf{A} gözlenebilirinin matris elemanıdır

$$\langle A_{ab} \rangle = \langle u_a | \mathbf{A} | u_b \rangle \quad (3.11)$$

eşitliğince ifade edilir. u_a ve u_b a ve b durumlarının öz vektörlerdir. Yoğunluk matrisi (operatörü)

$$\rho = |\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle \langle \Psi(\mathbf{r}, t)| \quad (3.12)$$

eşitliğince ifade edilir ve yoğunluk operatörünün matris elemanları

$$\langle \rho_{ab} \rangle = \langle u_a | \rho | u_b \rangle = C_a^* C_b \quad (3.13)$$

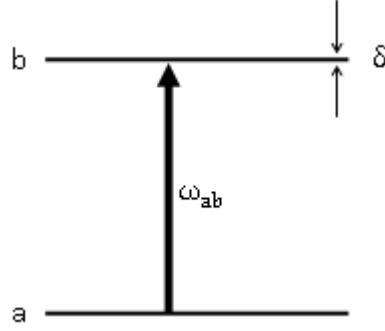
eşitliğince ifade edilir. Yoğunluk operatörünün özellikleri:

- Yoğunluk operatörü hermitiktir, $\rho_{ab}^* = C_b^* C_a \leftrightarrow \rho^\dagger = \rho$
- Yoğunluk operatörünün matrisinin köşegen elemanlarının toplamı 1 eşittir, $Tr \rho = \sum_a \rho_{aa} = \sum_a |C_a|^2 = 1$

ifade edilmektedir. \mathbf{A} ölçülebilir bir gözlenebilir ise bu gözlenebilirin beklenen (ölçülen) değeri yoğunluk matrisi gösterimi ile

$$\langle \mathbf{A} \rangle = \langle \Psi | \mathbf{A} | \Psi \rangle = \sum_{ab} C_a^* C_b A_{ab} = \sum_{ab} \rho_{ab} A_{ab} = Tr \{ \rho \mathbf{A} \} \quad (3.14)$$

eşitliğince ifade edilir. Yoğunluk operatörünün zamanla değişimi



Şekil 3.3: Atomun iki seviyeli enerji gösterimi.

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{d}{dt} |\Psi\rangle \langle \Psi| = \frac{d}{dt} (|\Psi\rangle \langle \Psi| + |\Psi\rangle \left(\frac{d}{dt} \langle \Psi| \right)) \quad (3.15)$$

eşitliğince ifade edilir. Schrödinger denklemi $\frac{1}{i\hbar} \frac{d}{dt} |\Psi\rangle = \mathcal{H} |\Psi\rangle$ göz önünde bulundurup (3.15) eşitliğini düzenler isek

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \mathcal{H} |\Psi\rangle \langle \Psi| + \frac{1}{-i\hbar} |\Psi\rangle \langle \Psi| \mathcal{H} = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}, \rho] \quad (3.16)$$

eşitliğince ifade ederiz. (3.16) eşitliği bize herhangi bir t anında enerji seviyelerinde ki atom sayısı populasyonu hakkında bilgi verir.

Lazer demeti ile atomların etkileşiminin yoğunluk matrisi ile gösterimi için şekil 3.3'deki gibi iki seviyeli atomik sistem düşünelim. +z yönünde liner polarize ω açısal frekansa sahip lazer demetinin atomik sistem ile etkileşime girdiğini düşünelim. δ lazer demetinin tarama frekansını (a ve b enerji seviyeleri arasındaki ω açısal frekansı etrafında) gösterebiliriz. Lazer demetinin iki seviyeli atom ile etkileşim hamiltonyeni

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1 \quad (3.17)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (3.17)'de \mathcal{H}_0 atomik sistemin serbest durum hamiltonyeni iken, \mathcal{H}_1 lazer demetinin etkileşim Hamiltonian'ıdır. Serbest durum hamiltonyeni

$$\mathcal{H}_0 = \hbar\omega_a |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle \langle b| \quad (3.18)$$

eşitliğince, lazer demetinin etkileşim Hamiltonian'ı ise

$$\mathcal{H}_I = \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} = -(|a \rangle \langle b| + |b \rangle \langle a|)d_z E \quad (3.19)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (3.19)'da $d_z = ez_{ab} = e\langle a|z|b \rangle$ eşitliği atomik dipol momentin matriksi elemanıdır. Lazer demetinin elektrik alanını bileşeni

$$\mathbf{E} = E_0 \cos(\omega t) = \frac{E_0}{2} (e^{-i\omega t} + e^{+i\omega t}) \quad (3.20)$$

Eşitliğince ifade edilirken, lazer demetinin Rabi frekansı ise $\Omega = \frac{d_z E_0}{\hbar}$ ifade edildiğinde etkileşim hamiltonyeni

$$\mathcal{H}_I = -\frac{\hbar}{2} (|a \rangle \langle b| + |b \rangle \langle a|) (e^{-i\omega t} + e^{+i\omega t}) \Omega \quad (3.21)$$

(3.21) eşitliğince ifade edebiliriz. Dönen-dalga yaklaşımını göz önünde bulun durup $\sigma_+ = |a \rangle \langle b|$ ve $\sigma_- = |b \rangle \langle a|$ atomik geçiş operatörlerini tanımlar isek etkileşim hamiltonyenini

$$\mathcal{H}_I = -\frac{\hbar}{2} (\sigma_+ e^{-i\omega t} + \sigma_- e^{+i\omega t}) \Omega \quad (3.22)$$

eşitliğince ifade edebiliriz. Serbest durumda (lazer demeti ile atomik sistemin etkileşimi söz konusu değil iken) durum vektörünü

$$|\Psi \rangle = C_a |a \rangle + C_b |b \rangle \quad (3.23)$$

zamana bağlı Schrödinger denkleminde

$$\frac{1}{i\hbar} \frac{d}{dt} |\Psi \rangle = \mathcal{H} |\Psi \rangle = (\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I) |\Psi \rangle \quad (3.24)$$

yazarsak atomun $|a \rangle$ ve $|b \rangle$ özdurumunda bulunma olasılığı genliklerinin zamanla değişimini ifade eden

$$\frac{d}{dt} C_a = -i\omega_a C_a + \frac{i\Omega}{2} e^{-i\omega t} C_b \quad (3.25)$$

$$\frac{d}{dt}C_b = -i\omega_b C_b + \frac{i\Omega}{2} e^{+i\omega t} C_{ab} \quad (3.26)$$

(3.25) ve (3.26) denklemlerini elde ederiz. Lazer demeti ile atomik sisteminin etkileşimi sonucu a ve b enerji seviyesindeki atom sayısı populasyonu ve koherent uyarılmış atomların sayısı hakkında bilgi edinmek için yoğunluk operatörünün zamanla değişimini ifade eden

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}, \rho] = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I, \rho] \quad (3.27)$$

eşitliğinin matriks elemanlarını yazmamız gerekir. Eşitlik (3.25), (3.26) ve (3.28)'i

$$\rho_{aa} = |C_a|^2, \quad \rho_{bb} = |C_b|^2, \quad \rho_{ab} = C_a C_b^*, \quad \rho_{ba} = \rho_{ab}^* \quad (3.28)$$

eşitlik (3.27)'de kullanır isek atomların a ve b enerji seviyelerindeki populasyonu ve koherent uyarılmış atomların sayısını veren

$$\frac{d}{dt}\rho_{aa} = \frac{i\Omega}{2} (e^{-i\omega t}\rho_{ba} - e^{+i\omega t}\rho_{ab}) \quad (3.29)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{bb} = -\frac{i\Omega}{2} (e^{-i\omega t}\rho_{ba} - e^{+i\omega t}\rho_{ab}) \quad (3.30)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{ab} = -i\omega\rho_{ab} + \frac{i\Omega}{2} e^{-i\omega t}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \quad (3.31)$$

eşitliklerini elde ederiz. Eşitlik (3.29) ve (3.30) sırasıyla a ve b enerji seviyesindeki atomların sayısının zamanla değişimini ifade ederken, eşitlik (3.31) ise a enerji seviyesinden b enerji seviyesine koherent olarak uyarılmış atomların sayısının zamanla değişimini ifade etmektedir. (3.29), (3.30) ve (3.31) eşitliklikleri kendiliğinden veya atomlar arası çarpışmanın olmadığı durumda yoğunluk operatörünün zamanla değişimini ifade eden matriks elemanlarıdır.

Lazer demeti ile atomlar etkileşime girdiğinde, üst enerji seviyesine çıkan atomlar kendiliğinden veya atomlar arası çarpışmadan dolayı temel enerji seviyesine geri döner. Bu durumda enerji seviyelerindeki atom sayısı ve koherent uyarılmış atom sayısı hakkında bilgi edinmek için,

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}, \rho] = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1, \rho] + \Lambda_\rho \quad (3.32)$$

eşitliğini çözmemiz gerekir. Eşitlik (3.27)'de Λ_ρ , atomların üst enerji seviyesi b'ye uyarılmasından sonra çarpışma veya kendiliğinden a enerji seviyesine atomların dönmesini ifade eden bozunma operatördür ve

$$\Lambda_\rho = -\frac{\Gamma}{2} [\sigma_+ \sigma_- \rho - 2 \sigma_- \rho \sigma_+ + \rho \sigma_+ \sigma_-] \quad (3.33)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (3.33)'de Γ bozuma oranı hızını (veya Einstein A sabiti) olarak isimlendirilir ve

$$\Gamma = \frac{\omega^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\mathbf{d}|^2 \quad (3.34)$$

ile ifade edilir. Eşitlikte ω , a ve b enerji seviyeleri arasına denk gelen açısal frekans iken, $\mathbf{d} = e\langle a|\mathbf{r}|b\rangle$ atomun dipol momentini ve c ışık hızını ifade etmektedir.

a ve b enerji seviyelerindeki atom sayısı ve koherensinin zamanla değişimini ifade eden matriks elemanlarını, bozunmanın olduğu durumda yazabilmek için (3.32) eşitliğini göz önünde bulundurup yazmamız gerekir. Bunun için eşitlik (3.29), (3.30) ve (3.31)'e bozunma matriks terimleri olan

$$\left(\frac{d}{dt} \rho_{aa} \right)_{\text{bozunma}} = -\Gamma \rho_{aa} \quad (3.35)$$

$$\left(\frac{d}{dt} \rho_{bb} \right)_{\text{bozunma}} = \Gamma \rho_{aa} \quad (3.36)$$

$$\left(\frac{d}{dt} \rho_{ab} \right)_{\text{bozunma}} = -\frac{\Gamma}{2} \rho_{ab} \quad (3.37)$$

eşitlik (3.35), (3.36) ve (3.37)'yi ekler isek

$$\frac{d}{dt} \rho_{aa} = -\Gamma \rho_{aa} + \frac{i\Omega}{2} (e^{-i\omega t} \rho_{ba} - e^{+i\omega t} \rho_{ab}) \quad (3.38)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{bb} = \Gamma\rho_{aa} - \frac{i\Omega}{2}(e^{-i\omega t}\rho_{ba} - e^{+i\omega t}\rho_{ab}) \quad (3.39)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{ab} = -\left(i\omega + \frac{\Gamma}{2}\right)\rho_{ab} + \frac{i\Omega}{2}e^{-i\omega t}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \quad (3.40)$$

eşitliklerini elde ederiz. Lazer tarama frekansı $\delta = \omega - \omega_{ab}$ ve optik koherensi terimi $\widetilde{\rho}_{ab} = e^{+i\omega t}$ tanımlar ve (3.38), (3.39) ve (3.40) eşitliklerini düzenler isek

$$\frac{d}{dt}\rho_{aa} = -\Gamma\rho_{aa} + \frac{i\Omega}{2}(\widetilde{\rho}_{ba} - \widetilde{\rho}_{ab}) \quad (3.41)$$

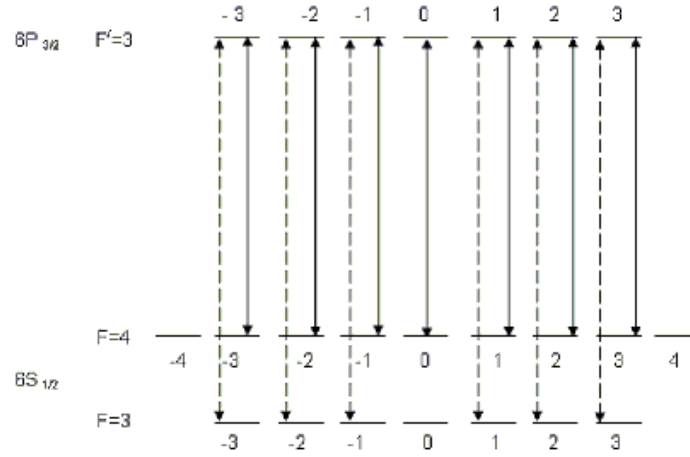
$$\frac{d}{dt}\rho_{bb} = \Gamma\rho_{aa} - \frac{i\Omega}{2}(\widetilde{\rho}_{ba} - \widetilde{\rho}_{ab}) \quad (3.42)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{ab} = \left(i\delta - \frac{\Gamma}{2}\right)\widetilde{\rho}_{ab} + \frac{i\Omega}{2}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \quad (3.43)$$

eşitliklerini elde ederiz. (3.41), (3.42) ve (3.43) eşitlikleri iki seviyeli atom sistemi için optik Bloch denklemleri olarak adlandırılır. Bu denklemlerin çözümü bize lazer demeti ile atomik sisteminin etkileşimi sonucu a ve b enerji seviyesindeki atom sayısı populasyonu ve koherent olarak uyarılmış atomların sayısı hakkında bilgi sunar. (Kien, 2004, Lecture Notes)

3.2.2 Atomların koherent tuzaklanması

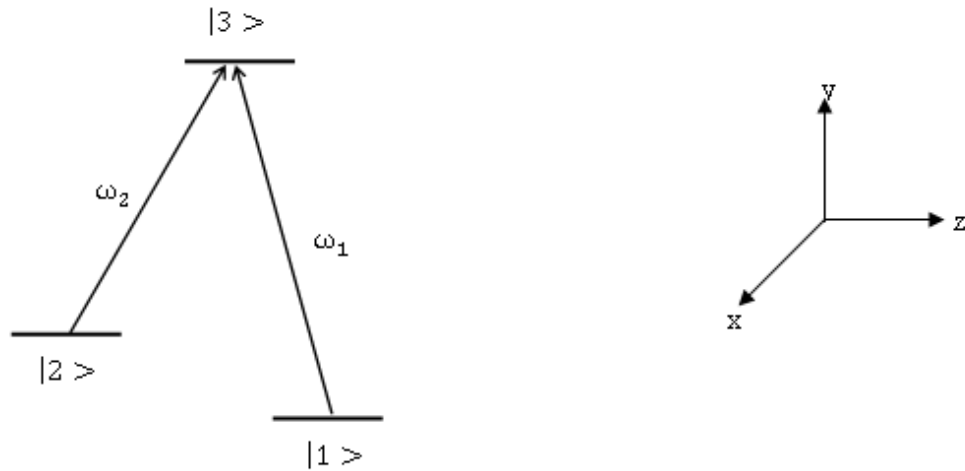
Atomların koherent tuzaklanması, atomik gazın taban enerji seviyesinin aşırı ince (hyperfine) enerji geçişlerinin Zeeman seviyelerinde gerçekleşir. Bikromatik lazer demeti, polarizasyonuna bağlı olarak atomlar ile etkileşime girer. Elektrik dipol seçim kuralları gereğince lazer demeti bazı Zeeman seviyelerindeki atomlar ile etkileşime girer iken diğer seviyelerdeki atomlar ile etkileşime girmez. Lazer demeti ile etkileşime girmeyen Zeeman enerji seviyelerinde atomlar tuzaklanır. Örneğin bikromatik lazer demeti, şekil 3.4'de Zeeman enerji geçişleri verilmiş olan Cs atomik gazı ile etkileşime girdiğinde, şekilde noktalı ve katı oklarla gösterilen Zeeman enerji geçişlerinde atomlar ile etkileşime girerken, $F = 3, m = 0$ ve $F = 4, m = \pm 4$ Zeeman seviyesindeki atomlar ile etkileşime girmez ve atomlar bu seviyelerde tuzaklanır.



Şekil 3.4: Cs atomunun Zeeman enerji seviyeleri.

Atomların Zeeman enerji seviyelerinde tuzaklanması sonucu oluşan rezonanslar literatürde “Coherent Population Trapping Resonance (Λ resonance)” olarak isimlendirilir. Λ rezonansları, lazer demetinin aşırı ince geçişlerinde bulunan atomlarla etkileşimi sonucu oluşan Doppler-altı doyum rezonansların’dan daha ince çizgi genişliğine sahiptir ve bu rezonansların içinde oluşur. Örneğin lazer demetinin Cs atomik gazı ile etkileşimi sonucu oluşan Doppler-altı doyum rezonansların’nın çizgi genişlikleri 1-5 MHz iken, Λ rezonanslarının ki ise 100- 1000 Hz değerlerindedir.

Atomların enerji seviyelerinde koherent tuzaklanmasının yoğunluk matrisi gösterimi ile nasıl gerçekleştiğini algılamak için şekil 3.5’de gösterilen 3 seviyeli atomik sistemi ele alalım.



Şekil 3.5: Atomun üç seviyeli enerji gösterimi.

ω_1 ve ω_2 açısal frekansına sahip lazer demeti atomik gaz ile etkileşime girdiğinde; ω_1 açısal frekansına sahip bikromatik lazer demetinin bir bileşeni $|1\rangle$ enerji seviyesindeki atomları $|3\rangle$ seviyesine çıkarırken, ω_2 açısal frekansına sahip diğer bileşeni $|1\rangle$ enerji seviyesindeki atomları $|3\rangle$ seviyesine çıkarır. Enerji seviyelerinin $E_1 \leq E_2 \leq E_3$ olduğunu varsaydığımızda seviyeler arasındaki enerji farkı $\hbar\omega_{ij} = E_i - E_j$ olur. 3 seviyeli atomik sistemin serbest durum hamitolyeni \mathcal{H}_0

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{ij} E_j |i\rangle\langle j| \quad (3.44)$$

eşitliğince ifade edilir. +z yönünde propagasyon yapan bikromatik lazer ışınının elektrik alan bileşenleri

$$\mathbf{E}_1 = E_{10}(z) \cos(\omega_1 t + \Phi_1) \mathbf{u}_1 \quad (3.45)$$

$$\mathbf{E}_2 = E_{20}(z) \cos(\omega_2 t + \Phi_2) \mathbf{u}_2 \quad (3.46)$$

eşitliklerince ifade edilir. Eşitlik (3.45) ve (3.46)'da E_{10} ve E_{20} bikromatik lazer demetinin elektrik alan bileşenlerinin genlikleri iken, Φ_1, Φ_2 ise lazer demetlerinin fazlarını ifade etmektedir. Eşitliklerde \mathbf{u}_1 ve \mathbf{u}_2 ise birim vektörlerdir. Bikromatik lazer demeti ile etkileşime girecek olan atomların koordinat eksenin merkezinde yani $(0,0,0)$ 'da bulunduğunu varsayalım. Bu durumda bikromatik ışınının polarizasyonu ve açısal frekanslarına bağlı olarak her bir lazer demeti atomik gazın taban enerji seviyesinin süper ince enerji seviyesindeki atomları üst enerji seviyesine çıkarır. Yani ω_1 açısal frekansına sahip bikromatik lazer demetinin bir bileşeni $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ geçişini, ω_2 açısal frekansına sahip diğer bileşeni $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ sağlayarak atomları $|3\rangle$ enerji seviyesine optik pompalar. Atomik sistemin gösterimi 3 seviyeli olmasına karşın, bikromatik lazer demeti ile atomun etkileşimi 2 seviyeli atomik gösterimde incelenebilir çünkü bikromatik ışınının her bileşeni farklı taban enerji seviyesindeki atomları üst enerji seviyesine çıkarmaktadır. Elektrik dipol seçim kuralları gereğince lazer demeti $|1\rangle$ enerji seviyesinden $|2\rangle$ enerji seviyesine atomları optik olarak pompalayamaz çünkü $|1\rangle$ ve $|2\rangle$ enerji seviyeleri aynı pariteye sahiptir. Bu durumda bikromatik lazer demeti ile atomların etkileşim hamiltonyeni \mathcal{H}_1

$$\mathcal{H}_1 = \frac{\hbar\Omega_1}{2} e^{-i(\omega_1 t + \Phi_1)} |3\rangle \langle 1| + \frac{\hbar\Omega_2}{2} e^{-i(\omega_2 t + \Phi_2)} |3\rangle \langle 2| \quad (3.47)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (3.47)'de Ω_1 ve Ω_2 bikromatik lazer demetinin her bir bileşeni için ifade edilen Rabi frekanslarıdır ve

$$\Omega_1 = -\frac{\mu_{13}}{\hbar} E_{10} \text{ ve } \Omega_2 = -\frac{\mu_{23}}{\hbar} E_{20} \quad (3.48)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (3.48)'de μ_{13} , μ_{23} sırasıyla $|1\rangle - |3\rangle$ ve $|2\rangle - |3\rangle$ enerji seviyelerine ait elektririk dipol momentidir. Bu durumda lazer demeti ile atomların etkileşimini ifade eden hamiltonyen

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1 \quad (3.49)$$

eşitliğince ifade edilir. Bikromatik lazer demetinin her bileşeni için lazer tarama frekanslarını

$$\delta_1 = \omega_1 - \omega_{31} \text{ ve } \delta_2 = \omega_2 - \omega_{32} \quad (3.50)$$

eşitliğince tanımladığımızda iki foton Raman rezonans tarama frekansı

$$\delta_R = \omega_1 - \omega_2 - (\omega_{31} - \omega_{32}) \quad (3.51)$$

eşitliğince tanımlanır. Lazer demeti ile atomik sisteminin etkileşimi sonucu $|1\rangle$, $|2\rangle$ ve $|3\rangle$ enerji seviyelerindeki atom sayısı popülasyonu ve koherent uyarılmış atomların sayısı hakkında bilgi edinmek için yoğunluk operatörünün zamanla değişimini ifade eden Schrödinger denklemi

$$\frac{d\rho_{ij}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}, \rho_{ij}] = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1, \rho_{ij}] + \Lambda_{\rho_{ij}} \quad (3.52)$$

eşitliğince ifade edilir. $\Lambda_{\rho_{ij}}$ atomların üst enerji seviyesi $|3\rangle$ 'e uyarılmasından sonra çarpışma veya kendiliğinden $|1\rangle$ ve $|2\rangle$ enerji seviyelerine dönmesini ifade eden bozunma operatördür ve (3.53) eşitliğince ifade edilir.

$$\Lambda_{\rho_{ij}} = -\frac{\Gamma_{ij}}{2} [\sigma_+ \sigma_- \rho - 2\sigma_- \rho \sigma_+ + \rho \sigma_+ \sigma_-] \quad (3.53)$$

(3.53) eşitliğinde $\sigma_+ = |i\rangle\langle j|$ ve $\sigma_- = |j\rangle\langle i|$ atomik geçiş operatörleri iken, Γ_{ij} $|i\rangle$ enerji seviyesindeki atomların $|j\rangle$ enerji seviyesine bozuma oranı hızını ifade etmektedir ve

$$\Gamma_{ij} = \frac{\omega^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\mathbf{d}|^2 \quad (3.54)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (3.54)'de ω , i ve j enerji seviyeleri arasına denk gelen açılal frekans iken, $\mathbf{d} = e\langle i|\mathbf{r}|j\rangle$ atomun dipol momentini ve c ışık hızını ifade etmektedir. 3 seviyeli atomik gösterimde optik koherensi terimleri

$$\widetilde{\rho}_{3i} = \rho_{3i} e^{+i(\omega_i t + \Phi_i)}, \quad i = 1, 2 \quad (3.55)$$

$$\widetilde{\rho}_{12} = \rho_{12} e^{-i((\omega_1 - \omega_2)t + (\Phi_1 - \Phi_2))} \quad (3.56)$$

eşitliklerince ifade edilir. Eşitlik (3.55) $|1\rangle$ ve $|2\rangle$ enerji seviyesinden $|3\rangle$ enerji seviyesine optik pompalanan koherent atom sayısını verirken, (3.56) eşitliği ise $|1\rangle$ ve $|2\rangle$ enerji seviyelerinde koherent tuzaklanan atom sayısını verir.

Bikromatik lazer demeti ile atomik sisteminin etkileşimi sonucu $|1\rangle$, $|2\rangle$ ve $|3\rangle$ enerji seviyelerindeki koherent olarak pompalanmış atom sayısı popülasyonu ve koherent tuzaklanmış atom sayısını ifade eden (3.52) eşitliği yazılırsa

$$\frac{d\rho_{33}}{dt} = -\Gamma_3 \rho_{33} + i\frac{\Omega_1}{2} \widetilde{\rho}_{31} + i\frac{\Omega_2}{2} \widetilde{\rho}_{32} + \text{sabit} \quad (3.57)$$

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = \frac{\Gamma_3}{2} \rho_{33} - (\Gamma_1 \rho_{11} - \Gamma_{2-1} \rho_{22}) - i\frac{\Omega_1}{2} \widetilde{\rho}_{31} + \text{sabit} \quad (3.58)$$

$$\frac{d\rho_{22}}{dt} = \frac{\Gamma_3}{2} \rho_{33} - (\Gamma_2 \rho_{22} - \Gamma_{1-2} \rho_{11}) - i\frac{\Omega_2}{2} \widetilde{\rho}_{32} + \text{sabit} \quad (3.59)$$

$$\frac{d\widetilde{\rho}_{31}}{dt} = -\left[\frac{\Gamma_3}{2} + i\delta_1\right]\widetilde{\rho}_{31} + i\frac{\Omega_1}{2}(\rho_{33} - \rho_{11}) - i\frac{\Omega_2}{2}\widetilde{\rho}_{21} \quad (3.60)$$

$$\frac{d\widetilde{\rho}_{32}}{dt} = -\left[\frac{\Gamma_3}{2} + i\delta_2\right]\widetilde{\rho}_{32} + i\frac{\Omega_2}{2}(\rho_{33} - \rho_{22}) - i\frac{\Omega_1}{2}\widetilde{\rho}_{21}^* \quad (3.61)$$

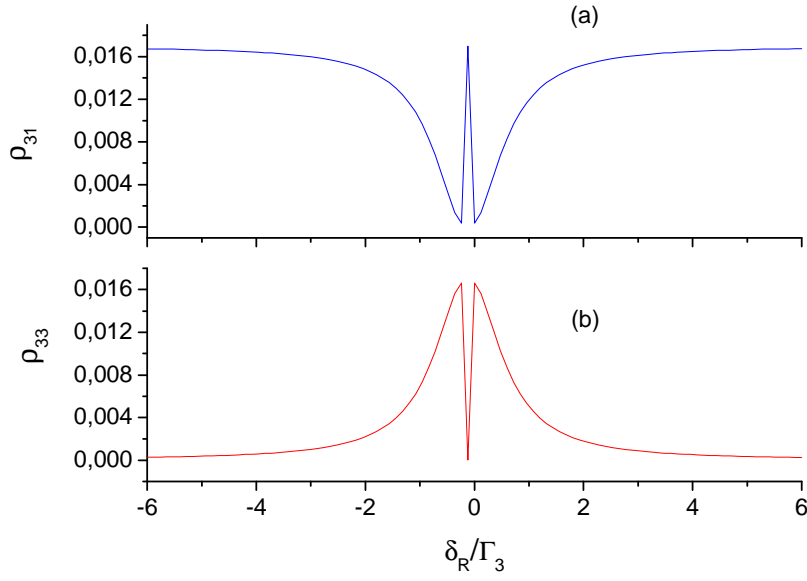
$$\frac{d\widetilde{\rho}_{12}}{dt} = -[\Gamma_{12} + i\delta_R]\widetilde{\rho}_{12} - i\frac{\Omega_2}{2}\widetilde{\rho}_{32} + i\frac{\Omega_1}{2}\widetilde{\rho}_{31}^* \quad (3.62)$$

eşitlikleri elde edilir. Eşitliklerde Γ_i ifadesi $|i\rangle$ enerji seviyesindeki atomların bozuma oranı hızını ifade etmekte iken, $\widetilde{\rho}_{3i}^* = \widetilde{\rho}_{i3}$ 'yi ifade etmektedir.

Bikromatik lazer demeti ile atomik sisteminin etkileşimi sonucu $|1\rangle$, $|2\rangle$ ve $|3\rangle$ enerji seviyelerindeki koherent olarak pompalanmış atom sayısı ve koherent tuzaklanmış atom sayısını ifade eden (3.57) – (3.62) eşitliklerinin kararlı durum çözümleri Kelley ve diğ.(1994) tarafından, numerik çözümleri ise Gray ve diğ.(1978) tarafından çözülmüştür.

Atomların bikromatik lazer demeti ile etkileşimi sonucunda oluşan CPT rezonansların nasıl oluştuğunun algılanabilmesi amacıyla, (3.57) – (3.62) eşitliklerinin numerik çözümleri Matlab programında oluşturulmuştur (Şekil 3.6). Şekil 3.6'da E_3 enerji seviyesindeki atom sayısı ile E_1 taban enerji seviyesinde tuzaklanmış atom sayısının bikromatik lazer demet frekansına göre değişimi yani $|3\rangle$ enerji seviyesindeki atomların $|1\rangle$ taban enerji seviyesinde tuzaklandığını görülmektedir.

CPT rezonanslarının oluşumu şu şekilde özetlenebilir; bikromatik lazer demetinin frekansı taranarak atomlar ile etkileşime gireceği rezonans frekansa getirilir. Bikromatik lazer demetinin ω_1 frekanslı bileşeni atomları $|1\rangle$ enerji seviyesinden $|3\rangle$ enerji seviyesine, ω_2 frekanslı bileşeni ise atomları $|2\rangle$ enerji seviyesinden $|3\rangle$ enerji seviyesine optik olarak pompalar. İki foton Raman rezonans tarama frekansı $\delta_R = 0$ olduğu durumda $|3\rangle$ enerji seviyesindeki atomlar Zeeman taban enerji seviyesinde tuzaklanır ve lazer demeti ile etkileşime girmez. Lazer demeti ile atomlar etkileşime girmediğinden Dopplar - altı soğurum rezonansının içinde şekil 3.6' a deki Lorentzian bir çizgi oluşur (Arimondo,1996).



Şekil 3.6: Atomların enerji seviyelerindeki sayısı.

Bikromatik lazer demeti ile atomların etileşimi sonucunda oluşan CPT rezonansları soğurum spektroskopisi yöntemi kullanılarak fotodetektör üzerinde elektronik algılanır. Bu rezonans, atomik frekans standartlarında kuartz osilatörü kararlı hale getirmek için hata sinyali olarak kullanılır. CPT temelli atomik frekans standartlarının frekans kararlığı geri besleme sinyali olarak kullanılan rezonansın çizgi genişliğine (Line-width) ve sinyal genliğine (Contrast) bağlıdır. CPT rezonansının çizgi genişliği

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{1}{\pi} \left(\gamma_2 + \frac{\delta_R^2}{\Gamma^*} \right) \quad (3.63)$$

eşitliğince ifade edilir. (3.63) eşitliğinde Γ^* atomların $|3\rangle$ enerji seviyesinden temel enerji seviyelerine bozuma oranı hızını ifade etmekte iken, γ_2 temel seviyesinin Zeeman enerji geçişinde koherent tuzaklanan atomların bozunma oranı hızını ifade etmektedir.

CPT rezonansının sinyal genliği ise,

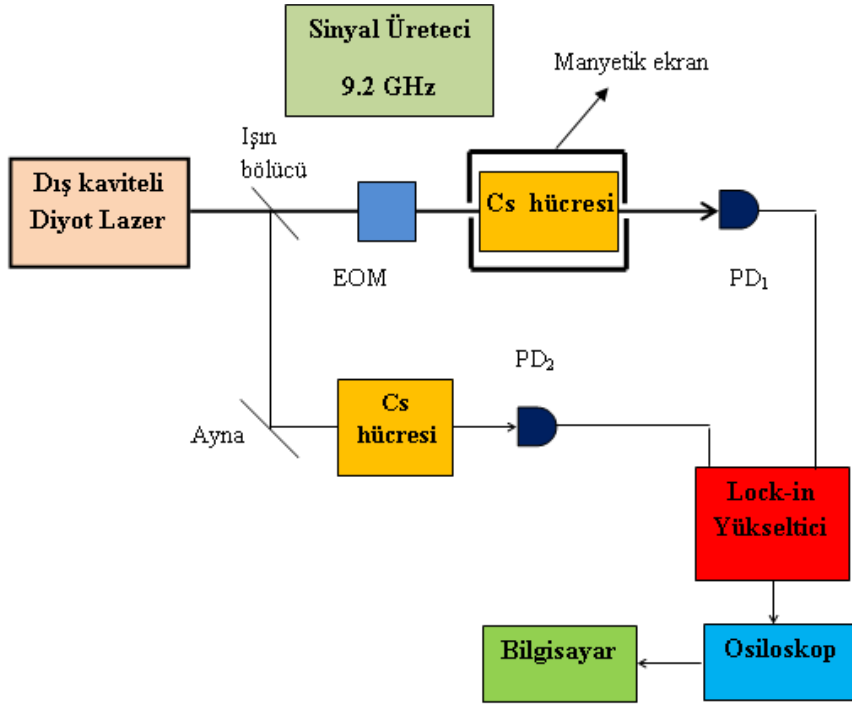
$$I = \frac{1}{4} n \frac{\left(\frac{\delta_R^2}{2\Gamma^*}\right)^2}{\left(\gamma_2 + \frac{\delta_R^2}{2\Gamma^*}\right)} \Delta z \quad (3.64)$$

eşitliğince ifade edilir. Eşitlik (3.64)'de n bikromatik lazer demeti etkileşime giren Δz kalınlığındaki cam hücrenin içindeki atom sayısıdır.

Bikromatik lazer demeti ile atomların etkileşimi sonucunda oluşan CPT rezonanslarının çizgi genişliği ve genliği, bikromatik lazer demetinin ışınımın yoğunluğu (intensity) ve cam hücre içerisinde yer alan atomik gazın bulunduğu sıcaklığa bağlıdır (Vanier ve diğ., 2003).

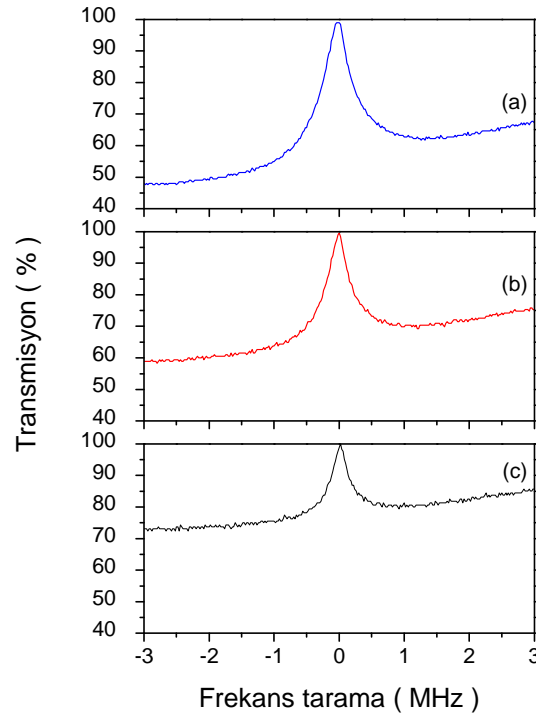
3.2.3 ^{133}Cs atomik gazında atomların koherent tuzaklanması

Bikromatik lazer demeti ile atomların etkileşimi sonucunda oluşan CPT rezonanslarını gözlemek için şekil 3.7'deki deney düzeneği kurulmuştur. Monokromatik lazer demeti ışın bölücüden geçirilmiş, lazer demetinin ışınım yoğunluğu bir kolda %10 diğer kolda %90 olacak şekilde ikiye bölünmüştür. Işınım yoğunluğu %90 olan lazer demeti elektro-optik modülatöre (EOM) gönderilirken, %10 olan kısmı ise ayna üzerinden yansıtılarak içerisinde ^{133}Cs atomik gazı bulunan cam hücre içerisinden geçirilerek fotodetektör üzerinden Dopler-altı doyum rezonansları elde edilmiştir. Monokromatik lazer demetinin merkez frekansı ^{133}Cs atomik gazının $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ geçişine kilitlenerek kararlı hale getirilmiştir. Bikromatik lazer demetini oluşturmak için EOM kullanılmıştır. Elektro-optik modülatöre, ^{133}Cs atomik gazının taban enerji geçişleri arasındaki fark denk gelecek şekilde 9.2 GHz radyo frekansı (RF) sinyal üretici tarafından uygulanmıştır. EOM'nun girişindeki lazer demetinin frekansı $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ iken, çıkışında ise hem $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ frekans bileşeni hemde $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 4)$ frekans bileşeni oluşturularak bikromatik lazer demeti oluşturulmuştur. Oluşturulan bikromatik lazer demeti manyetik ekranlanmış, içerisinde ^{133}Cs atomik gazı bulunan cam hücre içerisinden geçirilerek fotodetektör üzerinden CPT rezonansları gözlenmiştir. Bikromatik lazer demetinin farklı ışınım yoğunluğundaki gözlenmiş CPT rezonansları şekil 3.8'de gösterilmektedir.



Şekil 3.7: CPT deney düzeneği blok şeması.

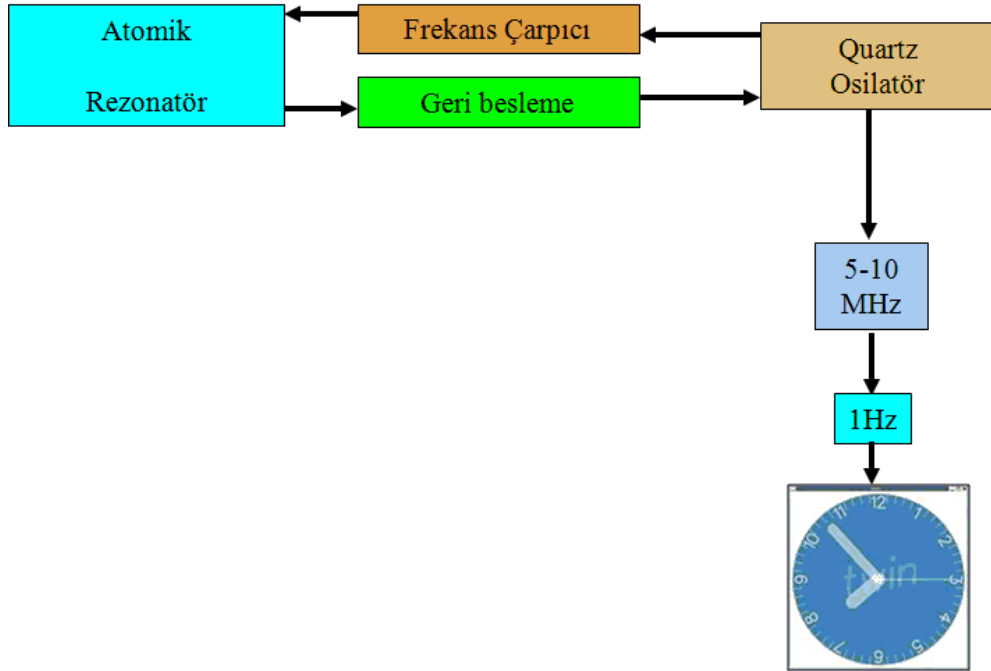
Şekil 3.8'den görüleceği üzere bikromatik lazer demetinin ışınım yoğunluğunun azaldığında, CPT rezonansının çizgi genişliği ve genliği azalmaktadır.



Şekil 3.8: CPT rezonans genliğinin pump ışınım yoğunluğuna göre değişimi, (a) 15.83 mW/cm^2 , (b) 10.83 mW/cm^2 ve (c) 5.83 mW/cm^2 .

3.3 Atomik Frekans Standardı

SI birim sisteminde 1 sn, ^{133}Cs atomik gazınının temel enerji seviyesinin aşırı ince yapısı arasına denk gelen elektromanyetik radyasyonun 9 192 631 770 adet osilasyon periyodu için geçen süre olarak tanımlanmaktadır. Kararlı zaman oluşumunu gerçeklemek için ^{133}Cs atomik gazının temel enerji seviyesindeki osilasyon kararlı hale getirilir. CPT temelli atomik frekans standardının blok şeması şekil 3.9'da görülmektedir. 5 veya 10 MHz'lik iki çıkışa sahip kuartz osilatörün bir çıkışı ^{133}Cs atomik gazınının temel enerji seviyesinin aşırı ince geçişine denk gelecek 9.2 GHz radio frekansı üretmek için frekans çarpıcı devresine girilir. Frekans çarpıcı devre çıkışında oluşan 9.2 GHz'lik RF sinyal elektro-optik modülatörü modüle etmekte kullanılır. EOM'un girişindeki monokromatik lazer demeti çıkışında bikromatik olarak üretilmiş olunur. Bikromatik lazer demeti ^{133}Cs atomik gazı ile etkileşime girer ve oluşan CPT rezonansı fotodetektör üzerinden algılanır. Fotodetektör üzerinden algılanan sinyal hata sinyali olarak kuartz osilatöre verilerek osilatörün çıkışı kararlı hale getirilmiş olur. Kararlı hale getirilmiş 5 veya 10 MHz'lik çıkış sinyali frekans bölücü devre kullanılarak 1 sn üretilmiş olunur. Kuartz osilatörün her iki çıkışı da kararlı hale getirildiğinden hem ^{133}Cs atomik gazınının temel enerji seviyesinin osilasyonu hem de üretilmiş olan zaman kararlı olur.

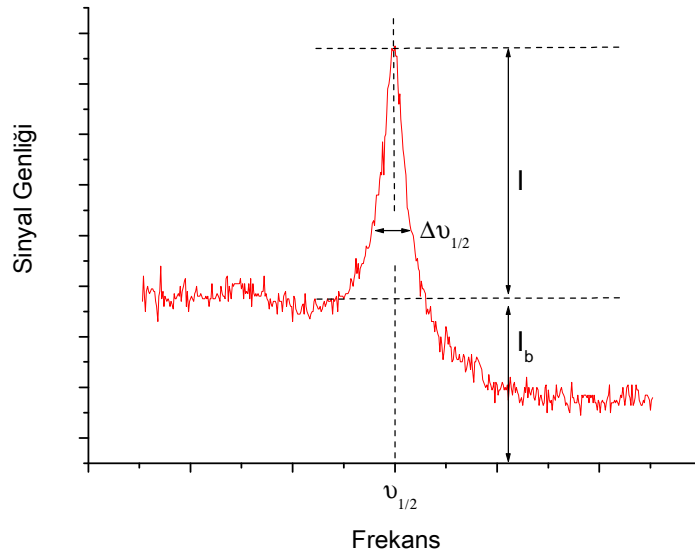


Şekil 3.9: Atomik frekans standardı blok şeması.

CPT temelli atomik frekans standardının frekans karalılığı hata sinyali olarak kullanılan CPT rezonansının çizgi genişliği ve genliğine bağlıdır ve

$$\sigma(\tau) = \frac{1}{4I} \sqrt{eI_b} \frac{\Delta\nu_{1/2}}{\nu_{1/2}} \tau^{-1/2} \quad (3.65)$$

eşitliğince Allan variance istatistiği ile ifade edilir. (3.65) eşitliğinde τ zaman, e elektronun yükünü, $\Delta\nu_{1/2}$ CPT rezonansının çizgi genişliğini, I rezonansın genliğini ifade ederken I_b fotodetektör üzerinde oluşan arka plan sinyalin genliğini ifade etmektedir. (3.65) eşitliğinde yukarıda tanımlanan niceliklerin ne alma geldiğini ifade eden gösterim şekil 3.10' da gösterilmektedir.



Şekil 3.10: CPT rezonans çizgi genişliği ve genliği gösterimi.

4. CPT DENEY DÜZENEĞİ VE SONUÇLARI

4.1 Amaç

Bu bölümde tez çalışması kapsamında bikromatik lazer ışınımı (pompa) ve monokromatik lazer ışınımı (prop) ile algılan CPT rezonansları ele alınacak (pompa-prop optik geometrisi). CPT rezonans çizgi genişliği ve kontrastının pompa ışınım yoğunluğu ve prop ışınım çapı bağımlılığına ilişkin araştırma sonuçları, hem pompa-prop hemde pompa optik geometrisinde verilecektir. CPT rezonansının prop lazer ışınımı ile gözlemlenmesi için gerekli olan pompa ışınımı üç farklı yöntem ile oluşturulduğundan, rezonansın çizgi genişliği ve kontrastına etki eden parametreler üç farklı deney düzeneğinde incelenecek ve deneysel sonuçların kuantum mekaniksel açıklaması verilecektir.

4.2 Sezyum Atomunun Fiziksel ve Optik Özellikleri

Sezyum elementi bir alkali metaldir ve ^{133}Cs terimi ile ifade edilir. ^{133}Cs elementinin atomik kütlesi 132.905454 u, atom numarası ise 55'dir ve son yörüngesinde bir e^- bulunmaktadır. Cs atomunun iki adet optik geçişi bulunmaktadır ve bu geçişleri ^{133}Cs atomunun ince yapı yarılmaları meydana getirmektedir. Bunlardan birincisi D_1 geçişi olarak isimlendirilir. D_1 optik geçişinin dalga boyu 894 nm'dir ve $6^2S_{1/2}$ taban enerjisi ile $6^2P_{1/2}$ ilk uyarılmış seviye arasındaki enerji farkına eşittir. D_2 optik geçişinin dalga boyu 852 nm'dir ve $6^2S_{1/2}$ taban enerjisi ile $6^2P_{3/2}$ ilk uyarılmış seviye arasındaki enerji farkına eşittir. İnce yapı yarılmaları ^{133}Cs atomunun dış yörüngesinde bulunan bir e^- 'nin orbital açısal momentum L ile spin açısal momentumu S 'nin etkileşiminden dolayı oluşmaktadır (LS coupling). e^- 'nin toplam açısal momentumu

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (4.1)$$

eşitliğince ifade edilir. e^- 'nin toplam açısal momentum kuantum numarası

$$|L - S| \leq J \leq L + S \quad (4.2)$$

eşitliğince değerler alır. Taban enerji seviyesi için $L=0$ ve $S=1/2$ olduğundan $J=1/2$ olurken, ilk uyarılma enerji seviyesi $L=1$ ve $S=1/2$ olduğundan $J=1/2$ ve $J=3/2$ değerlerini alır. Bu durumda $L=0$ taban enerji durumundan $L=1$ ilk uyarılma enerji seviyesi için iki adet optik geçiş söz konusudur ve bunlar $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ ve $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ optik geçişleridir.

Sezyum atomunun aşırı ince yapı (hyperfine) yarılımlarını ise dış yörüngede yer alan e^- 'nin toplam açısal momentum \mathbf{J} ile çekirdeğin açısal momentum \mathbf{I} etkileşimi sonucunda oluşur. Etkileşim sonucunda ^{133}Cs atomunun toplam açısal momentumu

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I} \quad (4.3)$$

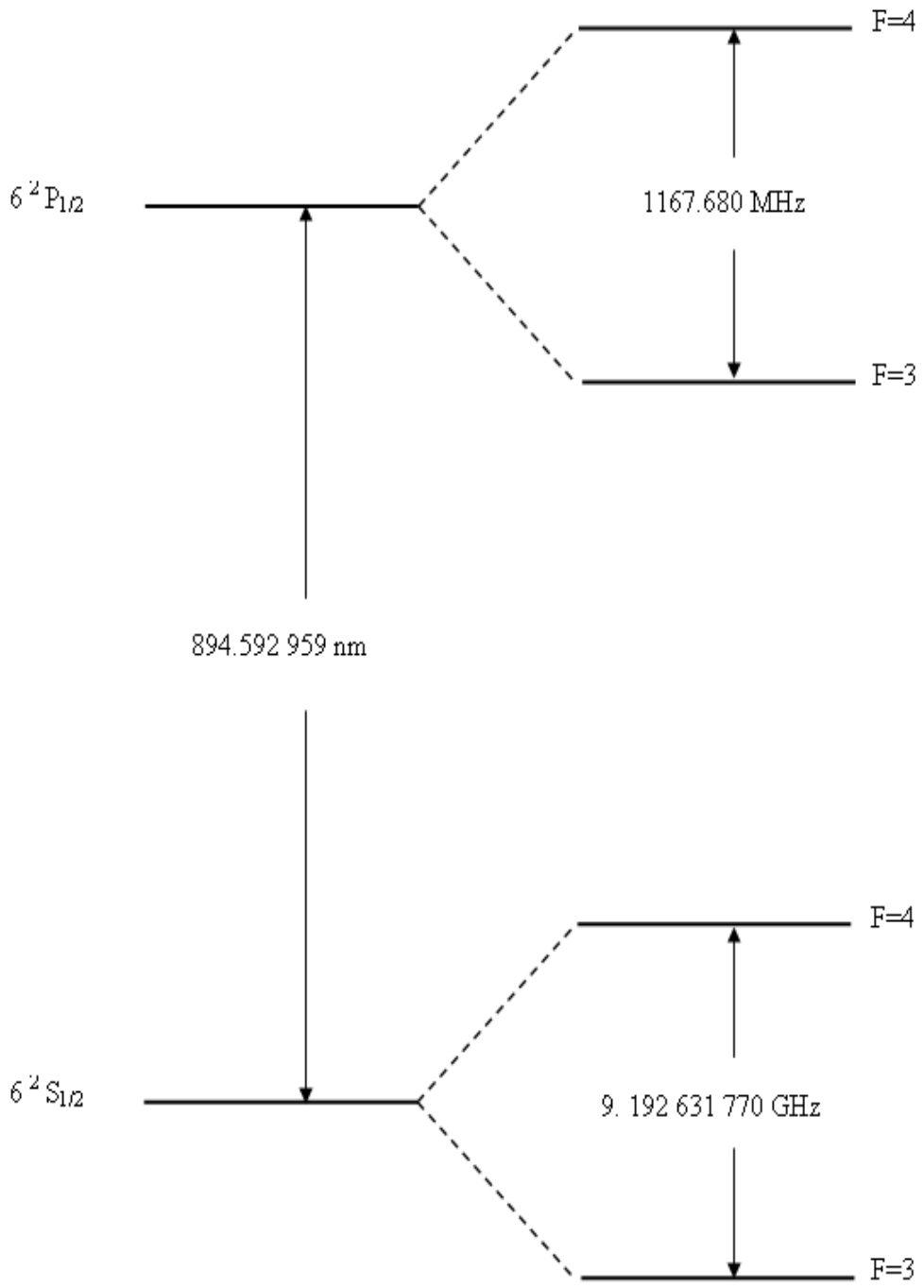
eşitliğince ifade edilir ve toplam açısal momentum kuantum numarası

$$|J - I| \leq F \leq J + I \quad (4.4)$$

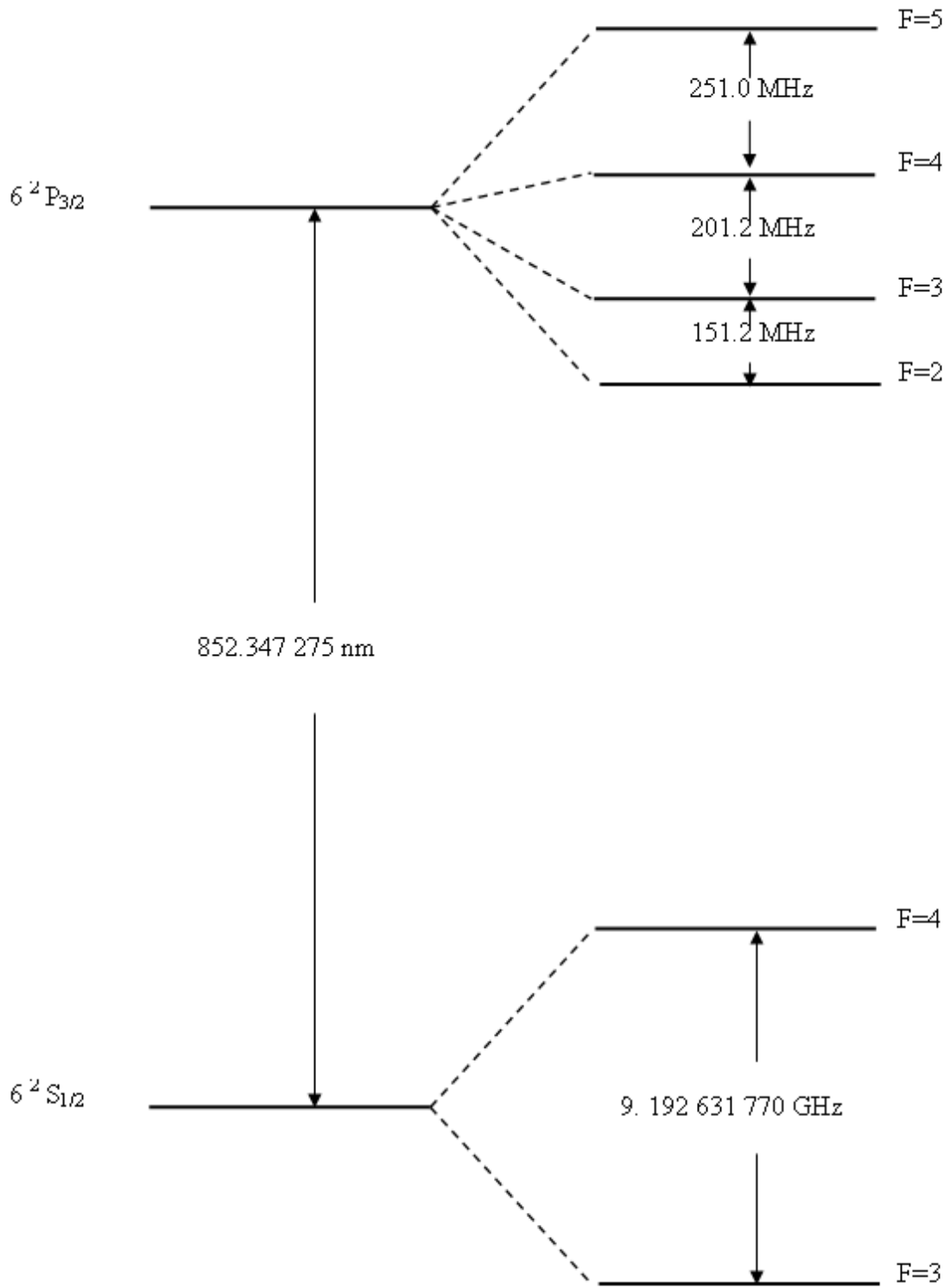
eşitliğince değerler alır. Taban enerji durumu için $J=1/2$ ve ^{133}Cs atom çekirdeğinin toplam açısal kuantum numarası $I=7/2$ olduğundan, taban enerji seviyesi $F=3$ ve $F=4$ olacak şekilde iki süper ince yarılımlarına uğrar. ^{133}Cs atomunun taban enerji seviyesinin süper ince yapı yarılımları D_1 ve D_2 optik geçişleri için şekil 4.1 ve şekil 4.2'de gösterilmektedir. D_1 optik geçişinin birinci uyarılmış seviyesi için $J=1/2$ olduğundan $F=3, 4$ değerlerini alır ve uyarılmış seviyede iki adet süper ince yapı yarılması oluşur ve şekil 4.1'de gösterilmektedir. D_2 optik geçişinin birinci uyarılmış seviyesi için $J=3/2$ olduğundan $F=2, 3, 4, 5$ değerlerini alır ve uyarılmış seviyede beş adet süper ince yapı yarılması oluşur ve şekil 4.2'de gösterilmektedir. ^{133}Cs atomunun ilk uyarılma seviyelerindeki yaşam ömürleri $6^2P_{1/2}$ seviyesi için 35.07 ns, $6^2P_{3/2}$ seviyesi için 30.57 ns'dir (Rafac ve diğ, 1999).

Cs elementi oda sıcaklığında (25°C 'de) gaz halinde bulunmaktadır ve gaz basıncının sıcaklığa bağlı değişimi şekil 4.3'de gösterilmektedir (Steck, 2010).

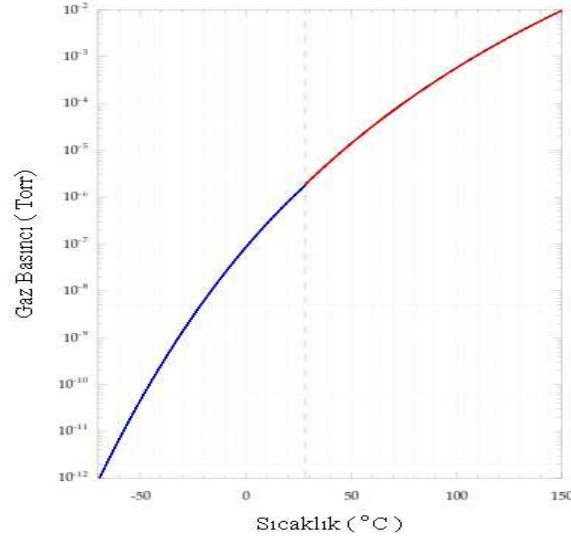
Tez çalışması kapsamında CPT rezonansları; Cs atomik gazının D_2 optik geçişinde 22°C 'de araştırılmıştır. CPT rezonanslarını dedekte edebilmek için 852 nm'de çalışan dış kaviteli diyot lazer kullanılmıştır. Bundan sonraki kısımlarda bu kapsamda yapılmış araştırma sonuçları sunulacaktır.



Şekil 4.1: Sezyum atomunun D₁ enerji geçişi gösterimi.



Şekil 4.2: Sezyum atomunun D₂ enerji geçişi gösterimi.



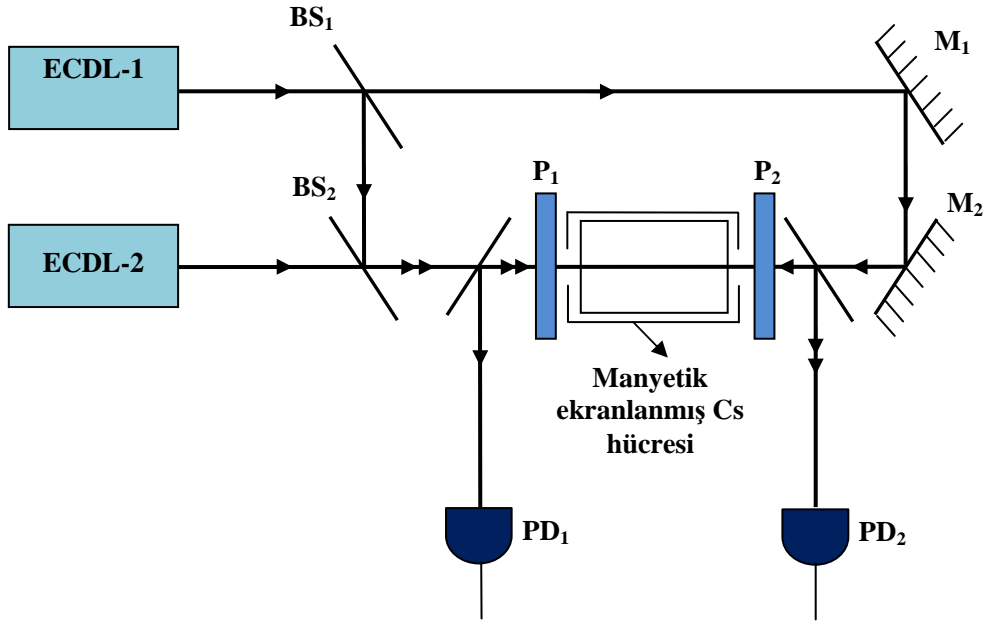
Şekil 4.3: Sezyum gaz basıncının sıcaklık ile değişimi (Steck, 2010).

4.3 CPT Rezonansının Pompa-Prop Optik Geometrisi ile Algılanması

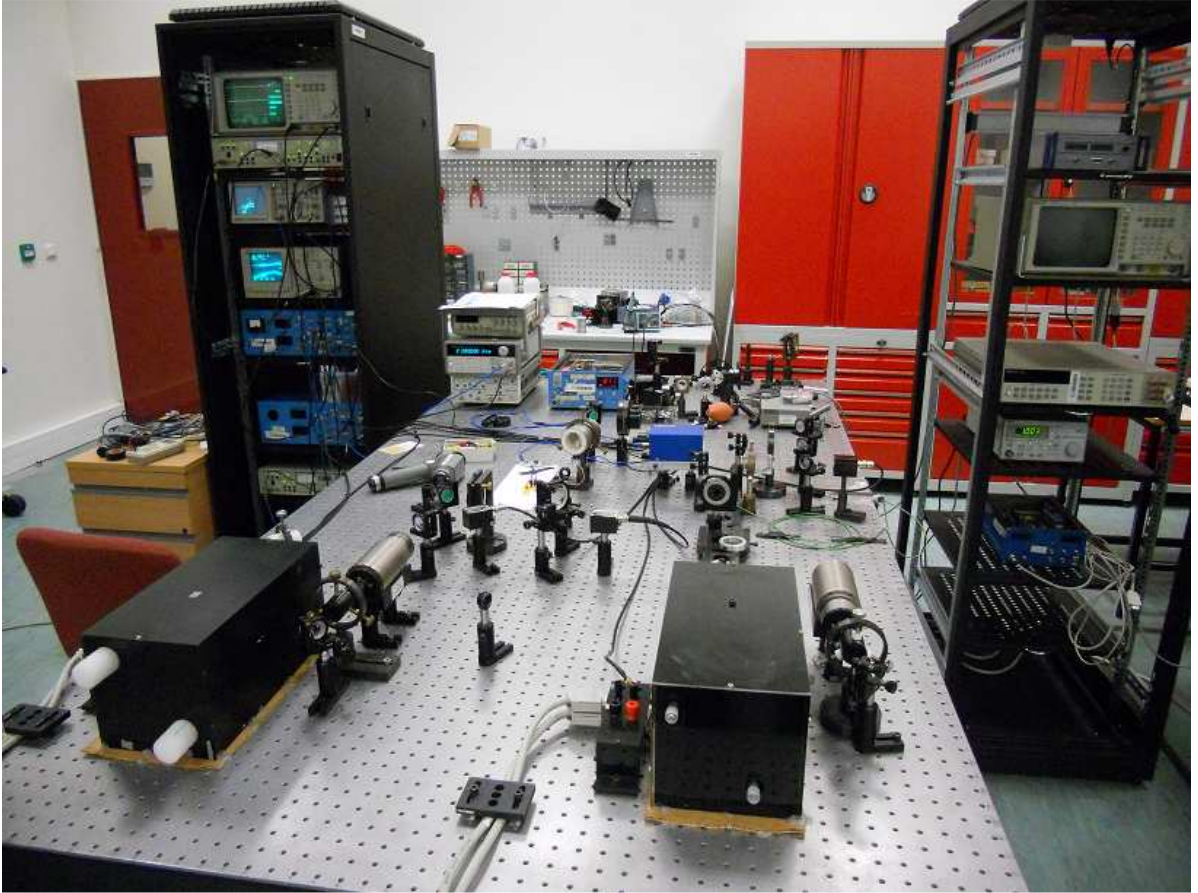
CPT rezonansı, tez çalışması kapsamında bikromatik lazer ışınımı (pompa) ve pompa'ya ters yönde gönderilmiş monokromatik lazer ışınımı (prop) ile algılanacaktır. Algılanan CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastına etki eden parametreler (pompa ışınım yoğunluğu ve prop lazer ışınımı çapı) araştırılacaktır. Pompa optik geometrisi ile algılananan CPT rezonans çizgi genişliği ve kontrastı, pompa-prop optik geometrisi ile dedekte edilen ile karşılaştırılacaktır. CPT rezonansının prop lazer ışınımı ile gözlemlemek için gerekli olan pompa ışınımı üç farklı yöntem ile oluşturulduğundan rezonansın çizgi genişliği ve kontrastına etki eden parametreler üç farklı deney düzeneğinde incelenecektir.

4.3.1 Pompa-Prop optik geometrisinin iki lazerle oluşumunun optik pompalama ve koherent tuzaklanmaya etkisi

CPT rezonansının yüksek ışınım yoğunluğuna sahip bikromatik lazer ışınımı (pompa) ve daha az ışınım yoğunluğuna sahip monokromatik lazer ışınımı (prop) ile ^{133}Cs atomik gazında gözlemek için şekil 4.4'de verilen deney düzeneği kurulmuştur. Şekil 4.5'de deney düzeneğinin resmi yer almaktadır.

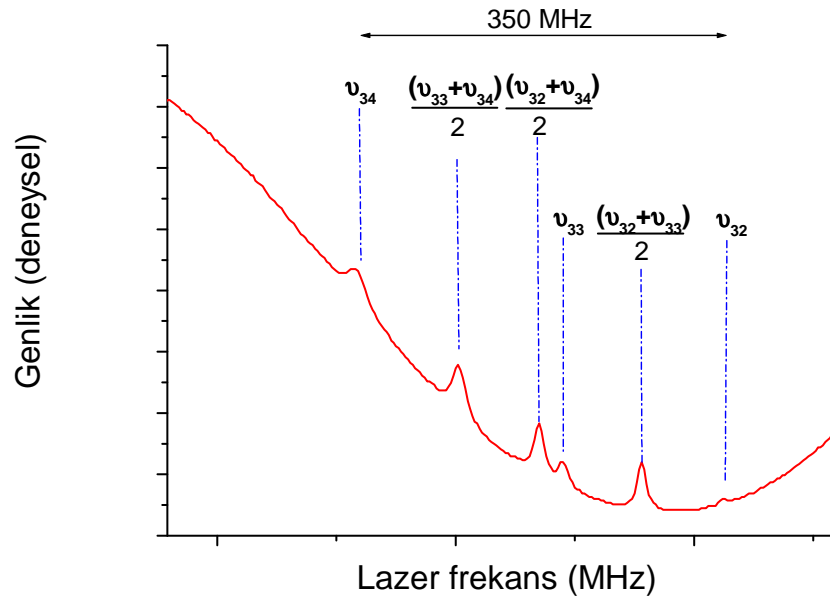


Şekil 4.4: CPT rezonans deney düzeneğinin blok şeması.



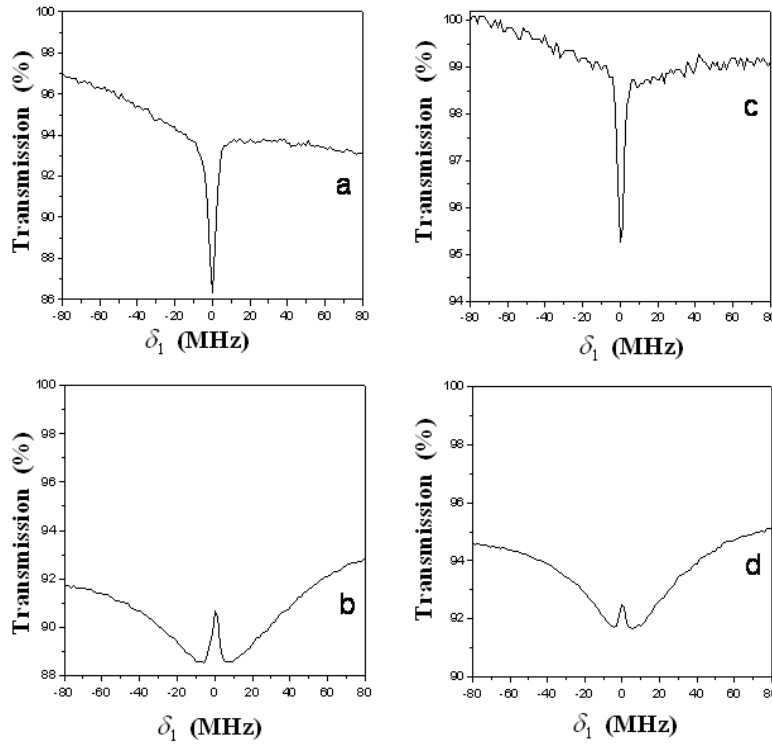
Şekil 4.5: CPT rezonans deney düzeneği resmi.

Pompa ve prop lazer ışınının oluşturulması için 852 nm dalgaboyunda çalışan iki adet dış kaviteli diyot lazer ECDL-1 ve ECDL-2 kullanılmıştır. Pompa lazer ışını; ECDL-1 ve ECDL-2 lazerlerinden gelen ışınların ışın bölücüde (BS₂) üst üste bindirilmesi ile oluşturulmuştur. Prop lazer ışını elde etmek için ECDL-1'den gelen ışın kullanılmıştır. Pompa lazer ışınının gücü 2.5 mW, ışın çapı 5mm iken prop lazer ışınının gücü 5μW ve ışın çapı 1 mm olarak ayarlanmıştır. CPT rezonansı üzerinde oluşabilecek nonlinear etkilerin ortadan kaldırmak amacıyla prop lazer ışınının gücü ve ışın çapı oldukça küçük değerlerde seçilmiştir Pompa ve prop lazer ışınları, manyetik ekranlanmış (dış manyetik alan etkisinin azaltığı, ≤10 mG) içerisinde Cs atomik gazı bulunan cam kuvvet içerisinde ters yönde gönderilerek CPT rezonansı 22 °C'de PD₁ ve PD₂ fotodetektörlerinde algılanmıştır. PD₁ fotodetektöründe CPT rezonansı prop lazer ışını ile algılanırken (pompa-prop optik geometrisi), PD₂ fotodetektöründe pompa lazer ışını ile algılanmıştır (pompa optik geometrisi). P₁ ve P₂ polarizatörleri pompa ve prop lazer ışınlarının polarizasyonlarını ayarlamak için kullanılmıştır. ECDL-1 lazeri, başka bir cam hücre içerisinde yer alan ¹³³Cs atomik gazının 6S_{1/2}(F = 3) – 6P_{3/2}(F' = 3) aşırı ince geçişine (Doppler-altı doyum rezonansına), Zeeman modülasyon tekniği kullanılarak kilitlenerek ω₂ frekansı kararlı hale getirilmiştir.



Şekil 4.6: ¹³³Cs atomik gazının Doppler-altı doyum rezonansları.

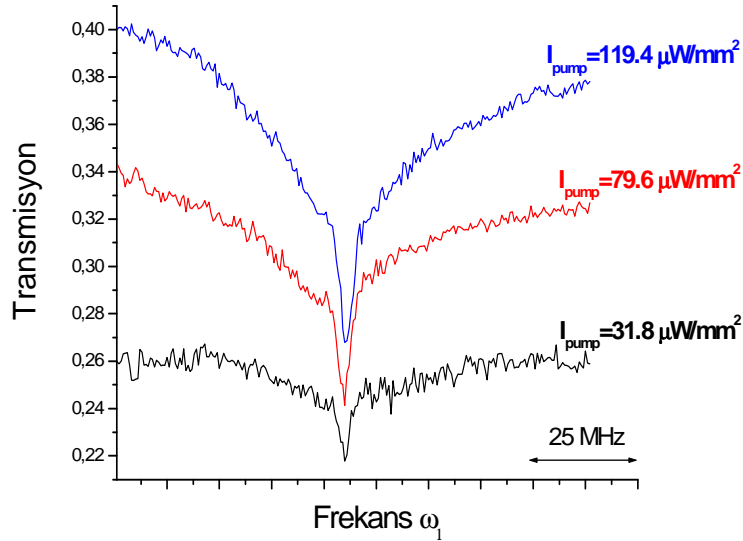
ECDL-1 lazeri ise Fabry-Perot etalonun transmisyon rezonansına kilitlemiş ve Cs atomik gazının $6S_{1/2}(F = 4) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ süper ince geçişine yakın olacak şekilde ω_1 frekansı taranarak gözlenen CPT rezonansları (pompa ve prop lazer ışınımı dedekte edilen) bilgisayarda yazdırılmış ve analiz edilmiştir. Şekil 4.6'da ^{133}Cs atomik gazının Doppler-altı doyum rezonansları görülmektedir. CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastı; pompa lazer ışınımı oluşturan monokromatik lazer ışınımının ışınım yoğunluklarına (I_1 ve I_2), pompa ve prop lazer ışınımının polarizasyonlarına ve polarizasyon açısına bağlıdır. ^{133}Cs atomlarında CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastın değişimi; pompa ve prop lazer ışınımının polarizasyonunun liner, $I_1 = I_2$ ve $I_1 = 0.1I_2$ olduğu durumlarda araştırılmıştır. Şekil 4.7-a,b'de lazer ışınım yoğunluklarının eşit olduğu ($I_1 = I_2$) durumda gözlenmiş CPT rezonansları görülmektedir. Şekil 4.7-a' da prop lazer demeti ile dedekte edilen CPT rezonansı görülmekte iken şekil Şekil 4.7-b'de pompa lazer demeti ile dedekte edilen CPT rezonansı görülmektedir. Şekil 4.7-c,d'de lazer ışınım yoğunluklarının ($I_1 = 0.1I_2$) durumda gözlenmiş CPT rezonansları görülmektedir. Şekil 4.7-c' de prop lazer demeti ile dedekte edilen CPT rezonansı görülmekte iken şekil Şekil 4.7-d'de pompa lazer demeti ile dedekte edilen CPT rezonansı görülmektedir.



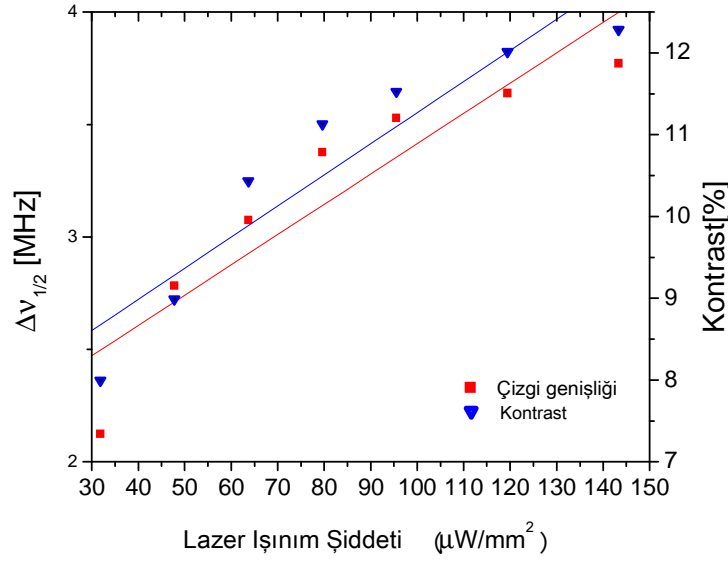
Şekil 4.7: Pompa ve prop lazer demetleri ile algılanan CPT rezonansları.

Bu rezonansların çizgi genişlikleri ($\delta\nu$) ve kontrastları (C) ölçülmüş ve değerlerinin; $\delta\nu_a=4.166$ MHz $C_a=\% 8$, $\delta\nu_b=3.968$ MHz $C_b=\% 2.3$, $\delta\nu_c=4.028$ MHz, $C_c=\% 3.5$, $\delta\nu_d=3.043$ MHz, $C_d=\% 1$ olduğu hesaplanmıştır. Pompa lazer demeti ile dedekte edilen CPT rezonansına göre prop lazer demeti ile dedekte edilen rezonansın kontrastı ortalama 4 kat artmış iken çizgi genişliğinin ise hemen hemen değişmediği görülmüştür. Pompa ve prop lazer demetleri ile dedekte edilen CPT rezonanslarının çizgi genişlikleri kHz seviyelerinde olması beklenirken 1 MHz'den küçük gözlenememiştir. Bunun nedeni rezonansları gözlemlemek için kullanılan dış kaviteli lazerlerin (ECDL-1 ve ECDL-2) çizgi genişliklerinden (~ 0.5 MHz) ve hızlı salınımlardan (~ 1 MHz) kaynaklanmaktadır (Sahin ve diğ, 2012 a).

CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrast değişiminin pompa ve prop lazer ışınımının polarizasyon açısına bağlılığı, pompa ve prop lazer polarizasyonları lineer iken polarizasyon açısı 30 derece değiştirilerek araştırılmıştır. Şekil 4.8'de prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonans genişliğinin pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimi görülmektedir.

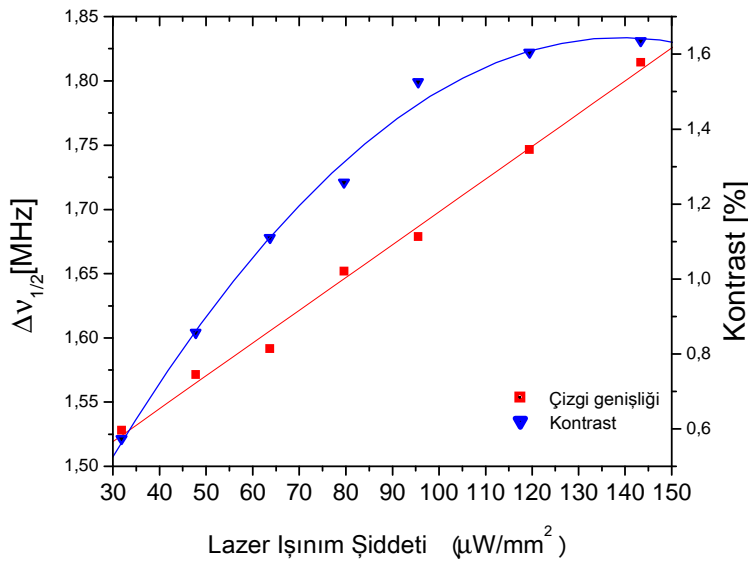


Şekil 4.8 : CPT rezonansının pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.



Şekil 4.9: CPT genliği ve çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.

Şekil 4.9 prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonans kontrast ve çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimi göstermektedir. Şekil 4.10 pompa lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonans kontrast ve çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimini göstermektedir. CPT rezonansının, yüksek ışınım yoğunluğuna sahip bikromatik lazer ışınımı (pompa) ve daha az ışınım yoğunluğuna sahip monokromatik lazer ışınımı (prop) ile ¹³³Cs atomik gazında ki sonuçları ilgi çekicidir.

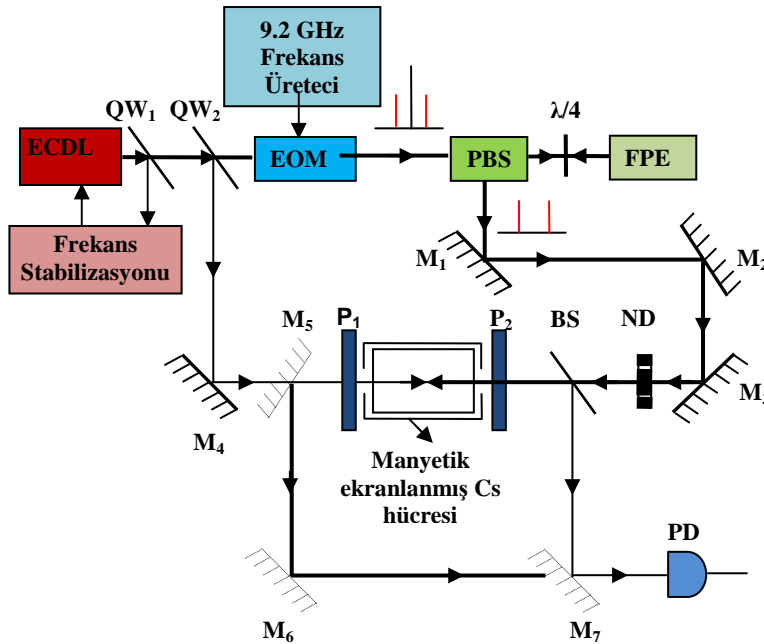


Şekil 4.10: CPT genliği ve çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.

Prop ile dedekte edilen CPT rezonansının kontrastın pompa ile dedekte edilene göre ortalama 4 kat daha fazla iken, çizgi genişliğinin ise değişmediği gözlenmiştir. Çizgi genişliğinin değişmemiş olması, ince çizgi genişliğine sahip CPT rezonansların algılanmasından kaynaklanmaktadır. Bunun nedeni ise, deneylerde kullanılmış olan dış kaviteli lazerlerin çizgi genişliklerinden ve hızlı salınımlardan kaynaklanmaktadır. Bundan sonraki bölümde CPT rezonansları tek dış kaviteli lazer kullanımıyla algıncaktır. Böylelikle daha ince çizgi genişliğine sahip CPT rezonansları dedekte edile bilecektir.

4.3.2 Pompa – Prop optik geometrisinde pompa ışınım yoğunluğunun optik pompolama ve koherent tuzaklamaya etkisi

CPT rezonanslarını daha ince çizgi genişliğinde gözlemleyebilmek amacıyla tek dış kaviteli lazer kullanımıyla kurulunan deney düzeneği şekil 4.11’de gösterilmiştir. Şekil 4.12’de deney düzeneğinin resmi yer almaktadır. Pompa ve prop lazer ışınımının oluşturulması için 852 nm dalgaboyunda çalışan dış kaviteli diyot lazer kullanılmıştır. CPT rezonansları bikromatik pompa ve monokromatik prop ile gözlemek ve analiz etmek için, lazer merkez frekansı Doppler-altı doyum rezonansına doyum soğurum spektroskopisi tekniği (Saturated Absorption Spectroscopy,SAS) kullanılarak ^{133}Cs atomunu taban enerji $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ geçişine kilitleyerek kararlı hale getirilmiştir.



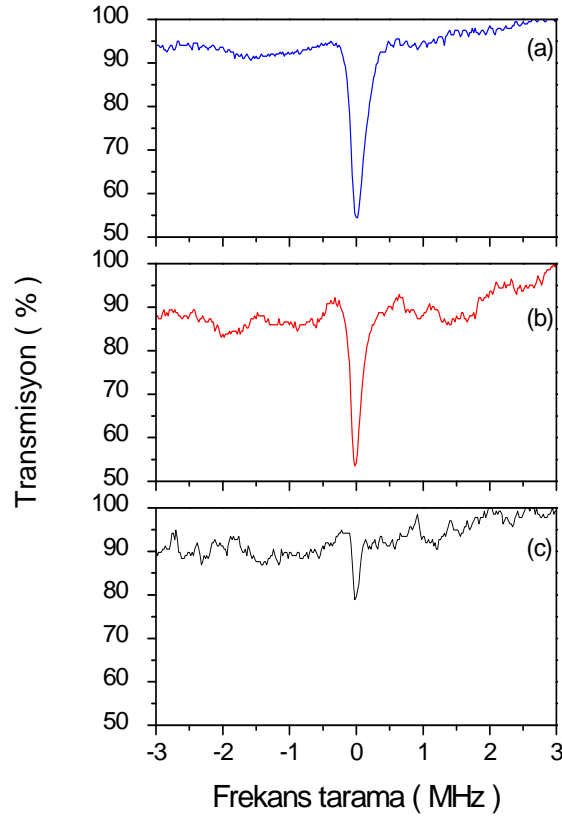
Şekil 4.11: CPT rezonans deney düzeneğinin blok şeması.



Şekil 4.12: CPT rezonans deney düzeneğinin resmi.

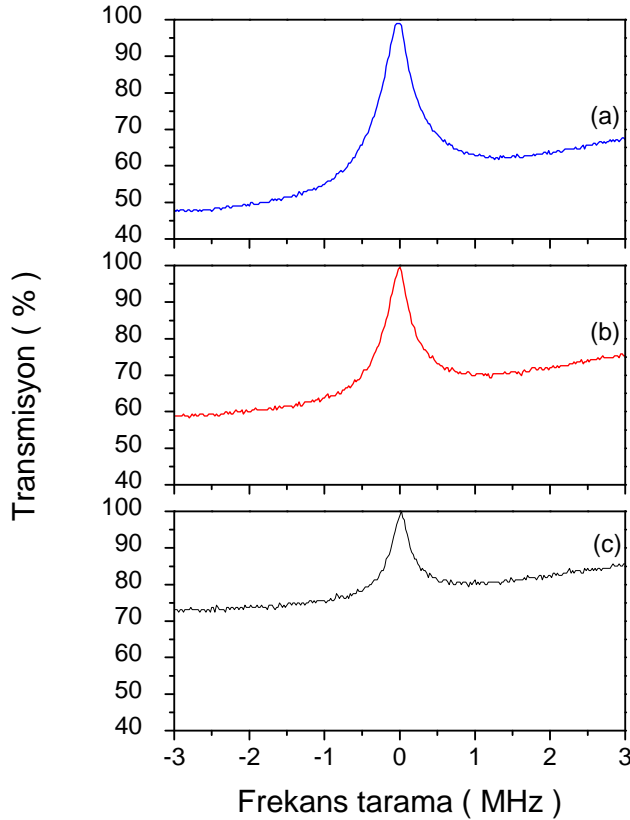
Bikromatik pompa lazer ışınımını oluşturmak için; ECDL çıkışından elde edilen lazer ışınımı elektro-optik modülatör (EOM) kuple edilerek, ^{133}Cs atomik gazın taban enerji geçişine (9.2 GHz) denk gelecek şekilde modüle edilmiştir. Böylelikle EOM'nun çıkışında lazer ışınımının merkez frekansı ve 9.2 GHz uzağında yan bantı (first-order sideband) elde edilmiştir. Yan bantın ışınım yoğunluğunun merkez frekans ışınım yoğunluğuna oranı % 50 olacak şekilde ayarlanmıştır. Bu durumda lazerin merkez frekansı (prop) $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ iken pompa ise hem $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ ve $S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 4)$ frekans bileşenlerini içermektedir. Modüle edilmiş lazer ışınımı sıcaklık kontrollü bağımsız spektral aralığı (Free Spectral Range, FSR) 4 GHz olan Fabry-Perot etalon (FPE) üzerine gönderilerek polarizasyon ışın bölücüye (polarizing beam-splitter, PBS) ve çeyrek dalga bölücü (quarter waveplate) kullanılarak etalon üzerindeki yansıması elde edilmiştir. Etalondan yansıyan lazer ışınımı üzerinde merkez frekansı ve etrafında 9.2 GHz yan bantı gözlenmiştir. Fabry-Perot etalon'nun sıcaklığı taranarak kavite boyu değiştirilerek merkez frekansı bastırılmış, lazer ışınımının sadece 9.2 GHz ilk yan bantlarını içerecek şekilde çalışması sağlanarak pompa lazer ışınımı elde edilmiştir. Lazer merkez frekansının bu yöntem ile bastırılmasıyla, merkez frekansın taban enerji seviyesinin Zeeman seviyelerindeki atom koherensinin bozulması

engenlenmiştir. Böylelikle CPT rezonansları üzerine etki edebilecek liner olmayan etkiler bertaraf edilmiştir. pompa lazer demetinin ışınım çapı 3 mm olarak ayarlanmış ve 22 °C'deki manyetik ekranlanmış içerisinde ^{133}Cs atomik gazı bulunan kuartz cam hücre sine M_1 , M_2 ve M_3 aynaları kullanılarak gönderilmiştir. Prop lazer ışınım çapı 2 mm olarak ayarlanmış ve lazer ışınımı EOM üzerine yollanmadan önce kuartz cam (QW_2) ve M_4 üzerinden yansıtılarak Cs atomik gaz hücre sine pompa lazer demetine ters yönde gönderilmiştir. Prop ve pompa lazer demetlerinin aynı polarizasyonda (lineer) olmasını sağlamak için polarizatörler (P_1 ve P_2) kullanılmıştır. Deneyler süresince prop lazer ışınımının şiddeti (0.03 mW/cm^2) sabit tukurken, pompa ışınımının şiddeti nötr yoğunluk filitre (neutral density filter, ND) kullanılarak ayarlanmıştır. Pompa lazer ışınımı ile CPT rezonansını algılamak için, pump lazer ışınımı M_5 ve M_6 aynaları üzerine düşürölüp yansıtılarak fotodedektör üzerine düşürölümüştür. Prop lazer ışınımı ile CPT rezonansını algılamak için, prop lazer ışınımı M_4 , BS ve M_7 aynaları ile fotodedektör üzerine düşürölümüştür (Sahin ve diğ, 2012 b).

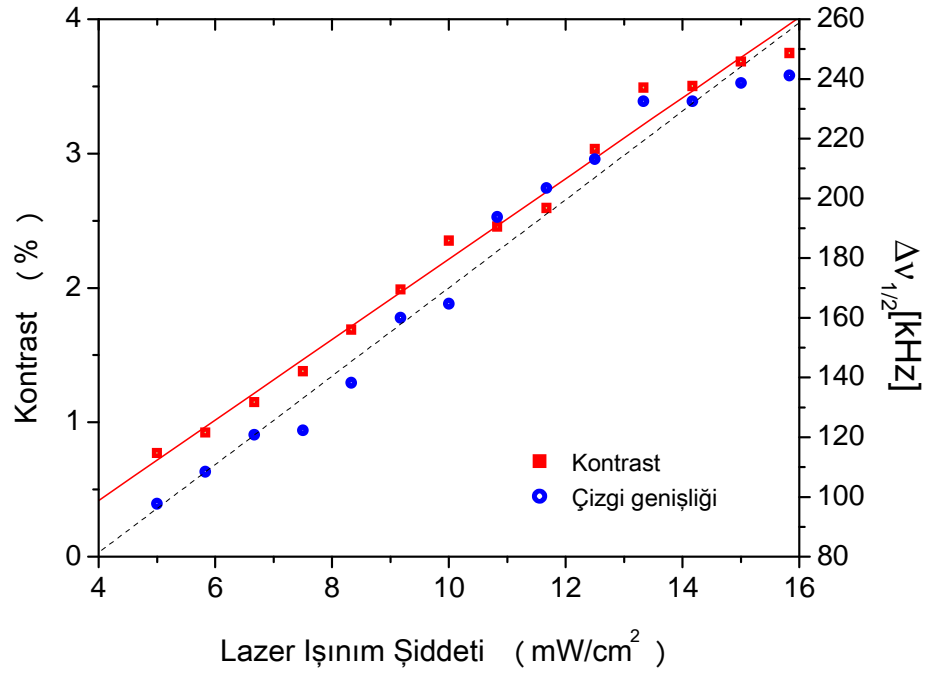


Şekil 4.13: CPT rezonansı genliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.

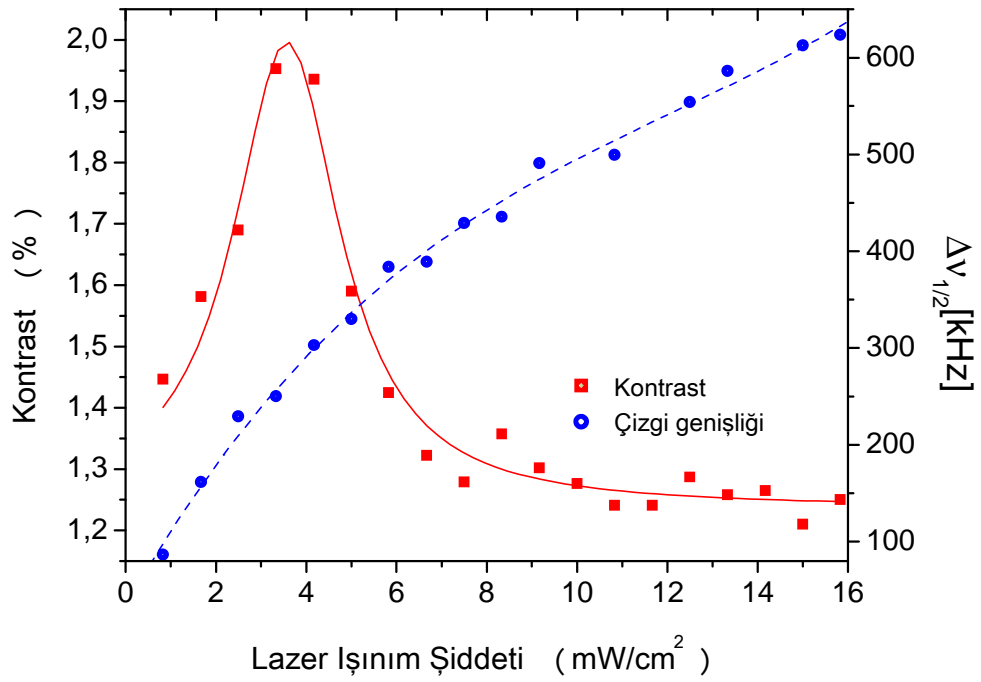
CPT rezonansları fotodedektör, digital osiloskop ve bilgisayar üzerinden kayıt edilip analiz edilmesi için frekans sentezleyicinin merkez frekansı (9.2 GHz) etrafında 10 MHz taramıştır. Şekil 4.13.'de prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonans genliğinin, pompa ışınım yoğunluğunun (a) 15.83 mW/cm², (b) 10.83 mW/cm² ve (c) 5.83 mW/cm² durumlarındaki değişimi verilmiştir. Şekil 4.14.'de pompa lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonans genliğinin, pompa ışınım yoğunluğunun (a) 15.83 mW/cm², (b) 10.83 mW/cm² ve (c) 5.83 mW/cm² durumlarındaki değişimi verilmiştir. Şekil 4.15.'de prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonans çizgi genişliği ve kontrastının pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimi verilmiştir. Şekil 4.16.'de pompa lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonans çizgi genişliği ve kontrastının pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimi verilmiştir.



Şekil 4.14: CPT rezonansı genliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.



Şekil 4.15: CPT genliği ve çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.

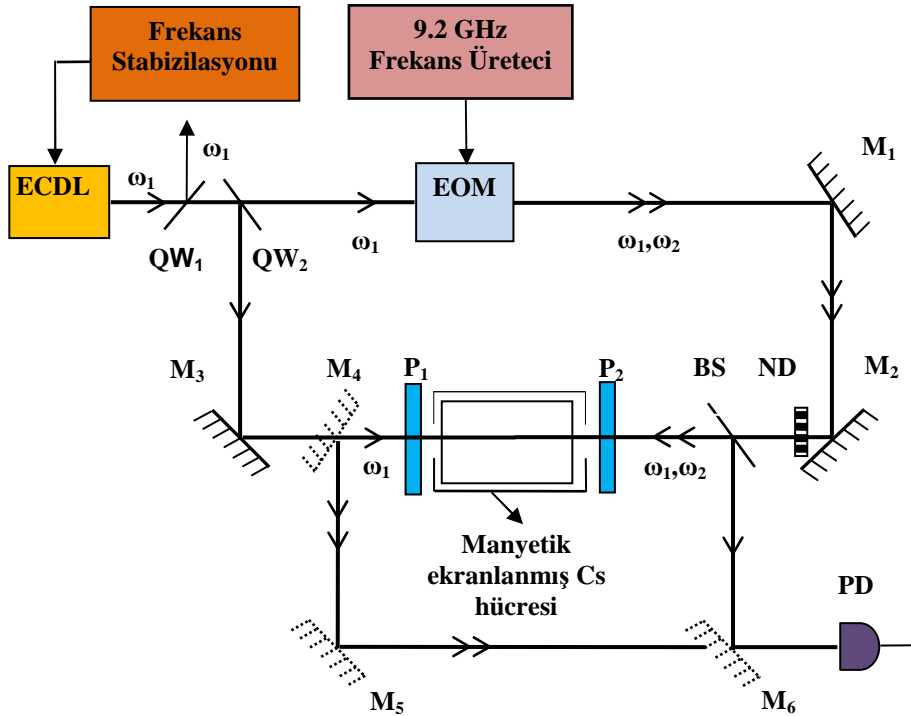


Şekil 4.16: CPT genliği ve çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.

Bikromatik pompa lazer ışınının elektro-optik modulator ve Fabry-Perot etolon kullanılması ile oluşturulması 4.3.1 bölümündeki deney düzeneğine kıyasla daha ince çizgi genişliğine sahip (kHz değerlerinde) CPT rezonansının algılanabilmesini sağlamıştır. Fakat bu yöntem ile gözlenen CPT sinyalinin kontrastı 4.3.1 bölümündeki deney düzeneğine kıyasla ortalama iki kat azalmıştır. Bu azalmanın nedeni, etolandan yansıyan lazer ışınının pompa olarak kullanılmasıdır. EOM'un çıkışındaki merkez frekansın bastırılması için kullanılan optik bileşenler (polarizasyon ışın bölücü, çeyrek dalga bölücü ve Fabry-Perot etolon) yansıyan lazer ışınının (içerisinde merkez ve yan bantları içeren lazer ışınımına göre) spektral özeliğini azaltıcı yönde etki göstermiştir. Spektral özeliği azalmış yansıtılmış lazer ışınının pompa olarak kullanılması, Zeeman seviyelerinde daha az sayıda atomun tuzaklanmasına dolayısıyla daha az kontrasta sahip CPT rezonansının algılanmasına neden olmuştur.

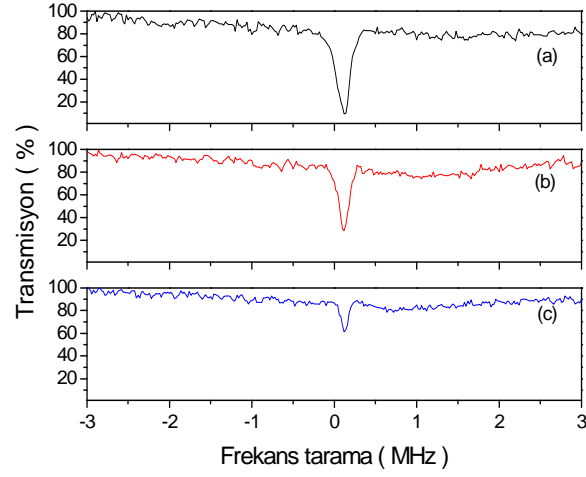
4.3.3 Pompa – Prop optik geometrisinde prop demet çapının optik pompolama ve koherent tuzaklamaya etkisi

Bu bölümde CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastının değeri, pompa ışınım yoğunluğu ve prop ışınım çapı değiştirilerek (iki farklı çapta) incelenmiştir. Araştırmanın yapıldığı deneysel düzenek şekil 4.17'de gösterilmektedir.



Şekil 4.17: CPT rezonans deney düzeneğinin blok şeması.

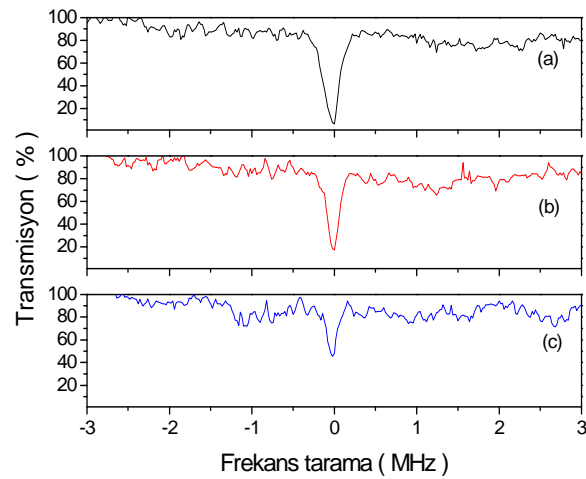
Pompa ve prop lazer ışınımının oluşturulması için 852 nm dalgaboyunda çalışan dış kaviteli diyot lazer kullanılmıştır. ECDL'in merkez frekansı ω_1 Doppler-altı doyum rezonansına doyum soğurum spektroskopisi tekniği kullanılarak ^{133}Cs atomunu taban enerji $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ geçişine kilitlenerek kararlı hale getirilmiştir. ECDL'den çıkan lazer ışınımı kuartz cam (QW_2) kullanılarak ışınım yoğunlukları farklı olacak iki ışınım elde edilmiştir. Bunlardan ışınım yoğunluğu kuvvetli olan EOM geçirilerek ^{133}Cs atomik gazın taban enerji geçişine (9.2 GHz) denk gelecek frekans üretici kullanılarak modüle edilmiştir. Böylelikle EOM'nun çıkışında lazer ışınımının merkez frekansı ve 9.2 GHz uzağında yan bantı (first-order sideband) elde edilmiştir. Yan bantın ışınım yoğunluğunun merkez frekans ışınım yoğunluğuna oranı % 50 olacak şekilde ayarlanmıştır. Bu durumda pompa ışınım hem $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ ω_1 merkez frekansını, hemde $S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 4)$ ω_2 yan bant frekansını frekansını içerecek şekilde bikromatik bileşenleri oluşturulmuştur. Lazer ışınım yoğunluğu az olanı ise monokromatik prop lazer ışınımı olarak kullanılmıştır. Monokromatik lazer ışınımının frekansı (ω_1) ise $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ 'dir. Pompa lazer demeti, manyetik ekranlanmış dış manyetik alan etkisinin azaltığı (≤ 10 mG) 22 °C'deki içerisinde ^{133}Cs atomik gazı bulunan kuartz Cs cam hücre sine M_1 ve M_2 aynaları kullanılarak gönderilmiştir. Prop lazer ışınım demeti ise kuartz cam (QW_2) ve M_3 aynası üzerinden pompa lazer demetine ters yönde gönderilmiştir. Prop ve pompa lazer demetlerinin aynı polarizasyonda (liner) olmasını sağlamak için polarizatörler (P_1 ve P_2) kullanılmıştır. CPT rezonanslarının çizgi genişliği ve genliğinin pompa lazer ışınım yoğunluğuna göre değişimini gözlemlemek için nötr yoğunluk filtresi (ND) kullanılmıştır. Deneysel süresince prop lazer ışınımının şiddeti (0.01 mW/cm^2) sabit tutulurken, pompa ışınımının şiddeti nötr yoğunluk filtresi kullanılarak ayarlanmıştır. CPT rezonansının çizgi genişliği ve sinyal genliğinin prop lazer ışınımı çapı ile nasıl değiştiği araştırılırken; ilk olarak prop lazer ışınımının çapı pompa ile aynı tutulmuş ($D_{\text{pompa}} = D_{\text{prop}} = 5 \text{ mm}$) daha sonra pompa ışınımının çapı değiştirilmeden prop ışınımının çapı küçültülerek ($D_{\text{pompa}} = 5 \text{ mm}$ ve $D_{\text{prop}} = 1.8 \text{ mm}$) pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimi araştırılmıştır. CPT rezonansları aynı fotodetektör üzerinden algılanmıştır. Pompa lazer ışınımı kullanılarak algılanan CPT rezonansı için M_4 ve M_5 aynaları kullanılırken, prop lazer ışınımı kullanılarak algılanan CPT rezonansı için M_3 , M_6 aynaları ve ışın bölücü (BS) kullanılmıştır.



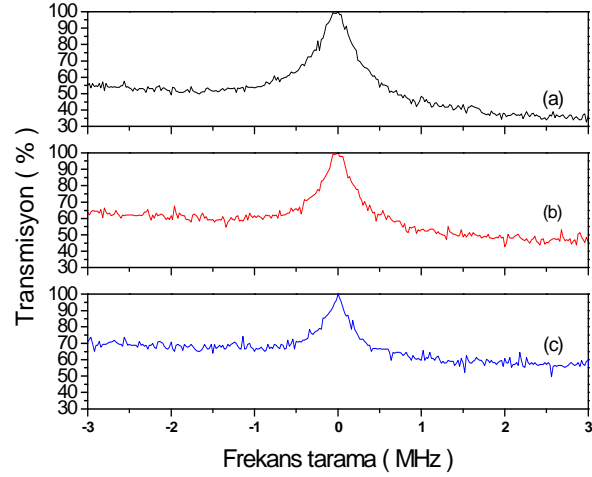
Şekil 4.18: CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.

Fotodetektör üzerine düşürülen CPT rezonansları digital osiloskop ve bilgisayar üzerinden kayıt edilmiştir. Şekil 4.18’de pompa ve prop lazer ışınım çaplarının eşit olduğu ($D_{pompa} = D_{prop} = 5$ mm) durumda prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğunun (a) 7.64 mW/cm^2 , (b) 5.61 mW/cm^2 , (c) 3.57 mW/cm^2 durumdaki değişimi verilmiştir.

Şekil 4.19’da pompa ve prop lazer ışınım çaplarının farklı olduğu olduğu ($D_{pompa} = 5$ mm, $D_{prop} = 1.8$) durumda prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğunun (a) 7.64 mW/cm^2 , (b) 5.61 mW/cm^2 , (c) 3.57 mW/cm^2 durumdaki değişimi verilmiştir.



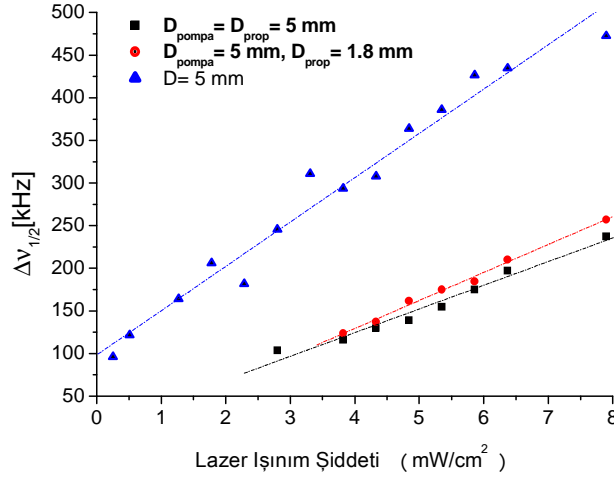
Şekil 4.19: CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.



Şekil 4.20: CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.

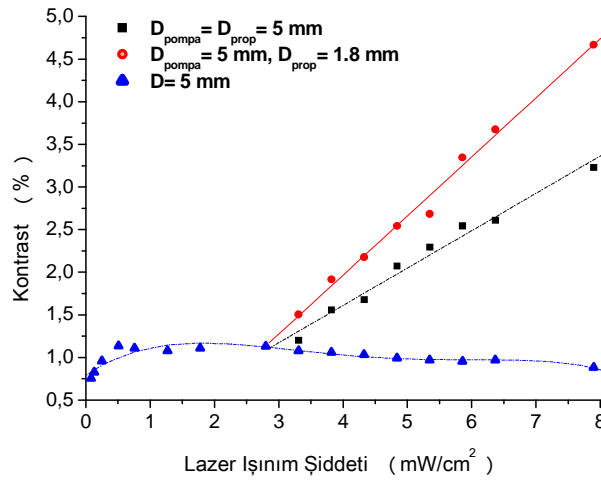
Şekil 4.20’de Pompa lazer demeti ile algılanan CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğunun (a) 7.64 mW/cm^2 , (b) 5.61 mW/cm^2 , (c) 3.57 mW/cm^2 durumdaki değişimi verilmiştir.

Şekil 4.21’de Pompa ve prop lazer ışınimleri ile algılanan CPT rezonanslarının çizgi genişliklerinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi verilmiştir. Grafikte kare ile imgenenmiş çizgi genişliği; pompa ve prop lazer ışınım çaplarının eşit olduğu ($D_{\text{pompa}} = D_{\text{prop}} = 5 \text{ mm}$) durumda prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonansının çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimini göstermektedir. Daire ile imgenenmiş çizgi genişliği; pompa ve prop lazer ışınım çaplarının farklı olduğu ($D_{\text{pompa}} = 5 \text{ mm}$, $D_{\text{prop}} = 1.8$) durumda prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonansının çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimini göstermektedir. Üçgen ile imgenenmiş çizgi genişliği ise pompa lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonansının çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimini göstermektedir.



Şekil 4.21: CPT çizgi genişliğinin pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.

Şekil 4.22’de CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimi verilmiştir. Grafikte kare ile imgenenmiş genlik, pompa ve prop lazer ışınım çaplarının eşit olduğu ($D_{pompa}=D_{prop}= 5$ mm) durumda prop lazer ışınımı ile algılanan CPT kontrastın pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimini göstermektedir. Daire ile imgenenmiş genlik, pompa ve prop lazer ışınım çaplarının farklı olduğu ($D_{pompa}= 5$ mm, $D_{prop}= 1.8$) durumda prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimini göstermektedir. Üçgen ile imgenenmiş olan ise pompa lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğuna göre değişimini göstermektedir.



Şekil 4.22: CPT rezonansının kontrastının pompa ışınım yoğunluğu ile değişimi.

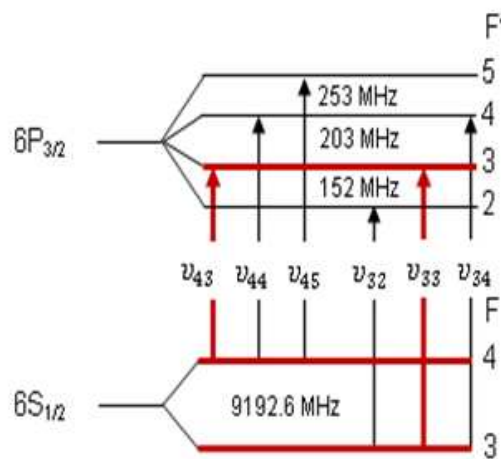
Bu bölümde yapılan araştırmalar sonucunda; monokromatik lazer ışınımını ile algılanan CPT rezonansının kontrastının, prop lazer demeti ışınımının farklı ışınım çapı değerlerinde pompa ışınım yoğunluğu ile lineer olarak artış gösterdiği görölmüştür. Bikromatik ışınım ile algılanan CPT rezonansının kontrastının, pompa ışınım yoğunluğu ile belirli bir değere kadar artığı daha sonra azaldığı gözlenmiştir. Ayrıca yapılan araştırmalar sonucunda monokromatik ve bikromatik lazer ışınımını ile algılanan CPT rezonanslarının çizgi genişliğinin prop lazer demeti ışınımının farklı ışınım çapı değerlerinde, pompa ışınım yoğunluğu ile lineer olarak artığı gözlenmiştir. Prop lazer ışınımını ile algılanan CPT rezonansının bikromatik lazer ışınımını ile algılana göre 2 kat daha ince çizgi genişliği ve 3 kat daha fazla kontrast değerlerine sahip olduğu görölmüştür (Sahin ve diğ, 2014).

4.4 Pump – Prop Optik Geometrisinde Optik Pompolama ve Koherent Tuzaklanmanın Kuantum Mekaniksel Teorisi

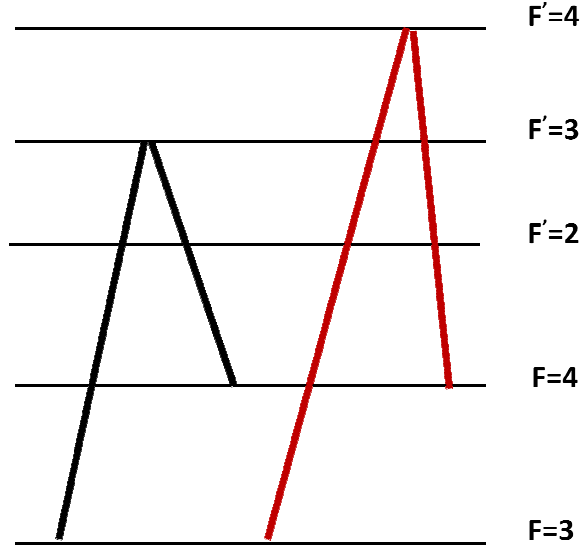
ω_1 frekanslı Doppler - altı doyum rezonansına ($6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$) kilitlenerek frekansı kararlı hale getirilmiş monokromatik lazer ışınım demeti, üç farklı hızdaki Cs atomları ile etkileşime girer (şekil 4.23). Lazer ışınımını ile etkileşime giren atomların hızları

$$V_{32} = \frac{\omega_1 - \nu_{32}}{|\mathbf{k}|}, \quad V_{33} = \frac{\omega_1 - \nu_{33}}{|\mathbf{k}|}, \quad V_{34} = \frac{\omega_1 - \nu_{34}}{|\mathbf{k}|} \quad (4.5)$$

eşitliklerince ifade edilir.



şekil 4.23: ^{133}Cs atomik gazının süper geçişlerini gösteren enerji diagramı.



Şekil 4.24: CPT rezonanslarının oluştuğu enerji seviyeleri.

ω_1 frekanslı monokromatik lazer ışınımı kullanılarak Cs atomik gazının taban enerji seviyesine denk gelecek şekilde (9.2 GHz) modüle edilerek elde edilen bikromatik lazer ışınımı $\omega_1 = 6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ ve $\omega_2 = S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 4)$ frekans bileşenlerini içerir. Bikromatik lazer ışınımı pump'ın Cs atomları ile etkileşimi sonucu CPT rezonansı, $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3) - 6S_{1/2}(F = 4)$ ve $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 4) - 6S_{1/2}(F = 4)$ enerji seviyelerinde oluşur (Şekil 4.24).

Bikromatik pompa lazer ışınımına ters yönde gönderilen monokromatik prop lazer ışınımının frekansı $\omega_1 = 6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ olduğundan, sadece $V_{33} = 0$ olacak şekilde $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3) - 6S_{1/2}(F = 4)$ enerji seviyesindeki CPT rezonansını algılar. Bikromatik pompa lazer ışınımı ise hızları $V_{33} = 0$ ve $V_{34} = 0$ olacak şekilde $S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3) - 6S_{1/2}(F = 4)$ ve $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 4) - 6S_{1/2}(F = 4)$ enerji seviyelerinde oluşan CPT rezonansının her ikisinde algılar. Bu nedenle bikromatik pompa ile algılanan CPT rezonansının çizgi genişliği, bu iki enerji seviyesinde oluşan CPT rezonanslarının üst üst binmesinden oluşur. Bu sebepten dolayı prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonansının çizgi genişliği, pompa ile algılanan rezonansın çizgi genişliğinin yarısıdır.

Deneyleerde pompa ve prop lazer ışınımı ile dedekte edilen CPT rezonanslarının çizgi genişliğinin (Şekil 4.9, Şekil 4.10, Şekil 4.15, Şekil 4.16, ve Şekil 4.21) pompa ışınım yoğunluğu ile artmasının nedeni; güç genişlemesinden kaynaklanmaktadır.

CPT rezonansının kontrastını, Zeeman seviyesinde tuzaklanan atom sayısı belirlemektedir. Bikromatik lazer ışınımının frekansı Cs atomunun taban enerji seviyesi arasındaki fark eşit olduğunda ancak taban enerji seviyesindeki atom sayısının % 50'si Zeeman enerji seviyelerinde tuzaklanmakta ve CPT rezonansının oluşumuna katkı vermektedir. Pompa lazer ışınımı ile algılanan sinyalin üzerinde, tuzaklanmayan % 50' lik atom sayısının katkısıda vardır. Bu katkı algılanan sinyal üzerindeki geri plan sinyal değerini artırmaktadır. Bu sebepten dolayı daha küçük kontrast değeri algılanmaktadır. Prop lazer ışınımı sadece Zeeman seviyesinde tuzaklanan atomları algılar ve algılan sinyalin üzerindeki geri plan sinyali daha küçüktür. Bu sebepten dolayı prop ile algılanan CPT rezonansının kontrastı pompa ile algılana göre ortalama dört kat daha büyüktür. Prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonansının kontrastı pompa ışınım yoğunluğu ile lineer artış göstermektedir (Şekil 4.9, Şekil 4.15 ve Şekil 4.22). Bunun nedeni pompa ışınım yoğunluğu artıkça Zeeman seviyesinde tuzaklanan atom sayısının artmasından kaynaklanmaktadır. Pompa ile algılanan CPT rezonansının kontrastı pompa ışınım yoğunluğunun belirli bir değerine kadar artmakta daha sonrasında ise azalmaktadır (Şekil 4.10, Şekil 4.16 ve Şekil 4.22). Pompa ışınım yoğunluğu artıkça Zeeman seviyesindeki tuzaklanan atom sayısı artmakta fakat ışınım yoğunluğu artıkça geri plan sinyalide artığından kontrast değeri azalmaktadır.

Prop lazer ışınımı ile algılanan CPT rezonansının kontrastı, prop lazer ışınımının çapı azaltığı durumda artış göstermiştir (Şekil 4.22). Bunun nedeni Zeeman seviyesinde tuzaklanan atom sayısının, pompa ışınımının geometrik merkezinde daha fazla olmasındandır. Prop lazer ışınımının çapı azaltığında pompa'nın merkezinde tuzaklanan daha fazla sayıdaki atomu algılanmakta ve daha büyük kontrast değeri dedekte edilmektedir.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında CPT rezonansı, bikromatik pompa lazer demetine ters yönde gönderilmiş monokromatik prop lazer demeti ile ^{133}Cs atomik gazında pompa-prop optik geometrisi kullanılarak algılanmıştır. Bu yöntem ile sadece istenilen Zeeman seviyelerindeki tuzaklanan atomlar algılanmış böylelikle daha ince çizgi genişliği ve daha yüksek kontrasta sahip CPT rezonansı algılanmıştır. Pompa-prop optik geometrisi kullanılarak CPT rezonans çizgi genişliği ve kontrastına bikromatik lazer demeti ışınım yoğunluğu ve monokromatik lazer demet çapının etkisi araştırılmıştır.

Pompa-prop optik geometrisinde CPT rezonansını algılamak için monokromatik lazer ışınımının frekansı, ^{133}Cs atomik gazının taban enerji seviyelerin birinde çalışacak şekilde ayarlanmıştır. Bikromatik pompa lazer demeti oluşumu ise üç farklı deneysel yaklaşım kullanılarak elde edilmiştir. Pompa ve prop lazer demetleri dış manyetik alan etkisinin azaltıldığı içerisinde ^{133}Cs atomik gazı bulunan cam hücresini içerisine ters yönde gönderilerek algılanmıştır.

Bikromatik pompa lazer demeti oluşumunu sağlamak için ilk deney düzeneğinde 852 nm dalgaboyunda çalışan iki adet dış kaviteli diyot lazer ECDL-1 ve ECDL-2 kullanılmıştır. Pompa lazer demeti ışınımı, ECDL-1 ve ECDL-2 dış kaviteli diyot lazerler ışınımının ışın bölücüde üst üste bindirilmesi ile oluşturulmuştur. Prop lazer ışınımını elde etmek için ECDL-1'de gelen lazer ışınımı kullanılmıştır. CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastı, pompa lazer ışınımı oluşturan monokromatik lazer ışınımının ışınım yoğunluklarının $I_1 = I_2$ ve $I_1 = 0.1I_2$ olduğu durumlarda araştırılmıştır. Ayrıca CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastına pompa ışınım yoğunluğu ve lazer demetlerinin polarizasyonlarının etkisi incelenmiştir. Deneyler sonucunda pompa-prop geometrisi ile algılanan CPT rezonans kontrast değerinin pompa geometrisi ile algılanana göre 4 kat daha fazla olduğu gözlenirken rezonans çizgi genişliğinin ise her iki geometride de değişmediği gözlenmiştir. Her iki geometride CPT rezonanslarının çizgi genişlikleri kHz seviyelerinde olması beklenirken 1 MHz'den küçük gözlenememiştir. Bunun nedeninin rezonansları gözlemlemek için kullanılan dış kaviteli lazerlerin (ECDL-1 ve

ECDL-2) çizgi genişliklerinden (~ 0.5 MHz) ve hızlı salınımlardan (~ 1 MHz) kaynaklandığı sonucuna varılmıştır. Daha ince çizgi genişliğine sahip CPT rezonansı gözlemleye bilmek amacıyla bir adet ECDL kullanımına karar verilmiştir.

Daha ince çizgi genişliğine sahip CPT rezonansı gözlemleye bilmek amacıyla ikinci deney düzeneğinde bikromatik pompa lazer demeti oluşumu için 852 nm dalgaboyunda çalışan bir adet dış kaviteli diyot lazer kullanılmıştır. ECDL çıkışından elde edilen lazer ışınımı elektro-optik modülatöre kuple edilerek, ^{133}Cs atomik gazın taban enerji geçişine (9.2 GHz) denk gelecek şekilde modüle edilmiştir. Böylelikle EOM'nun çıkışında lazer ışınımının merkez frekansı ve 9.2 GHz uzağında yan bantı elde edilmiştir. Yan bantın ışınım yoğunluğunun merkez frekans ışınım yoğunluğuna oranı % 50 olacak şekilde ayarlanmıştır. Modüle edilmiş lazer ışınımı sıcaklık kontrollü, bağımsız spektral aralığı 4 GHz olan Fabry-perot etalon üzerine gönderilerek polarizasyon ışın bölücü ve çeyrek dalga bölücü kullanılarak etalon üzerindeki yansıması elde edilmiştir. Fabry-perot etalon'nun sıcaklığı taranarak kavite boyu değiştirilerek merkez frekansı bastırılmış, lazer ışınımının sadece 9.2 GHz ilk yan bantlarını içerecek şekilde çalışması sağlanarak pompa lazer ışınımı elde edilmiştir. Lazer merkez frekansının bu yöntem ile bastırılmasıyla, merkez frekansın taban enerji seviyesinin Zeeman seviyelerindeki atom koherensinin bozulması engellenmiştir. Böylelikle CPT rezonansları üzerine etki edebilecek lineer olmayan etkiler bertaraf edilmiştir. Bu deney düzeneğinde lazerin merkez frekansı (prop) $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ iken pompa ise hem $6S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 3)$ ve $S_{1/2}(F = 3) - 6P_{3/2}(F' = 4)$ frekans bileşenlerini içerecek şekilde ayarlanmıştır. Bikromatik pompa lazer ışınımının elektro-optik modülatör ve Fabry-perot etolon kullanılması ile oluşturulması daha ince çizgi genişliğine sahip (kHz değerlerinde) CPT rezonansının algılanabilmesini sağlarken kontrastın ilk deney düzeneğine kıyasla ortalama iki kat azaldığı gözlenmiştir. CPT rezonansının kontrastının azalmasının nedenin etolandan yansıyan lazer ışınımının pompa olarak kullanılmasından kaynaklandığı sonucuna varılmıştır. Etolandan yansıyan lazer demetinin spektral özelliğinin azalması Zeeman seviyelerinde daha az sayıda atomun tuzaklanmasına dolayısıyla daha az kontrasta sahip CPT rezonansının algılanmasına neden olduğu sonucuna varılmıştır. Bu deney düzeneğinde CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastının pump ışınım yoğunluğu ile ne şekilde değiştiği araştırılmıştır.

İkinci deney düzeneğinde daha ince çizgi genişliğine sahip CPT rezonansı gözlenmesi ve kontrastaki azalma farklı bir deney düzeneği kurulması ve pompa lazer demeti oluşumunun sağlanması gerektiği sonucunu doğurmuştur. Bu amaç doğrultusunda üçüncü deney düzeneği kurulmuştur. Bu deney düzeneğinde tek ECDL kullanılmıştır. ECDL çıkışından elde edilen lazer ışınımı elektro optik modülatöre kuple edilerek, ^{133}Cs atomik gazın taban enerji geçişine denk gelecek şekilde modüle edilerek bikromatik pompa lazer ışınım elde edilmiştir. Böylelikle pompa lazer demetinin spektral özelliğinin azalmaması sağlanarak Zeeman seviyelerinde daha fazla sayıda atomun tuzaklanması sağlanmıştır. Bu daha yüksek kontrast değerine sahip CPT rezonansının algılanmasına olanak tanımıştır. Bu deney düzeneğinde CPT rezonansının çizgi genişliği ve kontrastına pump ışınım yoğunluğu ve probe lazer demet çapının etkisi araştırılmıştır.

^{133}Cs atomik gazında pompa-prop optik geometrisi kullanılarak algılanan CPT rezonansının pompa geometrisine göre neden daha ince çizgi genişliği ve yüksek kontrasta sahip olduğuna dair kuantum mekaniksel yaklaşım gözönünde tularak izah edilmiştir.

CPT temelli atomik frekans standartların oluşumunda hata sinyali olarak kullanılan rezonansın çizgi genişliği ve kontrastı standardın frekans kararlılığını ve doğrulunu belirlemektedir. Pump-prop optik geometrisi kullanılarak algılanan CPT rezonansının çizgi genişliğinin (pompa optik geometrisine göre) 2 kat daha ince kontrastının ise 4 kat daha fazla olması bu rezonansının CPT temelli atomik frekans standardında hata sinyalini olarak kullanılması durumunda daha kararlı frekans standartlarının oluşumunu gerçekleştirecektir.

KAYNAKLAR

- Alzetta, G., Gozzini, A., Moi, L. ve Orriols, G.** (1976). An experimental method for the observation of rf transitions and laser beat resonances in oriented Na vapor. *Nuovo Cimento B*, 36, 5
- Akulshin, A., Celikov, A. ve Velichansky, V.** (1991). Subnatural absorption resonances on the D₁ line of rubidium induced by coherent population trapping. *Opt. Commun.*, 84, 139-14
- Arimondo, E.** (1996). *Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy*. Boulder, Elsevier Science B.V.
- Boudot, R., Liu, X., Abbe, P., Chutani, R., Passilly, N., Galliou, S., Gorecki, C. ve Giordano, V.** (2012). A High-performance Frequency Stability Compact CPT Clock Based on a Cs-Ne Microcell. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol.59, No.11, 2584-2587
- Brandt, S., Nagel, A., Wynands, R. ve Meschede, D.** (1997). Buffer-gas- induced linewidth reduction of dark resonances to below 50 Hz. *Physical Review A*, Vol.56, Number 2.
- Demtröder, W.** (1995). *Laser Spectroscopy (Second Enlarged Edition)*. Berlin, Springer
- Dimarcq, N., Giordano, V., Théobald, G.ve Cérez, P.** (1991). Comparison of pumping a cesium beam tube with D₁ and D₂ lines. *J.Appl.Phys.*, Vol 69, 1158-1162
- Failache, H., Lenci, L. ve Lezama, A.** (2007). Theoretical study of dark resonances in micrometric thin cells. *Physical Review A*, Vol.76, 053826-1.-053826-11.
- Fukuda, K., Kinoshita, M., Hasegawa, A., Tacikawa, M. ve Hosokawa, M.** (2003) Compact Clocks Thin Cesium Cell. *Journal of the national Institute of Information and Communucations Technology*, Vol. 50, 95-103
- Fukuda, K., Toriyama, A., Izmailov, A.Ch., Tacikawa, M.** (2005). Dark resonance of Cs atoms velocity-selected in a thin cell. *Appl. Phys. B*, Vol 80, 503-509.
- Gray, H.R., Whitley, R.M. ve Stroud, C.R.** (1978). Coherent trapping of atomic populations. *OPTICS LETTERS*, Vol.3, No.6, 218-220.
- Godone, A., Levi, F. ve Vanier, J.** (1999). Coherent microwave emission in cesium under coherent population trapping. *Physical Review A*, Vol.59, Number 1.

- Godone, A., Levi, F., Micalizio, S. ve Calosso, C.** (2004). Coherent-population-trapping maser: Noise spectrum and frequency stability. *Physical Review A*, Vol.70, 012508 -1.- 012508 -11.
- Izmailov, A.Ch.** (2005). Coherent Population Trapping in the Λ system of Zeeman Degenerate Molecular Levels. *Laser Physics*, vol.15, 1543-1549
- Kien, F.M. ve Hakuta, K.** (2004). Density Operator and Applications in Nonlinear Optics. Department of Applied Physics and Chemistry, University of electro-communications, Lecture notes for the winter semester of 2004, Chofu, Tokyo.
- Kitching, J., Knappe, S., Vukucevic, N., Hollberg, L., Wynands, R. ve Weidmann, W.** (2000). A Microwave frequency Reference Based on VCSEL-Driven Dark Line Resonances in Cs Vapor. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 49, No.6, 1313-1317.
- Knappe, S. ve Wynands, R.** (2001). Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.18, No.11, 1545-1553.
- Knappe, S., Kitching, J., Hollberg, L., Wynands, R.** (2002). Temperature dependence of coherent population trapping resonances. *Appl. Phys. B*, Vol 74, 217-222.
- Knappe, S., Hollberg, L. ve Kitching, J.** (2004). Dark-line atomic resonances in submillimeter structures. *Optics Letters*, Vol.29, No.4, 388-390
- Knappe, S., Schwindt, P.D.D., Shah, V., Hollberg, L. ve Kitching, J.** (2005). A chip-scale atomic clock based on ^{87}Rb with improved frequency stability. *Optic Express*, Vol. 13, No.4, 1249-1253
- Lenci, L., Lezama, A. ve Failache, H.** (2009). Dark resonances in thin cells for miniaturized atomic-frequency references. *Optics Letters*, Vol.34, No.4, 425-427
- Levi, F., Godone, A. ve Vanier, J.** (2000). The light Shift Effect in the Coherent Population Trapping in Cesium Maser. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol.47, No.2, 466-470
- Rafac, R.J., Tanner, C.E., Livingston, A.E. ve Berry, H.G.** (1999). Fast - beam laser lifetime measurements of Cs $6P_{1/2,3/2}$ states. *Physical Review A* 60, 3648
- Steck, D.A.** (2010). Cesium D line Data., Oregon Center for optics and Department of Physics, University of Oregon
- Vanier, J.** (2005) Atomic clocks based on coherent population trapping: a review. *Appl. Phys. B*, Vol 81, 421 - 442.
- Vanier, J., Godone, A. ve Levi, F.** (1998). Coherent population trapping in cesium: dark lines and coherent microwave emission. *Physical Review A*, Vol.58, Number 3, 2345-2358.
- Vanier, J., Fellow, L., Levine, M.W., Kendig, S., Janssen, D., Everson, C. ve Delaney, M.** (2005). Practical Realization of a Passive Coherent

Population Trapping Frequency Standard. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 54, No.6, 2531-2539.

Vanier, J., Levine, M.W., Janssen, D. ve Delaney, M.J. (2003). On the Use of Intensity Optical Pumping and Coherent population Trapping Techniques in the Implementation of Atomic Frequency Standards. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol 52, No:3, 822-831.

Wynands, R., Nagel, A. (1999). Precision spectroscopy with coherent dark states. *Appl. Phys. B*, Vol 68, 1-25.

Zaretskii, D.F ve Sazonov, S.B. (1994). Resonant excitation of hyperfine levels in a bichromatic laser wave in connection with nuclear decay. *JETP Lett.*, Vol.60, No.10, 699-702.

ÖZGEÇMİŞ



- Ad Soyad:** Ersoy Şahin
- Doğum Yeri ve Tarihi:** 02/01/1975
- Adres:** TÜBİTAK Ulusal Metroloji Enstitüsü
P.K.54 41470 Gebze/KOCAELİ
- E-Posta:** ersoy.sahin@tubitak.gov.tr
- Lisans:** Ankara Üniversitesi, Fizik Lisans
- Yüksek Lisans:** İstanbul Teknik Üniversitesi, Fizik Mühendisliği

Yayın ve Patent Listesi:

- Hamid, R., **Sahin, E.**, Erdogan, C., Kramer, G., Lipphardt, B., Tyurikov, D.A. (2004). Comparative Characterization of the Different Methane Stabilized Optical Frequency Standards and Absolute Frequency Measurements, *Laser Physics, Vol.14, No:7*, 953-959
- Hamid, R., **Sahin, E.**, Celik, M., Ozen, G., Zucco, M., Robertsson, L., Ma, L.S. (2006). 10^{-12} level reproducibility of an iodine stabilized He-Ne laser endorsed by absolute frequency measurements in the BIPM and UME. *Metrologia, Vol 43*, 106-108
- Hamid, R., Celik, M., **Sahin, E.**, Izmailov, A.Ch. (2006). Sub-Doppler absorption resonances of the ring shaped laser beams in the thin vapor cell, *Laser Physics, No:12*, 1621-1624
- Robertsson, L., Felder, R., Bertinotto, F., Cordiale, P., Wallerand, J.P., Suh, H., Hussein, H., Hamid, R., **Sahin, E.** (2007). BIPM, INRIM, LNE-INM/CNAM, KRISS, NIM, UME Results from the CII-2006 campaign at the BIPM of the BIPM.L-K11 ongoing key comparison. *Metrologia, Vol. 44, Tech. Suppl.*, 04003

- Matus, M., Nyholm, K., Madej, A.A., Bernard, J.E., Walczuk, J., Lipu, L., Castillo, H.A., Pichardo Vega, R., Bastida, K.B., Griselda Mingolla, M., Malinovski, I., Tarelho, L., Frana, R., Hamid, R., **Sahin, E.**, Katic, M., Simunovic, V., Robertsson, L.(2010). Final report for the period 2007-2009 on the CCL-K11 ongoing key comparison. *Metrologia*, Vol. 47, Tech. Suppl., 04009

TEZDEN TRETİLEN YAYINLAR/SUNUMLAR

- **Sahin, E.**, Hamid, R., Birlikseven, C., zen, G. ve Izmailov, A.Ch. (2012). High Contrast Resonances of the Ground Atomic Term. *Laser Physics*, Vol 22, No.6, 1038-1042
- **Sahin E.**, Hamid, R, elik, M., Birlikseven, B., zen, G. ve Izmailov, A.Ch. (2012). CPT resonances in two frequency pumping and probe beam configuration. *European Time and Frequency Forum (EFTF 2012)*, 323-326
- **Sahin E.**, Hamid, R, ve Izmailov, A.Ch.(2013). Effect of the Coherent Population Trapping on Saturated Absorption Resonances in Cs Vapor. *European Time and Frequency Forum (EFTF 2013)*, 255-258
- **Sahin E.**, zen, G., Hamid, R., elik, M. ve Izmailov, A.Ch. (2014). Coherent Population Trapping resonances on lower atomic levels of doppler broadned lines. *Quantum Electronics*, (yayınlanmak üzere kabul edildi)