

T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

RUBİDYUM ATOMLARINDA DOĞRUSAL
OLMAYAN LAZER SPEKTROSKOPİSİ VE
METROLOJİK UYGULAMALARI

-140030-

Mustafa ÇETİNTAŞ
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

140030

TEZ DANIŞMANI
Doç. Dr. Necati ECEVİT

GEBZE
2003

Mustafa Cetintas'ın tez çalışması, G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 02/10/2003 tarih ve 2003.31 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRI

ÜYE : Doç. Dr. Necati Ecevit
(Tez Danışmanı)

ÜYE : Doç. Dr. Elşen Veli

ÜYE : Doç. Dr. Serhat Özder

ÜYE : Yrd. Doç. Dr. M. Hasan Aslan

ÜYE : Yrd. Doç. Dr. Fren San

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 30.10.2003 tarih ve 2003.35 sayılı kararı.

İmza / Mühür
Prof. Dr. İsmail ELİÇ
GYTE Mühendislik ve Fen Bil.
Enstitüsü Müdürü

ÖZET

Bu deneysel çalışmada Rubidyum (Rb) atomları S-D ve S-P enerji geçişlerinde iki foton soğrulma teknikleri kullanılarak Rb atomlarının dış kaviteli diyot lazer (external cavity diode laser, ECDL) ışınlarıyla etkileşimlerinden elde edilecek iki foton soğrulma rezonansları gözlenmiş ve incelenmiştir. İki foton soğurum rezonansları hem P-S geçişindeki floresans sinyallerinden hem de doğrudan S-D geçişleri arasındaki polarizasyon/Faraday sinyallerinden gözlenmiştir.

Floresans ve Faraday sinyalleri ^{87}Rb atomlarının $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2}(F_u=4)$ ve $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2}(F_u=3)$ süper ince geçişlerine kilitlenmiş lazerlerin frekans değişimlerinin Rb atomları sıcaklıklarına ve dış manyetik alana göre değişimleri vuru frekans tekniği kullanılarak ölçülmüştür. Ayrıca atomların sıcaklık değişiminden dolayı meydana gelen atomlar arası etkileşim, dış manyetik alan ve lazer ışık yoğunluğunun bu rezonansların bant genişlikleri ve genliklerine olan etkileri araştırılmıştır.

Çalışmada iki adet birbirinden bağımsız ECDL sistemi kurulmuştur. Kurulan bu sistemler ayrı ayrı Rb atomları iki-foton floresans ve Faraday sinyallerinin süper ince geçişlerine kilitlenerek lazer sistemlerinin kısa ve uzun zaman aralıklarındaki frekans kararlılıkları Allan değişim istatistiği kullanılarak ölçülmüştür.

SUMMARY

In this experimental work two-photon absorption resonances obtained from the interaction between the external cavity diode lasers (ECDL) and Rubidium (Rb) atoms on S-D and S-P energy transitions of Rb atoms were observed and investigated by using two-photon absorption techniques. Two-photon absorption resonances were observed on both fluorescence signals from P-S transitions and polarization/Faraday signals directly from S-D transitions.

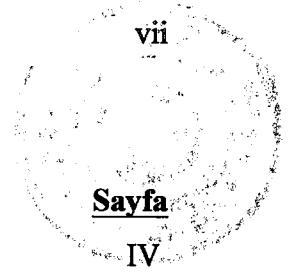
By using the beat frequency technique the frequency fluctuations of the locked fluorescence and Faraday signals to the $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ and $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=3)$ hyperfine transitions of ^{87}Rb atoms in accordance with Rb atoms temperature and external magnetic field were measured. In addition the effects of interactions between the atoms due to temperature deviations of atoms, external magnetic field and laser intensity to line width and amplitude of these resonances were investigated.

Two independent ECDL systems were constructed in work. These constructed systems were locked to hyperfine transitions of fluorescence and Faraday signals of Rb atoms separately and the short and long time stabilities of laser systems were measured by using Allan variance statistics.

TEŞEKKÜR

Bu çalışmada bana bilgi ve tecrübelerini aktaran tez hocam sayın Doç. Dr. Necati Ecevit'e teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca bu çalışmaya beni yönlendiren alt yapısının oluşturulmasında, deney sonuçlarının alınmasında ve sonuçların analizinde her türlü desteği sağlayan adeta ikinci bir tez hocam olan UME Zaman - Frekans Standartları ve Elektromanyetik Uyumluluk Laboratuvarları sorumlusu Dr. Ramiz Hamid'e (Gamidov) de çok teşekkür ederim. Deney düzeneğinde diyot lazerlerin akım kaynakları, elektronik servo sistemleri ve sıcaklık kontrol ünitelerinin hazırlanmasındaki katkılarından dolayı UME elektronik atölye elemanı Savaş Acak'a teşekkür ederim. Deneysel çalışmalarım esnasında Laboratuvar arkadaşlarımın anlayışlarına şükranlarımı sunar, tezin yazımı sırasında eşim Deniz'in gösterdiği sabır ve anlayışa ve tezimi hediye ettiğim kızlarım Feride Hande ve Betül'e de ayrıca teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ



ÖZET	IV
SUMMARY	V
TEŞEKKÜR	VI
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	VII
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	IX
ŞEKİLLER DİZİNİ	X
TABLolar DİZİNİ	XIII
1. GİRİŞ	1
2. LAZER SPEKTROSKOPİSİ	3
2.1. Doppler Genişlemesi	3
2.2. Hole Burning ve Bennet boşluğu	8
2.3. Lamb Çukuru (Lamb çökmesi)	11
2.4. İki Foton Soğurumu	14
2.5. Polarizasyon Spektroskopisi ve Faraday Etkisi	19
2.5.1. Tek Foton Soğurumunda Polarizasyon Spektroskopisi	21
2.5.2. İki Foton Geçişlerinde Polarizasyon Spektroskopisi ve Faraday Etkisi	24
2.6. Bağımsız Doppler (Doppler-Free) Rezonansların Genişlemesine Sebep Olan Temel Etkenler	28
2.6.1. Atomik Gaz Basıncı veya Atomlar Arası Çarpışmalar	28
2.6.2. Transit - Zaman Genişlemesi	29
2.7. Frekans kararlılığının temel prensipleri	30
2.8. Optik Frekans standartları	33
3. KONUSU İLE İLGİLİ YAYINLAR	37
4. DENEY DÜZENİĞİ ve SONUÇLARI	47
4.1. Deney Sonuçları ve Analizi	52
4.2. $5S_{1/2}$ ($F_f=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4$) Floresans ve Polarizasyon/Faraday Rezonansları Genlik Değişimine Atom Sıcaklığının Etkisi	66
4.3. Floresans ve Faraday Sinyalleri Frekans Kaymasına ve Çizgi (Bant) Genişlemesine Etkileşim Atomları Sıcaklığının Etkisi	70
4.3.1. Doğal Yaşam Süresi	70

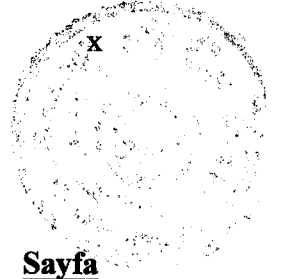
4.3.2. Odaklanmış Demet Çapı	71
4.3.3. Atomların Hızları	72
4.4. $5S_{1/2}$ ($F_l=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4$) Floresans Rezonansının Genlik ve Frekans Bant Genişlemesine Dış Manyetik Alan Etkisi	78
4.5. Dış Manyetik Alanın Polarizasyon/Faraday Rezonanslarına Olan Etkisi	82
4.6. Floresans ve Faraday Rezonanslarına Kilitli ECDL Sistemlerin Frekans Kararlılığı	99
SONUÇLAR/ÖNERİLER	101
KAYNAKLAR	104
ÖZGEÇMİŞ	109



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
α	Soğurum katsayısı
I	Işık şiddeti
k	Dalga vektörü
ω	Açısal frekans
c	Işık hızı
ν	Frekans
γ	Frekans bant genişliği
E	Enerji seviyesi
T	Sıcaklık
m	Kütle
F_t	Temel enerji seviyesindeki toplam açısal momentum
F_u	Uyarılmış enerji seviyesindeki toplam açısal momentum
ω_L	Lazer frekansı
N_0	Atom sayısının ortalama hızdaki maksimum sayısı
ψ	Polarizasyon düzlemi dönme açısı
$\Delta\omega_D$	Doppler çizgi kalınlığı
S/N	Sinyalin gürültüye oranı
$Q = \nu/\Delta\nu$	Kalite faktörü
$\sigma(\tau)$	Allan varyansın karakökü
τ	Atomun üst enerji seviyesinde doğal yaşama süresi
E_s	Dalga genliği
e_s	Birim polarizasyon vektörü
N_i	Etkileşim öncesi temel enerji seviyesinde bulunan atom yoğunluğu
γ	İki-foton rezonansının bant (çizgi) genişliği
ν	Termal hız
ν_z	Hızın z yönündeki bileşeni
$F(\nu)$	Maxwell hız dağılımı
ξ	Frekans değişim miktarı
σ	Tesir alanı

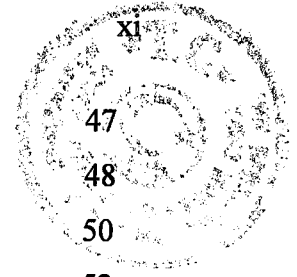
ŞEKİLLER DİZİNİ



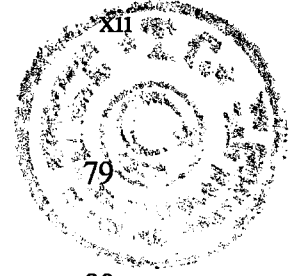
Şekil

Sayfa

2.1. Elektromanyetik dalganın atom tarafından soğurumu	3
2.2. Maxwell dağılımınca atom sayısının hızlarına göre değişimi	5
2.3. Cam küvet içindeki atomik gazla etkilelime giren lazer ışın demeti	5
2.4. Atomlar tarafından soğrulan lazer ışık şiddetinin atomların hızlarına göre değişimi	6
2.5. Atom soğurum rezonansında hızından dolayı oluşan Doppler genişlemesi	7
2.6. Atomlarla etkileşime giren iki farklı lazer demeti	9
2.7. Lazer 1 ışığının atomlar tarafından soğrulmasında oluşan grafik	9
2.8. Cam küvet içindeki atomların ω_1 ve ω_2 frekanslarına denk gelen enerji geçişleri ve Doppler soğurum spektroskopisinde oluşan “Bennet çökmesi”	10
2.9. Alt-Doppler doyum rezonanslarının gözlenmesi amacıyla kurulan deney düzeneği blok şeması	12
2.10. Doppler soğurum spektroskopisi üzerinde bir lazer demetiyle elde edilen Bennet çökmeleri	13
2.11. Doppler soğurum spektroskopisinde rezonans frekansta ($\omega = \omega_0$) oluşan Lamp çukuru	13
2.12. İki foton soğurumu	14
2.13. İki foton soğurum spektrumu	18
2.14. Polarizasyon sinyallerinin gözlenebileceği deney seti	21
2.15. Lazer demeti polarizasyon düzlem açısı Ψ 'nin frekans değişimi ξ 'ye göre dış manyetik alandaki değişimi	27
2.16. İki foton soğurum rezonansı çizgi genişliği	30
2.17. Yarı-iletken lazerin frekans kilitlenmesinin temel konfigürasyonu	30
2.18. Atomik zaman ve frekans standardının blok diyagramı	32
2.19. Kararlılığın (Allan variance), atomik frekans standardının etkileşim zamanına bağlılığı	32
2.20. Atomik/moleküler geçişlere kilitli lazer sistemi blok şeması	33
2.21. Allan variance'ın zamana göre değişim grafiği	34



4.1. Deney düzeneği blok şeması	47
4.2. Etkileşim bölgesi ve floresans - Faraday sinyallerinin gözlenmesi	48
4.3. Rb küveti sıcaklık değişim grafiği	50
4.4. Rb atomları enerji geçişleri	52
4.5. ^{85}Rb atomunun S – D enerji geçişlerindeki ince ve süper ince bölünmeler	56
4.6. ^{87}Rb atomunun S – D enerji geçişlerindeki ince ve süper ince bölünmeler	57
4.7. Arka plan Doppler profili üzerinde soldan sağa sırasıyla ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ ince geçişlerinde gözlenen ki iki-foton floresans sinyalleri	60
4.8. ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ ince geçişlerinde gözlenen ki iki-foton floresans sinyallerinin üzerinde olduğu arka plan Doppler profili	61
4.9. ^{85}Rb atomları süper ince (hyperfine) bölünmeleri $5S_{1/2}$ ($F_t = 3$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 5, 4, 3, 2$ ve 1) arasında gözlenen iki-foton soğurum sinyalleri	62
4.10. ^{85}Rb atomları süper ince (hyperfine) bölünmeleri $5S_{1/2}$ ($F_t = 2$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 4, 3, 2, 1$ ve 0) arasında gözlenen iki-foton soğurum sinyalleri	63
4.11. ^{87}Rb atomları süper ince (hyperfine) bölünmeleri $5S_{1/2}$ ($F_t = 2$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 4, 3, 2$ ve 1) arasında gözlenen iki-foton soğurum sinyalleri	64
4.12. ^{87}Rb atomları süper ince (hyperfine) bölünmeleri $5S_{1/2}$ ($F_t = 1$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 3, 2$ ve 1) arasında gözlenen iki-foton soğurum sinyalleri	65
4.13. Rb atomlarının cam küvet içindeki konumları	66
4.14. ^{87}Rb atomlarında ν_{24} ; $5S_{1/2}$ ($F_t=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4$) iki-foton floresans ve Faraday sinyal genliklerinin sıcaklıkla değişimi	67
4.15. ^{87}Rb atomlarında ν_{24} ; $5S_{1/2}$ ($F_t=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4$) iki-foton floresans ve Faraday sinyal genliklerinin atom sayısı ile değişimi	68
4.16. ^{87}Rb , $5S_{1/2}$ ($F_t=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4, 3, 2$ ve 1) iki-foton floresans sinyallerinin etkileşim atom sıcaklığı ile oluşan deformasyonları	69
4.17. Odaklanmış lazer demeti spot boyutu	71
4.18. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2}$ ($F_t=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4$) iki-foton floresans ve Faraday sinyalleri frekans değerinin atom sıcaklığıyla kayması	74
4.19. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2}$ ($F_t=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4$) iki-foton floresans ve Faraday sinyalleri frekans değerinin atom sayısı ile kayması	75
4.20. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2}$ ($F_t=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4$) iki-foton floresans ve Faraday sinyalleri frekans bant (çizgi) değerinin atom sıcaklığıyla artışı	76
4.21. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2}$ ($F_t=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4$) iki-foton floresans ve Faraday	77

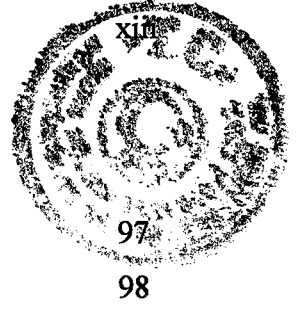


- sinyalleri frekans bant (çizgi) değerinin atom sayısı ile artışı
- 4.22. ^{87}Rb atomları v_{24} ; $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ iki-foton floresans sinyal genlik değerinin dış manyetik alana göre değişimi 79
- 4.23. Farklı manyetik alanlarda $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4, 3, 2 \text{ ve } 1)$ rezonanslarında gözlenen deformasyonlar 80
- 4.24. Dış manyetik alanın frekans bant genişlemesine olan etkisi 81
- 4.25. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4,3,2,1)$ geçişlerinde 250°C sabit sıcaklıktaki floresans ve Faraday sinyal şekillerinin dış manyetik alanla değişimleri 83
- 4.26. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4,3,2,1)$ geçişlerinde 140°C sabit sıcaklıktaki floresans ve Faraday sinyal şekillerinin dış manyetik alanla değişimleri 84
- 4.27. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4,3,2,1)$ geçişleri floresans spektrumları birinci türevlerinin sabit sıcaklıkta (a) $H \leq 10 \text{ mG}$ ve (b) $H = 0.57 \text{ G}$ dış manyetik alandaki şekilleri 86
- 4.28. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4,3,2,1)$ geçişleri Faraday spektrumları birinci türevlerinin sabit sıcaklıkta (a) $H \leq 10 \text{ mG}$ ve (b) $H = 0.57 \text{ G}$ dış manyetik alandaki şekilleri 87
- 4.29. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4,3,2,1)$ geçişleri Faraday spektrumları birinci türevlerinin sabit sıcaklıkta (a) $H \leq 10 \text{ mG}$, (b) $H = 0.57 \text{ G}$ ve (c) $H = 1.46 \text{ G}$ dış manyetik alandaki şekilleri 90
- 4.30. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$, v_{24} , Faraday rezonansı genliğinin dış manyetik alana göre değişimi 91
- 4.31. (26) numaralı formülün kullanımıyla hesaplanmış Ψ^2 'in, $\gamma=0.7$ ve lazer frekans ayarının sıfır ($\delta=0$) durumları için Zeeman yarılmaları şiddetine ($2\Omega/\gamma$) göre değişimi 92
- 4.32. $H=0.57 \text{ G}$, $2\Omega/\gamma=0.21$ (a) ve $H=1.46 \text{ G}$, $2\Omega/\gamma=0.38$ (b) manyetik alan değerlerindeki ^{87}Rb atomları v_{24} Faraday rezonansının tanımsız birimdeki genliğinin frekans ayarına (değişimi) göre değişimlerinin deneysel sonuçlarının doğrusal fit şekilleri 93
- 4.33. ^{87}Rb atomları, $5S_{1/2} (F_g=2) - 5D_{5/2} (F_e=4)$, v_{24} , super ince geçişlerinde Faraday ve floresans sinyallerin dış manyetik alana göre frekans kaymaları 94
- 4.34. ^{85}Rb atomları $5S_{1/2} (F_g=3) - 5D_{5/2} (F_e=5,4,3,2,1)$ süper ince 95

geçişleri floresans (a) ve Faraday (b) birinci türev spektrumlarının
H=100 mG için frekans ayarına göre değişimleri

4.35. Komple deney düzeneği fotoğrafı

4.36. ECDL sistemleri ve etkileşim atom konfigürasyonu fotoğrafı



TABLÖLAR DİZİNİ

Tablo

Sayfa

2.1. Karakök Allan varyans hesaplamasındaki veriler	35
4.1. Rb cam küvet içinde oluşturulan boyuna sabit manyetik alan değerleri	51
4.2. Rb atomlarında $5S_{1/2} - 5D_{3/2}$ süper ince seviyeleri arasına denk gelen elektromanyetik dalga frekansları	58
4.3. Rb atomlarında $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ süper ince seviyeleri arasına denk gelen elektromanyetik dalga frekansları	59
4.4. Sıcaklık değerlerine karşılık gelen Rb atom sayısı	67
4.5. Floresans ve Faraday sinyallerine kilitli ECDL sisteminin kararlılık değerleri	99

1. GİRİŞ

Diyot lazer teknolojisindeki gelişmelerle elektromanyetik spektrumun görünür ve yakın kızılötesi bölgelerinde çalışan optik frekans standartlarının oluşturulması ve bu standartların kullanımıyla uzunluk birimi metrenin, soğuk atom veya iyonların yüksek çözünürlü spektroskopik çalışmalarında ve bazı temel fiziksel sabitlerin ölçümünde önemli ilerlemeler kaydedilmiştir. Hidrojen atomunun iki foton soğurum spektroskopisiyle elde edilen Rydberg sabiti de günümüzde büyük doğrulukla bilinen temel sabitlerden biridir. İki foton soğurum spektroskopisinin tek foton soğurum spektroskopisine göre en önemli avantajı rezonans frekanstaki belirsizliğin daha az olmasından kaynaklanmaktadır. Bunun başlıca nedeniyse lazer ışın demetiyle etkileşime giren atomların hızlarından dolayı iki foton soğurumunda rezonans frekanstaki Doppler genişlemesinin tek foton soğurum rezonans frekansına göre ihmal edilebilecek seviyelerde olmasından kaynaklanmaktadır.

Son yıllarda yapılan deneysel çalışmalarda diyot lazerler Rb atomlarının ince seviyelerine kilitlenerek, diyot lazerlerin frekans doğrulukları 10^{-12} 'den daha iyi bir sonuçla elde edilmektedir. Bu doğruluk Uluslararası Uzunluk standardı olarak kabul edilen iyot molekülleri enerji geçişlerine kilitlenmiş He-Ne gaz lazerlerinin frekans doğruluğundan en az 20 kat daha iyidir. Bu lazerlerin en iyi frekansı kararlılığı ise 2×10^{-14} olarak ölçülmüştür.

Dünyadaki bazı laboratuvarlar Rb iki foton soğurum düzeneklerini geliştirerek iki foton rezonansına denk gelen S-D enerji geçişlerine (778 nm) kilitli lazer sistemlerini optik frekans standardı olarak kullanmaya başlamışlardır. Ayrıca Rb iki foton soğurumunda kullanılan lazerlerden frekansları ikiye katlayan bazı özel kristaller kullanılarak 1.556 μm dalga boyunda lazerler elde edilmekte ve bu lazerler optik telekomünikasyon ağlarında kullanılan fiber kabloların testlerinde ve fiber kablolu iletişimde referans olarak kullanılmaktadır.

Özellikle son yıllarda optik frekans standartlarının daha kompakt ve verimli hale getirilmesine yönelik çalışmalarda ise bu standartların kararlı hale getirilmesinde kullanılan elektronik servo sistem ve lock-in amplifier kullanılmadan mevcut sistemle

elde edilen doğruluk ve kararlılığın elde edilmesi ve hatta iyileştirilmesi üzerinedir. Günümüzde oldukça popüler olan ve “seçici yansıma” olayına dayanan bu çalışmalar daha çok kolaylık açısından tek foton soğurum rezonansları üzerinde yapılmaktadır.

Bu deneysel çalışmada Rubidyum (Rb) atomları S-D ve S-P enerji geçişlerinde iki foton soğrulma teknikleri kullanılarak Rb atomlarının dış kaviteli diyot lazer (external cavity diode laser, ECDL) ışınlarıyla etkileşimlerinden elde edilecek iki foton soğrulma rezonansları gözlenmiş ve incelenmiştir. İki foton soğurum rezonansları hem P-S geçişindeki floresans sinyallerinden hem de doğrudan S-D geçişleri arasındaki polarizasyon/Faraday sinyallerinden gözlenmiştir.

Floresans ve Faraday sinyalleri ^{87}Rb atomlarının $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ ve $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=3)$ süper ince geçişlerine kilitlenmiş lazerlerin frekans değişimlerinin Rb atomları sıcaklıklarına (etkileşim bölgesindeki atom sayısı) ve dış manyetik alana göre değişimleri vuruk frekans tekniğı kullanılarak ölçölmüştür. Ayrıca atomların sıcaklık değişiminden dolayı meydana gelen atomlar arası etkileşim ve dış manyetik alanın bu rezonansların bant (çizgi) genişlikleri ve genliklerine olan etkileri araştırılmıştır.

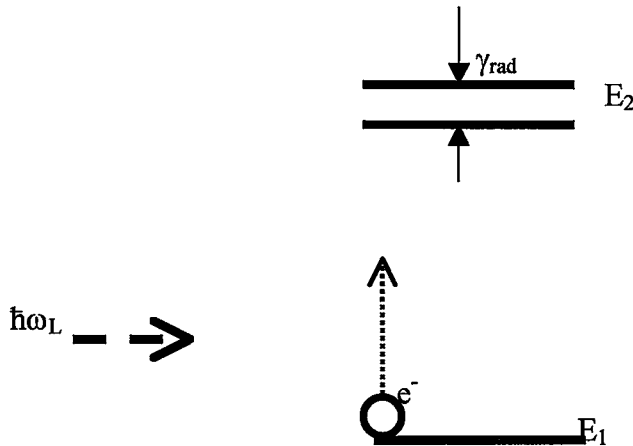
Çalışmada iki adet birbirinden bağımsız ECDL sistemi kurulmuştur. Kurulan bu sistemler ayrı ayrı Rb atomları iki-foton floresans ve Faraday sinyallerinin süper ince geçişlerine kilitlenerek lazer sistemlerinin kısa ve uzun zaman aralıklarındaki frekans kararlılıkları Allan değişim istatistiğı kullanılarak ölçölmüştür.

2. LAZER SPEKTROSKOPİSİ

Lazer spektroskopisi denilince daha çok lazer ışığının gaz halindeki atomlarla veya atomik moleküllerle olan etkileşimleri akla gelmektedir. Bu etkileşimler sonucunda atomlara ait birçok fiziksel özellikler gözlenebildiği gibi bunun tersini de söylemek mümkündür. Yani fiziksel özelliklerini bildiğimiz atomları kullanarak nadiren de olsa lazer ışığına ait bazı özelliklerin de bulunması doğal karşılanabilir. Bu kısımda daha çok diyot lazer ışığıyla gaz halindeki atomların etkileşiminden elde edilecek veriler inceleneceğinden lazer ışığı, Doppler genişlemesi, Hole burning, Bennet çukuru, Lamp çökmesi, iki foton soğurumu, polarizasyon/Faraday sinyalleri ve bağımsız Doppler rezonansların genişlemesine sebep olan temel etkenler, frekans kararlılığı ve atomik frekans standartları hakkında kısa bir bilgi sunumu faydalı olacaktır.

2.1. Doppler Genişlemesi

Doppler etkisi belli bir referans noktaya göre hareket halindeki cismin, kendisine göre göreceli olan bir nesnenin hızını veya frekansını kendi sahip olduğu hızdan dolayı farklı algılama olayıdır. Gaz halindeki atomlar bulundukları ortamda hareket halindedirler (örneğin sezyum atomlarının oda sıcaklığındaki ortalama hızları 300 m/s dir). Eğer atomu hareketsiz ve ideal iki seviyeli enerji geçişlerine sahip olarak düşünersek; gelen fotonun enerjisi, $E = \hbar\omega_0$ ve atomun enerji seviyeleri E_1 temel enerji seviyesi, E_2 uyarılmış enerji seviyesi ise (şekil 2.1.),



Şekil 2.1. Elektromanyetik dalganın atom tarafından soğurumu

$\hbar\omega_L = E_2 - E_1$ olduğunda atom gelen fotonu soğurur. Fakat atomun belli bir hızı varsa bu hızından dolayı gelen lazer ışığının frekansını hızının yönüne bağlı olarak farklı algılayacaktır. Bu durumda soğrulan lazer ışığının ω_L frekansı, atomun enerji geçişleri arasına denk gelen mutlak frekans farkı ω_0 'dan (kv) kadar farklılık gösterecektir. Bunu $\omega_L = \omega_0 + k.v$ veya $\omega_L = \omega_0 + kv\cos\theta$ şeklinde ifade edebiliriz [Demtröder, 1996]. Burada,

ω_L : lazer frekansı

ω_0 : atomun hızının sıfır olduğu andaki iki enerji seviyesi arasına denk gelen elektromanyetik dalganın frekansı

k : dalga vektörü, $k=2\pi/\lambda$

v : atomun hızıdır.

Isısal dengedeki atomlar Maxwell hız dağılımına sahiptirler. Eğer,

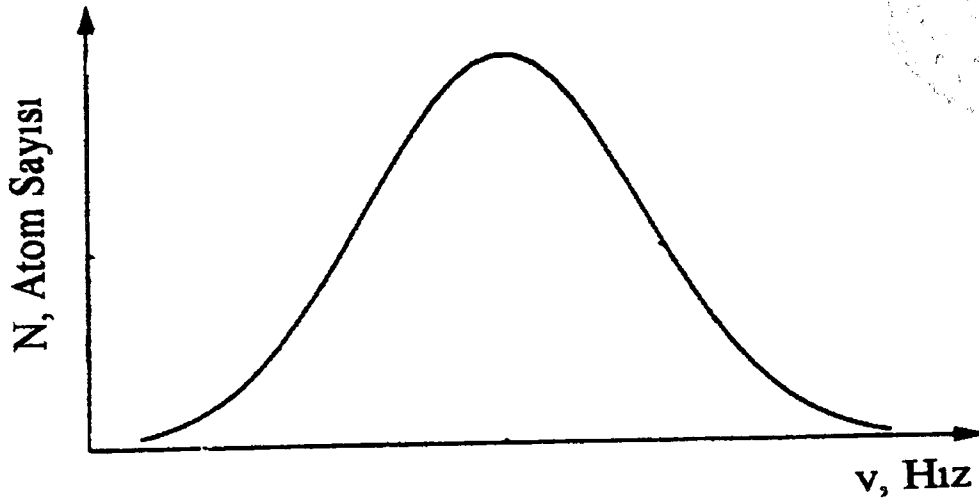
T : sıcaklık

n_i : v_z ile $(v_z + dv_z)$ hız aralığındaki birim hacim içindeki E_i enerji seviyesindeki atom sayısıysa,

$+z$ yönünde ilerleyen gaz halindeki bir atom demetinin içindeki atom sayısının hızlarına göre değişimi aşağıdaki formülle ifade edilir:

$$n_i(v_z) dv_z = [N_i/v_p \pi^{1/2}] \exp[-(v_z/v_p)^2] dv_z$$

Maxwell hız dağılımı olarak ifade edilen bu formülde $N_i = n_i(v_z) dv_z$ yani i enerji seviyesi E_i de bulunan tüm atomların yoğunluğu, $v_p = (2kT/m)^{1/2}$ hız, m , atom kütlesi ve k , Boltzman sabitidir. Bu ifadenin grafiksel ifadesi ise şekil 2.2.'deki gibidir:



Şekil. 2.2. Maxwell dağılımınca atom sayısının hızlarına göre değişimi

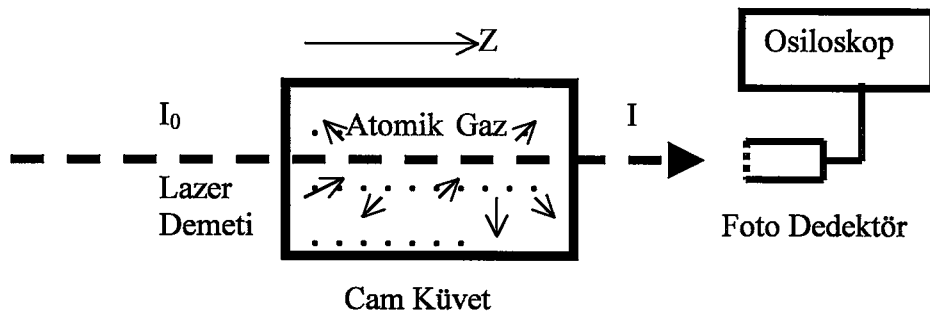
Bu ifadeyi frekans cinsinden yazmak istediğimizde,

$$v_z = c/\omega_0 \rightarrow dv_z = (c/\omega_0)d\omega \text{ olduğuna göre}$$

$$n_i(\omega)d\omega = [N_i c / \omega_0 v_p(\pi)^{1/2}] \exp\{-[c(\omega - \omega_0) / \omega_0 v_p]^2\} d\omega$$

şeklini alır.

Kapalı saydam bir küvet (cam hücre) içinde atomik gaz düşünelim. Işık şiddeti (parlaklığı) I_0 olan lazer demeti küvetin çıkışında I değerine düşsün (şekil 2.3).



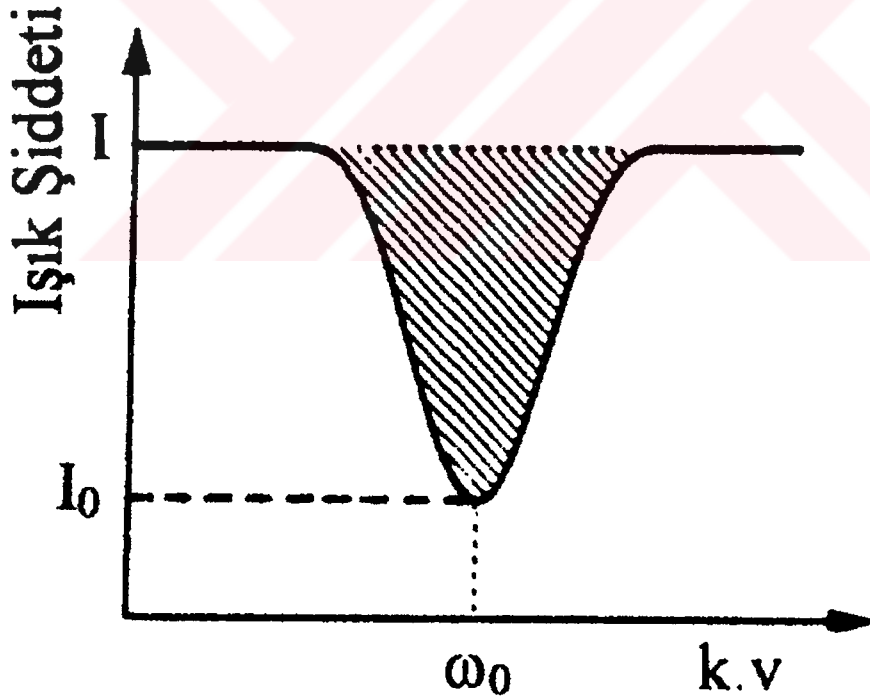
Şekil 2.3. Cam küvet içindeki atomik gazla etkileşime giren lazer ışın demeti

Işık şiddetindeki azalma cam küvet içindeki atomların lazer ışığını α , soğurma katsayısı, l , küvet uzunluğu olmak kaydıyla $I = I_0 e^{-\alpha l}$ ilişkisine göre soğurmalarından kaynaklanmaktadır.

Eğer küvet çıkışındaki sinyal bir fotoalıcıyla algılanırsa osiloskop ekranında göreceğimiz soğurma grafiği şekil 2.4'deki gibi olacaktır:

Yani atomlar hızlarının yönü ve büyüklükleri mertebesinde $\omega_L = \omega_0 + k \cdot v$ eşitliği gereğince lazer ışığını soğuracaklardır. Bu soğurma grafiğini ters çevirerek (invert) incelediğimizde veya soğurma katsayısının frekansa göre değişimine baktığımızda,

$I(\omega) = I_0 \exp\{-[c(\omega - \omega_0)] / \omega_0 v_p\}^2$ şeklinde ifade edebiliriz. Bu bir Maxwell (şekil 2.4) dağılımıdır. Işık şiddetinin $I_0/2$ olduğu genlikteki dalga genişliği



Şekil 2.4. Atomlar tarafından soğrulan lazer ışık şiddetinin atomların hızlarına göre değişimi.

(full halfwidth at half maximum, FWHM), $\Delta\omega_D$, Doppler genişliği olarak adlandırılır ve değeri,



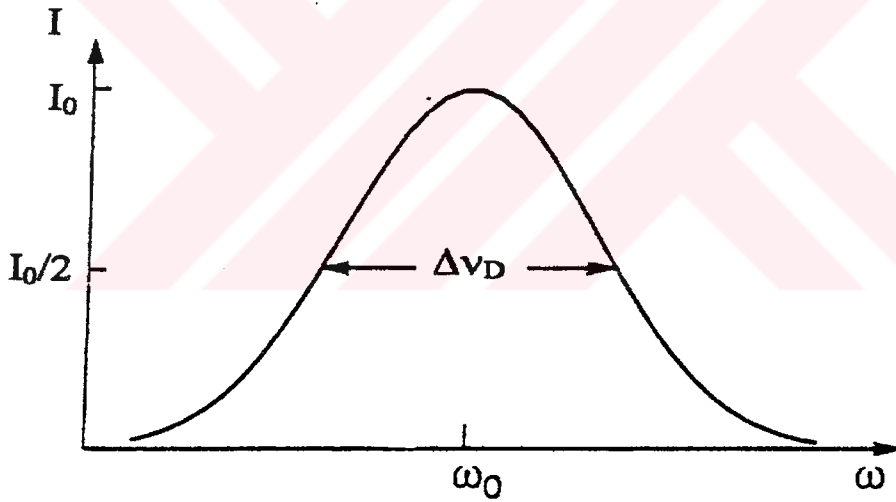
$$\Delta\omega_D = [2(\ln 2)^{1/2} \omega_0 v_p]/c = (\omega_0/c)(8kT\ln 2/m)^{1/2} \text{ dir.}$$

Güncel bir örnek vermek gerekirse Cs atomlarının uyarılmış seviyedeki doğal yaşam süresi $\tau \approx 30 \text{ ns}$ dir. Buradan doğal çizgi genişlikleri $\delta\gamma_{\text{rad}} = 1/2\pi\tau = 5 \times 10^6 \text{ Hz}$ olup,

$$\Delta\omega_D \approx 5 \times 10^8 \text{ Hz' dir.}$$

Cs atomlarıyla etkileşime giren lazer ışık frekansının $\omega_L = 3.5 \times 10^{14} \text{ Hz}$ olduğu düşünülürse,

$\Delta\omega_D/\omega_L \approx 10^{-6}$ 'lar mertebesinde bir kalite faktörü vermiş olup $E_2 - E_1 = \hbar(\omega_0 \pm \Delta\omega_D)$ şeklinde düşünülebilir (şekil 2.5).



Şekil 2.5. Soğurum rezonansında atomun hızından dolayı oluşan Doppler genişlemesi.

Lazer ışığının atomlarla etkileşimi sonucu elde edilen soğurum spektroskopisinden aşağıdaki ölçümler veya büyüklükler hakkında bilgi elde edinebiliriz;

- spektral çizgilerin frekanslarının ölçülmesiyle, atomların enerji seviyeleri hakkında bilgi edinilmesi,
- çizgi yoğunluğundan (line intensity) veya soğurum genliğinin atomun enerji seviyeleri arasındaki geçiş olasılıklarının hesaplanması,
- spektral çizgilerin doğal genişliklerinden uyarılmış seviye atomlarının bu seviyelerdeki ortalama yaşama ömürlerinin elde edilmesi,
- Doppler genişliğinin ölçülmesiyle, soğuran veya ışıyan atomların hız dağılımları ve atomların sıcaklıklarının bulunması,
- spektral çizgilerdeki ışık basıncından dolayı olan genişlemeler, atomlar arasındaki çarpışmalar ve yine atomlar arasındaki potansiyel çekim kuvvetleri hakkında bilgi edinilmesi,
- spektral çizgilerdeki Zeeman ve Stark bölünmeleri ise atomik enerji geçişlerinin dış manyetik ve elektrik alandaki bölünmeleri (kaymalarını) göstermektedir.
- Soğurum spektroskopisinin alt-doppler (sub-doppler) şekilleri elde edilerek lazer frekansının bu spektral çizgilerde kilitlenmesinde kullanılırlar.

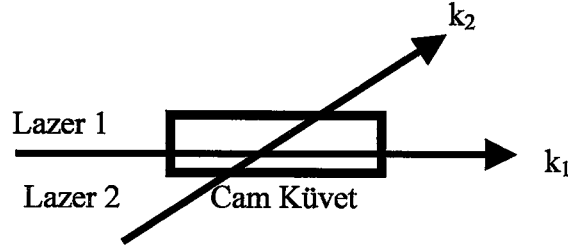
2.2. Hole Burning ve Bennet Boşluğu

Bilimsel çalışmalarda yüksek doğrulukta ve kararlılıkta elektromanyetik dalgalara ihtiyaç vardır. Daha önce de söz edildiği gibi lazer ışığı da bir elektromanyetik dalgadır. Lazer frekansındaki doğruluk ve kararlılığın iyileştirilmesi amacıyla elektronik (elektro optik modulatör, akusto optik modulatör v.b.) ve optiksel (frekans modülasyon, Zeeman modülasyon) kilitleme teknikleri kullanılmaktadır. Maliyet, kullanım kolaylığı ve hassasiyet bakımından optiksel kilitleme yöntemleri elektriksel yöntemlere göre birçok avantajlara sahiptir.

Bu amaçla Doppler soğurum spektrumundaki band genişliğinin azaltılması gerekmektedir. Elde edilen alt Doppler soğurum spektroskopisi bant genişliğinin azalmasına ve dolayısıyla daha keskin (ince) rezonanslarda çalışabilme kolaylığı sağlamaktadır.

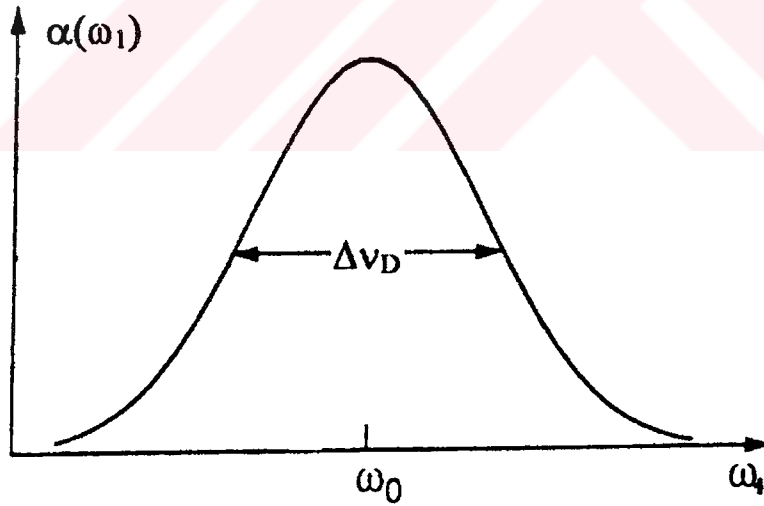


Hole burning veya Bennet çukuru dediğimiz Doppler dağılımı üzerindeki bu çökmenin görülebilmesi için iki farklı lazer ışığına (şekil 2.6) ihtiyaç vardır.



Şekil 2.6. Atomlarla etkileşime giren iki farklı lazer demeti

Şekil 2.6'dan görülebileceği gibi prop lazer olarak adlandırdığımız lazer 1'in küvet içinde soğrumunun lazer frekansına göre değişimi aşağıdaki (şekil 2.7) gibi

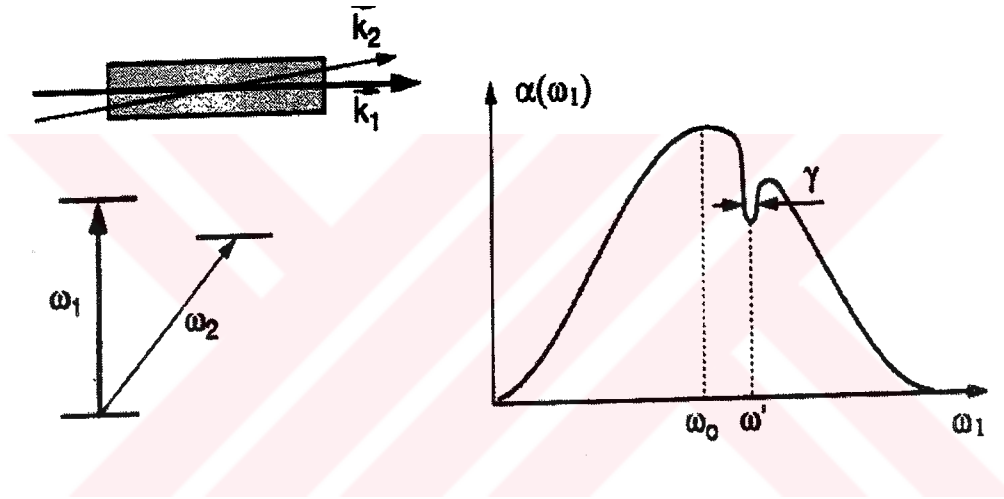


Şekil 2.7. Lazer 1 ışığının atomlar tarafından soğrulmasında oluşan grafik

olacaktır. Pump lazer (lazer2 daha güçlü ışık şiddetine sahiptir ve lazer 2 ışığı $\omega_2 - \omega_0 = k_2 \cdot v'$ formülü gereğince belli v' hızına sahip küvet içindeki atomlar tarafından ayrıca soğrulacak ve dolayısıyla lazer1'in soğrulma spektrumunda bir çökme oluşacaktır. Daha açık bir ifadeyle lazer1 ışığı küvet içinde



atomların hızlarına bağlı olarak atomlar tarafından şekil. 2.7'ye göre soğrulur. Yani temel enerji seviyesindeki (E_1) atomlar lazer1 ışığını soğurarak uyarılmış seviyeye geçmekte ve sonra uyarılmamış (spontaneous) ışımaya yaparak tekrar temel enerji seviyesine düşmektedirler. Fakat pump lazer (lazer2) ışığıysa lazerin ω_2 frekansına bağlı olarak v' hızındaki atomlar tarafından aynı anda soğrulacak ve dolayısıyla lazer1'i soğuracak temel enerji seviyesindeki atom sayısında bir azalma olacaktır. Çünkü v' hızına sahip soğurucu atomlar uyarılmış enerji seviyesinde bulunacaklardır. Bu durumda lazer1'in soğurum spektrumunda "Bennet çökmesi" olarak adlandırılan azalma yani çökme oluşacaktır (şekil 2.8) [Demtröder, 1996].



Şekil 2.8. Cam küvet içindeki atomların ω_1 ve ω_2 frekanslarına denk gelen enerji geçişleri ve Doppler soğurum spektroskopisinde oluşan "Bennet çökmesi"

$$\alpha(\omega_1) = \alpha_0(\omega_1) - \alpha_2(\omega_1, \omega_2)$$

Bennet çökmesini şekil üzerinde görmek istediğimizde aşağıdakiğ profil elde edilmiş olur ve elde edilen şekil bir Lorentz dağılımı oluşturur;

$$\alpha(\omega_1) \approx (\gamma/2)^2 / [(\gamma/2)^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2]$$

Son durumda lazer1'in v' hızındaki atomlar tarafından, ki bu lazer 2'nin soğurumu sebebiyleydi, soğrulamaması aynı zamanda doyum (saturation)

rezonansı olarak da adlandırılır. γ genişliğini doyum parametreleri cinsinden yazmaya kalktığımızda ise

$$\gamma = \gamma_{\text{rad}} (1 + S_0)^{1/2}$$

S_0 doyum rezonansı olup değeri $S_0 = 2P / (R_1 + R_2)$,

ideal iki enerji seviyeli atomlarda,

P:soğurum olasılığı,

R_1 ve R_2 ise E_1 ve E_2 enerji seviyelerindeki atomların gevşeme (relaxiation) olasılıklarıdır.

Daha açık bir ifadeyle S_0 aşağıdaki gibi olmaktadır.

$$S_0 = 2\sigma_{12}I(\omega) / \hbar\omega A_{12}$$

σ_{12} : atomun $|1\rangle$ seviyesinden $|2\rangle$ seviyesine geçişindeki cross-section,

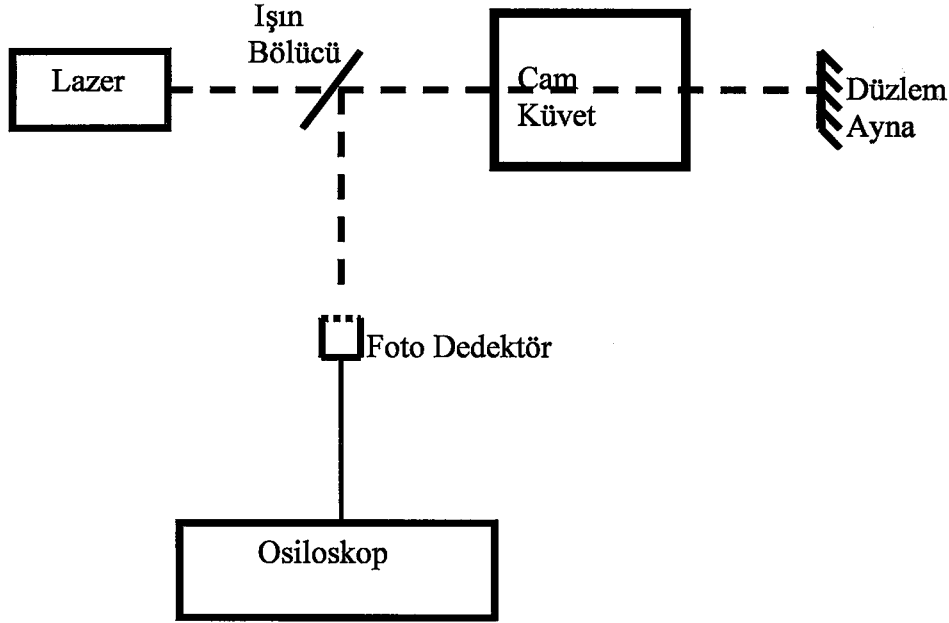
I: lazer demeti şiddeti,

ω : lazer frekansı,

A_{12} : Einstein soğurum katsayısı.

2.3. Lamb Çukuru (Lamb Çökmesi)

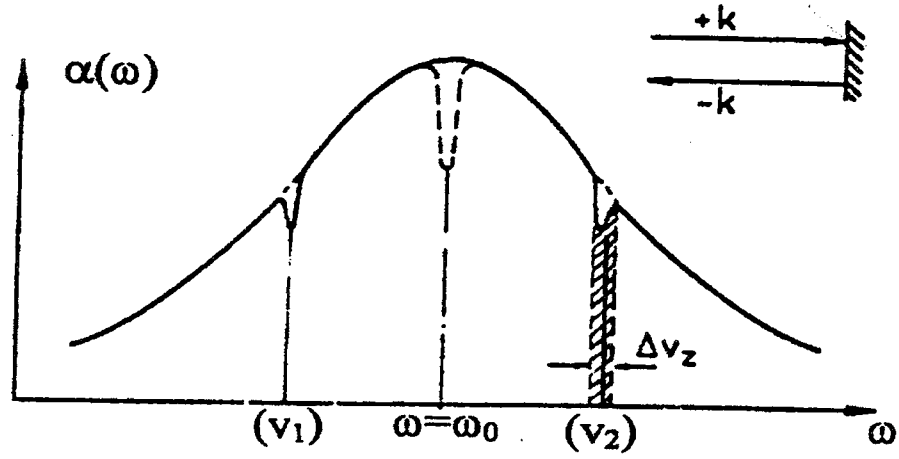
Doppler soğurum grafiğinde elde edilen alt-Doppler doyum rezonansı, tek bir lazer kullanımıyla da gerçekleştirilebilir (şekil 2.9).



Şekil 2.9. Alt-Doppler doyum rezonanslarının gözlenmesi amacıyla kurulan deney düzeneği blok şeması

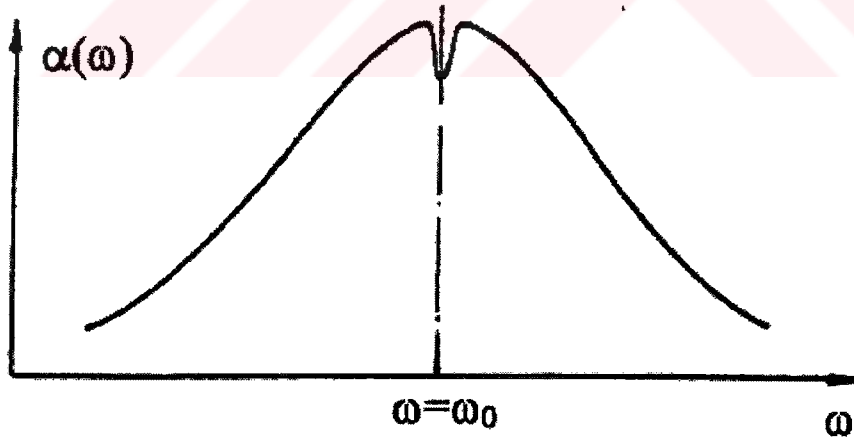
Yukarıdaki düzenden de görülebileceği gibi tek bir lazer ışığı atom küveti içinde düzlem ayna kullanılarak kendisi üzerinden geriye yansıtılmıştır. Bu durumda oluşan Doppler soğurum spektroskopisi şekil 2.10'daki gibi olur.

Doppler soğurum spektroskopisi üzerinde iki adet Bennet çökmesi oluşmaktadır. $k=2\pi/\lambda$, ω_0 : rezonans frekansı, ω : lazer frekansı ise $+z$ yönünde ilerleyen lazer ışığı (pump veya saturated lazer demeti) belli bir t zamanı anında v_2 hızındaki atomlar tarafından soğrulmakta aynı anda $-z$ yönünde ilerleyen lazer ışığı (probe lazer demeti) ise v_1 hızındaki atomlar tarafından soğrularak Maxwell hız dağılımı üzerinde iki adet Bennet çökmesi oluştururlar. Yani t anında $+z$ yönündeki lazer ışığını soğuran v_2 hızındaki atomlar uyarılmış seviyede bulunduklarından aynı anda $-z$ yönündeki lazer ışığını soğuramazlar. Bu durumda $-z$ yönündeki lazer ışığı için v_2 hızındaki atomlar doyuma ulaşmıştır yani uyarılmış enerji seviyesindedirler. Aynı durum $-z$ yönünde ilerleyen lazer ışığı için de geçerlidir. Lazerin ω frekansı ayarlanarak $\omega - \omega_0 = kv$ eşitliğinden $\omega - \omega_0 = 0$ ($k.v = kv\cos\theta = 0$ eğer $\theta=0$ ise) veya $\omega = \omega_0$ durumunda iki adet Bennet çökmesi ω_0 frekansında (rezonans frekans) soğurum profili üzerinde bir



Şekil 2.10. Doppler soğurum spektroskopisi üzerinde bir lazer demetiyle elde edilen Bennet çökmeleri

çökme oluşturur. Rezonans frekanstaki bu çökmeye Lamb çukuru (Lamb dip) denir (şekil-2.11).



Şekil 2.11. Doppler soğurum spektroskopisinde rezonans frekansta ($\omega = \omega_0$) oluşan Lamb çukuru

Bir başka ifadeyle $\omega = \omega_0$ durumunda $+z$ ve $-z$ yönünde ilerleyen lazer demetleri artık aynı hıza sahip ve yönleri z eksenine dik olarak ilerleyen atomlar tarafından

soğrulmaktadır. v_1 ve v_2 hızlarında oluşan Bennet çukurlarının genlikleri A ise merkez frekanstaki Lamb çukurunun genliği iki çukur genliklerinin toplamı $2A$ kadar olacaktır. Bu durumda iki enerji seviyesi arasındaki farkta merkez doyum rezonansından dolayı oluşacak belirsizlik $E_2 - E_1 = \hbar(\omega_0 \pm \gamma)$ olacak ve γ (merkez doyum rezonans genişliği)

$$\gamma = \gamma_{\text{rad}}(1 + S)^{1/2}$$

şeklinde olup S saturasyon (doyum) parametresiyle ifade edilecektir [Demtröder, 1996].

2.4. İki Foton Soğurumu

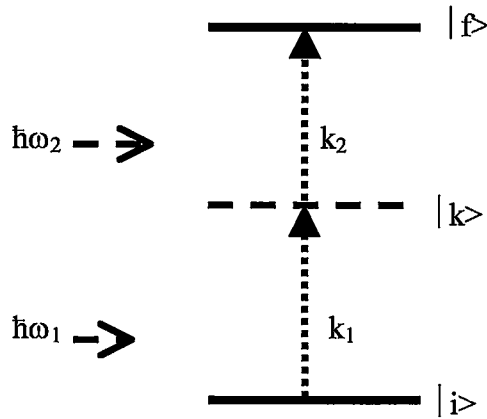
İki foton soğurumunun teorisi ilk olarak 1929 yılında Göppert-Mayer tarafından bulunmuştur. Kısaca bu olay bir elektronun aynı anda iki foton soğurarak ara (veya sanal) bir enerji seviyesini basamak olaraktan kullanmasıyla uyarılmış enerji seviyesine çıkmasından ibarettir.

$|i\rangle$: temel seviye,

$|k\rangle$: ara (sanal) seviye,

$|f\rangle$: uyarılmış seviye,

dersek,



Şekil 2.12. İki foton soğurumu

soğrulmaktadır. v_1 ve v_2 hızlarında oluşan Bennet çukurlarının genlikleri A ise merkez frekanstaki Lamb çukurunun genliği iki çukur genliklerinin toplamı $2A$ kadar olacaktır. Bu durumda iki enerji seviyesi arasındaki farkta merkez doyum rezonansından dolayı oluşacak belirsizlik $E_2 - E_1 = \hbar(\omega_0 \pm \gamma)$ olacak ve γ (merkez doyum rezonans genişliği)

$$\gamma = \gamma_{\text{rad}}(1 + S)^{1/2}$$

şeklinde olup S saturasyon (doyum) parametresiyle ifade edilecektir [Demtröder, 1996].

2.4. İki Foton Soğurumu

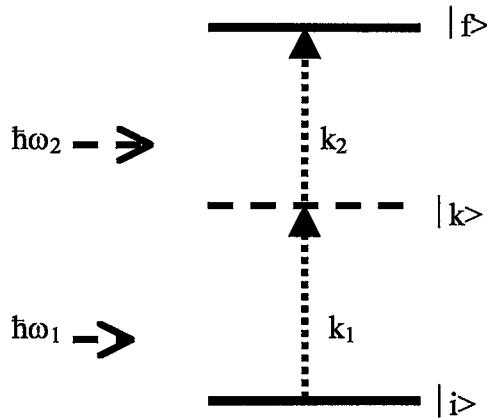
İki foton soğurumunun teorisi ilk olarak 1929 yılında Göppert-Mayer tarafından bulunmuştur. Kısaca bu olay bir elektronun aynı anda iki foton soğurarak ara (veya sanal) bir enerji seviyesini basamak olaraktan kullanmasıyla uyarılmış enerji seviyesine çıkmasından ibarettir.

$|i\rangle$: temel seviye,

$|k\rangle$: ara (sanal) seviye,

$|f\rangle$: uyarılmış seviye,

dersek,



Şekil 2.12. İki foton soğurumu

v hızıyla giden bir atomun $\hbar\omega_1$ ve $\hbar\omega_2$ enerjili iki fotonu soğurarak E_i temel enerji seviyesinden E_f uyarılmış enerji seviyesine geçme olasılığı A_{if} ,

$$A_{if} \propto \frac{\gamma_{if} I_1 I_2}{\left[\omega_1 - \omega_2 - v \cdot (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \right]^2 + (\gamma_{if}/2)^2} \times \left| \sum_k \frac{(R_{ik} \cdot \hat{e}_1)(R_{kf} \cdot \hat{e}_2)}{\omega_{ki} - \omega_2 - \vec{v} \cdot \vec{k}_1} + \frac{(R_{ik} \cdot \hat{e}_2)(R_{kf} \cdot \hat{e}_1)}{\omega_{ki} - \omega_2 - \vec{v} \cdot \vec{k}_2} \right|^2 \quad (1)$$

şeklindedir.

k_1 ve k_2 , lazer ışık demetlerinin dalga vektörleri,

I_1 ve I_2 , lazer ışık demetlerinin ışık şiddetleri,

e_1 ve e_2 , lazer ışık demetlerinin polarizasyon birim vektörleri,

R_{ik} ve R_{kf} , $|i\rangle \rightarrow |k\rangle$ ve $|k\rangle \rightarrow |f\rangle$ enerji seviyeleri arasındaki geçiş matris elementleri,

γ_{if} , doğal çizgi genişliği,

A_{if} geçiş olasılığını a (ilk terim) ve b (ikinci terim) terimlerinden oluşmuş iki parçalı bir formül olarak göz önüne alırsak bu formüldeki a terimi tek bir atomun iki foton soğurumunda spektral çizgi şeklini yani matematiksel ifadenin grafiksel şeklini vermektedir. Bu terim $\omega_{if} = \omega_1 + \omega_2 + v \cdot (k_1 + k_2)$ merkez frekansta doğal çizgi genişliği γ_{if} olan v hızındaki bir atomun enerjisi $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ olan soğurma işlemi gibi de düşünülebilir. Eğer kullanılan lazer demetleri aynı yöndelerse $(k_1 + k_2)$ Doppler genişlemesi maksimum olacaktır. Bu durumdaki Doppler genişlemesi $\Delta\omega_D$, doğal çizgi genişliği γ_{if} 'e göre oldukça büyük bir mertebededir. Eğer iki lazer demeti arasındaki açı 180° yani $|k_1| = |k_2|$ ise ilk terimdeki Doppler genişlemesi sıfır olacaktır. Doppler genişlemesinin sıfır olduğu durumda iki foton rezonansının matematiksel açıklaması Lorentz şekliyle ifade edilir. Burada kullanılan lazerlerin kendi bant genişlikleri γ_{if} 'den küçük olmalıdır. Dalga vektörlerinin birbirine mutlak değerce eşit olduğu durumlarda iki foton soğurumuna Doppler'den bağımsız iki foton soğurumu denir.

Yine (a) teriminde dikkati çeken diğer bir durum kullanılan lazer ışık demetlerinin şiddetleridir. Çünkü A_{if} geçiş olasılığı I_1 ve I_2 değerlerinin çarpımlarıyla doğru orantılı olarak değişmektedir.

A_{if} geçiş olasılığı formülündeki ikinci terim (b) ise iki foton soğurumunda doğrudan geçiş olasılığını ifade etmektedir. Genel anlamda tüm iki foton geçişleri için olasılık yoğunluğu bu kısımda geçerli olmaktadır. Burada dikkati çeken diğer bir husus ise geçiş olasılığının olması için R_{ik} ve R_{kf} matris elemanlarının sıfırdan farklı olması zorunluluğudur. Bunu açacak olursak $|i\rangle$ seviyesinden $|f\rangle$ seviyesine geçiş olasılığı iki foton geçişlerinde muhakkak ara bir seviye aracılığıyla gerçekleşmektedir. Örneğin bir atomun tek bir foton soğurarak önce $|i\rangle$ 'den $|k\rangle$ 'ya sonra yine bir foton soğurarak buradan da $|f\rangle$ enerji seviyesine geçişinde bu seviyelerin kesinlikle farklı paritelerinin olmaları gerekmektedir. Fakat iki foton soğurumunun gerçekleşmesi için $|i\rangle$ ve $|f\rangle$ enerji seviyelerinin muhakkak aynı pariteye sahip olmaları gerekmektedir. Dolayısıyla atomların enerji, seviyeleri hakkında tek foton soğurumuyla elde edemediğimiz bilgileri bu durumda iki foton soğurumuyla elde edebiliriz. Ayrıca uyarılmış enerji seviyelerinin farklı pariteleri birbirlerini etkilediğinden (perturbation) dolayı temel enerji seviyesinden bu uyarılmış seviyelere tek foton geçişi mümkün olmamaktadır. Yine bu tür durumlarda iki foton soğurumu kullanılmaktadır.

Temel enerji seviyesiyle uyarılmış enerji seviyesi arasına denk gelen yüksek enerjili lazer ışığının da bulunmasının zorluğu sebebiyle tek bir foton soğurumuyla mümkün olmayan geçişler iki foton soğurumuyla gerçekleştirilir.

(b) teriminden açıkça görüldüğü gibi geçiş olasılığı ışık demetlerinin polarizasyonu ile (e_1, e_2) da direkt olarak ilişkilidir. Fakat tek foton soğurumunda atomik geçiş olasılığı atomla etkileşime giren lazer ışığının polarizasyonundan bağımsızdır. Bu durumda uygun polarizasyonlu lazerler seçilerek istenilen atomik enerji seviyeleri arasındaki geçişlerin sağlanması mümkündür. Örneğin aynı yönlü σ^+ polarizasyonlu iki lazer demeti seçildiğinde iki foton soğurumuyla $s \rightarrow d$ ($\Delta L=2$) seviyeleri arasında geçiş mümkünken $s \rightarrow s$ arasındaki geçiş olanaksızdır. Başka bir örnek vermek gerekirse, ilk örnekteki lazer demetlerinden birini geri yansıttığımızda

yansıyan ışık demetinin polarizasyonu σ^+ , σ^- 'ye dönüşecek ve bu durumda elde edilen iki foton soğurumuyla $s \rightarrow s$ ($\Delta L=0$) geçişi mümkün olacaktır.

Polarizasyon etkisiyle temel enerji seviyesinden farklı yüksek enerjili seviyelere geçişler seçilebileceğinden dolayı eğer temel enerji seviyesinin simetrisini biliyorsak bu yüksek enerjili seviyelerin de simetriteri hakkında bilgi edinmek mümkün olacaktır.

İki foton soğurumuyla ilgili olarak belirtilmesinde fayda olan diğer bir konuya, genellikle seçilen lazer ışık demetlerinin frekanslarının farklı olması durumudur. Çünkü $|k\rangle$ ara enerji seviyesi genellikle $|i\rangle$ ve $|f\rangle$ enerji seviyelerinin tam ortasında bulunmazlar. Bu durumda tek bir lazer kaynağı yerine ω_1 ve ω_2 frekanslarında iki farklı lazer kaynağı kullanılması deneysel çalışmalarda biraz daha avantajlı olmaktadır.

Daha önce de söz ettiğimiz gibi iki foton soğurumunda kullanılan lazer demetlerinin atom üzerine karşılıklı gönderilişi soğurum spektrumunda atomların hızlarından dolayı oluşabilecek Doppler etkisini ortadan kaldırmakta olduğu gibi iki foton soğurum olasılığını atom üzerine tek yönde gelen lazer demetine göre daha da arttırmaktadır. Olasılık artışını şöyle bir örnekle açıklayabiliriz: İlk durumda her iki lazer ışığı da eşit şiddetlerde ve aynı yönde olsunlar. (a,a) ile göstereceğimiz birinci lazer demetindeki iki fotonun atom tarafından soğrulma olasılığını (b,b) ise ikinci lazer demetindeki iki fotonun atom tarafından soğrulma olasılığı olsun. Bu durumda iki foton soğrulma olasılığı, $(a,a)^2 + (b,b)^2$ şeklinde ifade edilir.

Son durumda lazer demetlerini karşılıklı olarak düşündüğümüzde ise atom aynı anda her iki lazer demeti içinden birer foton yutacağını düşündüğümüzde olasılık, $|(a,b) + (b,a)|^2 = (a,b)^2 + 2(a,b)(b,a) + (b,a)^2$ şeklini alacak ve 2 çarpanlı terim bu durumdaki olasılığın daha fazla olduğunu ortaya çıkaracaktır.

Lazer demetleri karşılıklı olarak kullanıldığında (bu durumda ışık şiddetleri her iki durumda da eşit olacak) elde edilen iki foton soğurumunun grafiksel ifadesinin lazer frekansına göre matematiksel formülü aşağıdaki gibi olmaktadır:

$$\alpha(\omega) \propto \Delta N^0 I^2 \left| \sum_m \frac{(R_{ik} \cdot \hat{e})(R_{kf} \cdot \hat{e})}{\omega_L - \omega_{ik}} \right|^2 x \left\{ \exp \left[-\frac{(\omega_{if} - 2\omega)^2}{(2kv_p)^2} \right] + \frac{kv_p}{\sqrt{\pi}} \frac{\gamma_f/2}{(\omega_{if} - 2\omega)^2 + (\gamma_f/2)^2} \right\} \quad (2)$$

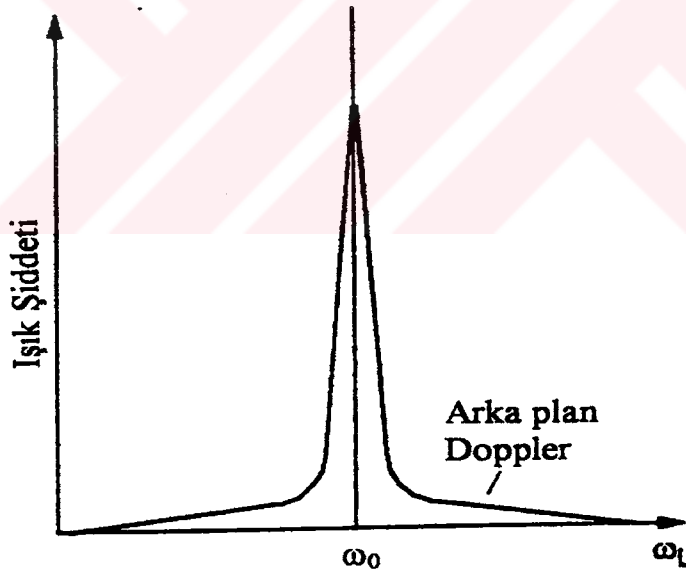
formüldeki

$$v_p = (2kT/m)^{1/2} \text{ hız,}$$

$\Delta N^0 = N_i^0 - N_f$: $|i\rangle$ ve $|f\rangle$ enerji seviyelerinde doyuma ulaşmadan önceki atom yoğunluğu farkı,

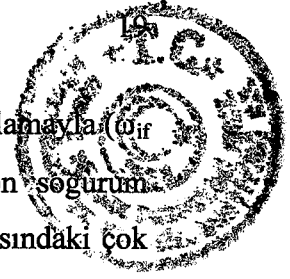
$\gamma_{if} = \gamma_i + \gamma_f$: $|i\rangle$ ve $|f\rangle$ enerji seviyelerinin doğal çizgi genişlikleri toplamını ifade etmektedir.

Soğurumun (α) grafiksel ifadesi ise şekil 2.13'deki gibi olacaktır:



Şekil 2.13. İki foton soğurum spektrumu

Soğurum spektrumunda istenmeyen bu Doppler genişlemesinin sebebi farklı hızlardaki atomların üzerlerine karşılıklı olarak gelen lazer demetlerinden sadece biri içindeki fotonlarla iki-foton geçişi oluşturmasından kaynaklanmaktadır. İstenmeyen arka plan Doppler genişlemesi, lazer ışık demetleri polarizasyonlarının değişimiyle



ve lazer frekansını atomun rezonans frekansına denk gelecek şekilde ayarlanmayla ($\omega_{if} = 2\omega$) ihmal edilebilecek seviyeye gelir. Fakat elde edilen iki-foton soğurum rezonansında birbirlerine göre karşılıklı hareket eden lazer demetleri arasındaki çok küçük açı (birkaç mili radyan) farklılıkları yine artık bir Doppler genişlemesine sebebiyet vereceği unutulmamalıdır. Arka plan Doppler profiline göre oldukça dar bir Lorentz profili şeklinde olan iki foton soğurumunun maksimum değeri aşağıdaki gibi olacaktır:

$$\alpha(\omega = \omega_{if}/2) \propto I^2 \frac{\Delta N^0 k v_p}{\sqrt{\pi} \gamma_{if}} \left| \sum_k \frac{(R_{ik} \cdot \hat{e})(R_{if} \cdot \hat{e})}{\omega - \omega_{ik}} \right|^2 \quad (3)$$

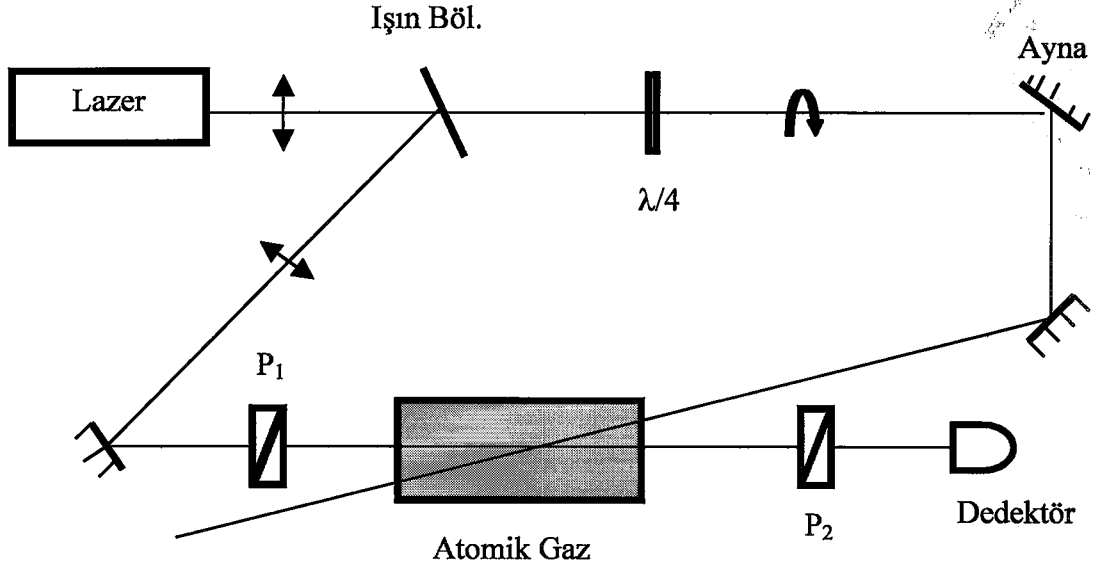
Soğurum formülünden de kolaylıkla görülebileceği gibi kullanılan lazer ışın demetlerinin ışık şiddetleri (I) çok önemlidir. Bu nedenle deney düzeneklerinde iki foton soğurumunun gözlenebilmesi amacıyla lazer ışınlarının demet çapları ince kenarlı mercekle kullanılarak küçültülür. Fakat demet çapındaki küçülme lazer ışığıyla atom arasında gerçekleşen etkileşim bölgesini de azaltacaktır. Bu olayın telafisi için etkileşim bölgesindeki atom sayısının artırılması gerekir. Bu amaçla deneysel düzeneklerde cam bir hücre içindeki atomlar ısıtılırlar. Her iki durumda da rezonansın iyi bir şekilde gözlenebilmesi için optimum koşulların sağlanması gerekmektedir [Demtröder, 1996].

2.5. Polarizasyon Spektroskopisi ve Faraday Etkisi

Konunun daha anlaşılır olması için aşağıdaki gibi açıklanmasında yarar vardır. Şekil 2.14'den de görüleceği gibi içinde lazerle etkileşime girecek atomik gazı bulunduran bir cam hücreye aralarında ufak bir açı olacak şekilde aynı frekanslı fakat farklı şiddetli iki adet lazer demetini düşürelim. Lazer demetlerinden I_1 yoğunluktaki lazer demeti probe demeti ve diğerine göre güç yoğunluğu daha fazla olan pump demeti ise I_2 olsun. Prop lazer demeti ve pump lazer demetlerinin polarizasyonlarının doğrusal polarizasyonlu seçelim ve P_1 polarizatörünün polarizasyon açısını prob lazer demetinin tamamını geçirecek şekilde seçelim. Dedektörün önüne konulan P_2 polarizatörün polarizasyon açısını ise P_1 polarizatörün açısına göre 90° farklı ayarladığımızda normalde dedektör içine herhangi bir lazer ışınması düşmeyecektir.

İlk etapta cam hücre içindeki atomik gazı isotropik yani kırıcı indisinin yönden bağımsız olduğunu varsayalım. Pump lazer demetini polarizasyonunu dairesel hale getirmek için $\lambda/4$ cam düzlem koyarak bu demeti de şekilde görüldüğü gibi cam hücre içine gönderelim. Daha sonra lazer frekansı ω 'yı hücre içindeki atomik gazın enerji geçişlerine denk gelecek şekilde ayarladığımızda pump lazer demeti içindeki fotonlar hücre içindeki atomlar tarafından soğrulurlar. Bu soğrulmada atomların Zeeman enerji seviyeleri soğurdukları lazerin dairesel polarizasyonundan ötürü farklı oranlarda dolmakla beraber bazı seviyeler kısmen de olsa boş kalabilecektir. Bu durumda cam hücre içindeki atomik gaz doğrusal polarizasyonlu I_1 ışık yoğunluğundaki prop lazer demeti için anisotropik bir yapıya dönüşmüştür. Bu anisotropik yapıdaki atomik gazla etkileşime giren prop lazerin etkileşim sonunda polarizasyon düzleminde az da olsa bir dönme meydana gelecektir. θ polarizasyon açısındaki $\Delta\theta$ kadarlık fark probe lazer demetinin P_2 polarizatöründen geçerek dedektörde algılanmasına sebebiyet verecektir. Çünkü bu durumda gerek pump lazer demeti gerekse probe lazer demeti içindeki fotonlar cam hücre içindeki aynı termal hızdaki atomlara etkileşime girmektedir. Dicroizm veya birefringe olaylarının da temelinde yatan bu olayda gözlenen sinyaller polarizasyon sinyalleri olarak adlandırılır. Elde edilen bu sinyallerin Faraday sinyallerinden tek farkı cam hücre içindeki atomlar üzerinde boyuna dc bir manyetik alanın etkisinin olmayışıdır. Bir başka ifadeyle prob ve pump lazer demetleri doğrusal polarizasyonda tutulup cam hücre içindeki atomlar sabit bir manyetik alana maruz bırakıldıklarında dedektör üzerinde yine sinyaller gözlenecektir. Bu durumda polarizasyon sinyallerinin elde edildiği durumda dairesel polarizasyonlu lazer demetinin atomlar üzerinde yapmış olduğu manyetik oryantasyonu bu sefer manyetik alan yapacaktır. Eğer prop lazer demetinin frekansında çok az bir değişiklik yaparsak bu sefer prob lazer demetiyle etkileşime farklı hızdaki atomlar girecek ve dedektör üzerinde yine herhangi bir polarizasyon sinyali gözlenemeyecektir [Demtröder, 1996].

Polarizasyon spektroskopisiyle ilgili yukarıda anlatılanları hem tek foton hem de iki foton soğurum spektroskopisinde aşağıdaki gibi biraz daha detaylandırabiliriz.



Şekil 2.14. Polarizasyon sinyallerinin gözlenebileceği deney seti

2.5.1. Tek Foton Soğurumunda Polarizasyon Spektroskopisi

$$E(z,t) = E_1(z) e_1(z) \exp[i(\omega_1 t - k_1 z)] + E_2(z) e_2(z) \exp[i(\omega_2 t - k_2 z)] \quad (4)$$

Olacak şekilde iki adet ve herbiri tek dalga (monokromatik) boyundaki elektromanyetik dalgaları içinde atomik gaz bulunan bir cam hücreye z yönünde gönderildiğini düşünelim.

Burada,

E_s : dalga genliği, $s = 1, 2$

e_s : birim polarizasyon vektörü

k_s : dalga numarası

$k_1 k_2 > 0$ konumunda dalgalar aynı yönlü,

$k_1 k_2 < 0$ konumunda dalgalar birbirlerine göre ters yönlü olsun.

Maxwell denklemlerinin kullanımıyla cam hücre içindeki elektromanyetik dalğanın elektrik alan değeri,

$$-\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (5)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $P(z,t)$ ortamın (cam hücre içindeki atomik gazın) elektrik dipole momentlerinin yoğunluğu veya polarizasyonudur. (5) numaralı denkleme göre (4) numaralı denklemdaki dalgaların karakteristiği ortamın polarizasyon bileşenleri şeklinde aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$P(z,t) = \sum_{s=1}^2 P_s(z) \exp[i(\omega_s t - k_s z)] \quad (6)$$

Burada $P_s(z)$, ω_s frekansındaki s . dalga için ortamın dipole moment yoğunluğunun kompleks bileşenleridir. (4) ve (6) numaralı denklemleri (5) numaralı denklemden yerlerine koyup bunu elektrik alan (E) için çözümlediğimizde,

$$\frac{dE_s}{dz} = -\frac{2i\pi\omega_s}{c} P_s \quad (7)$$

denklemin elde edilir. Burada $E_s = E_s e_s$ şeklinde yazılmıştır.

Ortamda elektromanyetik dalga ile atomların etkileşmesini dipole etkileşim olarak düşündüğümüzde, temel olarak kartezyen (f_x , f_y , f_z) veya dairesel (f_1 , f_{-1} , f_0) birim vektörleri kullanılabilir.

Bu durumda

$$f_1 = \frac{(f_x - if_y)}{\sqrt{2}}, f_{-1} = \frac{(f_x + if_y)}{\sqrt{2}}, f_0 = f_z \quad (8)$$

eşitlikleri yazılabilir.

Elektromanyetik dalganın ilerleyiş yönüne (z ekseni boyunca) karşılık gelen temel dairesel vektörler düşünüldüğünde elektromanyetik dalganın birim polarizasyon vektörü ise aşağıdaki gibi olur:

$$e_q = \frac{1 + q\varepsilon}{\sqrt{1 + (1 + \varepsilon^2)}} \exp(-iq\psi) \quad q = \pm 1 \quad (9)$$

(9) numaralı denklemde

ψ : ortamın kesin sabit eksenine ile (ki dalga vektörüne diktir) polarizasyon ekseninin (dalga'nın azimutu) temel (principal) eksenine arasındaki açı,

ε : elipsellik değeri (elipsin küçük ekseninin büyük eksenine oranı)

q : elektromanyetik dalga elektrik alan vektörünün z yönüne göre dönüş göstergesi

olarak ifade edilmektedir.

Buraya kadarki kısa anlatımda klasik olarak ψ polarizasyon açısının polarizasyon vektörüyle olan ilişkisi gösterilmektedir. Doğal olarak yukarıda da ifade edildiği gibi belli bir polarizasyon açısının oluşabilmesi elektromanyetik dalgaların (lazer demetleri) birinin doğrusal diğerinin ise dairesel polarizasyona sahip olması anlamına gelmektedir.

Bu durumu doğrusal polarizasyona sahip lazer demetleri ve demet boyunca sabit bir manyetik alan içinde bulunan cam hücre içindeki atomik gaza yönelttiğimizde olaylar biraz daha karmaşık bir hal almaktadır. Öncelikle ortama dış bir manyetik alan uygulanması ortamdaki atomların enerji seviyelerinde, onların toplam açısal momentumları izdüşümlerine bağlı olarak bölünmelere sebebiyet verecektir. Normal Zeeman etkisi olarak bilinen bu durumda doğal olarak yine ortamın doğrusal kırıcı indisi ve soğurum katsayıları değişecektir [Voitovich et al, 1995].

2.5.2 İki Foton Geçişlerinde Polarizasyon Spektroskopisi ve Faraday Etkisi

Yüksek güçteki lazer ışımalarından yararlanarak kuantum sistemlerde çok güçlü foton soğrulmalarının mümkün olduğu iki foton soğurum spektroskopisi kısmında ifade edilmişti. İki-foton soğurum polarizasyon sinyallerinin ortamda manyetik alanın yokluğunda ve mevcut olduğu durumlarda elde edilmesi de gerek teorik gerekse deneysel olarak mümkündür. İlk olarak manyetik alanın olmadığı yani lazer demet ışınlarının doğrusal polarizasyona sahip olmaları göz önüne alınsın. Her ikisi de tek dalga boyunda birer elektromanyetik dalga olan bu iki lazer demeti içinde etkileşimde bulunulacak atomik gazın olduğu cam hücre içinde birbirlerine göre karşılıklı olarak yönlendirilsin. Etkileşime girecek olan atomların temel enerji seviyesi E_i ve uyarılmış enerji seviyesi E_u olsun. Lazer frekansları ω_1 ve ω_2 nin toplamı E_u ve E_i enerji seviyeleri arasına denk gelen elektromanyetik dalganın ω_0 frekansına eşit olduğu kabul edilsin.

Bu geçişlerden elde edilecek iki-foton soğurum rezonans bant (çizgi) genişliğinin, bu aralıktaki geçişlerin her biri için mevcut çizgi genişlikleri ve Zeeman çizgi genişlikleri toplamından büyük olduğu varsayılınsın. Ortamda dış bir manyetik alan olmadığı durumda, 1 numaralı lazer demetinin polarizasyonu dairesel ve ışık yoğunluğu I_1 , ters yönde ilerleyen daha düşük ışık yoğunluğuna sahip diğer lazer demetinin polarizasyonu doğrusal ve ışık yoğunluğu I_2 olsun. E_i ve E_u enerji seviyelerindeki atomların ara (sanal) enerji seviyesini kullanarak ω_1 ve ω_2 frekanslarındaki lazer ışınlarıyla etkileşime girsinler. Bu durumda daha düşük ışık yoğunluğuna sahip (2) numaralı lazerin atomlarla iki-foton etkileşiminden dolayı polarizasyon düzlemindeki değişim açısı ψ aşağıdaki gibi olacaktır:

$$\psi = \frac{N_i I_1 \pi \omega_0 L}{(2J_i + 1) \hbar^3 c} T \int_{-\infty}^{\infty} F(\nu) \frac{[0.5\xi - (\omega_1 - \omega_2)\nu c^{-1}]}{\gamma^2 + [0.5\xi - (\omega_1 - \omega_2)\nu c^{-1}]^2} d\nu \quad (10)$$

Burada,

N_i : etkileşim öncesi temel enerji seviyesinde bulunan atom yoğunluğu

γ : iki-foton rezonansının bant (çizgi) genişliği

ν : termal hız

$F(\nu)$: Maxwell hız dağılımı

ξ : frekans değişim miktarı, $\xi = [(\omega_1 + \omega_2) - \omega_0]$

T: etkileşime giren atomların enerji seviyelerinin yapısına ve konumuna bağlı olan karmaşık yapıdaki tensör elemanlarını da içeren büyüklük

c: ışık hızı

L: etkileşim uzunluğu

Formülde de görüleceği gibi ψ polarizasyon düzlemindeki dönme açısı ω_1 frekansına sahip ışık şiddeti I_1 ($I_1 > I_2$) ve etkileşim uzunluğu L ile doğru orantılıdır. Ayrıca iki foton soğurum rezonansı çizgi genişliğine ve $(\omega_1 - \omega_2) \nu c^{-1}$ bağıntısı sebebiyle artık Doppler etkisine de bağlıdır. Bu durum kısmen de olsa ω_1 ve ω_2 frekansları birbirlerine yakın seçildiklerinde ihmal edilecek duruma gelmektedir. Dolayısıyla ω_1 ve ω_2 frekanslarının birbirine oldukça yakın seçildiği durumlarda, iki-foton soğurum rezonanslarından faz-polarizasyon metotların kullanımıyla spektral çizgi yapıları hakkında bilgiler üretilebilir [Voitovich et al, 1995].

Dış bir manyetik alan altında iki-foton soğurum rezonanslarında polarizasyon veya Faraday sinyallerinin gözlenebildiği durumu ise aşağıdaki gibi açıklamak mümkündür:

Yine L uzunluğundaki bir cam hücre içinde atomik gaz bulunsun. İlerleme yönleri yaklaşık aynı optik eksen üzerinde olmak şartıyla birbirlerine doğru hareket eden, aynı frekans değerlerine sahip ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$), doğrusal polarizasyonlu iki lazer demeti cam hücre içine gönderilsin. Her iki lazer demetinin polarizasyonları doğrusal olduğundan dış manyetik alanın yokluğunda etkileşim sonrası dalgaların polarizasyon düzlemlerinde herhangi bir değişiklik olmayacaktır. Kolaylık açısından iki-foton soğurumunun gerçekleşeceği enerji seviyeleri için eşit Lande faktörleri ($g_i = g_u = g$) alınsın. Yine söz konusu enerji seviyelerinde dış manyetik alandan dolayı oluşabilecek Zeeman bölünmelerindeki ($\Omega = \mu_B g H$) genişliğin Doppler genişlemesinden ($2k\nu$) daha az olduğu göz önüne alınsın. Bu durumda I_2 ışık

yoğunluğundaki (2) numaralı lazer demetinde oluşacak polarizasyon düzlemindeki açısal değişim aşağıdaki gibi olacaktır:

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2 \quad (11)$$

$$\Psi_1 = 4YI_2 L \exp[-\xi^2 (2ku)^{-2}] \Omega(2kv)^{-2} \quad (12)$$

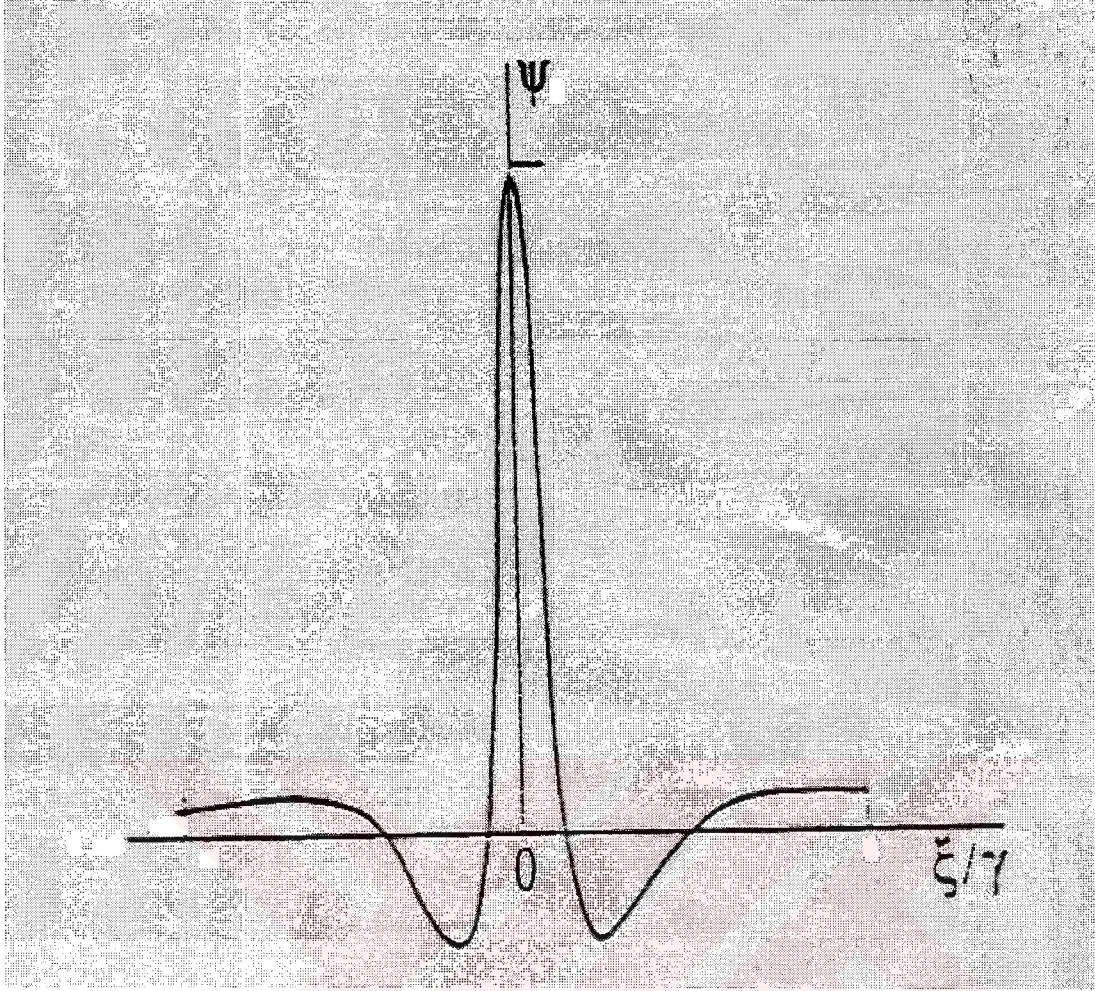
$$\Psi_2 = YI_1 L \left[\frac{\xi + 2\Omega}{\gamma^2 + (\xi + 2\Omega)^2} - \frac{\xi - 2\Omega}{\gamma^2 + (\xi - 2\Omega)^2} \right] \quad (13)$$

Burada,

$$\xi = 2\omega - \omega_0$$

$$Y = \pi N_i \omega_0 (2J_i + 1)^{-1} \frac{\hbar^{-3}}{c} T'$$

T': etkileşime giren atomların enerji seviyelerinin yapısına ve konumuna bağlı olan karmaşık yapıdaki tensör elemanlarını da içeren büyüklük



Şekil 2.15 Lazer demeti polarizasyon düzlem açısı Ψ 'nin frekans değişimi ξ 'ye göre dış manyetik alandaki değişimi

(11), (12) ve (13 numaralı eşitliklerde belirtildiği üzere I_2 ışık yoğunluğuna sahip lazer demetinde oluşan polarizasyon düzlemindeki açısal değişim yaklaşık aynı anda her iki lazer demetiyle etkileşime giren atomlar sebebiyle olmaktadır. ψ_1 açısal polarizasyon değişim, iki-foton soğurumuyla atomik gaz ortamındaki optiksel anisotropik değişimi göstermektedir. Bu anisotropik olaya, dış manyetik alan altında ikinci lazer demeti içinden soğurulan fotonlar sebebiyet vermektedir. ψ_1 açısal polarizasyon değişim ise yine dış manyetik alan altında ikinci lazer demetine göre 180° lik açı altında ilerleyen birinci lazer demeti içinde soğurulan fotonlar sebebiyet vermektedir [Voitovich et al, 1995].

Şekil 2.15'den de görüleceği gibi daha dar bant genişliğine sahip rezonans Ψ_2 tarafından karakterize edilmekte, Ψ_1 ile karakterize edilen kısım ise Doppler arka planı göstermektedir. Bu durum Ψ_1 ve Ψ_2 nin teorik olarak bağlı oldukları parametreleri göstermekte bir başka ifadeyle Ψ_1 daha çok Doppler genişliği ($2kv$) ile açıklanırken Ψ_2 frekansa ($2\omega - \omega_0$) ve uygulanan manyetik alana/Zeeaman bölünmelerine (μgH) Ψ_1 'e göre daha fazla bağımlı olmaktadır.

2.6. Bağımsız Doppler (Doppler-Free) Rezonansların Genişlemesine Sebep Olan Temel Etkenler

2.6.1. Atomik Gaz Basıncı veya Atomlar Arası Çarpışmalar

İ enerji seviyesinde (E_i) bir A atomu, k enerji seviyesinde (E_k) bir B atomuna veya bir B molekülüne atomik boyutlarda yaklaştığında; A atomunun enerji seviyesinde her iki atom arasındaki etkileşmeden dolayı bir kayma oluşur. Bu kayma A ile B atomlarının kütle merkezleri mesafesine $R(A,B)$ ve A atomunun elektron dağılımına bağlıdır. Bu tür çarpışmalardan sonra atomların enerji seviyesindeki kayma pozitif (artı) veya negatif (eksi) olabilir. Eğer A ve B atomları arasındaki etkileşim atomların birbirlerini itmesi şeklindeyse ΔE enerji kayması artı, çekmesi şeklindeyse ΔE enerji kayması eksidir. Atom çiftleri arasındaki karşılıklı etkileşimde atomlar atomlar arası R mesafesi belli bir R_c mesafesinden $R \leq R_c$ şeklinde ise buna çarpışma denmekte ve $2R_c$ mesafesine ise çarpışma çapı denmektedir. Işımasız geçişlerle atomlar arasındaki çarpışmalarda, atomların iç enerjilerinde herhangi bir değişiklik söz konusu değilse bu tür çarpışmalara elastik çarpışma eğer iç enerji değişimi varsa buna da inelastik çarpışma denmektedir. Çarpışma esnasında recombination v.b. gibi çiftlerin kararlı duruma gelmesiyle ilgili herhangi bir olay yoksa elastik çarpışmalarda çarpışan çiftler belli bir çarpışma zamanı, τ_c , ($\tau_c = R_c/v$) sonrası tekrar ayrılacaklardır. Burada v atomun göreceli hızıdır. Esnek ve esnek olmayan çarpışmalar sonucu, Lorentzian çizgi profili şeklindeki soğurum rezonanslarında merkez frekansta hem genişleme (broadening) hem de kayma (shift) olayları mevcuttur [Demtröder, 1996].

2.6.2. Transit - Zaman Genişlemesi

Lazer spektroskopisinde yapılan birçok çalışmada atomların lazer demetiyle yapmış oldukları etkileşim (interaction) süresi bu atomların uyarılmış seviyelerdeki yaşam sürelerine göre daha kısa olabilir. Bir cam hücre içinde gaz halinde bulunan bir atom termal sıcaklığından dolayı hareket halindedir. Bu cam hücreye d çapında bir lazer ışık demetinin gönderildiğini ve hareket halindeki atomun bu lazer demeti içinden demete göre enlemesine (demetin ilerleyiş yönüne dik) geçtiğini kabul edelim ve bu geçiş esnasında lazer demeti içindeki fotonların atom üzerinde bir basınç etkisinin olmadığını varsayalım. Fiziksel olarak atom ile lazer ışık demeti arasında bir etkileşimin olduğunu da kabul edelim. v termal hızdaki atom d çaplı lazer demeti içinden T ($T = d / v$) zamanında geçer. Bu etkileşim süresi atomun uyarılmış seviyedeki spontane yaşam süresinden daha kısa ise etkileşim rezonanslarında bir genişleme görülür. Bu tür genişlemenin engellenebilmesi ya lazer demet çapının artırılması ya da etkileşime girecek atomların termal hızının azaltılmasıyla mümkün olmaktadır [Demtröder, 1996].

Genel olarak etkileşime giren atomlardan elde edilen soğurum rezonanslarındaki çizgi genişliği ($\Delta\nu_{FWHM}$) atomun elektronik geçiş seviyelerindeki doğal çizgi genişliği $\Delta\nu_{doğal}$, atomların birbirleriyle çarpışmalarından dolayı meydana gelen çizgi genişlemesi $\Delta\nu_{çarpışma}$, atomların etkileşime girdikleri lazer demeti içinden çok hızlı (transit-time) geçmeleri ki bu genişlemeler atomun doğal yaşam süresi, demeti geçiş süresinden daha uzunsa baskın hale gelir, sebebiyle oluşan genişleme $\Delta\nu_{t-t}$ etkilerinin toplamından oluşmaktadır;

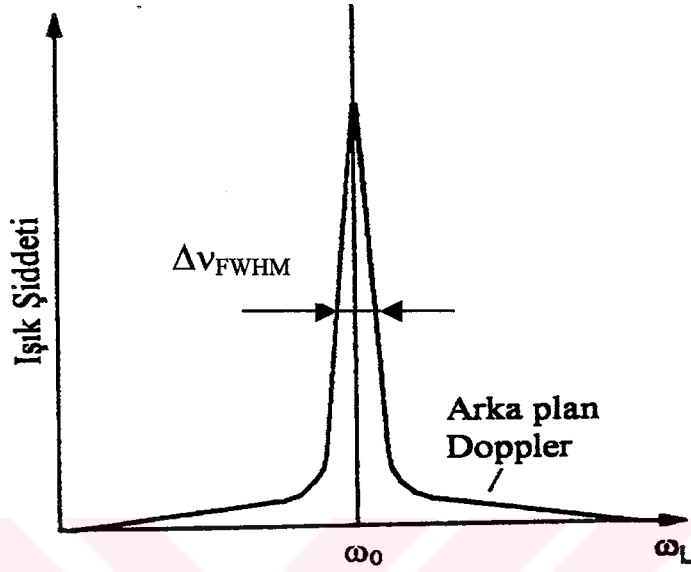
$$\Delta\nu_{FWHM} = \Delta\nu_{doğal} + \Delta\nu_{çarpışma} + \Delta\nu_{t-t} \quad (14)$$

Burada;

$\Delta\nu_{doğal} \propto 1/\tau$, τ : doğal yaşam süresi

$\Delta\nu_{çarpışma} = 2Nv\sigma$, N : atom sayısı, v : ortalama hız, σ : tesir-alanı (cross-section)

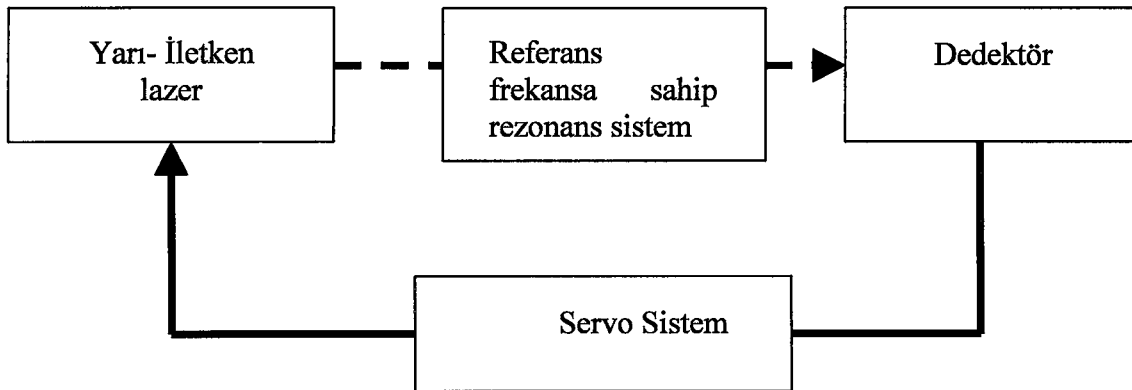
$\Delta\nu_{t-t} \propto v/d$, v : ortalama hız, d : lazer demeti çapı (atomun etkileşim süresince geçtiği mesafe)



Şekil 2.16. İki foton soğurum rezonansı çizgi genişliği

2.7. Frekans Kararlılığının Temel Prensipleri

Bir lazer diyotun osilasyon (salınım) frekansını kararlı hale getirmek için, lazerin merkez frekansı ile referans frekansı karşılaştırmak gerekmektedir. Kararlı şemalarda her iki frekans arasında karşılaştırma vardır. Aşağıdaki şekil yarı iletken lazerin frekans kararlılığının temel kavramlarını göstermektedir (şekil 2.17).



Şekil 2.17. Yarı-iletken lazerin frekans kilitlenmesinin temel konfigürasyonu

Lazer çıkışının bir kısmı referans bir frekansla karşılaştırılır, lazer ile referans frekans arasındaki hata sinyali elektriksel bir sinyale dönüştürülür.ve lazere geri beslenir [Ikegami, 1995].

Lazer frekansının kararlılığından bahsetmeden önce atomik frekans standartlarından (AFS) bahsetmekte fayda vardır. AFS'ler dış etkilere çok az etkilenen atomik geçişlere kilitlenmiş yüksek kalitede osilatörlerdir. Mikrodalga zaman ve frekans standartlarında kuvars osilatörün frekansı sentezleyici kullanılarak atom veya moleküllerin mikrodalga enerji geçişlerine ayarlanır ve kilitlenir (Şekil 2.17). Bu kilitleme osilatörün frekans doğruluk ve kararlılığının $10^3 - 10^4$ kat iyileşmesini sağlar. Osilatör frekansı bölücü vasıtasıyla 1 Hz'e düşürülerek saniyede 1 puls (1 PPS) üretilir ve sinyaller atomik saatlerin oluşturulmasında kullanılır.

Optik frekans standartlarında ise lazer osilatör olarak kullanılır ve frekansı atom veya molekülün uygun enerji geçişine kilitlenir. Atomik frekans standartları, dedeksiyon sisteminde sinyalin gürültüye oranı (S/N) iyi olan ve sinyalin frekansının onun spektrumunun band genişliğine olan oranı çok yüksek ($Q = \nu/\Delta\nu$) olan sistemlerdir. Bu gereklilik; atomik veya moleküler geçişlerin atomik frekans sistemi için referans olabilmesini büyük ölçüde sınırlandırmıştır.

Sistemin kararlılığı $\sigma(\tau)$, Allan Variance istatistiğine göre şöyle ifade edilir:

$$\sigma(\tau) = \frac{1}{Q(S/N)\sqrt{\tau}} \quad (15)$$

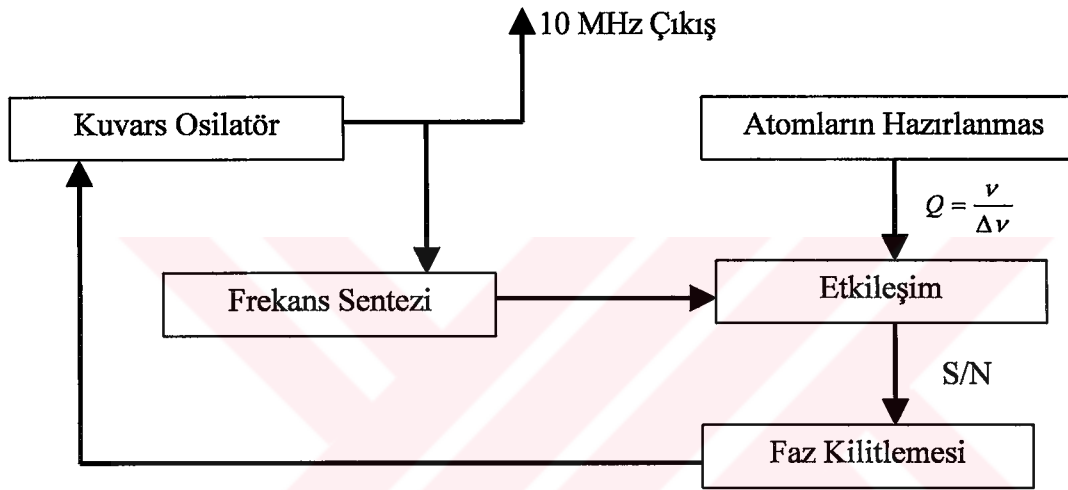
$Q = \nu/\Delta\nu$, atom demetinin hazırlanmasına ve etkileşim şemasına bağlıdır. Hazırlanmış atomik sistem ile frekans sentezleyiciden gelen elektromanyetik dalganın etkileşimi dedektördeki sinyalin gürültüye olan oranını tayin eder. Dedektördeki sinyal kuvars osilatörün atomik geçişlerde kilitlenmesi için kullanılır. Osilatörün düzeltim zaman sabiti faz kilitleyici elektronik servo sistem ile ayarlanır. Q ve S/N 'nin büyük değerleri, verilen kararlılığa ulaşmak için gerekli zamanın kısalmasını sağlar. Bu sebepten referans olarak yüksek frekans geçişlerini kullanmak daha uygundur. Denklem (15)'de beyaz gürültü ortalaması sonucu olarak uzun etkileşim zamanı kullanılarak da kararlılığın iyileştirilebileceğini göstermektedir.

$$\sigma(\tau) \propto (b^2 \tau^{-1} + c^2 + d^2 \tau)^{1/2}$$

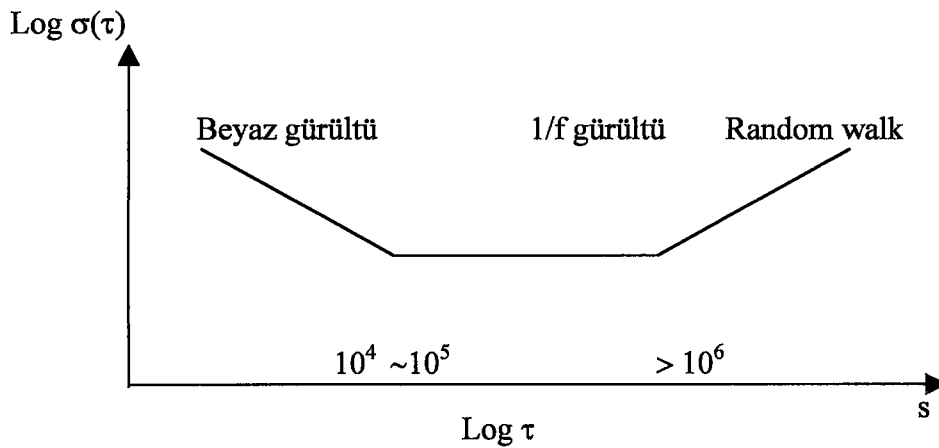
(16)

Buna rağmen çok uzun zaman için ($10^4 - 10^5$ s) $1/f$ gürültü etkili olur ve kararlılık zamandan bağımsız olur (şekil 2.18). Çok daha uzun etkileşim zamanları ($\tau > 10^6$ s) için başka çeşit gürültülerin de (random walk noise) oluşması kararlılığı azaltacaktır. Kararlılığın zamana bağımlılığı deneysel sonuç olarak şöyle ifade edilebilir: burada b,c,d AFS'ye bağlı sabitlerdir.

Atomik zaman ve frekans standardının blok diyagramı şekil 2.18'de verilmiştir.



Şekil 2.18. Atomik zaman ve frekans standardının blok diyagramı



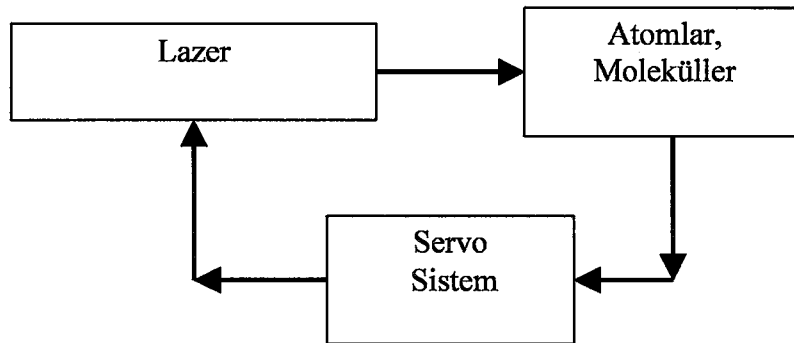
Şekil 2.19. Kararlılığın (Allan variance), atomik frekans standardının etkileşim zamanına bağımlılığı

2.7. Optik Frekans Standartları

AFS' lerin temeline bakılınca, AFS; mevcut osilatörün, frekansına denk gelen atomların enerji geçişinde kilitlenmesi ve bunun sonucu olarak daha kararlı elektromagnetik dalga üretilmesidir. Daha iyi AFS yapımı ise hem osilatörün, hem de atomik sistemin parametrelerinin daha uygun şekilde iyileşmesine bağlıdır. Yeni tip osilatörler (kuvars osilatörlerin ($\nu \sim 10^7$ Hz) yerine) olmak üzere farklı lazerler ($\nu \sim 10^{14}$ Hz) denenmektedir. Diğer tarafta ise, birincisi, spektrumun yüksek frekanslı bölgelerinde gereken AFS'lerin oluşturulması, ikincisi ise mikrodalga bölgede üretilen kararlı elektromagnetik dalganın kızılötesi ve görünen spektral bölgelere taşınabilmesiyle ilgili problemler çözülmektedir.

Şimdi pek çok laboratuvarıda He-Ne ve diyot lazerler CH_4 , I_2 , Cs, Rb, Ca gazlarının enerji geçişlerinde yüksek kararlılıkla kilitlenmektedir (Şekil 2.20).

Frekans kilitlenmesi için pekçok metod bulunmakla birlikte frekans kararlılığının artırılması için osilatör frekansının atomik enerji geçişlerine kilitlendiği sistemler en yaygın olanlarıdır. Bundaki en önemli iki sebep şunlardır. Birincisi, atomik özellikler evrenseldir, yani bir yerden başka bir yere gidildiğinde bu özellikler değişmezdir. Değişen tek şey atomların hareketine bağlı relativistik etkiler ve hissetikleri yerçekimsel potansiyeldir. İkincisi ise, atomik özelliklerin zamandan bağımsız olmasıdır.

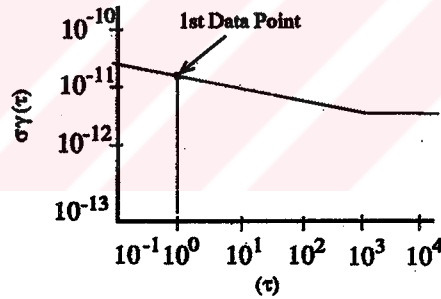


Şekil 2.20. Atomik/moleküler geçişlere kilitli lazer sistemi blok şeması

Yani temel sabitler zamanla değişmezler, bu da demektir ki enerji seviyeleri arasındaki farkları belirleyen atomlar arası etkileşmeler sabit kabul edilebilir.

Lazer frekansının kararlılık ve doğruluk değerleri kilitlemede kullanılan soğurum rezonansının parametrelerine de bağlıdır. Lazerle atomların etkileşimi sonucunda elde edilen bu rezonans; lazerin atomlarının hızına olan etkisinden, lazer şiddetinden ve polarizasyonundan etkilenmektedir. Bu tür etkiler üzerinde araştırmalar yaparak lazer frekansını en uygun şartlar altında kilitlemek mümkün olsa da ([Gamidov et all, 1995] ve [Gamidov et all, 1996]) bu tür etkenlerin araştırılması başka çalışmalara bırakılmıştır.

Frekans kararlılığı hesaplanırken Allan variance istatistiki metodu kullanılmıştır. Zaman kümesinde (domaininde) osilatörlerin kısa-dönem kararlılıklarını veren standart metod Allan Variance'in kareköküdür. Genelde $\sigma_y(\tau)$ şeklinde verilir (şekil 2.21).



Şekil 2.21. Allan variance'ın zamana göre değişim grafiği

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(m-1)} \sum_{k=1}^{m-1} (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \quad (17)$$

Allan varyans hesaplamasıyla ilgili konunun daha anlaşılabilir olması için aşağıdaki örnek verilebilir:

Mevcut veri değerleri sayısı,

$$m=9$$

Ortalanmış farkların sayısı,

$$m-1=8$$

Örnekleme zaman aralığı

$$\tau=1\text{ s}$$

Olarak alındığında hesaplanan değerler aşağıdaki tablodaki gibi olur:



Tablo 2.1. Karakök Allan varyans hesaplamısındaki veriler

Veri Değerleri (y)	Birinci Farklar $(\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)$	Birinci Farkların Karesi $(\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2$
892	-	-
809	-83	6889
823	14	196
798	-25	625
671	-127	16129
644	-27	729
883	239	57121
903	20	400
677	-226	51076

$$\sum_{k=1}^{m-1} (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 = 133165$$

Bu veriler doğrultusunda:



$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{133165}{2(8)} = 8322.81$$

$$[\sigma_y^2(\tau)]^{1/2} = \sqrt{8322.81}$$

$$\sigma_y(\tau) = 91.23, \tau = 1 \text{ s}$$

Bu örnekte, veri değerleri 10^{13} 'te bir olarak alınmıştır.

Klasik varyans'ta (standart sapma) ise

$$\sigma^2 = \frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m (y_i - \bar{y})^2$$

(18) dir.

Klasik variance; random walk gibi sıkça gözlenen gürültü proseslerinde iraksamaktadır, veri noktaları sayısı arttıkça variance (varyans) da artmaktadır.

Allan variance ise:

- Hassas osilatörlerde gözlenen tüm gürültü proseslerinde yakınsaktır.
- Hesaplanması kolaydır.
- Hızlı Fourier Dönüşümlerinden daha hızlı ve daha doğru gürültü proses tahminleri vermektedir.

Yukarda bahsi edilen tüm tartışmalar gözönünde bulundurularak bu çalışmada kararlılık hesaplamaları Allan Variance istatistiki metodu kullanılarak yapılmıştır [Fruehauf,1991].

3. KONU İLE İLGİLİ YAYINLAR

Rb atomlarında iki-foton floresans ve polarizasyon (Faraday) sinyalleri ile ilgili teorik ve deneysel birçok çalışma yapılmıştır. Yapılan bu çalışmaları aşağıdaki gibi özetlemek mümkündür.

Dye lazerlerin kullanımıyla ^{85}Rb atomlarında $5^2\text{S} - n^2\text{S}$ ve $5^2\text{S} - n^2\text{D}$ geçişlerinde sırasıyla $n=9$ dan $n=116$ ya ve $n=7$ den $n=124$ değerlerine kadar iki-foton floresans sinyalleri gözlenmiş ve spektroskopik yapıları araştırılmıştır. Bu geçişlerde gözlenen elektromanyetik dalgaların frekans değerleri 1×10^{-7} doğrulukla ölçülmüştür [Stoicheff et al, 1979].

Bu çalışmada 778 nm dalga boyunda 1.6 mW çıkış gücündeki diyot lazer kullanımıyla Doppler genişlemesinden bağımsız iki foton floresans spektroskopisi sonuçları gösterilmiştir. Gözlenen bu floresans sinyallerin türevleri alınmış ve lazerlerin bu rezonaslarda kilitlenmesi sağlanmıştır. Kilitleme işleminin gerçekleştirilmesi için yeterince iyi sinyal/gürültü oranı ve ince frekans çizgi kalınlığı elde edilmiştir. Çalışma sonucunda sistemin 10^{11} mertebelerinde gözlenen frekans doğruluğu neticesinde, Rb iki-foton floresans sinyallerine kilitlenmiş lazer sistemlerinin yeni tip uzunluk standardı olarak kullanılabileceği ifade edilmiştir ki eski tipte iyot (I_2) molekülleri enerji geçişlerine kilitli He-Ne lazerler kullanılmaktadır [Biraben et al, 1994].

Manyeto-optik tuzak içerisinde soğutulmuş ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları, titanyum sapphire lazer kullanımıyla $5\text{S}_{1/2} - 5\text{D}_{3/2}$, $5\text{S}_{1/2} - 5\text{D}_{5/2}$ ve $5\text{S}_{1/2} - 7\text{S}_{1/2}$ geçişlerinde iki foton floresans sinyallerinde spektroskopik çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Özellikle $5\text{S}_{1/2} - 7\text{S}_{1/2}$ geçişlerinde Rb atomlarının süper ince seviye katsayıları başarılı bir şekilde ölçülmüştür. Deneysel çalışmada; Doppler etkisinin olmayışı, etkileşim bölgesindeki atom yoğunluğunun yüksek olması, gaz basıncının azlığı nedeniyle atomlar arası çarpışmalardan kaynaklanan çizgi genişlemelerinin olmaması ve uzun etkileşim süresi sebebiyle ani-geçiş (taransit-time) çizgi genişlemesinin de olmayışı

gibi sebepler soğuk atomlarla çalışmanın avantajları olarak ifade edilmiştir [Snadden et al, 1996].

^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} - 5D_{3/2}$ ve $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ enerji geçişleri arasına denk gelen bütün süper ince (hyperfine) bölünmelerdeki frekans değerlerinin teorik değerleri verilmiştir. Ayrıca tüm bu geçişlere denk gelen iki-foton floresans sinyalleri deneysel olarak gözlenmiştir. $5S_{1/2} - 5D_{3/2}$ geçişlerinde süper ince seviye rezonanslarında kilitlenen diyot lazer frekanslarında 10^{11} ölçüm belirsizliği ile mutlak optik frekans ölçümü yapılmıştır. Bu ölçümde referans olarak kullanılan iyot (I_2) ve metan (CH_4) molekülleri enerji geçişlerine kilitli He-Ne lazerleri, (sırasıyla 633 nm ve 3390 nm dalga boyu) titanyum sapphire lazeri ve çeşitli frekans katlayıcı kristaller kullanılarak izlenebilir frekans zincir ağı oluşturulmuş ve karşılaştırma yöntemiyle Rb iki-foton floresans sinyallerine kilitli diyot lazerlerin frekansı mutlak olarak ölçülmüştür. Bu ölçüm sonuçları görünür bölgede (420 nm, mavi ışık) yeni bir optik frekans standardının oluşturulduğunu göstermiştir [Nez et al, 1993].

Metrolojik amaçlı çalışmalarda kullanılmak üzere Rb atomları iki-foton floresans sinyallerine kilitli iki adet diyot lazer sisteminin frekans özellikleri araştırılmıştır. $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ geçişi çok ince seviyelerindeki frekans değerleri ölçülmüş ve bu seviyelere karşılık gelen çok ince seviye sabitleri hesaplanmıştır. Schottky diode alıcısı kullanılarak $5D_{3/2}$ ve $5D_{5/2}$ seviyeleri arasındaki frekans farkı da ölçülmüştür. Kilitli sistemin kararlılığı 2000 saniye ortalama zamana kadar $3 \times 10^{-13}/\sqrt{\tau}$ olarak ölçülmüş, ışık kayması (light shift) araştırılarak kilitli iki lazer sisteminin frekans farkı 1.7 kHz olarak ölçülmüştür. Fransa'daki LPTF kuruluşunda frekans zinciri kullanılarak kilitli lazerlerden birinin frekans tekrarlanabilirliğinin 10^{-12} den daha iyi olduğu belirtilmiştir [Millerioux et al, 1993].

10 mW çıkış gücündeki dye lazerlerin kullanımıyla ^{85}Rb atomları $5S - nS$ ($n=24$ den 50 ye dek) enerji geçişleri arasında iki-foton soğurum sinyalleri gözlenmiş ve bu geçişlerdeki frekans farkı yaklaşık 1×10^{-8} doğrulukla ölçülmüştür. Ölçümlerde I_2 molekülleri enerji geçişine kilitli referans He-Ne lazerleriyle birlikte Fabry-Perot enterferometresi kullanılmıştır. Bu makalede ayrıca konuyla ilgili daha önceden yapılan çalışmalara (Lee et al, Optics Letter 3, 141-143, 1978) atıfta bulunulmuş ve

daha iyi sonuçların alındığı belirtilmiştir. Dolayısıyla ^{85}Rb atomları enerji geçişlerinde elde edilen iki-foton soğurum rezonanslarının geçmiş yıllarda elde edilen sonuçlara göre daha doğru sonuç vermesi sebebiyle, yine geçmiş yıllarda Li, K, Rb ve Cs atomları enerji geçişlerinde elde edilen Rydberg sabitlerinin (ki bunlar da ^{85}Rb atomları iki-foton soğurum rezonanslarına göre karşılaştırılmıştır) tekrardan ölçülmesi gerektiği vurgulanmıştır [Sansonetti et al, 1985].

^{85}Rb atomlarının $5D_{3/2}$ ve $5D_{5/2}$ seviyeleri çok ince geçişlerinde diyet lazerlerin frekans kilitlemeleri iki-foton floresans sinyalleri kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Frekansı kilitli bu lazer sistemlerinin metrolojik özellikleri (çeşitli optik frekans katlayıcıların kullanımıyla farklı dalga boylarında ve değerleri iyi bilinen, 532 nm ve 633 nm, lazerlerle frekans farklarının ölçülmesi) araştırılmıştır. Kilitli lazer sistemleriyle 2000 saniye ortalama zaman içinde 3×10^{-13} frekans tekrarlanabilirliğine ulaşılmıştır. Bu çalışmada da yine kilitli lazer sistemlerinin frekans kararlılığı ve tekrarlanabilirliği göz önüne alınarak görünür bölgede (420 nm) yeni tip dalga boyu veya frekans standardının teyidi yapılmaktadır [Millerioux et al, 1994].

Bu makalede 1.5 μm dalga boyunda (ki fiber optik kabloların en verimli çalıştığı dalga boyu) çalışan, optik haberleşmenin ve bu dalga boyunda metrolojik çalışmalarda frekans kalite faktörünün (söz konusu frekansın bant genişliğinin frekans değerine oranı) önemine atıfta bulunulmuştur. Bu sebeple 1556 nm dalga boyunda DFB lazer kullanılmış ve bu dalga boyu PPLN dalga klavuzu kullanılarak 778 nm (1556 nm nin yarısı) elde edilmiştir. Elde edilen bu dalga boyundaki lazer ışınımı ^{87}Rb atomlarının $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ geçişlerindeki $F_t=2$ ve $F_u=4$ çok ince geçişine iki-foton floresans soğurum sinyalleri kullanılarak kilitlenmiştir. Bu çalışmayla 1556 nm dalga boyunda çalışan lazerin ikinci harmoniğinin kullanılmasıyla kompakt ve taşınabilir optik frekans standardının geliştirilmesi amaçlanmaktadır [Poulin et al, 1998].

778 nm dalga boyundaki lazer ^{87}Rb atomlarının $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ geçişlerinin $F_t=2$ ve $F_u=4$ süper ince seviyesine iki foton soğurum floresans sinyallerinin kullanımıyla kilitlenmiş ve aynı zamanda frekans karıştırıcı kullanımıyla 1556 nm dalga boyunda optik frekans standardı üretilmiştir. Fiber optik iletişimlerde kullanılmak üzere yapılan deneysel çalışmada kilitli lazerin frekans kararlılığı $3.9 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ olarak

ölçülmüştür. Çalışmada diyot lazerin optik gücü değiştirilerek light shift (ışık kayması) ölçümleri de yapılmıştır [Zhu et all, 1997].

778.1 nm dalga boyunda çalışan 3 adet ECDL (dış kavite diyot lazer) sistemleri Rb atomları $5S_{1/2}$ ($F_i=3$) ve $5D_{5/2}$ ($F_u=5$) çok ince geçişlerinde iki-foton soğurum floresans sinyallerine kilitlenerek kararlı hale getirilmişlerdir. Kilitlenen bu lazerlerin mutlak frekans değerleri Fransa/BNM-LPTF'de başlangıç referans dalga boyu 10.3 μm olan OsO_4 molekülleri enerji geçişine kilitli CO_2 lazeri olan frekans zincir ağında 1 kHz lik belirsizlikle ölçülmüştür. Frekans zincirinde yapılan ölçümlerde 10^{-13} doğruluk elde edilmiştir. Ölçümler esnasında ölçüm sonuçlarına etkiyecek sistematik etkilerin katkısı çıkarılarak $5S_{1/2}$ ($F_i=3$) ve $5D_{5/2}$ ($F_u=5$) iki-foton floresans rezonansına kilitli lazerlerin mutlak frekans değeri $\nu_{35}=385\,285\,142\,378,280 \pm 2$ kHz olarak bulunmuştur [Touahri et all, 1996].

Farklı dalga boylarında (776 nm ve 780 nm) çalışan diyot lazerlerin ^{87}Rb atomlarında iki foton soğurumu gerçekleştirilerek atom-lazer etkileşmesi sonucu 5500 nm ve 420 nm dalga boylarında uyarılmamış ışımaların elde edilmesine yönelik bir çalışmadır. Teorik verilerle de ispatlanan bu deneysel çalışmada $5S_{1/2}$ temel enerji seviyesindeki ^{87}Rb atomları önce $5P_{3/2}$ seviyesine (780 nm) oradan da $5D_{5/2}$ seviyesine (776 nm) iki foton soğurumuyla çıkmaktadır. Daha sonra $6P_{3/2}$ seviyesine (5500 nm) uyarılmamış ışımaya yapmakta oradanda temel enerji seviyesine geçişte (420 nm) uyarılmamış ışımaya yapmaktadır. Dolayısıyla ^{87}Rb atomlarında iki foton soğurumu kullanılarak frekans çevrimi elde edilmiştir [Zibrov et all, 2002].

Bu çalışmada ^{85}Rb ve ^{133}Cs (sezyum) atomları D_1 enerji geçişlerinde 4 seviyeli sistemlerde hız-seçici optiksel pompalama metodu kullanılarak polarizasyon spektroskopisiyle ilgili teorik hesaplamalar sunulmuştur. Teorik ve deneysel verilerin uygunluğu Na (sodyum) atomları D_1 enerji geçişinde gerçekleştirilmiştir. Na atomlarına göre daha yüksek toplam açısal momentuma sahip Rb ve Cs atomlarında daha karmaşık bir hal alan teorik sonuçlar deneysel verilerle de teyit edilmiştir [Nakayama, 1983].

Geniş bant frekans aralığında çalışan lazerlerin anizotropik (izotropik olmayan) soğurucu gaz ortamlarının rezonans polarizasyon durumlarının teorik ve deneysel

araştırma sonuçları verilmiştir. Atomik gazlarda manyetik alan varlığında ve yokluğunda tek ve çift foton soğurumunun doğrusal ve doğrusal olmayan optik polarizasyon etkileri açıklanmıştır. Düşük ve yüksek optik yoğunluklu gazlarda geniş bant frekans aralığında çalışan lazerlerin gaz halindeki atomlarla etkileşmesinde Faraday etkisi araştırılmıştır. Özellikle iki foton soğurumunda Faraday etkisiyle ilgili yapılan teorik çalışmalar sunulmuştur [Voitovich et al, 1995].

Polarizasyon spektroskopisiyle ilgili yapılan bir başka deneysel çalışma da sodyum gazının 3S –5S geçişlerinde yine iki-foton soğurumuyla ilgilidir. Doğrusal polarizeli ν_1 frekansındaki lazerin polarizasyon düzlemi açısının, sodyum atomlarının aynı zamanda dairesel polarizeli ν_2 frekansındaki lazerle de etkileşime girmesiyle döndüğü gösterilmiştir [Liao et al, 1976].

Rb atomlarıyla diyot lazer etkileşmesi sonucu oluşturulan Faraday rezonansları kullanılarak lazerin frekansı bu Faraday rezonansa kilitlenmiştir. Bu kilitlemenin normal frekans kilitlenmesinden olan en önemli farkı elektronik servo sistem ve lockin yükselticilerin kullanılmamasıdır. Yani lazer demeti, boyuna sabit manyetik alana maruz bırakılan Rb atomlarıyla etkileşime girdikten sonra geri yansıtılmıştır. Fakat geri yansıtılan demet bir polarizörden iki kez geçirilerek (polarizör Rb küvetiyle yansıtıcı düzlem ayna arasındadır) tekrardan diyota düşürülmüş ve optik geri besleme yapılmıştır. Optik olarak daha ince çizgi genişliğine sahip lazerle beslenmiş olan lazerin dolayısıyla çizgi genişliği ve kararlılığı çok daha ucuz bir maliyetle elde edilmiştir [Wanninger et al, 1992].

Bu makale de optiksel geri beslemeyle ilgilidir. Yapılan deneysel çalışmada ^{87}Rb atomlarının D_2 geçişi (780 nm) kullanılarak diyot lazerin optiksel beslemeyle kilitlenmesi sağlanmış ve dolayısıyla çizgi genişliği azaltılarak kararlılığı iyileştirilmiştir. Çalışmada Faraday döndürücü, $\lambda/4$ ve $\lambda/8$ cam düzlemler kullanılarak doğrusal polarizeli lazer demetlerinin eliptik polarize dönüştürülmesiyle elde edilen polarizasyon sinyalleri kullanılmıştır [Dong et al, 1994].

Diyot lazerlerin frekans kilitlenmesinde diyot lazeri besleyen akımda yapılan modülasyonun kullanılması kilitlenmiş lazer frekansında kilitli sistemin frekans

kararlılığını olumsuz etkileyebilmektedir. Bu etki daha çok akımdaki modülasyonun diyotun boşaltım kısmının (depletion region) kırıcı indisini değiştirmesi ve bu sebeple lazer frekansındaki kalite faktörünün kötüleşmesi şeklinde ifade edilmektedir. Çalışmada merkez frekansta oluşan istenmeyen bu genişlemelerden kurtulmanın bir yolu olarak kitleme işleminin polarizasyon sinyallerinin kullanılmasıyla olacağıdır. Bu sebeple diyot lazerler Rb atomları D_2 enerji geçişlerindeki polarizasyon (Faraday) rezonanslarına kilitlenerek yeni bir kitleme metodu sunulmuştur. Ayrıca bu çalışmada Rb atomlarına uygulanan sabit (dc) manyetik alanda yapılan modülasyonla lazerin kilitlenebileceği soğurum rezonans sayısındaki seçeneklerin artırıldığı belirtilmektedir [Takashi et al, 1993].

Optiksel bistabilite olaylarında içinde etkileşime girecek atomların bulunduğu ortamdan geçirilen lazer ışığının bir kısmı tekrardan ve sürekli olarak etkileşime giren atomların üzerine gönderildiğinde girişteki lazer demetinin şiddetinde herhangi bir değişiklik olmadığında; etkileşim sonrası çıkan lazer ışık şiddetinde ve şeklinde değişimler olur. Bu değişime sebebiyet veren geri gönderilen lazer ışığının elektriksel alan değerinin etkileşime giren atomik ortamın kırıcı indisinde veya elektrik alan geçirgenliğinde meydana getirdiği değişimlerdir. Bu çalışmada da tek-foton ve iki-foton soğurumlarında optiksel bistabilite (dispersion) olayları teorik ve deneysel olarak yapılmış teori ile deneysel sonuçların uygunluğu belirtilmiştir. Ayrıca iki-foton geçişlerinde gözlenen sonuçların tek-foton geçişlerde gözlenen sonuçlara göre daha iyi netice verdiği (ki bu iki-foton soğurumunda aynı atomların iki farklı lazer demetiyle etkileşime girmeleri ve yüksek değerlerde doğrusal olmayan kırıcı indis değerinin elde edilmesi anlamına gelir) gözlenmiştir. Bu çalışmada da yine Rb atomlarının $5S_{1/2}$ ve $5D_{5/2}$ seviyelerinde iki-foton floresans sinyalleri kullanılmıştır. Ayrıca etkileşime giren Rb atomları farklı sıcaklıklarda tutularak iki-foton floresans sinyallerin şekilleri incelenmiştir [Giacobino et al, 1980].

^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} - nD_{3/2}$ ve $5S_{1/2} - nD_{5/2}$ geçişlerinin çok ince bölünmelerinde iki-foton floresans soğurum rezonanslarında kendiliğinden genişleme (self-broadening) ve kayma (shift) olayları gözlenmiştir. Deneyde iki adet termionik detektör içindeki Rb atomları kullanılmış ve her ikisinden de iki-foton soğurum rezonansları gözlenmiştir. Termionik detektörler içindeki Rb atomlarından

birinin sıcaklığı sabit tutulmuş, diğer detektördeki Rb atomlarının sıcaklığı değiştirilerek soğurum rezonanslarındaki genleşme ve kayma miktarları ölçülmüştür. Çalışmada deneysel sonuçların teorik hesaplamalara olan uygunluğu ifade edilmiştir [Weber et al, 1979].

Yapılan bu çalışma da ECDL sistemleriyle Rb atomlarının manyetik alan yardımıyla tuzaklandıktan sonra (MOT) soğutulmalarıyla ilgilidir. Rb atomlarının soğutulmasında kullanılan ECDL sistemleri Rb atomlarının $F_t=3$ ve $F_u=4$ çok ince geçişlerine kilitlenmiştir. Bu kitlemede lazer ana frekansı üzerinde bir frekans modülasyonu veya lazer çalışmasını sağlayan akım üzerinde bir modülasyon yerine doğrudan polarizasyon soğurum rezonansları kullanılmıştır. Kitleme işleminde polarizasyon soğurum sinyallerinin kullanılmasında kitleme sinyalinin gürültüye olan oranının yüksekliği ve daha az parametreye bağlı oluşu polarizasyon sinyallerinin kitleme işlemlerinde kullanılmasındaki avantajlar olarak ifade edilmektedir [Lancaster et al, 1999].

Bu çalışmada ^{85}Rb atomlarının $5S_{1/2} (F_g=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ çok ince geçişlerinde iki-foton floresans soğurum rezonanslarında cross-section ölçümleri yapılmıştır. Elde edilen deneysel sonuçların teorik verilerle olan uygunluğu ifade edilmiştir [Collins et al, 1993].

780 nm dalga boyunda çalışan diyot lazer kullanılarak ^{87}Rb atomlarında tek-foton soğurum rezonanslarında Dopplerden bağımsız cross-over sinyalleri gözlenmiştir. D_2 enerji geçişlerinde gözlenen diğer rezonanslara göre cross-over rezonanslarının $5S_{1/2} (F_t=1) - 5P_{3/2} (F_u=0)$ ve $5S_{1/2} (F_t=1) - 5P_{3/2} (F_u=1)$ geçişlerinin cross-over rezonansında diğer geçiş rezonanslarına göre daha iyi sinyal/gürültü oranı elde edilmiştir [Beterov et al, 1999].

Cs atom gazı içinde birbirlerine doğru karşılıklı olarak ilerleyen ve birbirlerine göre orthagonal dairesel polarizasyona sahip diyot lazer (852 nm) demetlerinin çaplarının değişimiyle gözlenen alt-Doppler soğurum sinyallerindeki bant genişliği, genlik ve şekil deformasyonları gözlenmiştir. Özellikle çevrimsel olmayan (noncyclic) geçişlerde demet çaplarındaki değişimlerin gözlenen rezonanslar üzerindeki çarpıcı etkileri vurgulanmıştır. Ayrıca bu rezonanslardaki değişimlere dış

manyetik alanın etkisi de incelenmiş olup deneysel verilerin teorik hesaplarla olan uyumluluğu ifade edilmiştir [Gamidov et all, 1999].

Frekansı ayarlanabilir ECDL kullanımıyla ^{85}Rb atomları D_2 enerji geçişinde Dopplerden bağımsız doyum rezonansları incelenmiştir. Kullanılan ECDL ışık yoğunluğunun değişimiyle gözlenen soğurum rezonanslarındaki çizgi genişlikleri özellikle cross-over rezonanslarında araştırılmıştır. Çalışmada ayrıca ışık yoğunluğunun cross-over rezonanslardaki çizgi genişliğine olan etkisi iki seviyeli geçişlerde deneysel olarak formüle edilmiştir [Akulshin et all, 1990].

Femto-second lazerlerle oluşturulan comb lazer üreteçlerinde; üretilen frekans bandının daha da genişletilmesi amacıyla optiksel olarak soğutulmuş Rb atomlarında iki-foton soğurum sinyalleri kullanılmıştır. İki-foton geçiş spektrumu, femto-second lazerlerle üretilen comb üreteçte oluşturulan pulse (darbe) tekrarlanma oranları ve taşıyıcı frekans ofseti şeklinde analiz edilmiştir [Yoon et all, 2000].

Bu makalede Kompakt, düşük çıkış gücüne sahip ve yerçekimi ivmesine fazla duyarlı olmayan taşınabilir mikrodalga (3,036 GHz) frekansında referans lazer standardı üretmeye yönelik çalışmalar sunulmuştur. 795 nm dalga boyunda diyot lazer kullanımıyla Rb atomlarının D_1 enerji geçişinde uyarılmış (stimulated) Raman saçılması tekniği kullanılmıştır. Bu tekniğin kullanılmasıyla yapılan kilitleme işleminin sonucunda frekans kararlılığı 10^{-11} olan 3.036 GHz frekansında çalışan mikrodalga referans frekans değeri üretilmiştir [Vukicevic et all, 1994].

Rb ve Cs atomlarında doyum spektroskopisi 780 nm ve 852 nm dalga boylarında diyot lazer kullanımıyla teorik olarak hesaplanmıştır. Hesaplamalarda dört-seviyeli sistem geçişleri göz önüne alınarak optiksel pompalama etkileri belirtilmiştir. Teorik sonuçlar yapılan deneysel sonuçlarla karşılaştırılmış ve her iki sonucun birbirleriyle olan uyumluluğu vurgulanmıştır [Nakayama, 1984].

192.1 THz (1560.5 nm) frekansında dağıtılmış geri beslemeli (distributed feedback) yarı iletken diyot lazerinin ikinci harmoniği (780 nm) KnbO_3 kristalinin kullanımıyla elde edilmiştir. Elde edilen 780 nm dalga boyundaki bu lazer demetinin

kullanımıyla ^{87}Rb atomları D_2 çizgisinin çok ince enerji seviyelerinde tek foton soğurum rezonansları gözlenmiştir [Poulin et al, 1997].

Deneyisel çalışmada diyot lazer kullanımıyla Cs atomları D_1 geçişinde (tek-foton soğurumu) elde edilen rezonansların atom yoğunluğu (veya atom sıcaklığı) sebebiyle çizgi genişlemesi ve frekans kaymaları araştırılmış ve teorik verilerle uygunluğun ifade edilmiştir. Çizgi genişliği katsayısı $2\pi \times 7.5 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ Hz}$ ve frekans kayma katsayısı $-0.9 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ Hz}$ olarak bulunmuştur [Vuletic et al, 1993].

Yine Fransa/BNM-LPTF’de yapılan çalışmada 778 nm dalga boyunda çalışan Rb atomları süper ince geçişlerine iki foton floresans sinyallerinin kullanımıyla kilitli üç adet optik frekans standardının bazı metrolojik özellikleri yaklaşık üç yıl boyunca incelenmiştir. Bu incelemelerde lazer frekans kararlılığının ve tekrar üretilebilirliğinin özellikle etkileşim atom yoğunluğu ve lazer ışık gücüne olan bağılılıkları araştırılmıştır [Hilicio et al, 1998].

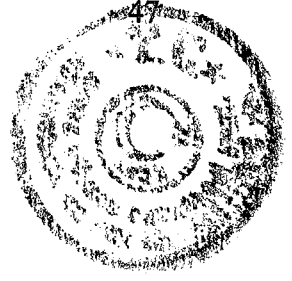
Buraya kadar yapılan tez çalışmasıyla doğrudan ilişkili olarak başkaları tarafından yapılan deneyisel çalışmalarda; özellikle 778 nm dalga boyunda çalışan ECDL sistemlerinin kullanımıyla ^{87}Rb atomları $6P_{3/2} - 5S_{1/2}$ geçişinden (420 nm) iki foton floresans rezonansları elde edilmiştir. Bu rezonanslara kilitlenen ECDL sistemlerin frekans doğruluk ve kararlılıkları arttırılmaya çalışılmıştır. Rb atomları iki foton floresans sinyallerine kilitli ECDL sistemleri, yüksek frekans doğruluğu ve kararlılığı nedeniyle taşınabilir ve kompakt hale getirilmiş ve yeni tip uzunluk standardı olarak kullanılmaya başlanmıştır. Floresans sinyallere kilitli bu sistemlerin metrolojik özelliklerinin araştırılmasıyla da ilgili olarak, Rb atom yoğunluğu ve lazer ışık gücü değişimlerinin frekans kararlılıkları ve yeniden üretilebilirliklerine olan etkileri başarılı bir şekilde araştırılmıştır.

Bu tez çalışmasında ise konuyla ilgili olarak yapılan çalışmalardan farklı bir şekilde özellikle ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomlarının süper ince geçişlerinde iki foton floresans sinyallerine ek olarak iki foton polarizasyon/Faraday sinyalleri de gözlenmiştir [Hamid et al, 2002]. Faraday sinyallerine kilitli ECDL sistemlerinin frekans çizgi genişlemeleri ve frekans kaymalarının atom yoğunluğu ve dış manyetik alanla değişimleri incelenmiştir. Bu araştırmalar esnasında floresans ve Faraday

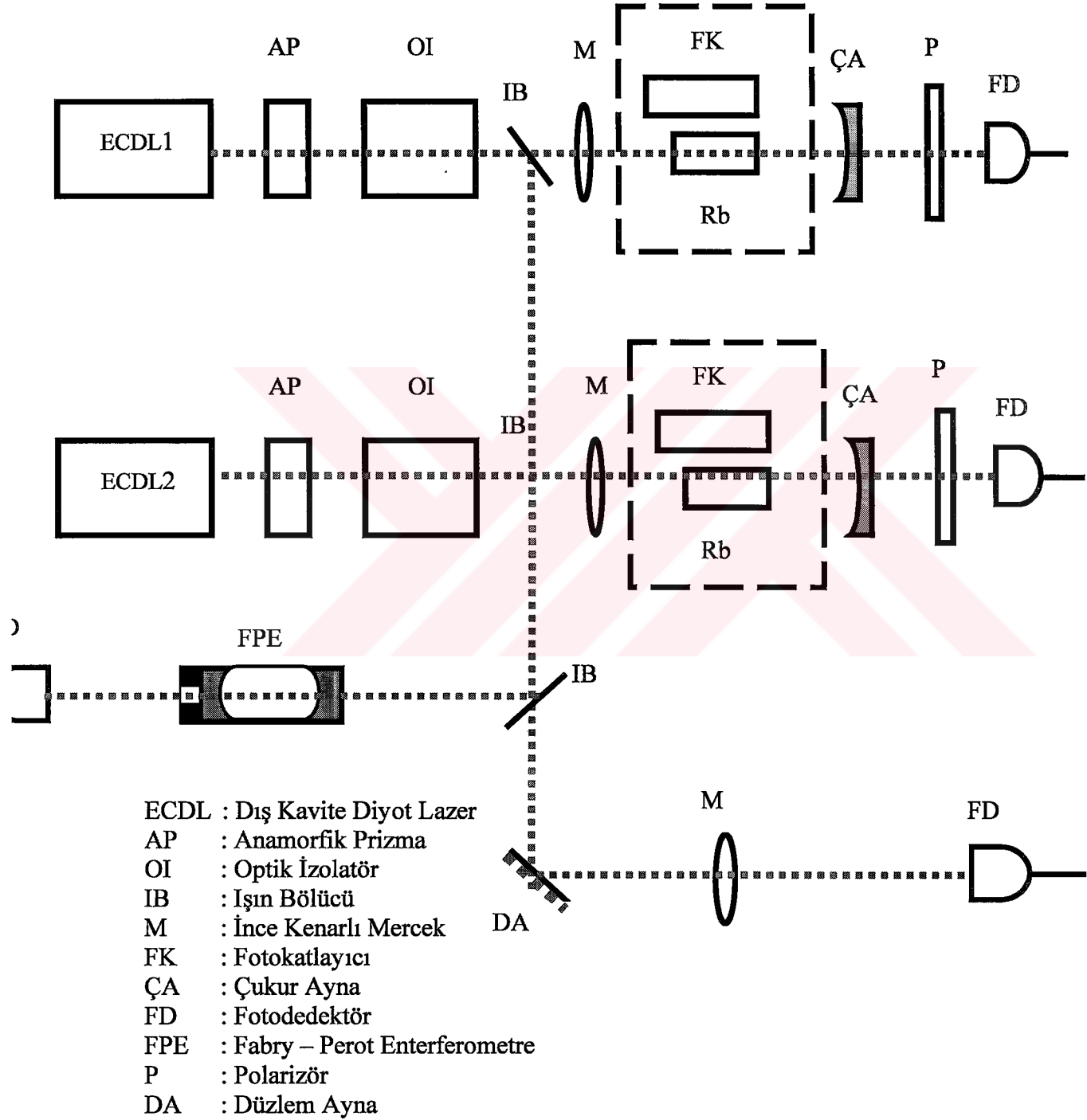
rezonanslarının frekans çizgi genişleme, frekans kayma katsayıları ve genlik değişimleri ölçülmüştür [Hamid et al, 2003]. Ayrıca, Faraday iki foton rezonanslarına kilitli lazer frekansının kısa ve uzun vadedeki kararlılık ölçümleri de gerçekleştirilerek floresans rezonanslarına kilitli ikinci lazer frekansına göre farklılıkları araştırılmıştır.



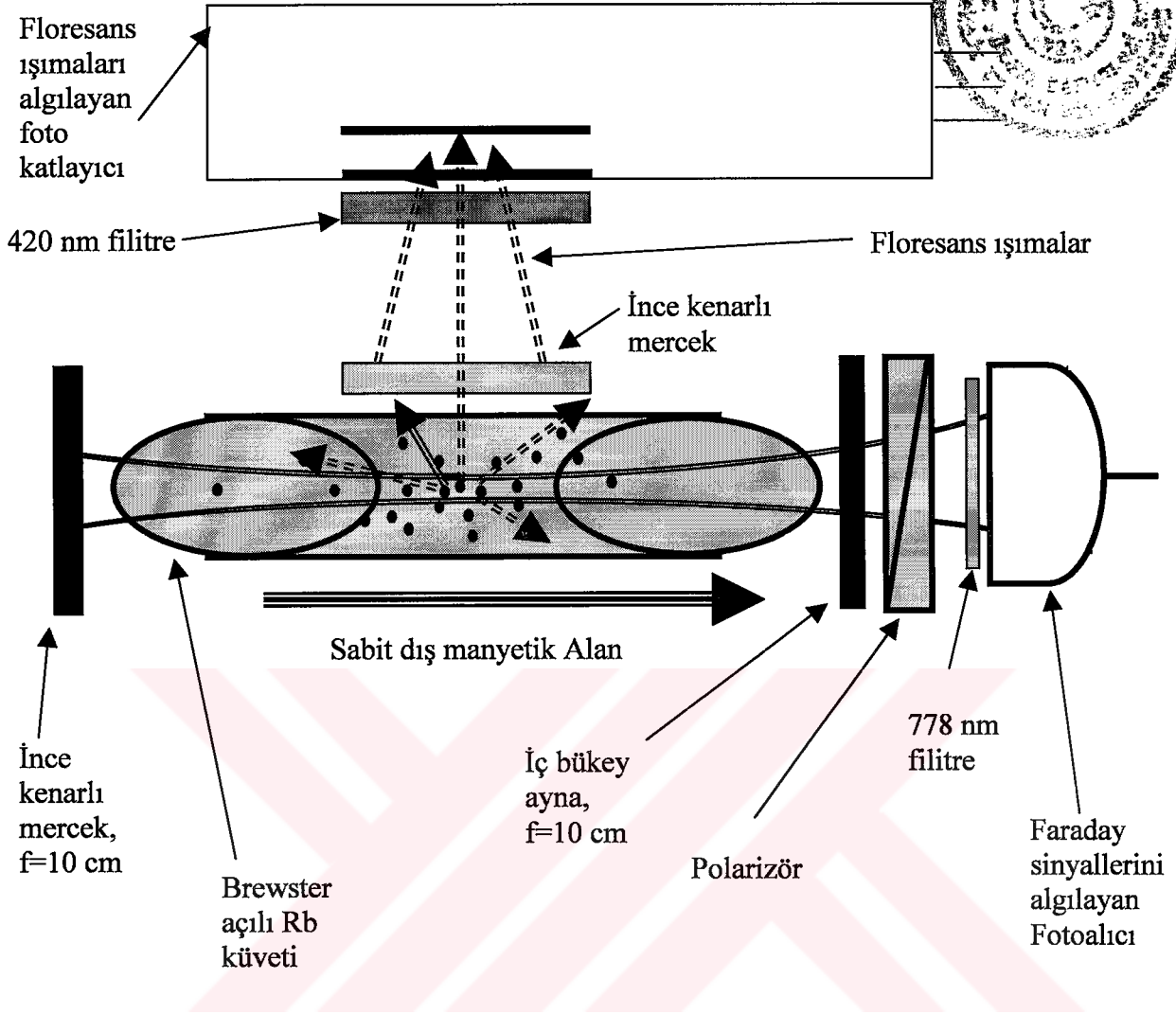
4. DENEY DÜZENEGİ ve SONUÇLARI



Deney düzeneğinin şeması şekil 4.1 ve 4.2’de verilmiştir.



Şekil 4.1. Deney düzeneği blok şeması



Şekil 4.2. Etkileşim bölgesi ve floresans - Faraday sinyallerinin gözlenmesi

Yukarıdaki deney düzeneğinden (şekil 4.1) de görüleceği gibi ECDL sistemlerinden iki adet kullanılmıştır. İki adet kullanılmasının amaçlarından birincisi her iki lazer sisteminin ayrı ayrı iki-foton soğurum rezonanslarına (floresans veya polarizasyon/Faraday) kilitlenerek lazerlerin vuru (beat) frekanslarının elde edilmesi ve dolayısıyla kararlıklarının ölçülmesidir. İkinci olarak da farklı küvetlerdeki Rb atomlarının farklı süper ince geçişlerine kilitli lazerlerin vuru frekans farkları, küvetlerden birindeki (diğerinde sabit) atomların sıcaklığı (konsantrasyonu) ve atomlar üzerine uygulanan dış manyetik alanla, değişiminin gözlenerek spektroskopik çalışmaların yapılması amacıyla.

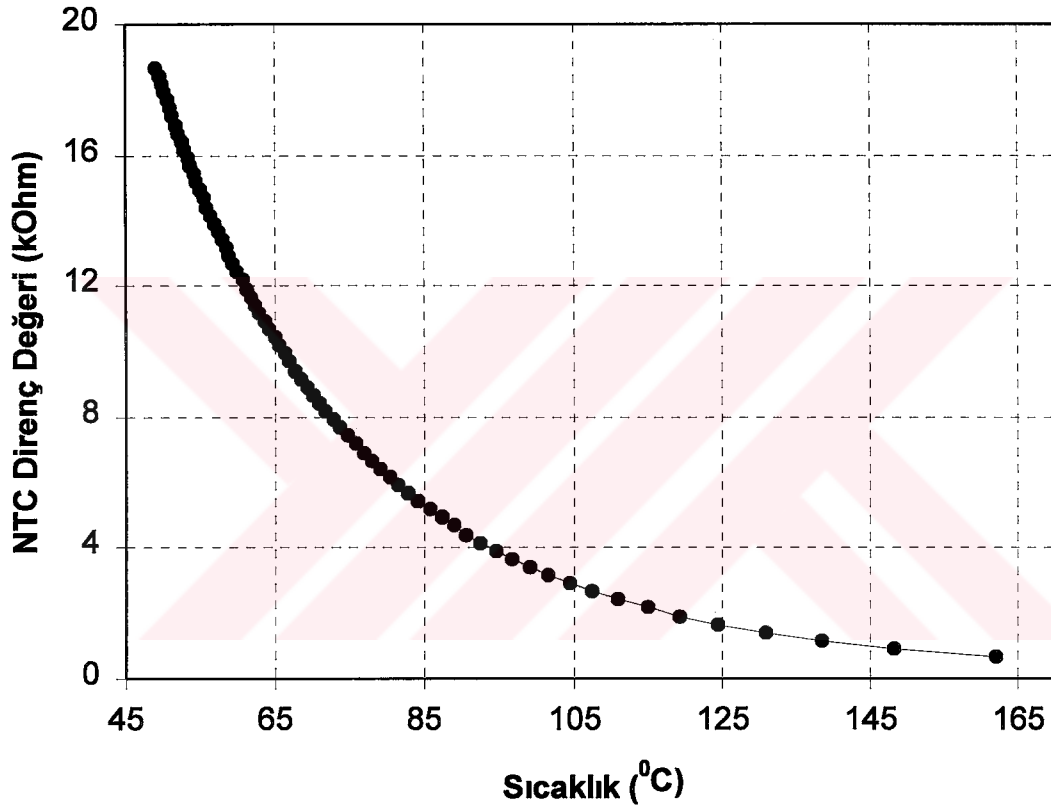
Deney düzeneğinde kullanılan ECDL sistemleri, iki-foton rezonanslarının elde edildiği ve gözlemlendiği sıcaklık izolasyonlu metal bloklar, Fabry-Perot enterferometre ve optik malzemelerin (polarizör, anamorfik prizma, ayna, ışın bölücü, foto diyot ve mercekler) konuşlandırılmasında kullanılan optik tutucuların tasarım, imalat, montajı ve çalıştırılıp denenmesi deney öncesinin en önemli alt yapısını ve hazırlıkları oluşturmuştur.

İki-foton soğurum rezonanslarının oluşturulduğu ve gözlemlendiği metalik blok düzeneğinin (şekil 4.2) yapısı şu şekildedir: İlk olarak çapı 2 cm, boyu 5 cm olan Brewster açılı silindirik cam küvet içinde düzgün manyetik alan oluşturmak amacıyla selenoid sarımlar cam dış yüzeyine monte edilmiştir. Cam küvet ve üzerindeki sarımlar da içinde kalacak şekilde içindeki Rb atomlarının dış manyetik alandan etkilenmemesi amacıyla cam mü metal ile kaplanmıştır. Bu durumdaki küvet bakır blok içine yerleştirilmiştir. Bakır blok üzerine açılmış deliklere cam küvetin ısıtılması amacıyla iki adet parmak ısıtıcı yerleştirdi. Parmak ısıtıcıların direnç değerleri 1000 Ω , güçleri ise 100 Wattır. Bakır blok üzerine cam küvetin ısınısını dışarıdan kontrol etmek içinse üçüncü delik içine NTC (negative temperature controller) yerleştirilmiştir. NTC'nin deney öncesi kalibrasyonu yapılmış elde edilen verilerin kullanımıyla şekil 4.3'deki direnç değerlerinden deneyler esnasında Rb küvetlerin sıcaklıkları elde edilmiştir. Deney esnasında sıcaklık 250 $^{\circ}\text{C}$ 'ye kadar çıktığından bu sıcaklığın izolasyonu amacıyla bakır blok cam yünü, teflon ve alüminyum levha ile kapatılmıştır. Rb atomlarının sıcaklık kararlılığı elektronik olarak sıcaklık kontrol ünitesiyle sağlanmıştır. Bu ünitenin kullanımıyla deney esnasında Rb atomlarının sıcaklıkları 100 m $^{\circ}\text{K}$ den daha iyi bir doğrulukla elde edilmiştir.

Küvet içinde lazer demetiyle Rb atomlarının etkileşimi sonucu kendiliğinden oluşan ışımayı (floresansı) toplamak amacıyla odak uzaklığı 16 mm ve çapı 25.4 mm olan ince kenarlı mercek kullanılmıştır. İnce kenarlı merceğin optik eksenine aynı eksende ve birbirlerine göre karşılıklı duracak şekilde foto katlayıcı girişine et kalınlığı 5 mm çapı 25.4 mm olan mavi ışık (420 nm) girişim filtresi kullanılmıştır. Herhangi bir detektör yerine foto katlayıcının kullanılmasındaki amaç Rb atomlarından çıkan floresansın şiddetinin az olması sebebiyledir. Lazer demetinin cam küvet içinde kendi üzerinden geçerek odaklanması amacıyla küvet girişinde

odak uzaklığı 100 mm olan ince kenarlı mercek çıkışta ise yine odak uzaklığı 100 mm olan çukur (iç bükey) ayna konulmuştur. Bu şekilde lazer demetleri küvetin orta noktasında odaklanarak iki foton soğurumun gerçekleşmesi için gerekli ışık şiddeti sağlanmış olur (şekil 4.2).

Rb küvetinin sıcaklığına karşılık gelen NTC direnç değerlerinin grafiği şekil 4.3'de verilmiştir.

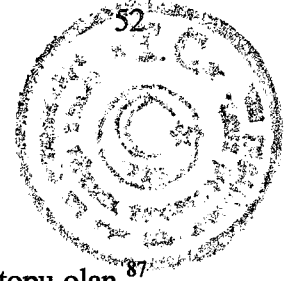


Şekil 4.3. Rb küveti sıcaklık değişim grafiği

Rb atomlarını içerisinde barındıran Brewster açılı cam küvetler içinde lazer demetinin ilerleyiş yönüne paralel olarak oluşturulan sabit manyetik alan cam küvet etrafında sarılmış selenoit vasıtasıyla elde edilmiştir. Oluşturulan manyetik alan değerleri selenoite akım kaynağı üzerinden verilen akımla sağlanmıştır. Manyetik alan değerleri deney öncesinde gaussmetre kullanılarak ölçülmüştür. ± 0.02 Gauss belirsizlikle ölçülen manyetik alan değerlerine karşılık gelen akım verileri tablo 4.1'de verilmiştir.

Tablo 4.1. Rb cam küvet içinde oluşturulan boyuna sabit manyetik alan değerleri

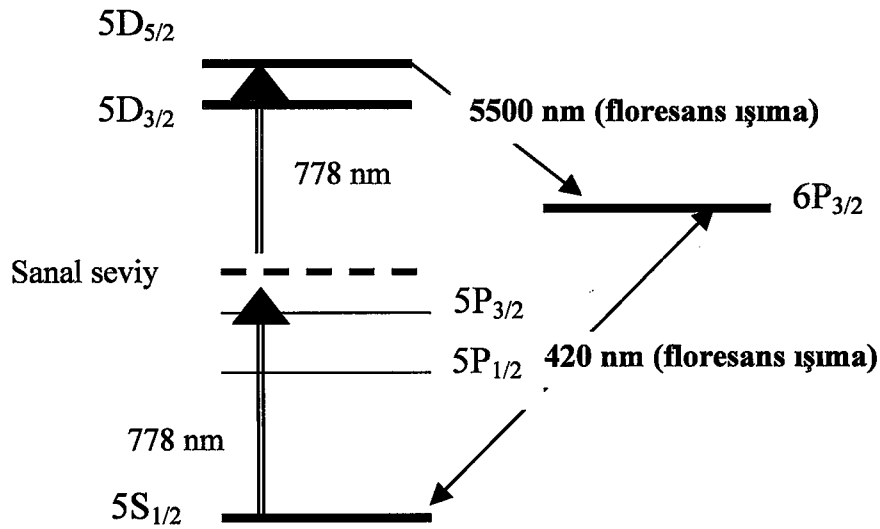
Akım (mA)	Manyetik Alan (G)
10	0.14
15	0.20
20	0.24
25	0.28
30	0.32
35	0.39
40	0.46
45	0.51
50	0.57
55	0.61
60	0.65
65	0.78
70	0.88
75	0.91
80	0.97
85	1.02
90	1.06
95	1.12
100	1.19
105	1.25
110	1.29
115	1.36
120	1.40
125	1.46
130	1.52
135	1.63
140	1.66
145	1.72
150	1.76
155	1.83
160	1.87
165	1.94
170	1.99
175	2.03
180	2.08
185	2.16
190	2.20
195	2.26
200	2.31



4.1. Deney Sonuçları ve Analizi

Kullandığımız Rb cam küveti yaklaşık %50 oranlarında ^{85}Rb ve izotopu olan ^{87}Rb atomları içermektedir. Rb atomları ince bölünmelerine karşılık gelen enerji geçişleri şekil 4.4’de gösterilmiştir.

Şekil 4.1 ve şekil 4.2’deki optik deney düzeneğinde ilk olarak 5 mW çıkış gücündeki ECDL sistemleri lazer ışığının dikdörtgen kesit görünüşü (dalga boyu $778.10 \pm 0.01 \text{ nm}$) anamorfik prizma kullanılarak dairesel şekle getirildi. Diyot lazerlerin geri beslemeye karşı son derece duyarlı olmaları sebebiyle istenmeyen bir modülasyondan kaçınmak amacıyla da optik izolatör kullanıldı. İzolatör ($\approx 50 \text{ dB}$) çıkışındaki lazer demeti ışın bölücü kullanılarak %70 ve %30 oranlarında ikiye bölündü. Yüksek ışık şiddetindeki lazer demeti küvet içine diğeri ise önce cam kullanılarak yaklaşık %8 lik kısmı Fabry Perot enterferometre içine kalan %22 lik kısmı ise hızlı foto diyot alıcıya gönderildi. Her iki ECDL lazer demetleri optik eksenleri üst üste düşürülerek Fabry-Perot enterferometre ve foto alıcıya gönderildi. Düzenekte kullanılan enterferometre ECDL lazerlerin tek modda çalışmasının kontrolü ve iki-foton soğurum sinyallerinin bilgisayarda kaydedilmesi amacıyla kullanıldı. Bilindiği gibi iki foton soğurumunun gerçekleşmesi lazer ışığının oldukça parlak olmasına bağlıdır. Bu amaçla her iki lazer demeti (%70 lik kısımlar)



Şekil 4.4. Rb atomları enerji geçişleri



içinde odaklanarak geçer ve aynı yol ile geri döner. Lazer demetinin odaklanması ve geri yansıtılmasında odak uzaklıkları 10 cm olan yansıtmasız yüzey kaplamalı ince kenarlı mercek ve çukur ayna kullanılmıştır. Odaklanmış lazer demetinin çapı 100 μm , şiddeti 63 W/cm² dir. Bunun sonucunda Rb atomları karşılıklı lazer ışınlarını yaklaşık aynı anda soğurarak 5S_{1/2} temel enerji seviyesinden 5D_{5/2} üst enerji seviyesine çıkarlar. Üst enerji seviyesindeki Rb atomları geçiş kuralları doğrultusunda kendiliğinden ışımayla 5D_{5/2}'den 6P_{3/2} 'ye (5500 nm), oradan da temel enerji seviyesine geri dönüşlerinde yaymış oldukları 420 nm dalga boyundaki floresans ışımaya girişinde mavi ışık filtresi bulunan foto katlayıcı ile algılanır (şekil 4.2).

Foto katlayıcı ile algılanan iki-foton floresans sinyallerinin haricinde iki-foton Faraday/polarizasyon sinyalleri ise %99 yansıtma özelliği bulunan iç bükey ayna arkasına yerleştirilen normal foto detektör ile algılanmıştır. İç bükey aynadan geçen yaklaşık %1 lik lazer ışınması (polarizasyon/Faraday) sinyalleri doğrudan 778 nm dalga boyundaki sinyalleri içermektedir. Bu sinyallerin algılanması ise şu şekilde sağlanmıştır (şekil 4.2): İlk olarak iç bükey ayna arkasına polarizatör konulmuş ve polarizatörün optik eksenine optik izolatörün çıkış kısmındaki optik eksenine arasında 90° lik bir açı oluşturulmuştur. Böylece polarizatörün arkasındaki foto detektörün bağlı olduğu osiloskop ekranında dc bir sinyal elde edilmeye çalışıldı. Başka bir ifadeyle foto detektör üzerinde herhangi bir sinyal olmamasını sağlamaya çalıştık. Fakat deney esnasında lazer 778 nm dalga boyunda çalışır konumdayken (floresans sinyalleri foto katlayıcıyla algılanırken) polarizatör arkasındaki foto alıcıda arka plan bir sinyal gözlemlendi. Normal şartlar altında böyle bir sinyalin olmaması gerektiğinden bu sinyalin sebepleri olarak olası üç neden üzerinde duruldu. İlk olarak, bu sinyale cam küvetin ısıtılmasında kullanılan parmak ısıtıcıları besleyen akımın oluşturduğu manyetik alanın sebebiyeti düşünüldü. Bunun için parmak ısıtıcıları besleyen akım anlık olarak kapatılmış fakat arka plan sinyalin yok olmadığı tespit edildi. Böylelikle gözlenen bu sinyale hem parmak ısıtıcıları besleyen akımın üreteceği manyetik alanın neden olmadığı tespit edilmiş hem de küvetin etrafında konuşlandırılan mü metalin oldukça sağlıklı manyetik ekranlama sağladığı teyit edildi. Daha sonra arka plan bu sinyale küvet içindeki floresans ışımaların neden olabileceği üzerinde duruldu. Bu nedenle polarizatör çıkışındaki foto alıcı önüne sadece 778 nm dalga boyunda ışık geçiren filtre konuldu. Bu durumda da sinyaller gözlemlendiğinden istenmeyen bu sinyallerin oluşmasına optik izolatör çıkışındaki optik eksenle polarizatör optik eksenine arasındaki

90° lik açıda oluşabilecek hataların sebep olabileceği düşünüldü ve deney düzeneğinde olası optik ayarlamalar yapılarak tespit edildi. Fakat istenmeyen bu sinyaller yeterince hassas yapılamayan optik ayarlamalardan dolayı yine de gözlenmiştir. Deney esnasında Rb küveti içinde yaklaşık 0.5 Gauss değerinde manyetik alan oluşturulmuş ve polarizasyon (Faraday) sinyalleri gözlenmiştir. Polarizasyon sinyallerinde sinyalin gürültüye oranı küçük olduğundan foto detektör ile osiloskop arasına sinyal yükseltici (amplifier) konulmuş ve sinyal kuvvetindeki atomların sıcaklığına bağlı olarak 5×10^2 ile 5×10^4 defa arttırılmıştır.

Elde edilen iki-foton soğurum floresans sinyallerinin kuvvetindeki hangi atom numaralı Rb atomlarının hangi enerji geçişlerine ait olduklarının anlaşılabilmesi için konuyla ilgili teorik ve deneysel çalışmalardan faydalanıldı [Biraben et al, 1994]. Analizlerin daha iyi bir şekilde anlaşılabilmesi için Rb atomlarının S – D enerji geçişlerindeki ince seviyelerin şeklini çizelim. ^{85}Rb atomunun çekirdek spini, $I=5/2$, ^{87}Rb atomunun çekirdek spini ise $I=3/2$ 'dir. Dolayısıyla ^{85}Rb atomunun $5S_{1/2}$ temel enerji seviyesindeki (F_t) toplam açısal momentum değerleri,

$$F_t = (1/2 \pm 5/2) \text{ den } F_t = 2 \text{ ve } F_t = 3$$

^{87}Rb atomunun $5S_{1/2}$ temel enerji seviyesindeki (F_t) toplam açısal momentum değerleri,

$$F_t = (1/2 \pm 3/2) \text{ den } F_t = 1 \text{ ve } F_t = 2$$

olarak elde edilir.

^{85}Rb atomunun $5D_{3/2}$ uyarılmış enerji seviyesindeki (F_u) toplam açısal momentum değerleri,

$$F_u = (3/2 \pm 5/2) \text{ den } F_u = 1, F_u = 2, F_u = 3 \text{ ve } F_u = 4$$

ve ^{87}Rb atomunun $5D_{3/2}$ uyarılmış enerji seviyesindeki toplam açısal momentum değerleri,

$$F_u = (3/2 \pm 3/2) \text{ den } F_u = 0, F_u = 1, F_u = 2 \text{ ve } F_u = 3$$

ve son olarak ^{85}Rb atomunun $5D_{5/2}$ uyarılmış enerji seviyesindeki toplam açısal momentum değerleri,

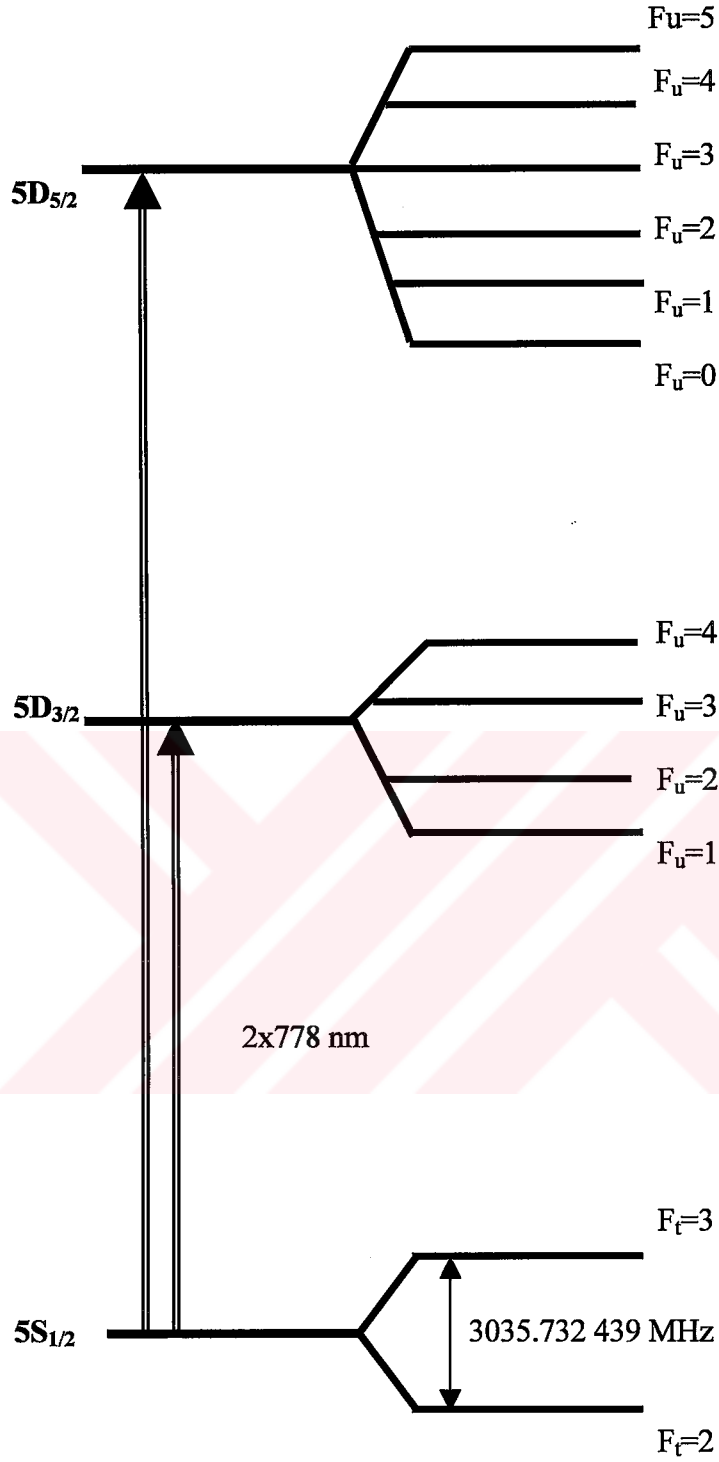
$$F_u = (5/2 \pm 5/2) \text{ den } F_u = 0, F_u = 1, F_u = 2 \text{ ve } F_u = 3, F_u = 4 \text{ ve } F_u = 5$$

^{87}Rb atomunun $5D_{5/2}$ uyarılmış enerji seviyesindeki toplam açısal momentum değerleri,

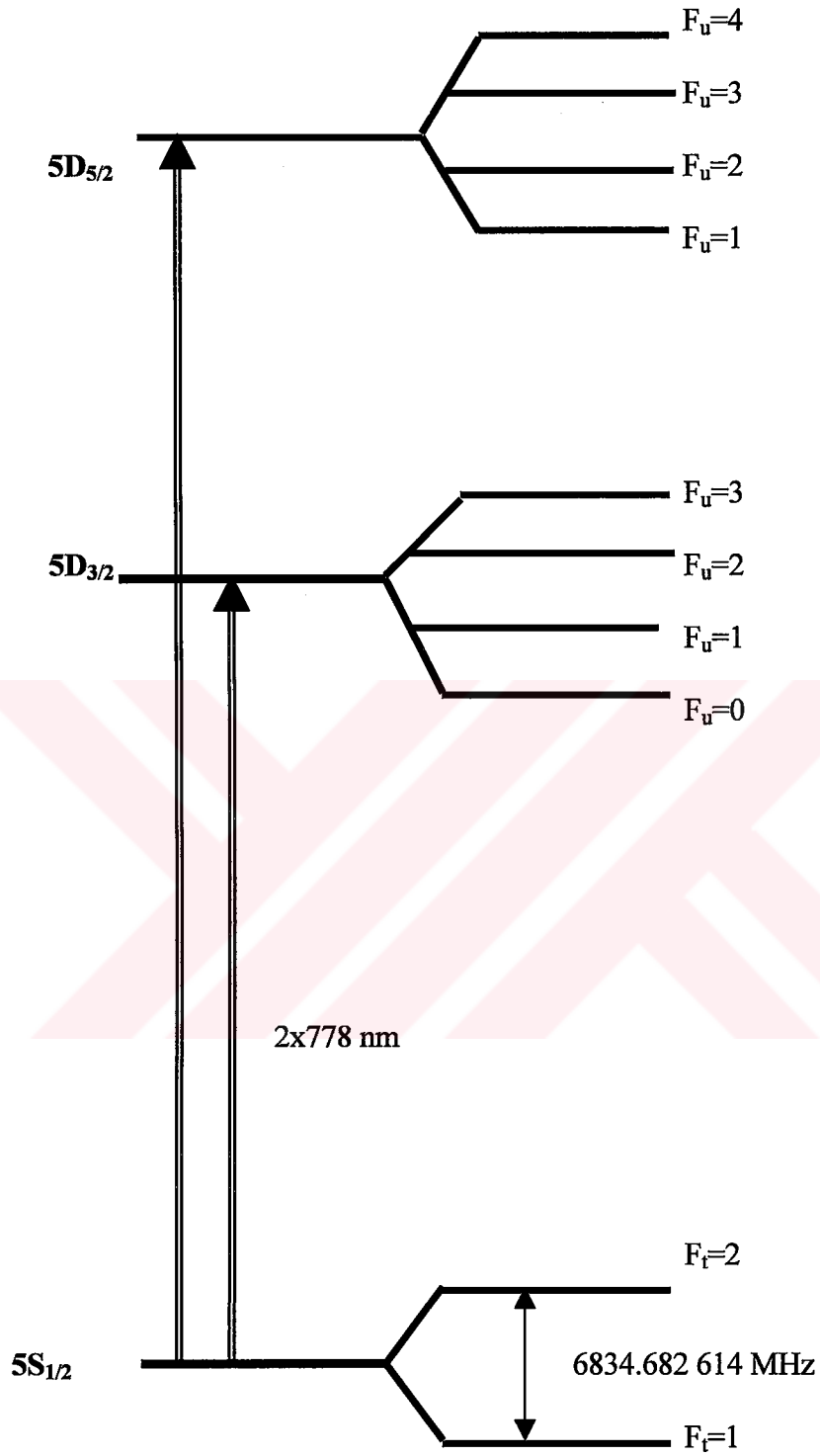
$$F_u = (3/2 \pm 5/2) \text{ den } F_u = 1, F_u = 2, F_u = 3 \text{ ve } F_u = 4$$

elde edilir. Bu değerleri şematik olarak görmek gerekirse (şekil 4.5 ve 4.6),





Şekil 4.5. ^{85}Rb atomunun S – D enerji geçişlerindeki ince ve süper ince bölünmeler



Şekil 4.6. ^{87}Rb atomunun S – D enerji geçişlerindeki ince ve süper ince bölünmeler

^{85}Rb ve ^{87}Rb atomlarının $5S_{1/2} - 5D_{3/2}$ ve $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ enerji geçişleri ince seviyeleri arasına denk gelen elektromanyetik dalgaların frekans değerlerinin teorik sonuçları aşağıdaki tablo 4.2 ve tablo 4.3’de verilmiştir [Biraben et al, 1994].

Tablo 4.2. Rb atomlarında $5S_{1/2} - 5D_{3/2}$ süper ince seviyeleri arasına denk gelen elektromanyetik dalga frekansları

<u>Süper İnce Seviye</u>	<u>Ölçülen Frekans</u>
^{85}Rb	
$\nu_{31}, F_t=3 \rightarrow F_u=1$	385 240 679 712.0 kHz
$\nu_{32}, F_t=3 \rightarrow F_u=2$	385 240 683 216.5 kHz
$\nu_{33}, F_t=3 \rightarrow F_u=3$	385 240 689 192.1 kHz
$\nu_{34}, F_t=3 \rightarrow F_u=4$	385 240 698 496.0 kHz
$\nu_{21}, F_t=2 \rightarrow F_u=1$	385 242 197 577.5 kHz
$\nu_{22}, F_t=2 \rightarrow F_u=2$	385 242 201 083.9 kHz
$\nu_{23}, F_t=2 \rightarrow F_u=3$	385 242 207 058.8 kHz
$\nu_{24}, F_t=2 \rightarrow F_u=4$	385 242 216 362.9 kHz
^{87}Rb	
$\nu_{20}, F_t=2 \rightarrow F_u=0$	385 240 094 977.7 kHz
$\nu_{21}, F_t=2 \rightarrow F_u=1$	385 240 101 727.6 kHz
$\nu_{22}, F_t=2 \rightarrow F_u=2$	385 240 115 692.6 kHz
$\nu_{23}, F_t=2 \rightarrow F_u=3$	385 240 137 803.8 kHz
$\nu_{11}, F_t=1 \rightarrow F_u=1$	385 243 519 070.2 kHz
$\nu_{12}, F_t=1 \rightarrow F_u=2$	385 243 533 031.8 kHz
$\nu_{13}, F_t=1 \rightarrow F_u=3$	385 243 533 031.8 kHz

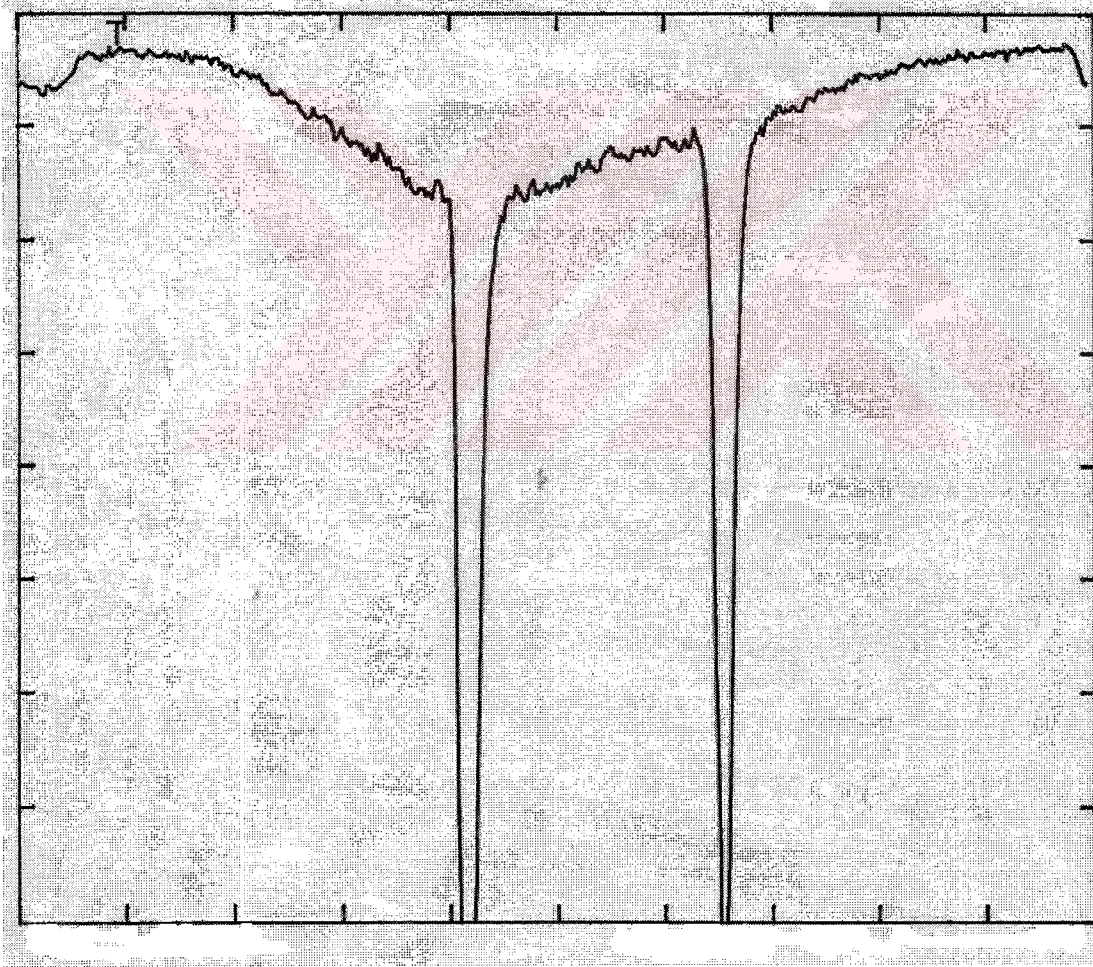
Tablo 4.3. Rb atomlarında $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ süper ince seviyeleri arasına denk gelen elektromanyetik dalga frekansları

<u>Süper İnce Seviye</u>	<u>Ölçülen Frekans</u>
⁸⁵ Rb	
$\nu_{35}, F_t=3 \rightarrow F_u=5$	385 285 142 367.0 kHz
$\nu_{34}, F_t=3 \rightarrow F_u=4$	385 285 147 084.9 kHz
$\nu_{33}, F_t=3 \rightarrow F_u=3$	385 285 151 594.8 kHz
$\nu_{32}, F_t=3 \rightarrow F_u=2$	385 285 155 397.6 kHz
$\nu_{31}, F_t=3 \rightarrow F_u=1$	385 285 158 138.0 kHz
$\nu_{24}, F_t=2 \rightarrow F_u=4$	385 286 664 961.9 kHz
$\nu_{23}, F_t=2 \rightarrow F_u=3$	385 286 669 461.0 kHz
$\nu_{22}, F_t=2 \rightarrow F_u=2$	385 286 673 254.3 kHz
$\nu_{21}, F_t=2 \rightarrow F_u=1$	385 286 675 998 kHz
$\nu_{20}, F_t=2 \rightarrow F_u=0$	385 286 677 451 kHz
⁸⁷ Rb	
$\nu_{24}, F_t=2 \rightarrow F_u=4$	385 284 566 366.3 kHz
$\nu_{23}, F_t=2 \rightarrow F_u=3$	385 284 580 777.8 kHz
$\nu_{22}, F_t=2 \rightarrow F_u=2$	385 284 592 255.2 kHz
$\nu_{21}, F_t=2 \rightarrow F_u=1$	385 284 600 225.2 kHz
$\nu_{13}, F_t=1 \rightarrow F_u=3$	385 287 998 122.2 kHz
$\nu_{12}, F_t=1 \rightarrow F_u=2$	385 288 009 600.2 kHz
$\nu_{11}, F_t=1 \rightarrow F_u=1$	385 288 017 566.9 kHz

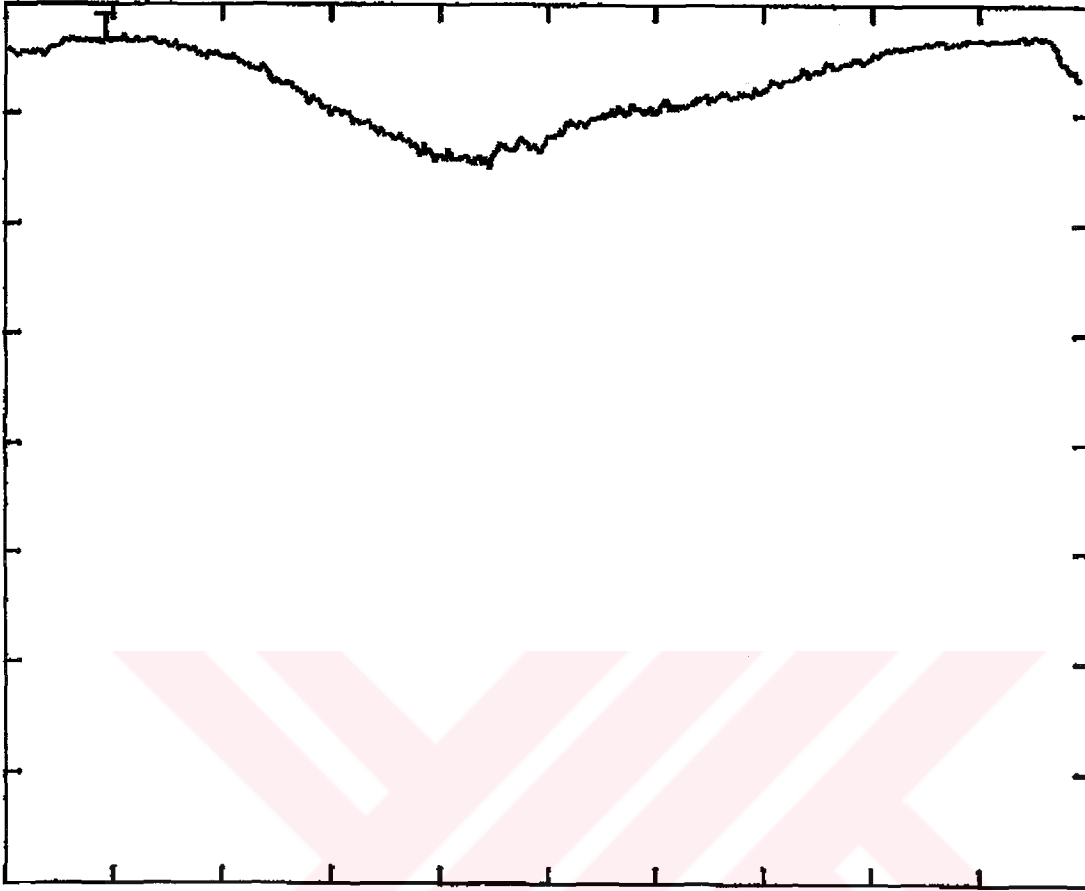
Deney esnasında gözlenen iki-foton floresans sinyallerinin yukarıda ifade edilen teorik fekans farklarının kullanılmasıyla hangi atom numaralı Rb atomuna ve hangi geçişlere denk geldikleri tespit edilmiştir. Gözlenen bu floresans rezonanslar sırasıyla

aşağıda verilmiştir. Rezonansların gözlenmesi sırasında sinyalin gürültüye olan optimum oranının sağlanması için ECDL sistemini besleyen kaynağın akımı 50 mA, Rb atomlarını küvet sıcaklığı 90°C ve photo katlayıcıyı besleyen kaynağın gerilim değeri 600 V olarak alınmıştır. Gözlenen bu rezonanslarda yaklaşık 1/100 oranında da olsa arka plan Doppler genişlemesi mevcuttur.

Gözlenen iki-foton soğurum floresans sinyallerindeki arka plan Doppler profilinin şekli ve büyüklüğü şekil 4.7'deki gibidir. Arka plan Doppler profilinin daha iyi belirtilmesi için deney düzeneğinde iç bükey aynadan yansiyarak geri gelen lazer demeti kapatılmış ve küvet içindeki atomların bir yönde ilerleyen lazer demeti içindeki fotonlarla yapmış oldukları iki-foton soğurum geçişleri gösterilmiştir.

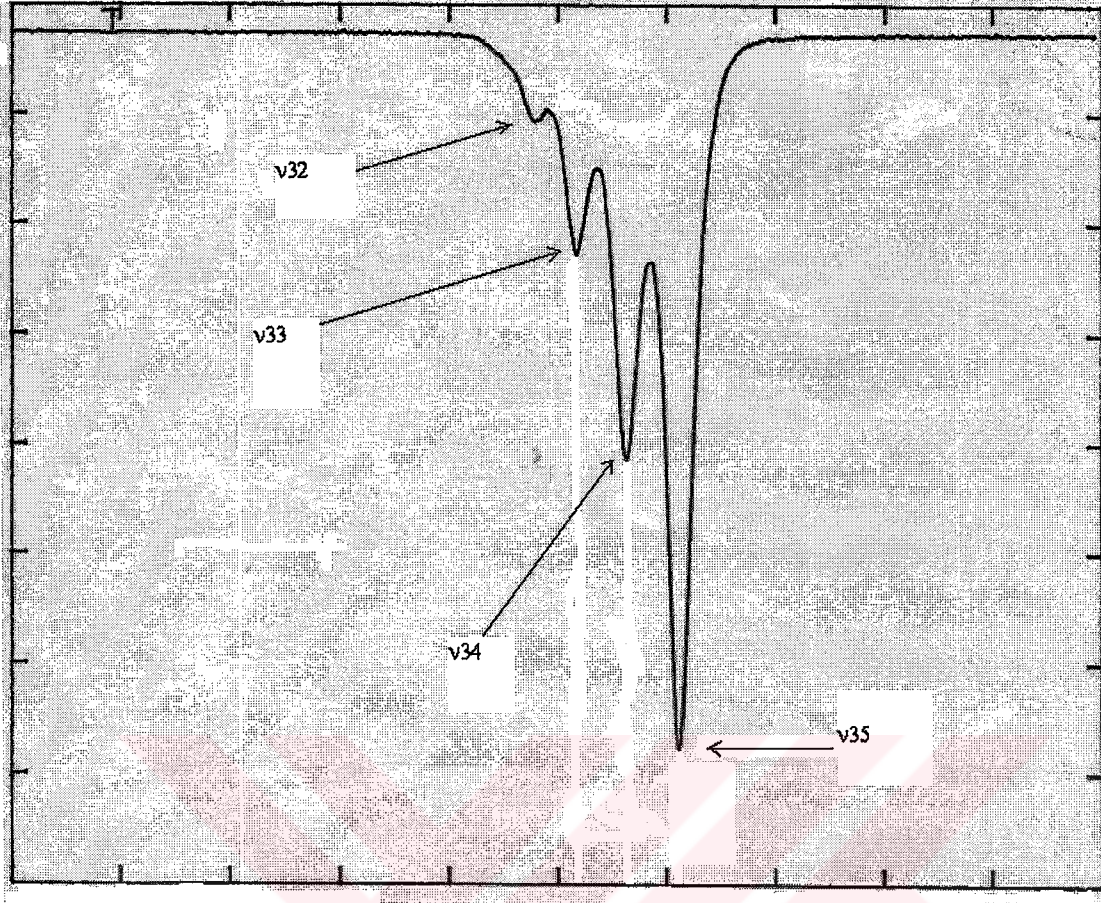


Şekil 4.7. Arka plan Doppler profili üzerinde soldan sağa sırasıyla ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ ince geçişlerinde gözlenen ki iki-foton floresans sinyalleri



Şekil 4.8. ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ ince geçişlerinde gözlenen ki iki-foton floresans sinyallerinin üzerinde olduğu arka plan Doppler profili

Deneyde ECDL lazer frekansında yapılan ince ayarlamalarla (lazer akımı, sıcaklığı, servo kontrol ünitesindeki lazerin dış kavite boyunu ayarlayan dc + ac + ramp sinyallerindeki ince ayarlamalar) ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ geçişleri arasında gözlenen iki-foton floresans sinyalleri şekil 4.9, 4.10, 4.11 ve 4.12’de sırasıyla verilmiştir.



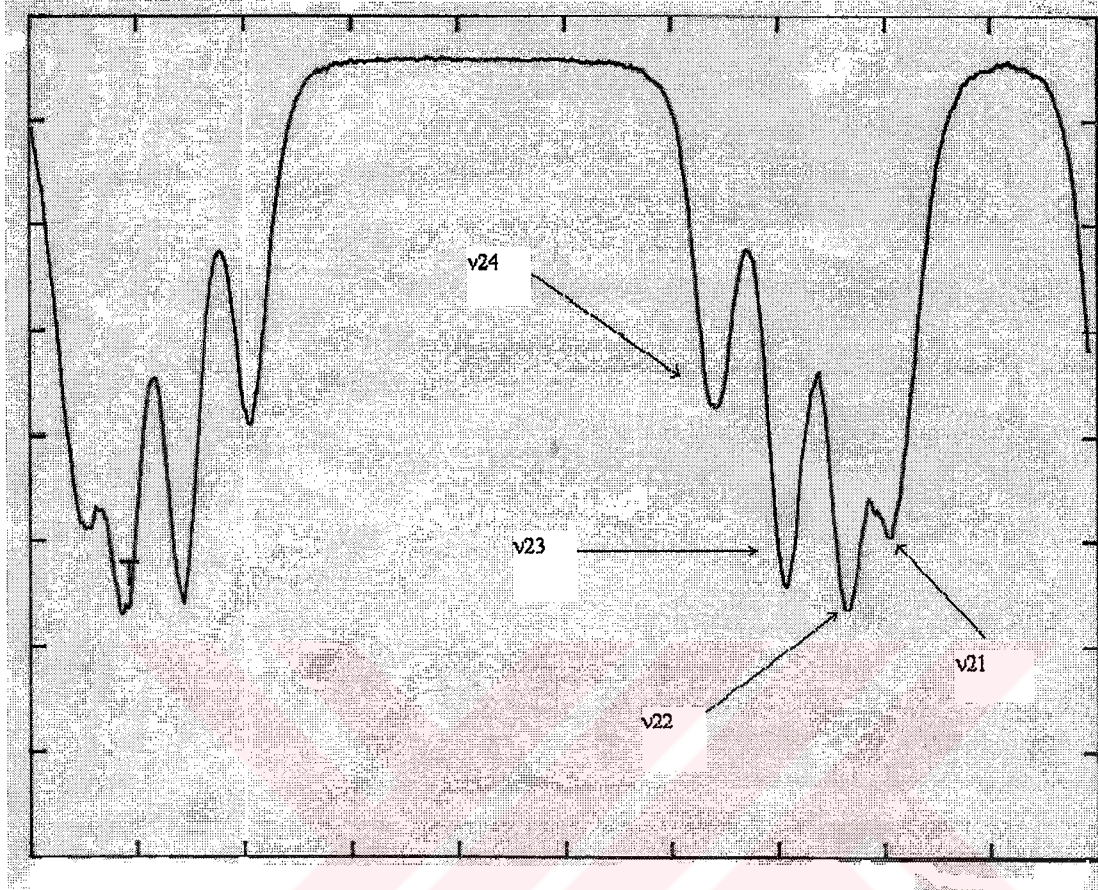
Şekil 4.9. ^{85}Rb atomları süper ince (hyperfine) bölünmeleri $5S_{1/2}$ ($F_t = 3$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 5, 4, 3, 2$ ve 1) arasında gözlenen iki-foton soğurum sinyalleri

Şekil 4.9'da görülen ^{85}Rb atomları $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ arasında mevcut olan 5 adet süper ince geçiş rezonansları arasındaki teorik frekans farkları şu şekildedir:

$(v_{35}, F_t = 3 - F_u = 5)$ ile $(v_{34}, F_t = 3 - F_u = 4)$	: 4.72 MHz
$(v_{34}, F_t = 3 - F_u = 4)$ ile $(v_{33}, F_t = 3 - F_u = 3)$	: 4.51 MHz
$(v_{33}, F_t = 3 - F_u = 3)$ ile $(v_{32}, F_t = 3 - F_u = 2)$	: 3.80 MHz
$(v_{32}, F_t = 3 - F_u = 2)$ ile $(v_{31}, F_t = 3 - F_u = 1)$	: 2.70 MHz

$5S_{1/2}$ ($F_t = 3$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 5, 4, 3, 2$ ve 1) geçişlerinde 5 adet rezonanstan 4 tanesi gözlenmiş olup sadece v_{31} ($F_t = 3$ ile $F_u = 1$) iki-foton floresans sinyali gözlenememiştir. Bunun en önemli sebebi bu rezonanstaki geçiş olasılığının diğerlerine göre çok küçük olmasındandır. Geçiş olasılığının düşük olması ise doğrudan sinyal genliğine karşılık gelmektedir. Deneysel olarak gözlenemeyen bu geçiş sinyalindeki sinyal/gürültü

oranının azlığı sinyalin doğrudan osiloskop ekranında gözlenmesine olanak tanımamıştır.



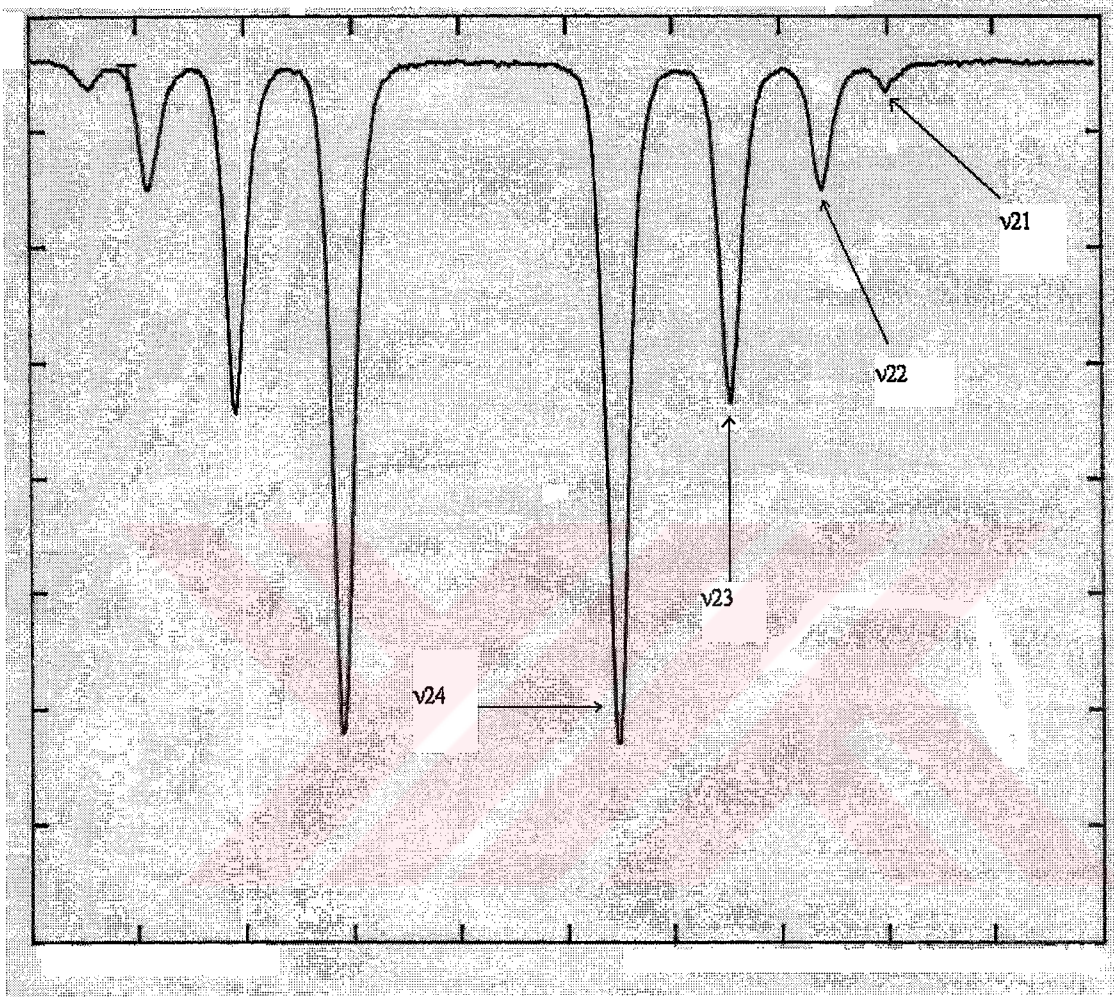
Şekil 4.10. ^{85}Rb atomları süper ince (hyperfine) bölünmeleri $5S_{1/2}$ ($F_t = 2$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 4, 3, 2, 1$ ve 0) arasında gözlenen iki-foton soğurum sinyalleri

Şekil 4.10'da görülen ^{85}Rb atomları $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ arasında mevcut olan 5 adet çok ince geçiş rezonansları arasındaki teorik frekans farkları şu şekildedir:

$(\nu_{24}, F_t = 2 - F_u = 4)$ ile $(\nu_{23}, F_t = 2 - F_u = 3)$	: 4.50 MHz
$(\nu_{23}, F_t = 2 - F_u = 3)$ ile $(\nu_{22}, F_t = 2 - F_u = 2)$	: 3.79 MHz
$(\nu_{22}, F_t = 2 - F_u = 2)$ ile $(\nu_{21}, F_t = 2 - F_u = 1)$	: 2.74 MHz
$(\nu_{21}, F_t = 2 - F_u = 1)$ ile $(\nu_{20}, F_t = 2 - F_u = 0)$	: 1.45 MHz

Geçişler arasındaki bu farklardan da görüleceği gibi $(\nu_{21}, F_t = 2 - F_u = 1)$ ile $(\nu_{20}, F_t = 2 - F_u = 0)$ çok ince geçişler arasındaki frekans farkı 1.45 MHz olup diğerlerine göre daha küçüktür. $5S_{1/2}$ ($F_t = 2$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = , 4, 3, 2, 1$ ve 0) geçişlerinde de 5 adet rezonanstan 4 tanesi gözlenmiş olup sadece ν_{20} ($F_t = 2$ ile $F_u = 0$) iki-foton floresans

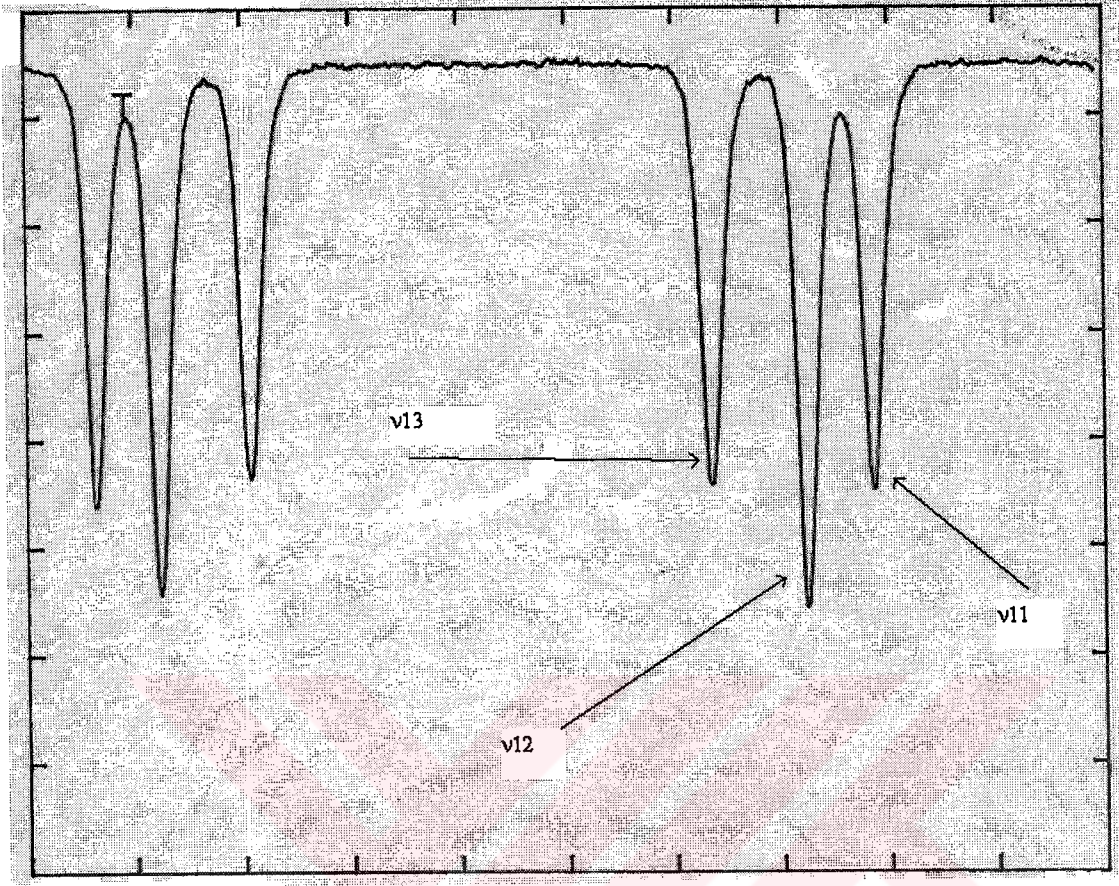
sinyali gözlenememiştir. Bunun en önemli nedeni ise yine bu rezonanstaki geçiş olasılığının diğerlerine göre çok küçük olması ve ayrıca ν_{21} ile ν_{20} süper ince geçişleri arasındaki 1.45 MHz'lik frekans farkının diğerlerine göre daha az olması sebebiyledir.



Şekil 4.11. ^{87}Rb atomları süper ince (hyperfine) bölünmeleri $5S_{1/2}$ ($F_t = 2$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 4, 3, 2$ ve 1) arasında gözlenen iki-foton soğurum sinyalleri

Şekil 4.11'de görülen ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ arasında mevcut olan 4 adet çok ince geçiş rezonansları arasındaki teorik frekans farkları şu şekildedir:

$(\nu_{24}, F_t = 2 - F_u = 4)$ ile $(\nu_{23}, F_t = 2 - F_u = 3)$	: 14.41 MHz
$(\nu_{23}, F_t = 2 - F_u = 3)$ ile $(\nu_{22}, F_t = 2 - F_u = 2)$	: 11.48 MHz
$(\nu_{22}, F_t = 2 - F_u = 2)$ ile $(\nu_{21}, F_t = 2 - F_u = 1)$	: 8.00 MHz



Şekil 4.12. ^{87}Rb atomları süper ince (hyperfine) bölünmeleri $5S_{1/2}$ ($F_t = 1$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 3, 2$ ve 1) arasında gözlenen iki-foton soğurum sinyalleri

Şekil 4.12’de görülen ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ arasında mevcut olan 3 adet çok ince geçiş rezonansları arasındaki teorik frekans farkları şu şekildedir:

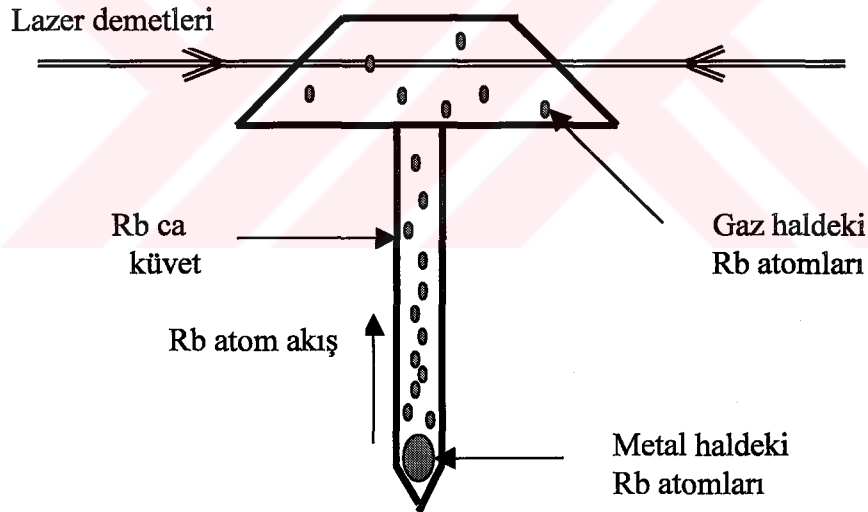
$$\begin{aligned} (\nu_{13}, F_t = 1 - F_u = 3) \text{ ile } (\nu_{12}, F_t = 1 - F_u = 2) & : 11.48 \text{ MHz} \\ (\nu_{12}, F_t = 1 - F_u = 2) \text{ ile } (\nu_{11}, F_t = 1 - F_u = 1) & : 7.97 \text{ MHz} \end{aligned}$$

Şekil 4.11 ve şekil 4.12’den de görüleceği gibi ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ bölünmelerindeki çok ince geçişlere karşılık gelen toplam 8 adet iki-foton floresans rezonansları gerek bu geçişlerdeki yüksek geçiş olasılıkları gerekse aralarındaki büyük frekans farkları sebebiyle başarılı bir şekilde gözlenmiştir. Bu sebeple deneysel

çalışmalarda ^{87}Rb atomları $5S_{1/2}$ ($F_t = 2$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 4, 3, 2$ ve 1) süper ince geçişlerine ait floresans ve Faraday sinyalleri kullanılmıştır.

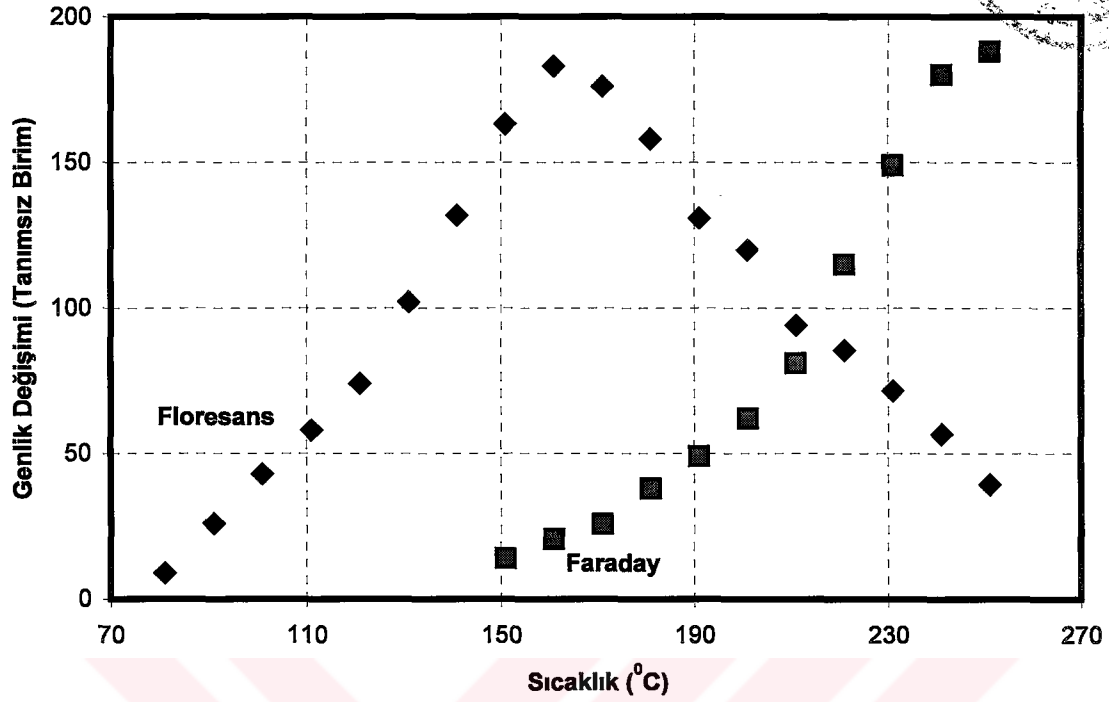
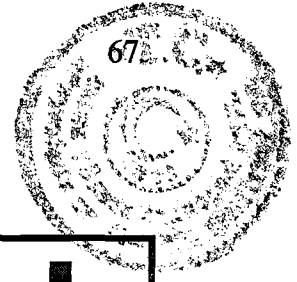
4.2. $5S_{1/2}$ ($F_t=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4$) Floresans ve Polarizasyon/Faraday Rezonansları Genlik Değişimine Atom Sıcaklığının Etkisi

^{87}Rb atomlarında v_{24} ; $5S_{1/2}$ ($F_t=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4$) süper ince geçişinde gözlenen iki-foton soğurum floresans sinyal genliği lazer demetiyle etkileşime giren Rb atomlarının sıcaklığıyla değişmektedir. Bir başka ifadeyle Rb atomları küvetinin sıcaklığının artırılması aynı zamanda etkileşime giren Rb atom sayısının da artmasıdır. Çünkü Rb atomları oda sıcaklığında küvetin alt kısmında daha çok metal halde bulunmaktadır (şekil 4.13).



Şekil 4.13. Rb atomlarının cam küvet içindeki konumları

Oda sıcaklığında iki-foton floresans sinyallerinin gözlenebilmesi için lazer demetleriyle etkileşime girecek yeterli sayıda Rb atomu yoktur. Dolayısıyla sinyallerin gözlenebilmesi için küvet sıcaklığı arttırılmıştır. Floresans sinyaller küvet sıcaklığının $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve üzerindeki değerlerinde Faraday sinyalleri ise $130\text{ }^{\circ}\text{C}$ ve üzerindeki değerlerde gözlenmiştir. Sinyal genliklerinin sıcaklıkla (veya atom sayısı) olan değişimleri sırasıyla şekil 4.14 ve şekil 4.15’de verilmiştir.

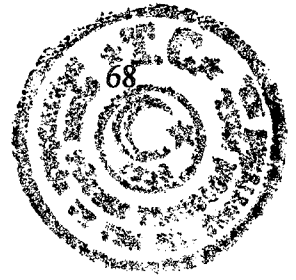


Şekil 4.14. ^{87}Rb atomlarında ν_{24} ; $5S_{1/2} (F_r=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ iki-foton floresans ve Faraday sinyal genliklerinin sıcaklıkla değişimi

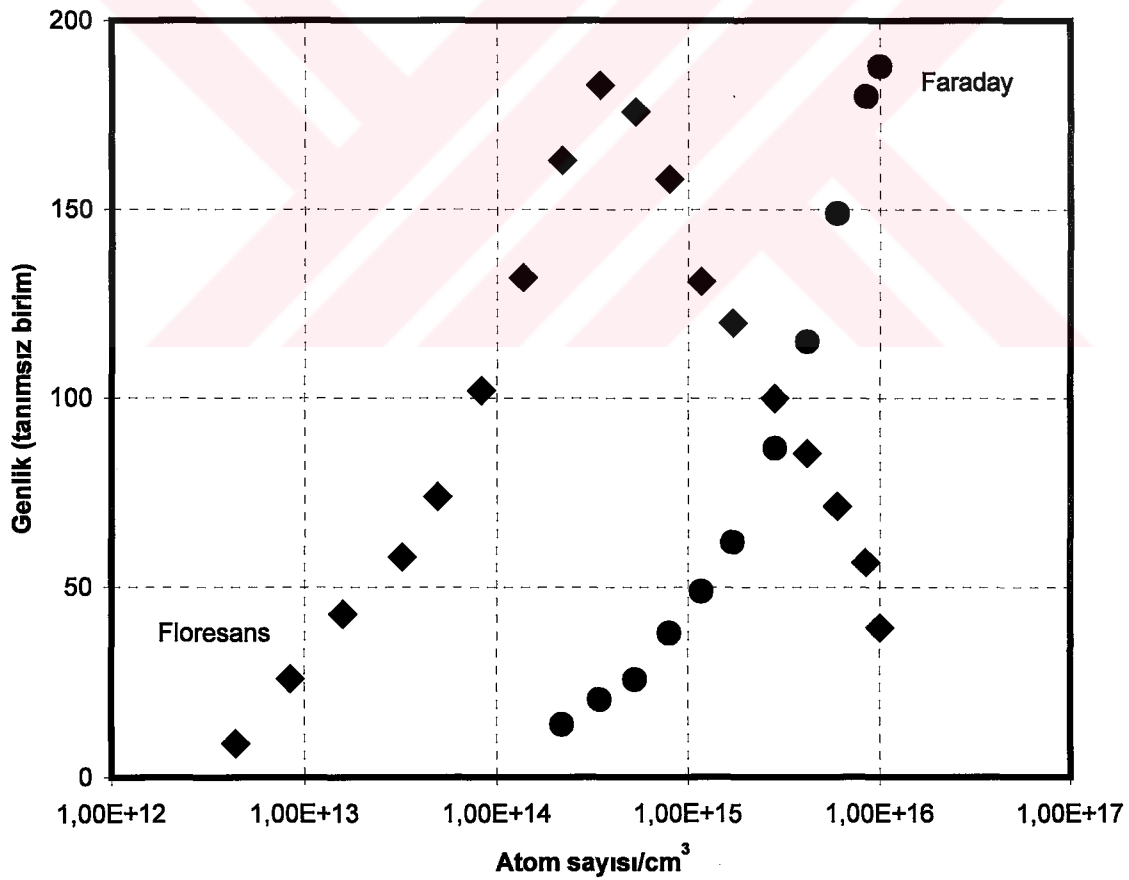
Küvet sıcaklığının etkileşim bölgesindeki atom sayılarıyla olan ilişkisi Langmuir – Taylor ilişkisinden yararlanarak yapılmış ve sıcaklık değerlerine karşılık gelen Rb atom sayılarının birim cm^3 'deki sayıları aşağıda verilmiştir [Vuletic et al, 1993].

Tablo 4.4. Sıcaklık değerlerine karşılık gelen Rb atom sayısı

Küvet Sıcaklığı (°C)	N, Atom Sayısı/ cm^3
80	$4,40 \times 10^{12}$
90	$8,47 \times 10^{12}$
100	$1,58 \times 10^{13}$
110	$3,22 \times 10^{13}$
120	$4,92 \times 10^{13}$
130	$8,31 \times 10^{13}$
140	$1,37 \times 10^{14}$

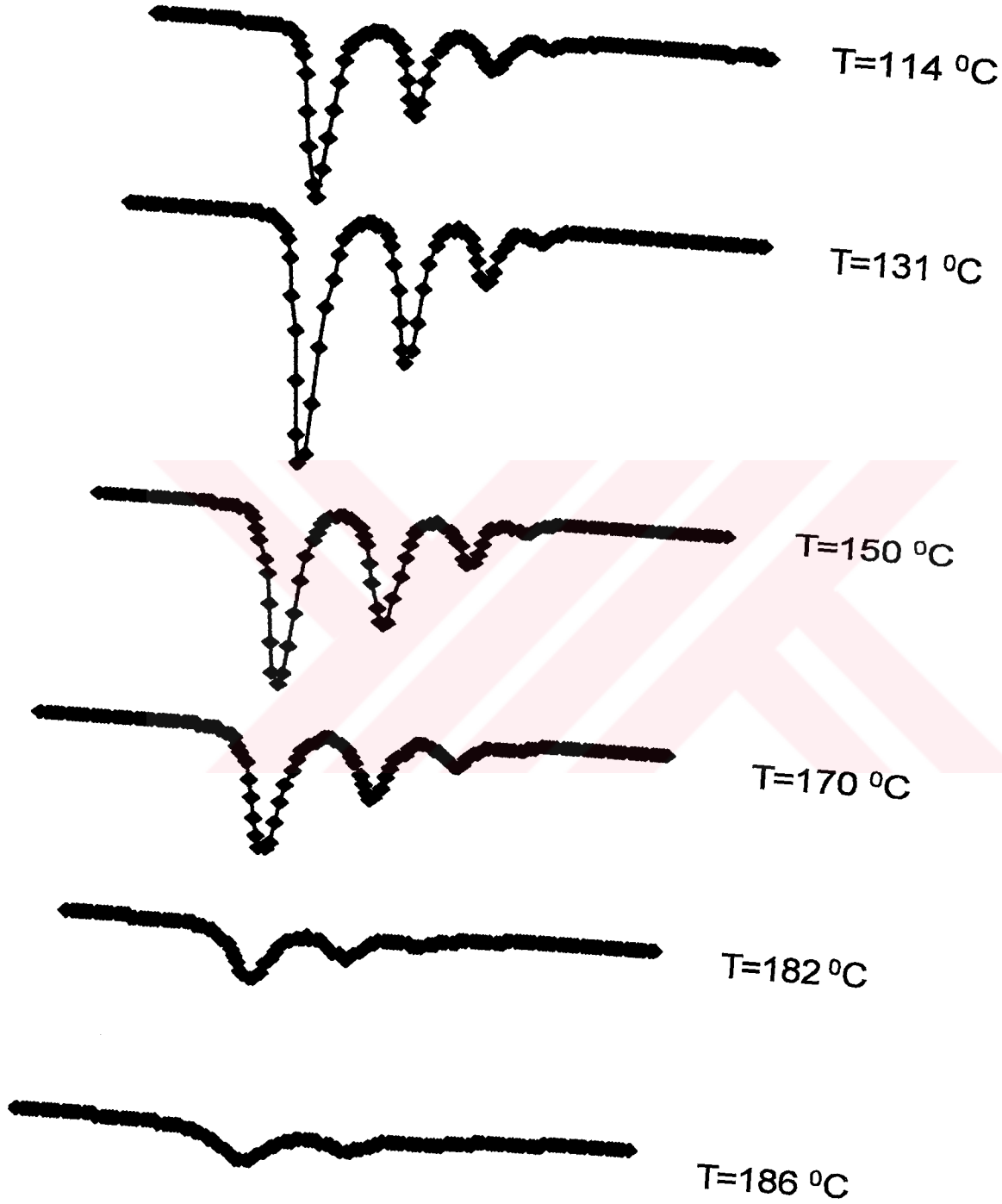


150	$2,19 \times 10^{14}$
160	$3,45 \times 10^{14}$
170	$5,29 \times 10^{14}$
180	$7,96 \times 10^{14}$
190	$1,18 \times 10^{15}$
200	$1,71 \times 10^{15}$
210	$2,85 \times 10^{15}$
220	$4,20 \times 10^{15}$
230	$6,00 \times 10^{15}$
240	$8,50 \times 10^{15}$
250	$1,00 \times 10^{16}$



Şekil 4.15. ^{87}Rb atomlarında ν_{24} ; $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ iki-foton floresans ve Faraday sinyal genliklerinin atom sayısı ile değişimi

Şekil 4.14'den de görüldüğü gibi floresans sinyallerin genlik değişimi $80^{\circ}\text{C} - 250^{\circ}\text{C}$ sıcaklık aralığında ölçülmüş ve maksimum genliğin 138°C de olduğu gözlenmiştir. Sıcaklığın daha fazla artırılması sinyal genliğinde azalmaya sebebiyet vermektedir. Bunun en önemli nedenini



Şekil 4.16. ^{87}Rb , $5S_{1/2} (F=2) - 5D_{5/2} (F_0=4, 3, 2 \text{ ve } 1)$ iki-foton floresans sinyallerinin etkileşim atom sıcaklığı ile oluşan deformasyonları

aşağıdaki gibi açıklayabiliriz; öncelikle etkileşim bölgesindeki atom sayısının artması atomların hızlarının artışı demektir. Hız artışı ise atomlar arasındaki ortalama serbest yolun (mean free path) azalması anlamına gelir ki bunun doğal sonucu olarak atomlar arasındaki çarpışma olasılığı artar. Atomlar arası çarpışmalar ise atomların enerji seviyelerindeki belirsizliği arttırarak sinyalde kayma ve genişlemeye sebebiyet verirmekte ve doğal olarak sinyal genliğinde bir azalma gözlenmektedir. Faraday sinyali ise 150 °C ve 250 °C sıcaklık değerleri arasında gözlenmiştir ve bu sıcaklık aralığında sinyal genliğinde artış ölçülmüştür. Deneyde teknik olarak 250 °C'nin üzerinde ölçüm yapılamadığından Faraday sinyalindeki genlik azalması gözlenememiştir.

^{87}Rb atomlarındaki $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4, 3, 2 \text{ ve } 1)$ iki-foton floresans sinyalleri şekillerinin sıcaklıkla olan değişimleri ise şekil 4.16'da verilmiştir.

4.3. Floresans ve Faraday Sinyalleri Frekans Kaymasına ve Çizgi (Bant) Genişlemesine Etkileşim Atomları Sıcaklığının Etkisi

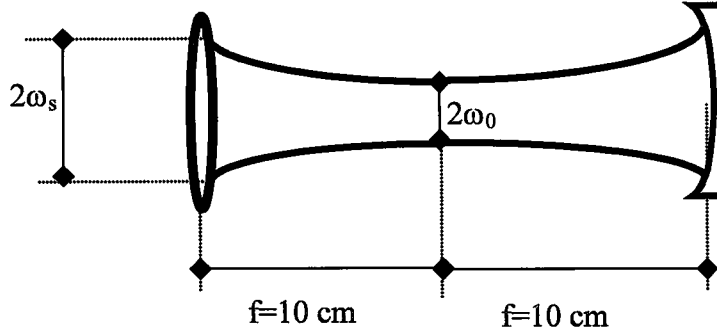
Bu kısımda floresans ve Faraday sinyallerinin frekans çizgi (bant) genişlemesi ve kaymasının kuvvet içindeki atomların sıcaklıkları (atom sayısı) ile olan ilişkileri deneysel olarak ölçülmüştür. Deneysel olarak gözlenen bu duruma lazerle etkileşime giren atomların uyarılmış enerji seviyesindeki doğal yaşam süresi, odaklanmış lazer demetinin kalınlığı, gücü ve atomların hızları neden olduğundan bunlarla ilgili yapılan hesaplamalar ve açıklayıcı veriler aşağıdaki gibidir;

4.3.1. Doğal Yaşam Süresi

^{87}Rb atomlarının $6P_{3/2} - 5S_{1/2}$ geçişleri arasındaki floresans sinyali oluşturan atomların doğal yaşam süreleri 592 ns'dir. Bunun 480 ns'lik (2×240 ns, iki foton soğurumundan dolayı, [Snadden et al, 1995]) kısmı $5D_{5/2}$ enerji seviyesinden 112 ns'lik kısmı ise $6P_{3/2}$ enerji seviyesinden kaynaklanmaktadır [Zibrov et al, 2002].

4.3.2. Odaklanmış Demet Çapı

Deney düzeneğinde etkileşim bölgesindeki odaklanmış lazer demeti (şekil 4.17),



Şekil 4.17. Odaklanmış lazer demeti spot boyutu

gibidir. Kullanılan lazerin dalga boyu 778 nm ($\nu=3.85 \times 10^{14}$ Hz) olduğundan teorik olarak odaklanmış demet çapı, $2\omega_0$, şu şekilde bulunur:

$$\omega_0 = \frac{f \cdot \lambda}{\pi \cdot \omega_s} \quad (19)$$

bağıntısında,

$$f = 10 \text{ cm},$$

$$\lambda = 778 \text{ nm},$$

$$\pi = 3.14,$$

$$\omega_s = 1 \text{ mm}$$

verileri kullanıldığında $\omega_s = 24,7 \text{ } \mu\text{m}$ ve demet çapı: $2\omega_s = 49,5 \text{ } \mu\text{m}$ olarak hesaplanmıştır. Fakat optik parçaların ideal olmayışı, optiksel ince ayarlamalardaki hatalar sebebiyle deney esnasında ölçülen demet çapı 100 μm olarak bulunmuştur.

4.3.3. Atomların Hızları

^{87}Rb atomlarının küvet içindeki hızlarının hesaplanmasında,

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT \quad (20)$$

kullanılmış olup burada,

m : Rb atom kütlesi, kg, ($87u$, $u = 1,66 \times 10^{-27}$, atomik kütle birimi)

v : ortalama hız (m/s)

k : $1,381 \times 10^{-23}$ joule/ ^0K

T : Sıcaklık (^0K)

değerlerini ifade etmektedir.

Deney esnasında oda sıcaklığında, 300^0K , ($273 + 23^0\text{C}$) etkileşim bölgesindeki Rb atomlarının ortalama hızları,

$v = 293$ m/s iken

bu değer 90^0C 'de

$v = 322,7$ m/s

olarak hesaplanmıştır.

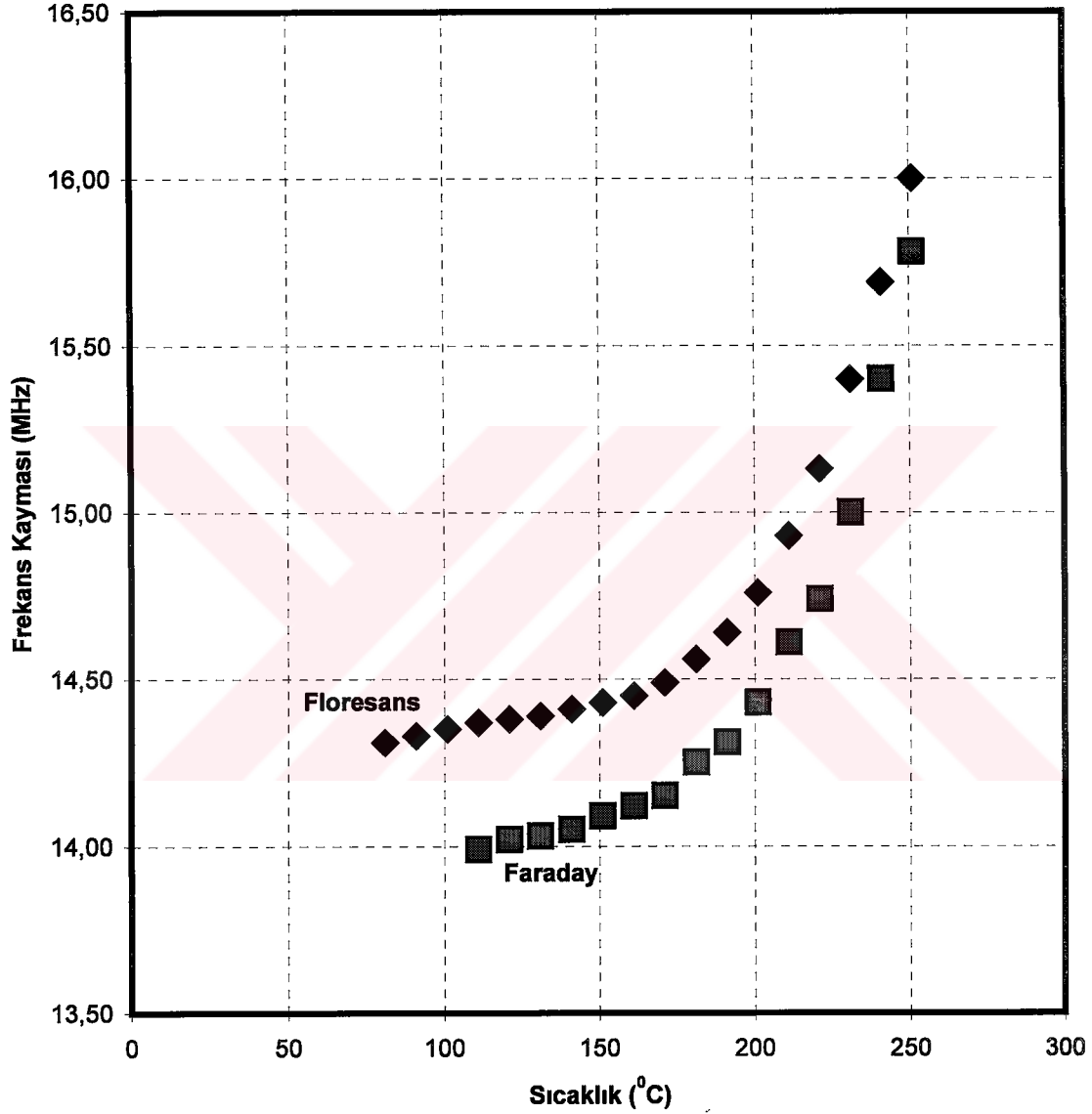
Deney esnasında iki-foton floresans sinyallerin gözleendiği atomların nominal sıcaklık değeri olarak 90^0C ele alındığında, atomun etkileşim süresince lazer demetini enlemesine geçtiği zaman ($t = 2\omega_0/v$) $100\text{ }\mu\text{m}$ lik demet çapı için yaklaşık 310 ns dir. Bu durumda atomun doğal yaşam süresi (592 ns) atomun etkileşim anında demet içinden geçiş süresinden (310 ns) den yaklaşık 2 kat daha büyüktür. Dolayısıyla gözlenen floresans sinyalin çizgi kalınlığında transit-time genişlemesi mevcut olup teorik değeri ise $\Delta v_{t-t} \propto 0.4v/d$ eşitliği gereğince yaklaşık 1.3 MHz dir.

^{87}Rb atomlarında $v_{24}; 5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ geçişinde gözlenen iki-foton floresans sinyalindeki genişlemelerden Δv_{t-t} transit-time çizgi genişlemesi teorik olarak

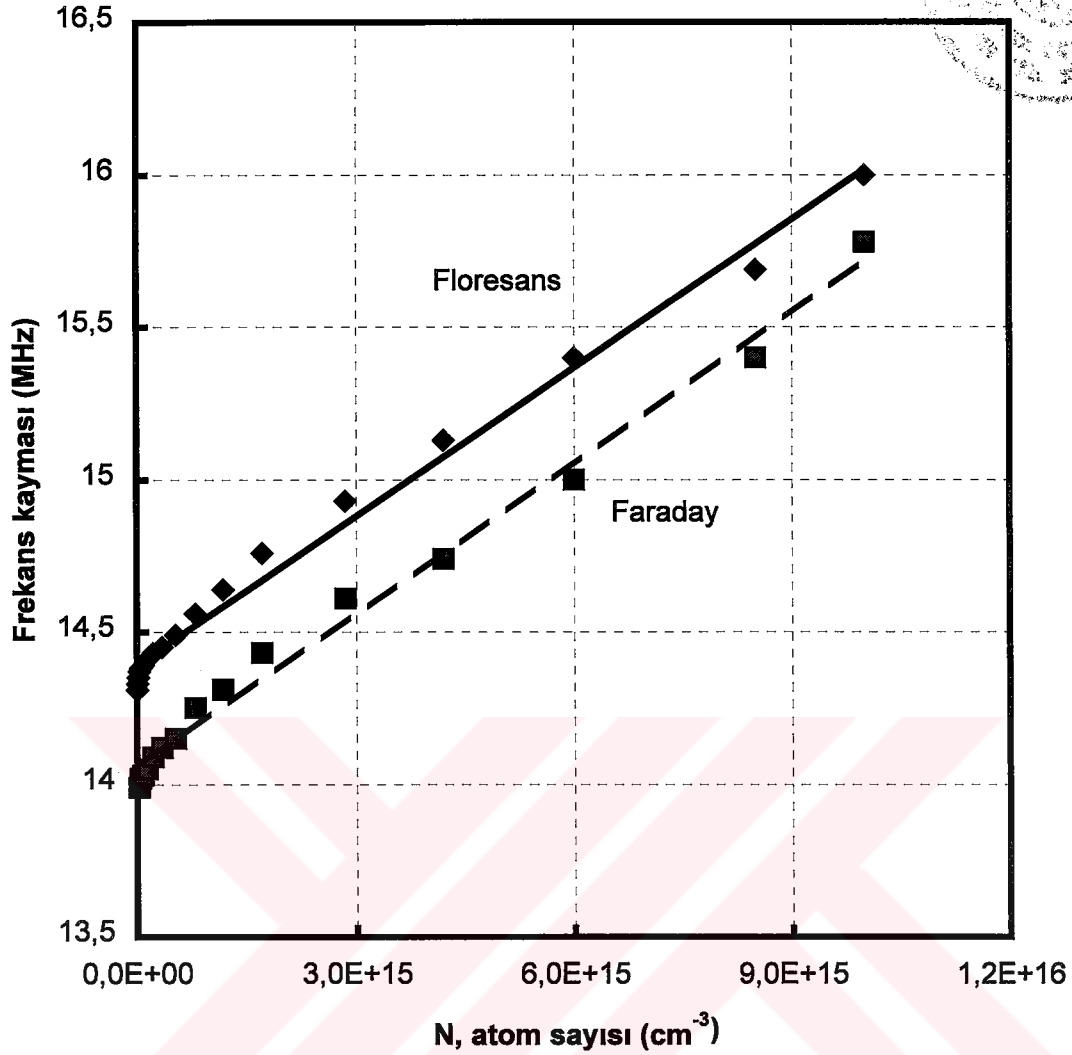
hesaplanmış, atomların çarpışmalarından dolayı meydana gelen $\Delta v_{\text{çarpışma}}$ çizgi genişlemesi ise deneysel olarak ölçülmüş olup daha sonraki bölümlerde verilmiştir.

Yapılan çalışmada lazer frekanslarındaki kaymaların (değişim) etkileşim atom sıcaklıklarına (veya birim hacimdeki atom sayısına) olan bağıllığı floresans ve Faraday sinyalleri için ayrı ayrı araştırılmıştır. Deney düzeneğinde her iki ECDL sistemlerinin frekansları her iki küvet içindeki Rb atomları enerji geçişlerine ayrı ayrı kilitlendi. Kilitleme başlangıcında her iki küvetin sıcaklığı $\pm 100 \text{ m}^0\text{K}$ den daha iyi bir belirsizlikle $90 \text{ }^0\text{C}$ de ($367 \text{ }^0\text{K}$) sabitlendi. Lazerlerden biri (ECDL-1) ^{87}Rb atomlarının $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=3)$; v_{23} geçişindeki floresans sinyalin birinci türevine kilitlendi ve hem floresans hem de Faraday sinyallerindeki frekans kaymalarının ölçülmesinde sabit tutuldu. Floresans sinyallerdeki frekans kayma miktarının ölçülmesi için ikinci lazer (ECDL-2) ise diğer küvetteki ^{87}Rb atomlarının $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$; v_{24} süper ince geçişi floresans sinyali birinci türevine kilitlendi. Kilitli lazerler arasındaki frekans farkı beat frekans tekniği kullanılarak ölçüldü. Her iki küvet de $90 \text{ }^0\text{C}$ sabit sıcaklık altındayken frekans farkı $14.39 \pm 0.1 \text{ MHz}$ olarak ölçüldü. Ölçülen bu değer 14.41 MHz lik teorik değerden 20 kHz farklı ölçülmüş olup ölçüm belirsizliği ($\pm 50 \text{ kHz}$) içinde kalmaktadır. Ölçüm esnasında belirsizlik bütçesinin oluşumundaki en büyük katkı kilitleme işleminde kullanılan elektronik servo-sistemindeki ac sinyal genliği ve frekansı ile sistemin elektronik devre elemanlarındaki faz, zaman ve hassasiyet belirsizliklerden kaynaklanmaktadır. v_{23} süper ince geçişine kilitli lazerin etkileşime girdiği atomların sıcaklığı $90 \text{ }^0\text{C}$ de sabit tutularak ikinci küvetteki diğer geçişe (v_{24}) kilitli lazerin etkileşime girdiği atomların sıcaklığı $80 \text{ }^0\text{C}$ den $250 \text{ }^0\text{C}$ ye kadat artırıldı. Bu durumda bilgisayar kontrollü sayıcıdan okunan vuru frekans değerindeki değişimler kaydedildi. Aynı şekilde Faraday sinyalindeki frekans kayma miktarlarının tespitinde ise ECDL-2 lazeri yine aynı küvetteki ^{87}Rb atomları v_{24} geçişindeki Faraday sinyali birinci türevine kilitlendi. Faraday sinyaline kilitli lazerin frekansındaki kaymalar atom sıcaklığının $150 \text{ }^0\text{C} - 250 \text{ }^0\text{C}$ değerleri arasında ölçüldü. Vuru frekans değişimi, ki bu $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ iki-foton floresans ve Faraday sinyallerine kilitli lazerin (ECDL-2) etkileşime girdiği atom sıcaklığından (atom sayısı veya yoğunluğu) kaynaklanmış olup ölçüm sonuçları atom sıcaklığı ve atom sayısı için sırasıyla şekil 4.18 ve şekil 4.19'da verilmiştir.

Şekil 4.18’de görüldüğü gibi floresans sinyalinde 80 °C (14.31 MHz) ile 250 °C (16.00 MHz) arasındaki toplam frekans kayması 1.69 MHz olarak ölçülmüştür. Faraday sinyalindeki frekans kayma miktarı ise 110 °C (13.99 MHz) ile 250 °C (15.78 MHz) arasında 1.79 MHz olarak ölçülmüştür.



Şekil 4.18. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ iki-foton floresans ve Faraday sinyalleri frekans değerinin atom sıcaklığıyla kayması



Şekil 4.19. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ iki-foton floresans ve Faraday sinyalleri frekans değerinin atom sayısı ile kayması

Yukarıdaki şekilden (şekil 4.19) de görüldüğü gibi gerek floresans gerekse Faraday sinyalleri frekans kaymalarının atom sayısına göre değişimi yaklaşık aynı eğimde bulunmuştur. Bu durumda

$$\Delta\nu_{\text{floresans}} = \Delta\nu_{0, \text{floresans}} + \alpha_{\text{floresans}}N \quad (21)$$

ve

$$\Delta\nu_{\text{Faraday}} = \Delta\nu_{0, \text{Faraday}} + \alpha_{\text{Faraday}}N \quad (22)$$

eşitliklerindeki

$$\alpha_{\text{floresans}} = 1.7 \times 10^{-10} \text{ Hz.cm}^3, (\alpha_{\text{floresans}} = \Delta v_{\text{floresans}} / \Delta N) \text{ ve}$$

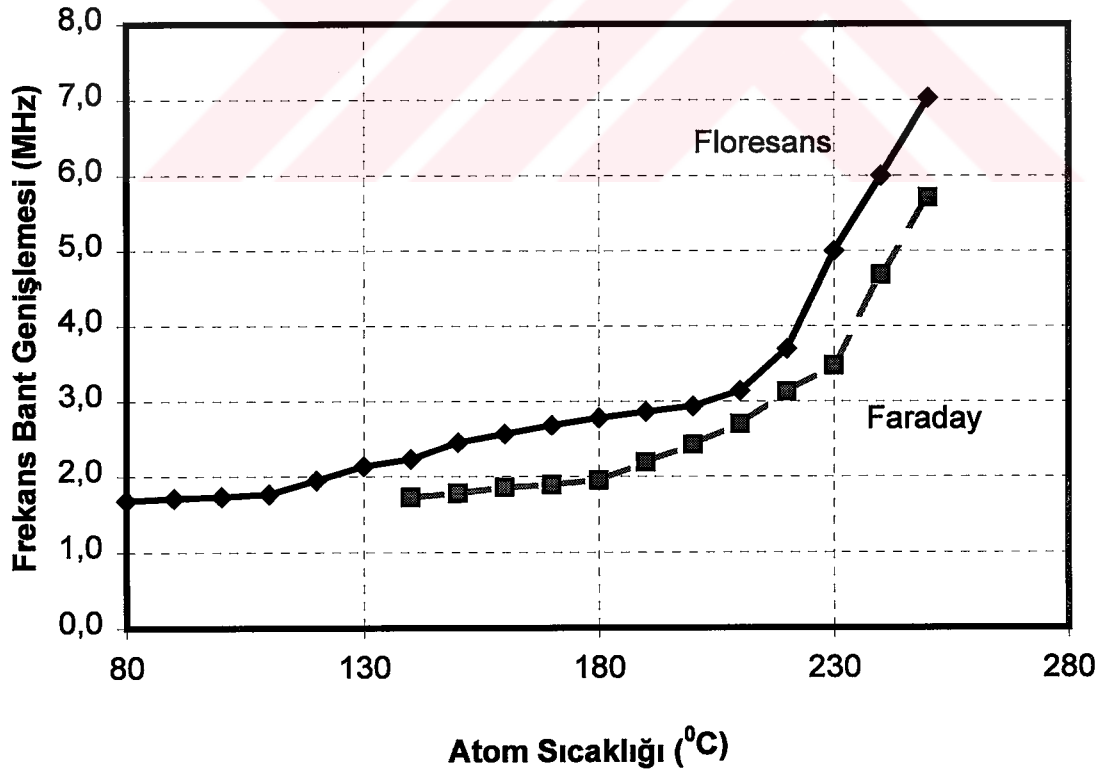
$$\alpha_{\text{Faraday}} = 1.67 \times 10^{-10} \text{ Hz.cm}^3, (\alpha_{\text{Faraday}} = \Delta v_{\text{Faraday}} / \Delta N)$$

katsayıları elde edildi. Frekans kaymasının olmadığı durumlarda (N atom sayısı sıfıra giderken)

$\Delta v_{0, \text{ floresans}} = 14.39 \text{ MHz}$ değerine sahipken,

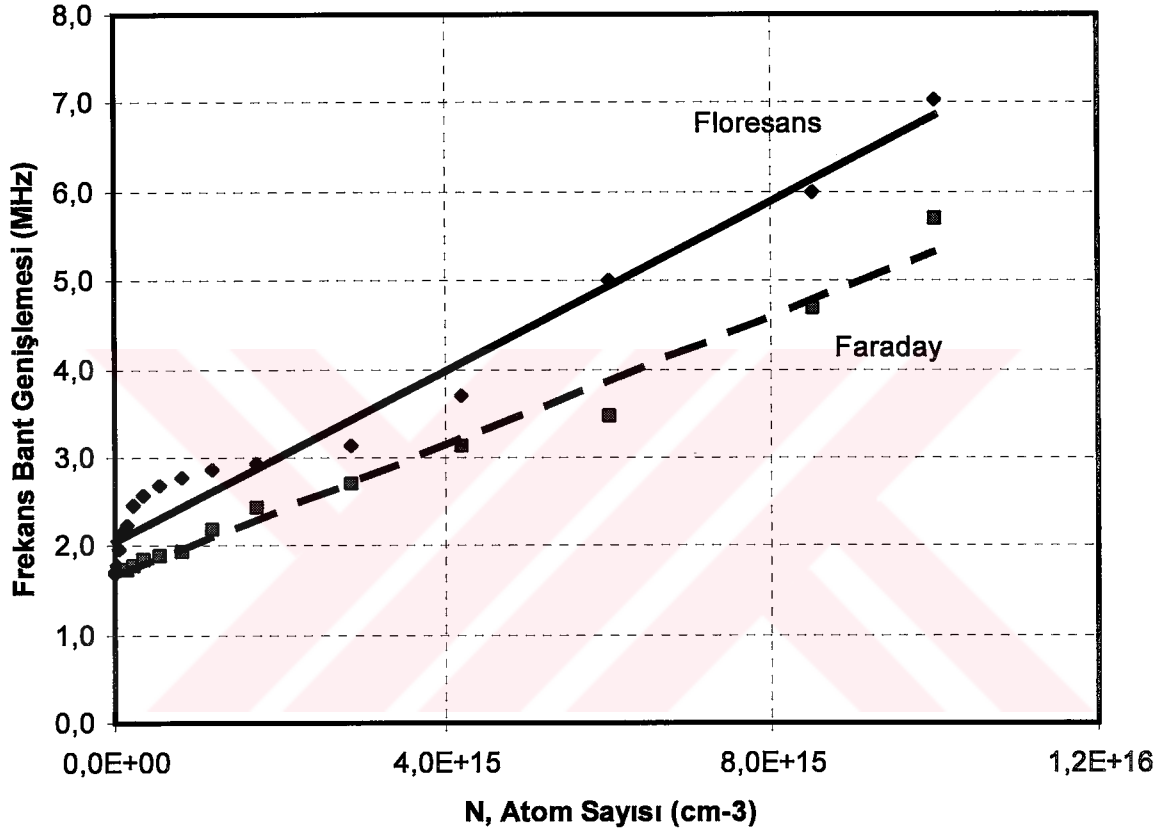
$\Delta v_{0, \text{ Faraday}} = 14.06 \text{ MHz}$ olarak bulundu.

^{87}Rb atomlarında $v_{24}; 5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ süper ince geçişinde gözlenen iki-foton soğurum floresans ve Faraday sinyallerinin frekans bant genişlemesinin atom sıcaklığı (veya atom sayısı) ile değişimleri ise şekil 4.20 ve şekil 4.21’de verilmiştir.



Şekil 4.20. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ iki-foton floresans ve Faraday sinyalleri frekans bant (çizgi) değerinin atom sıcaklığıyla artışı

Şekil 4.20'den görüldüğü gibi floresans sinyali bant genişliği 80 °C'de 1.685 MHz iken 250 °C'de 7.030 MHz değerine ulaşmıştır. Bu durum Faraday sinyalinde ise 140 °C'de 1.725 MHz, 250 °C'de 5.708 MHz olarak ölçülmüştür. Yine şekilden görüldüğü gibi Faraday sinyalinin bant genişliği aynı sıcaklık değerlerinde floresans sinyali bant genişliğinden daha küçük olduğu tespit edilmiştir.



Şekil 4.21. ⁸⁷Rb atomları 5S_{1/2} (F_i=2) – 5D_{5/2} (F_u=4) iki-foton floresans ve Faraday sinyalleri frekans bant (çizgi) değerinin atom sayısıyla artışı

Şekil 4.21'de görüldüğü gibi gerek floresans gerekse Faraday sinyalleri frekans bant genişlemelerinin atom sayısına göre değişimi az da olsa farklılık içermektedir. Bu durumda

$$\Delta\delta_{\text{floresans}} = \Delta\delta_{0, \text{floresans}} + \beta_{\text{floresans}}N \text{ ve}$$

$$\Delta\delta_{\text{Faraday}} = \Delta\delta_{0, \text{Faraday}} + \beta_{\text{Faraday}}N$$



eşitliklerindeki

$\beta_{\text{floresans}} = 5.4 \times 10^{-10} \text{ Hz.cm}^3$, ($\beta_{\text{floresans}} = \Delta\delta_{\text{floresans}} / \Delta N$) ve

$\beta_{\text{Faraday}} = 4.0 \times 10^{-10} \text{ Hz.cm}^3$, ($\beta_{\text{Faraday}} = \Delta\delta_{\text{Faraday}} / \Delta N$)

katsayıları elde edildi.

Frekans bant genişlemesinin olmadığı durumlarda (N atom sayısı sıfıra giderken)

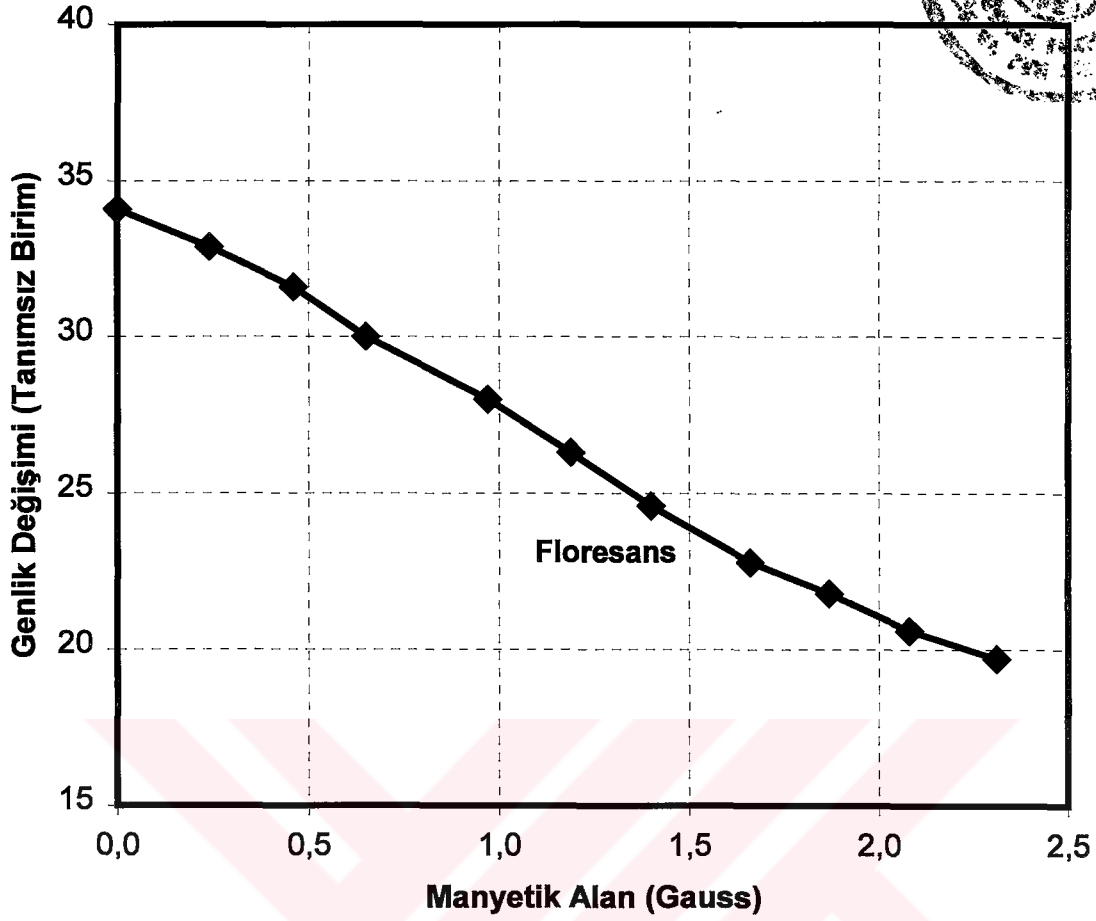
$\Delta\delta_{0, \text{ floresans}} = 2.04 \text{ MHz}$ değerine sahipken,

$\Delta\delta_{0, \text{ Faraday}} = 1.68 \text{ MHz}$ olarak bulundu.

Frekans bant genişliği değeri, N atom sayısı sıfıra gittiği durumda da görüldüğü gibi aynı sıcaklık değerlerinde polarizasyon/Faraday sinyallerinde floresans sinyallerine göre daha az olduğu da tespit edildi [Hamid et al, 2002], [Hamid et al, 2003].

4.4. $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ Floresans Rezonansının Genlik ve Frekans Bant Genişlemesine Dış Manyetik Alan Etkisi

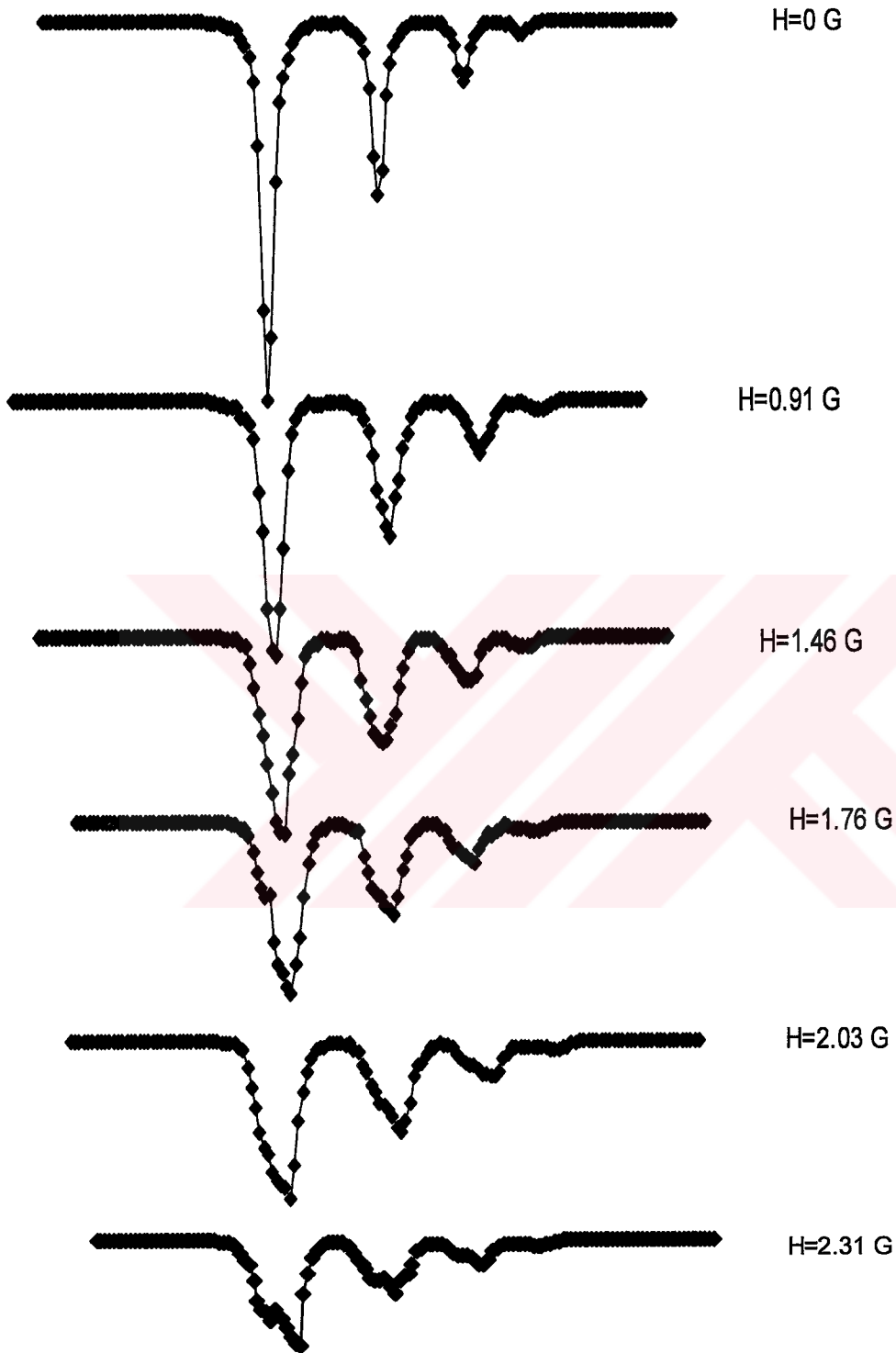
^{87}Rb atomlarında elde edilen iki foton floresans soğurum rezonanslarına dış manyetik alanın etkisi araştırıldı. Deney esnasında dış manyetik alan, birbirlerine göre karşılıklı duran dalga oluşturan lazer demetlerinin ilerleyiş yönüne paralel kalacak şekilde gerçekleştirildi. Rb cam küveti üzerine sarılı selenoidler aracılığıyla etkileşim bölgesinde oluşturulan manyetik alanla önce ν_{24} ; $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ iki- foton rezonansının genliğindeki değişimlere ve rezonans üzerinde yaptığı görsel deformasyonun verileri elde edildi. ^{87}Rb atomları ν_{24} ; $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ çok ince geçişinde gözlenen iki- foton floresans sinyal genliğinin dış manyetik alana göre değişim grafiği şekil 4.22’de verilmiştir.



Şekil 4.22. ^{87}Rb atomları $v_{24}; 5S_{1/2} (F_i=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ iki-foton floresans sinyal genlik değerinin dış manyetik alana göre değişimi

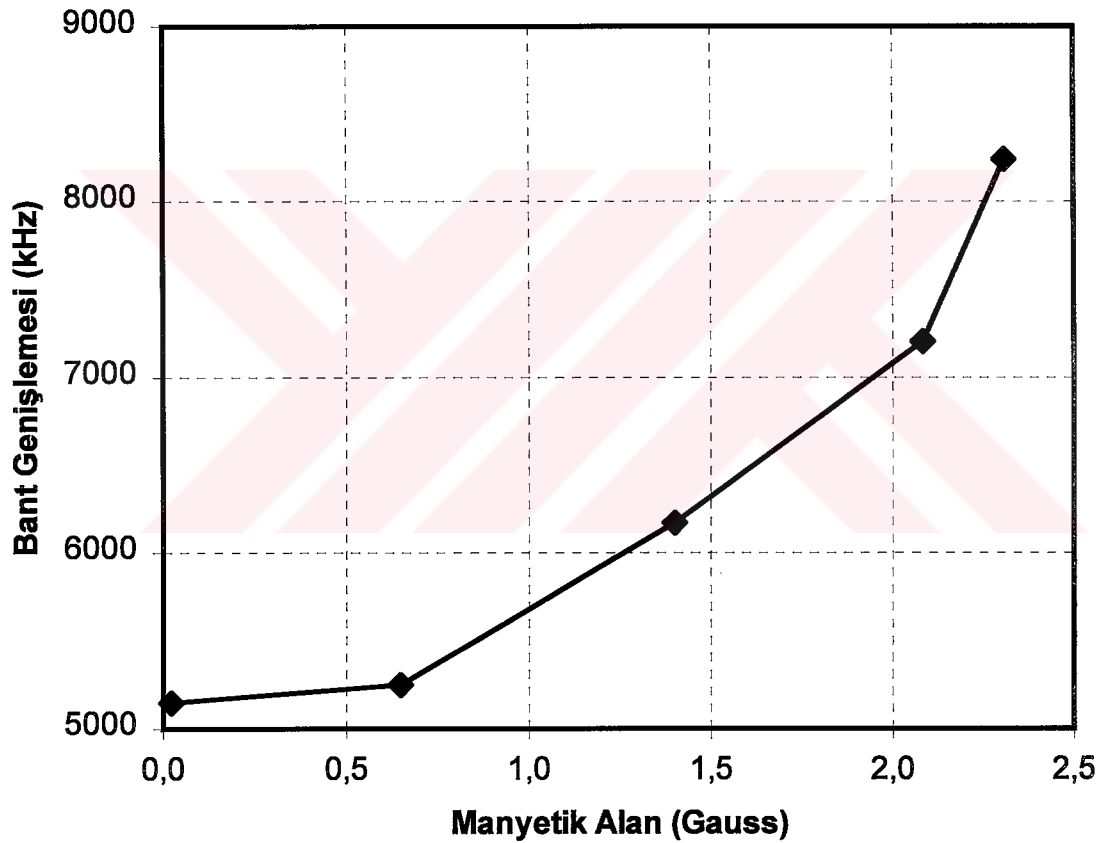
Yukarıdaki şekilden (şekil 4.22.) de görüldüğü gibi dış manyetik alanın artırılmasıyla sinyal genliğinde yaklaşık doğrusal bir azalma ölçülmüştür.

Dış manyetik alanın $5S_{1/2} (F_i=2) - 5D_{5/2} (F_u=4, 3, 2 \text{ ve } 1)$ iki-foton floresans sinyalleri üzerindeki şekilsel değişimleri ise farklı manyetik alan değerleri için şekil 4.23'de sırasıyla verilmiştir.



Şekil 4.23. Farklı manyetik alanlarda $5S_{1/2} (F_i=2) - 5D_{5/2} (F_u=4, 3, 2 \text{ ve } 1)$ rezonanslarında gözlenen deformasyonlar

Küvet içindeki etkileşim atomlarına farklı değerlerde uygulanan manyetik alan şekil 4.23 den de görüleceği gibi soğurum sinyallerinde genlik azalmasına sebebiyet verdiği gibi aynı zamanda bant genişlemesine de neden olmuştur. Örneğin ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F=2) - 5D_{5/2} (F=4)$ rezonansı frekans bant genişliğin dış manyetik alanla değişimi şekil 4.24’de verilmiştir. Dış manyetik alanın 2.31 G değeri için $5S_{1/2} (F=2) - 5D_{5/2} (F=4)$ süper ince geçişte elde edilen rezonansın şeklinde kısmen Zeeman ince yarılmalara mevcudiyeti de gözükmemektedir. Deneysel olarak çalışmada daha fazla manyetik alan oluşturmak mümkün olmadığından Zeeman yarılmalara net bir şekilde gözlenememiştir.



Şekil 4.24. Dış manyetik alanın frekans bant genişlemesine olan etkisi

Yukarıdaki grafikten (şekil 4.24) den de görüleceği gibi dış manyetik alanın artışıyla soğurum rezonansının bant kalınlığı artmıştır. Deney esnasında rezonans bant kalınlığı manyetik alanın 0.02 G olduğu durumda 5,146 MHz olarak ölçülmüştür. Manyetik alanın artışıyla genişleyen rezonans bantı son durumda manyetik alanın 2.31

G değeriinde 8,235 MHz olarak ölçülmüştür. Bu ölçümler esnasında etkileşim atomlarının sıcaklığı ± 100 m⁰K den daha iyi bir belirsizlikle 90 ⁰C de (367 ⁰K) sabit tutulmuştur. Sabit sıcaklıkta 0,5 Gaussun altındaki dış manyetik alanın ⁸⁷Rb atomlarının 5S_{1/2} (F_t=2) – 5D_{5/2} (F_u=4) süper ince geçiş floresans sinyali bant kalınlığına olan etkisinin en az olduğu gösterilmiştir.

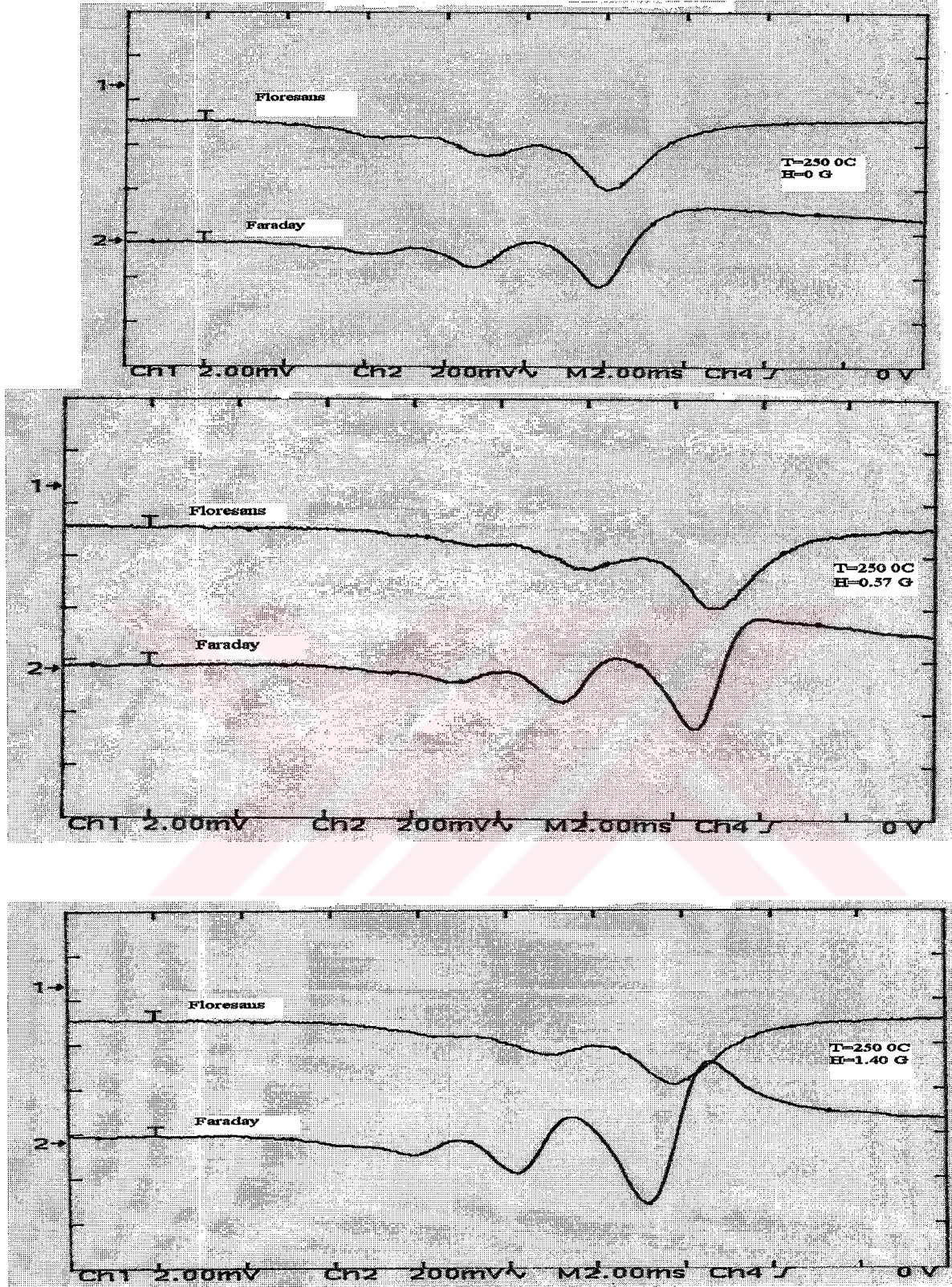
4.5. Dış Manyetik Alanın Polarizasyon/Faraday Rezonanslarına Olan Etkisi

Deneysel çalışmanın bu kısmında boyuna dış manyetik alanın etkisindeki ⁸⁷Rb atomları 5S_{1/2} (F_t=2) – 5D_{5/2} (F_u=4,3,2,1) süper ince geçişlerindeki floresenas ve Faraday rezonansları spektrumları farklı sıcaklık değerlerinde gözlemlendi. Osiloskop ile ölçülen bu rezonansların şekilleri atom sıcaklığının 250 ⁰C ve 140 ⁰C değerleri için sırasıyla şekil 4.25 ve şekil 4.26'da verilmiştir. Her iki sıcaklık değeri için manyetik alanın farklı değerlerinde (H=0 G, H=0.57 G ve H=1.40 G) floresans sinyallerinde kısmi genlik azalması ve bunun sonucu çizgi genişlemesi gözlenirken Faraday sinyallerinde yüksek manyetik alan değerlerinde lazer demeti polarizasyon açısının değişimiyle genlik değerlerindeki artış açıkça gözükmemektedir. Burada şekiller üzerinde de gözükken H=0 G değeri aslında izafi olup H≤10 mG lar mertebesinde dir.

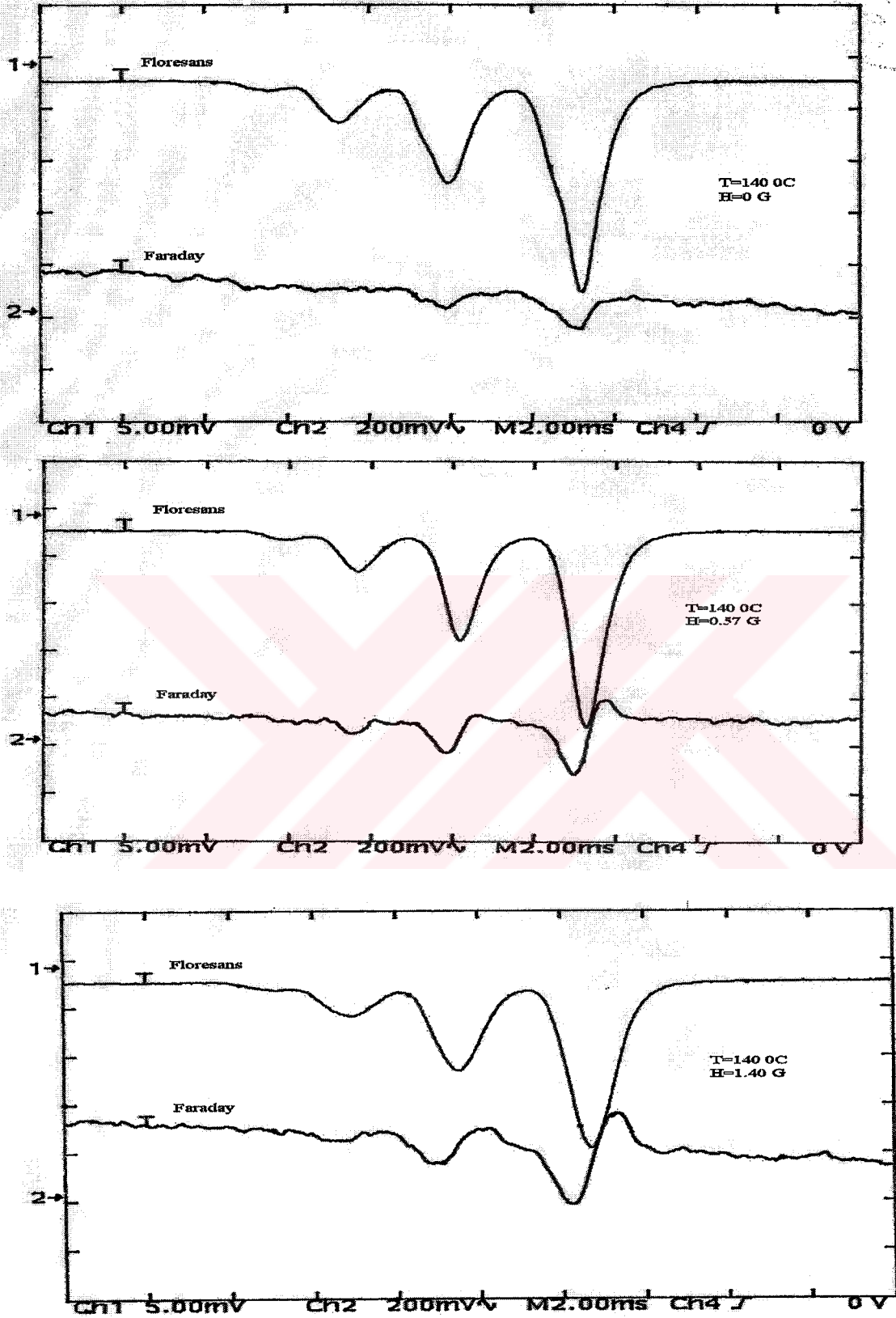
Manyetik alanın polarizasyon sinyali üzerindeki etkisinin daha iyi anlaşılabilmesi için her iki spektrumun aynı zamanda lockin yükselticiler kullanılmasıyla elde edilen birinci türevleri 130 ⁰C sabit sıcaklıkta H=0 G (H≤10 mG) ve H=0.57 G için şekil 4.27 ve şekil 4.28'de verilmiştir.

Floresans sinyalleri 6P_{3/2} enerji seviyesindeki atomların 5S_{1/2} temel enerji seviyesine yaptıkları, ki bu 5D_{5/2} uyarılmış enerji seviyesinden 6P_{3/2} seviyesine gelen atomlar sebebiyledir, geçiş sonucu oluşmaktadır. Şekil 4.27'den görüldüğü gibi H≤10 mG için elde edilen floresans sinyallerinin şekli yaklaşık olarak Lorentz formülüyle ifade edilir:

$$S \propto \frac{\gamma_1^2}{\gamma_1^2 + \delta^2} \quad (23)$$



Şekil 4.25. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F=2) - 5D_{5/2} (F_u=4,3,2,1)$ geçişlerinde 250 $^{\circ}\text{C}$ sabit sıcaklıktaki floresans ve Faraday sinyal şekillerinin dış manyetik alanla değişimleri



Şekil 4.26. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F_i=2) - 5D_{5/2} (F_u=4,3,2,1)$ geçişlerinde $140\text{ }^{\circ}\text{C}$ sabit sıcaklıktaki floresans ve Faraday sinyal şekillerinin dış manyetik alanla değişimleri

Burada,

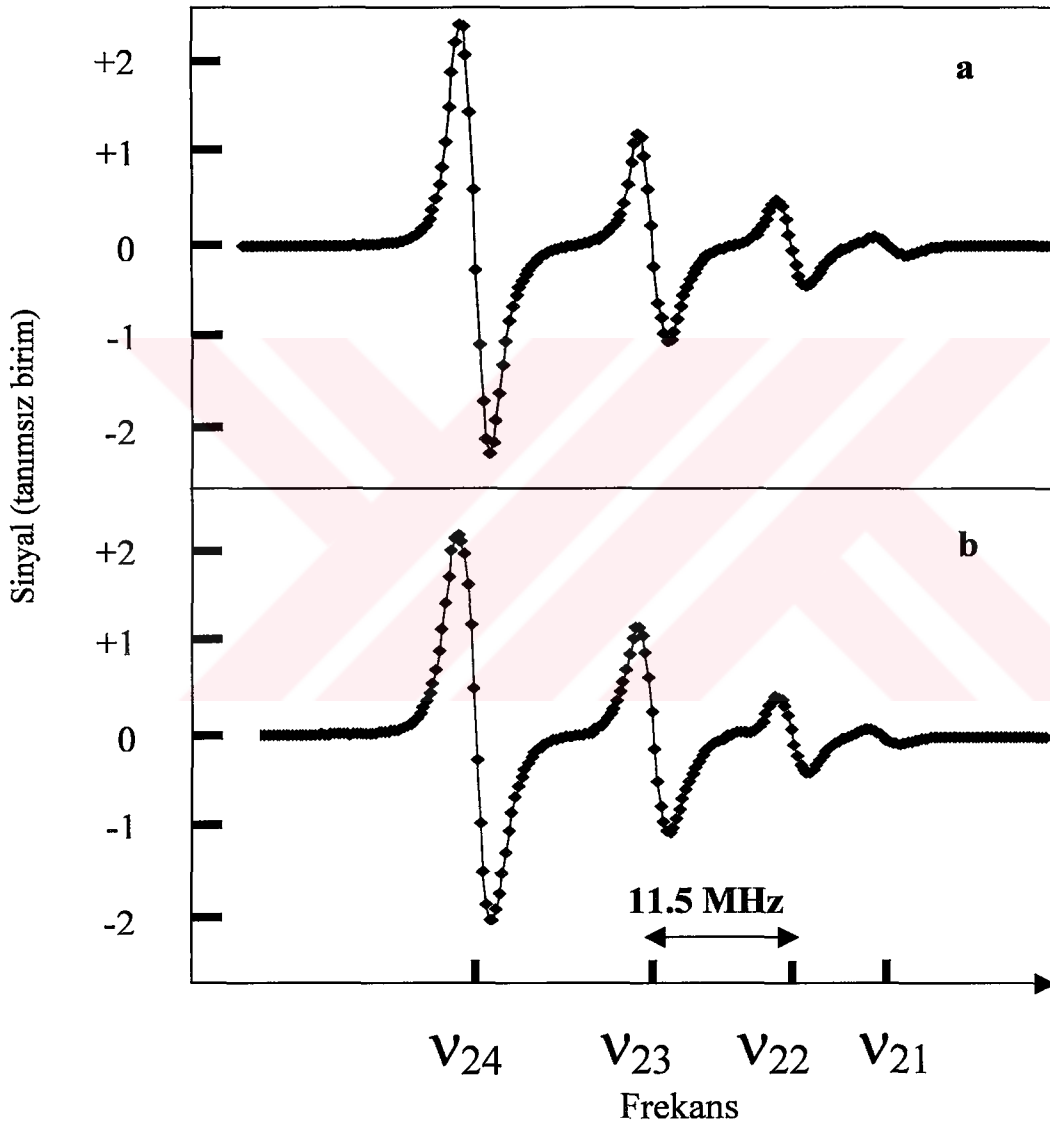
γ_1 floresans rezonansın homojen çizgi genişliği,

$\delta = 2\omega - \omega_0$ liki foton geçişindeki (ω_0) lazer frekans ayarındır (detuning).

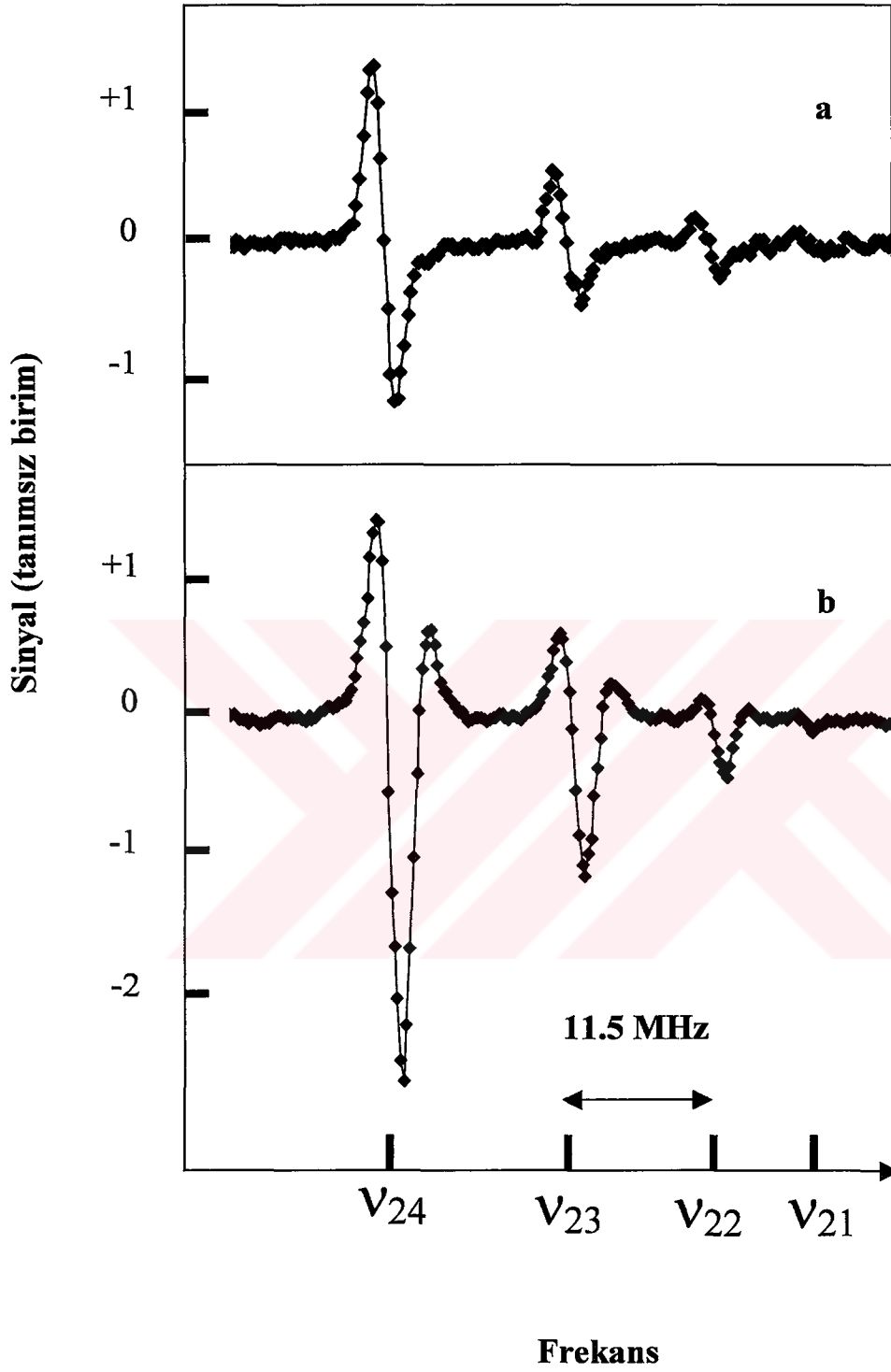
Dış manyetik alanın uygulanmasıyla ($H=0.57$ G) atomların enerji seviyelerinde oluşan Ω Zeeman yarılmasının büyüklüğü rezonansın homojen çizgi genişliği γ_1 den küçük olmaktadır. Bu durum floresans spektrumunun homojen çizgi genişliğinin artmasına sebebiyet vermektedir.

Doğrudan $5S_{1/2}-5D_{5/2}$ geçişlerinden gözlenen polarizasyon rezonanslarının $H=0$ G ($H \leq 10$ mG) manyetik alan değerindeki şekilleri de yaklaşık Lorentz formülüyle ifade edilebilir. Elde edilen polarizasyon rezonanslarının homojen çizgi genişliğini γ_2 olarak ifade edelim. Floresans ve polarizasyon sinyallerinin ölçüldüğü $6P_{3/2}$ ve $5D_{5/2}$ geçişlerinin farklı popülasyon yoğunlukları sebebiyle $\gamma_2 < \gamma_1$ olarak ölçülmüştür. Deneyde manyetik alanın yaklaşık sıfır olduğu durumlarda gözlenen Lorentz yapısındaki polarizasyon sinyali, temel enerji seviyesindeki atomların bu enerji seviyesindeki Zeeman ara seviyelerinde küçük eliptik polarizasyona da sahip doğrusal polarize lazer demetleriyle yaptığı etkileşiminden kaynaklandı. Çünkü doğrusal polarize lazer demetlerini eliptik polarize bileşenleri temel seviyedeki Zeeman enerji seviyelerindeki atomlarda optiksel oryantasyonlara neden oldu. Çünkü etkileşime giren atomların doğal yaşama süreleri ($\tau = 592$ ns), demet içinden geçtikleri uçuş süresinden ($T = 310$ ns) yeterince büyük değildi. Ölçümler esnasında lazer demetinin polarizasyon doğrusallığı yaklaşık $1/227$ 'ler mertebesinde ayarlanabildi. Bu düşük polarizasyon doğrusallığının nedeni ise optik eksenleri birbirlerine göre 90° (cross) olan polarizörler arasındaki optik malzemelerden kaynaklandı. Bunun sonucu olarak eliptik polarizeli demetler etkileşim atomlarının optiksel izotropisini bozmuş ve anizotropik yapı; etkileşim sonucu lazer demetinin polarizasyon düzlem açısını değiştirmiştir. Manyetik alanın uygulanmasıyla ($H=0.57$ G) Zeeman seviyeleri ayrılmış ve dairesel polarize lazerle (doğrusal polarize demetlerin dairesel polarize bileşenleri) etkileşim bu seviyelerde farklı optiksel pompalamaları oluşturmuştur. Bu durumda gözlenen polarizasyon rezonansının şekli iki farklı yapıdaki rezonansın toplamı olacak şekilde daha karmaşık bir hal

almaktadır. Bu rezonanslardan biri yine Lorentz yapıdayken diğeri ise dispersive yapıda olmaktadır. Deneyde manyetik alan 2.31 G değerine kadar artırıldığında polarizasyon rezonansının çizgi genişliği artmış ve kayma göstermiştir. Bir başka deyişle manyetik alanın artışı gözlenen polarizasyon sinyalinde dispersive yapıyı arttırmış ve doğrusal olmayan bir frekans kayması gözlenmiştir (şekil 4.27 ve şekil 4.28) [Hamid et al, 2003].



Şekil 4.27. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2}$ ($F_t=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4,3,2,1$) geçişleri floresans spektrumları birinci türevlerinin sabit sıcaklıkta (a) $H \leq 10$ mG ve (b) $H = 0.57$ G dış manyetik alandaki şekilleri



Şekil 4.28. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2}$ ($F_i=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4,3,2,1$) geçişleri polarizasyon/Faraday spektrumları birinci türevlerinin sabit sıcaklıkta (a) $H \leq 10$ mG ve (b) $H = 0.57$ G dış manyetik alandaki şekilleri.

Deneyin ikinci aşamasında lazer demetinin polarizasyon doğruluğu ilave polarizatör kullanımıyla yaklaşık 1/2500'ler mertebesine ayarlandı. Dış manyetik alanın sıfır ($H \leq 10$ mG) olduğu durumlar için arka plan polarizasyon sinyali ihmal edilebilecek seviyelerde (gürültü seviyesi olarak kabul edilebilir) gözlemlendi. Bu durumda dış manyetik alanın artırılmasıyla doğrudan Faraday sinyalleri gözlemlendi. Gözlenen Faraday sinyallerinin basit teorik modellemesi bu tezin 2.5.2 kısmında (iki foton geçişlerinde polarizasyon spektroskopisi ve Faraday etkisi) da ifade edildiği gibi aşağıdaki gibi yapıldı;

Burada yine birbirlerine göre karşılıklı hareket eden ve her ikisi de monokromatik dalga boylu ve eşit frekanslı ($\omega_1=\omega_2=\omega_0/2$, ω_0 temel enerji seviyesi a'dan uyarılmış enerji seviyesi b'ye iki foton geçişteki rezonans frekans) lazer demetlerini ele alalım. Atomik küvetten geçen bu demetler eşit doğrusal polarizasyonlu ve eşit ışık şiddetli ($I_1 = I_2$) olsunlar. Ayrıca atomlar üzerindeki boyuna manyetik alanın olmadığı durumda, lazer polarizasyonunun atomik küvet uçlarında değişime uğramadığı kabul edilsin. I_1 şiddetindeki algılanan lazer demetinin polarizasyon düzlem dönme açısı Ψ 'nin a ve b seviyelerinde iki foton soğurum geçişi için ayar frekansı (detuning frequency) $\delta=2\omega_1-\omega_0$ ye göre değişimi aşağıdaki gibi olacaktır;

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2 \quad (24)$$

$$\Psi_1 \propto N_a I_1 \exp\left(\frac{-\delta^2}{\Delta\omega_D^2}\right) \frac{\Omega}{\Delta\omega_D^2} \quad (25)$$

$$\Psi_2 \propto N_a I_2 \left[\frac{\delta + 2\Omega}{\gamma^2 + (\delta + 2\Omega)^2} - \frac{\delta - 2\Omega}{\gamma^2 + (\delta - 2\Omega)^2} \right] \quad (26)$$

Burada,

N_a , temel enerji seviyesi a'daki atom sayısı,

$\Omega = \mu_B g H$, Zeeman yarılmaları şiddeti,

μ_B , Bohr magnetron sabiti,

g , Lande faktörü ve rezonans iki-kuantum $a \rightarrow b$ geçişi birbirlerine eşit seçilsin

($g_a = g_b$),

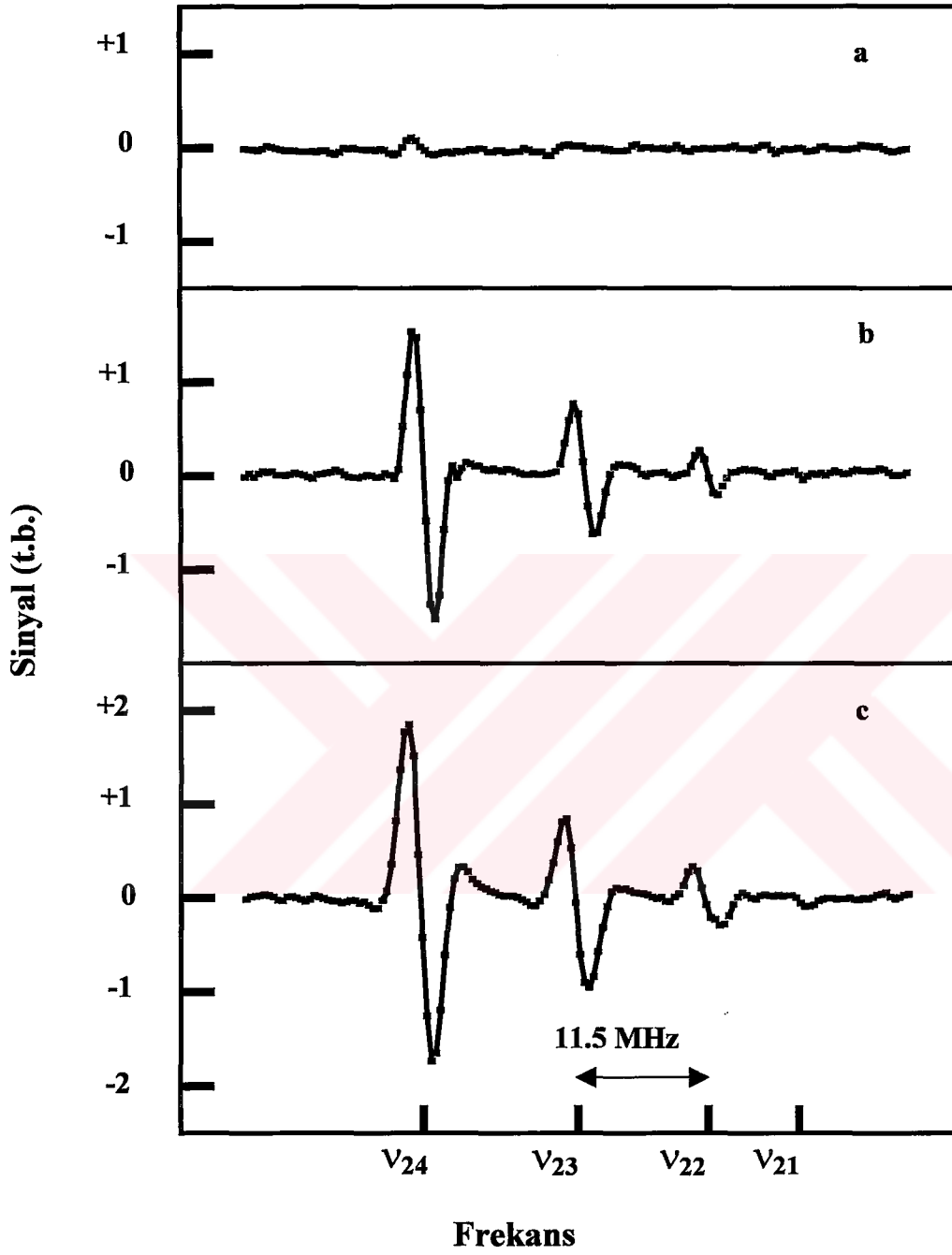
γ , homojen çizgi genişliği (line width) dir.

Atomların optiksel anizotropisiyle ilgili Ψ_1 dönme açısı, dış manyetik alanın mevcut olduğu durumda I_1 şiddetindeki iki foton soğrumunun oluştuğu birinci lazer demeti tarafından oluşturulmaktadır. Ψ_1 'in spectral şekli $\Delta\omega_D$ Doppler genişlemesiyle karakterize edilmektedir. Atomların optiksel anizotropisiyle ilgili Ψ_2 dönme açısı ise yine dış manyetik alanın mevcut olduğu durumda birbirlerine göre karşılıklı hareket eden I_1 ve I_2 şiddetindeki iki foton soğrumunun oluştuğu her iki lazer demeti tarafından oluşturulmaktadır.

Her iki spectral rezonansın genlikleri arasındaki oran, ayar frekansının sıfır ($\delta=0$) olduğu durumda aşağıdaki gibi olmaktadır. Burada A_1 , Ψ_1 'in genliği A_2 ise Ψ_2 'nin genliğidir.

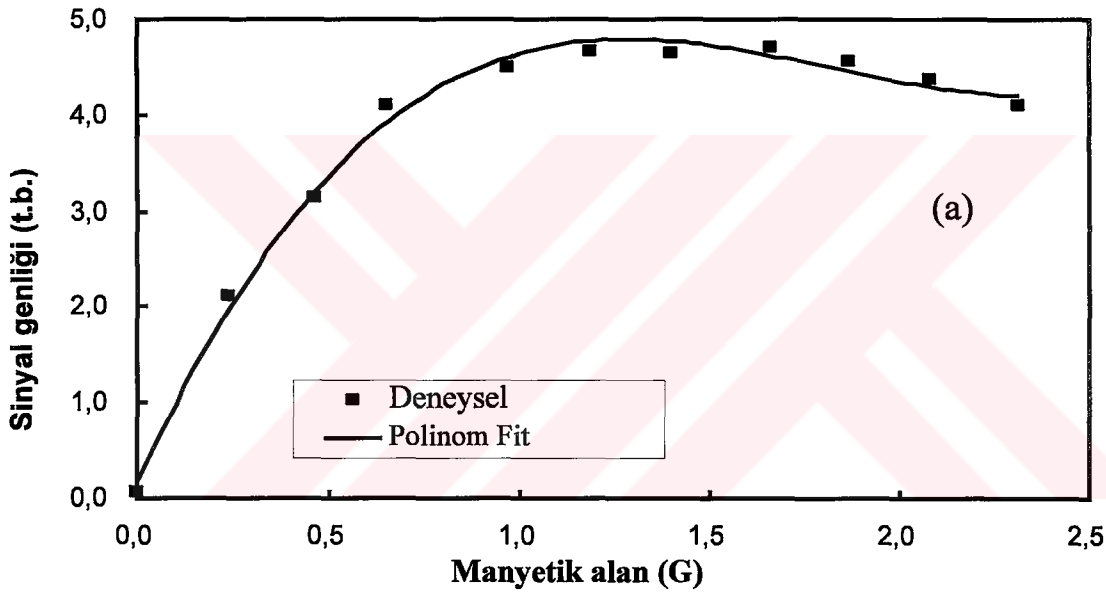
$$\frac{A_1}{A_2} \propto \frac{I_1}{I_2} \frac{\gamma^2}{\Delta\omega_D^2} \quad (27)$$

Dolayısıyla, her iki lazer demetinin yaklaşık eşit şiddetleri ($I_1 \approx I_2$) ve $\Delta\omega_D \gg \gamma$ için diğerine göre bant genişliği daha dar olan A_2 rezonansının genliği A_1 rezonansının genliğinden çok daha fazla olmaktadır. Örneğin yapılan deneysel çalışmada $\Delta\omega_D/\gamma > 100$ olarak ölçülmüştür. Bu durumda $A_2/A_1 > 10^4$ mertebelerinde çıkmakta ve dolayısıyla Ψ_2 polarizasyon düzlemi dönme açısı Ψ_1 'e göre çok daha baskın olmaktadır (şekil 4.29).



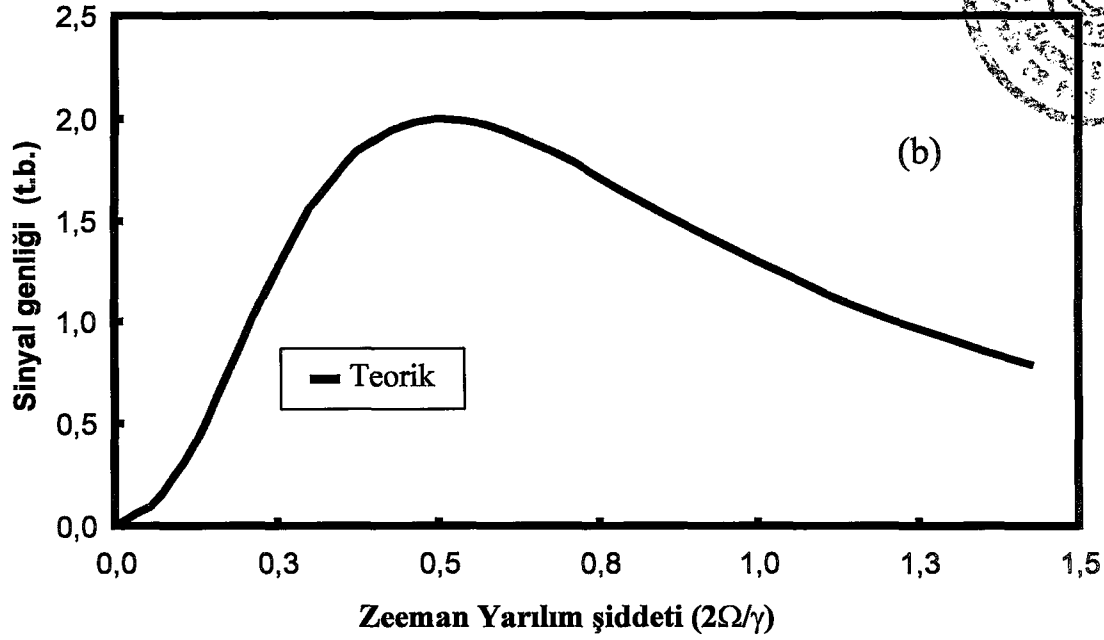
Şekil 4.29. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2}$ ($F_t=2$) – $5D_{5/2}$ ($F_u=4,3,2,1$) geçişleri Faraday spektrumları birinci türevlerinin sabit sıcaklıkta (a) $H \leq 10$ mG, (b) $H = 0.57$ G ve (c) $H = 1.46$ G dış manyetik alandaki şekilleri.

Önceki kısımlarda söz edildiği gibi dış manyetik alan etkisindeki lazer-atom rezonans etkileşimi sebebiyle birinci lazer demeti polarizasyon düzlemi Ψ açısı kadar dönmekte ve bu çapraz polarizatör arkasındaki foto alıcıya düşen $P_{\perp}$ (transmit olan 1. lazer demeti ışık şiddeti) ile ölçülmektedir. Ψ 'nin küçük değerleri için foto alıcıdaki S sinyali, Ψ^2 ile orantılı ($S \propto P_{\perp} \propto \Psi^2$) olmaktadır. Deneyde $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$, ν_{24} süper ince geçişi iki foton Faraday rezonansı genliğinin manyetik alana göre değişimi de ölçülmüş ve elde edilen sonuçlar şekil 4.30'da gösterilmiştir. Genlik değişimi ölçümlerinde etkileşim atom sıcaklığı 160°C 'de sabit tutulmuştur. Şekil 4.30'da görüldüğü gibi ν_{24} Faraday rezonansının genliği maksimum değere kadar yükselmekte ve daha sonra doğrusal olmayan bir şekilde azalmaktadır.



Şekil 4.30. ^{87}Rb atomları $5S_{1/2}$ ($F=2$) – $5D_{5/2}$ ($F=4$), ν_{24} , Faraday rezonansı genliğinin dış manyetik alana göre değişimi.

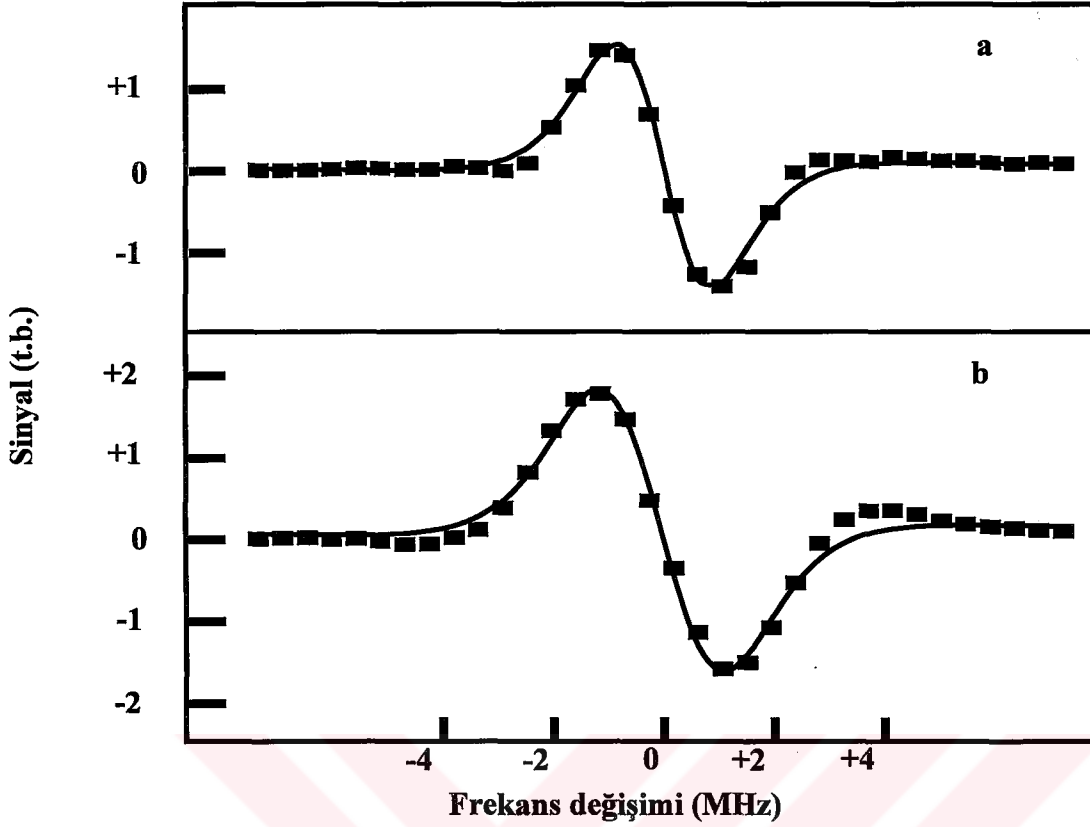
ν_{24} Faraday rezonansı genliğinin dış manyetik alana göre değişiminini daha iyi analiz edilebilmesi için Ψ^2 'in, $\gamma=0.7$ ve lazer frekans ayarının sıfır ($\delta=0$) durumlarındaki Zeeman yarılmaları şiddetine ($2\Omega/\gamma$) göre değişimi (26) nolu formül kullanılarak hesaplanmıştır (şekil 4.31).



Şekil 4.31. (26) numaralı formülün kullanımıyla hesaplanmış Ψ^2 'in, $\gamma=0.7$ ve lazer frekans ayarının sıfır ($\delta=0$) durumları için Zeeman yarılmaları şiddetine ($2\Omega/\gamma$) göre değişimi.

Küçük dış manyetik alan değerleri için Ψ^2 'in genliği ($2g\mu_B H = 2\Omega < \gamma$) Zeeman yarılmasının fonksiyonu olarak artmakta ve ayar frekansının sıfır ($\delta=0$) ve $\Omega = 0.5\gamma$ şartları için Ψ açısı maksimum noktaya ulaşmaktadır. Şekil 4.30 ve 4.31'den de görüldüğü gibi deneysel ve teorik veriler yaklaşık aynı davranışı göstermektedirler. Fakat deneysel ve teorik verilerin daha hassas karşılaştırmasının yapılabilmesi için teorik verilerin deney şartlarına uygunluğu sağlanmalıdır.

Deneysel çalışmada Faraday rezonanslarının spektral davranışlarının incelemesi için deneysel olarak farklı dış manyetik alanlarda elde edilen ν_{24} Faraday rezonansı $\partial\Psi^2/\partial\delta$ formülüne göre fit edildi (şekil 4.32). Bu şekilden görüldüğü gibi özellikle düşük manyetik alan (şekil 4.32.a) için deneysel veriler teorik verilerle oldukça iyi bir uyum göstermektedir. Düşük manyetik alanlardaki ν_{24} Faraday rezonansının çizgi genişliği yaklaşık olarak 1.6 MHz olarak ölçüldü. Bu değer daha çok ν_{24} iki foton geçişindeki doğal çizgi genişliği (0.3 MHz), transit-time genişlemesi (0.54 MHz), atomlar arası çarpışmaların sebep olduğu çizgi genişlemesi, lazer demet ışık şiddetinin sebep olduğu genişlemeler, artık Doppler genişlemesi,

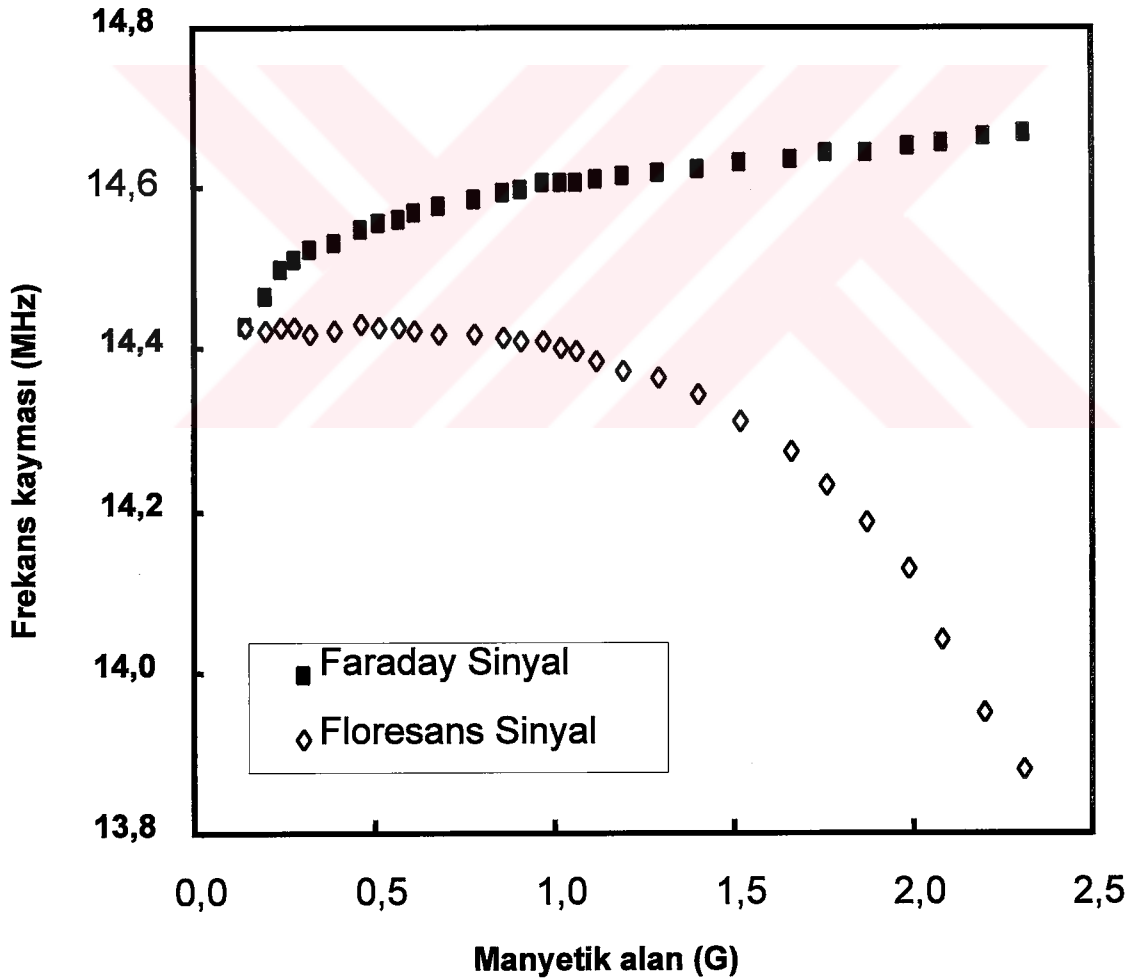


şekil 4.32. $H=0.57$ G, $2\Omega/\gamma=0.21$ (a) ve $H=1.46$ G, $2\Omega/\gamma=0.38$ (b) manyetik alan değerlerindeki ^{87}Rb atomları ν_{24} Faraday rezonansının tanımsız birimdeki genliğinin frekans ayarına (değişimi) göre değişimlerinin deneysel sonuçlarının doğrusal fit şekilleri.

Zeeman yarılımları ve lazerin kendi çizgi geniliği ile sınırlanmaktadır. Manyetik alanın arttırılmasıyla Faraday rezonansındaki deformasyonların (şekil bozukluğu) tespiti de deneyde gözlenen diğer bir olaydır. Çünkü manyetik alanın artmasıyla genişleyen Zeeman yarılımları ve şekildeki deformasyonlar atomların temel ve uyarılmış Zeeman ara seviyelerindeki farklı iki foton geçiş olasılıklarından kaynaklanmaktadır. Özellikle düşük manyetik alanlarda daha dar ve simetrik Faraday rezonanslarının gözlenmesi hem spektroskopik çalışmalar hem de lazer frekans kararlılıkları için büyük önem taşımaktadır.

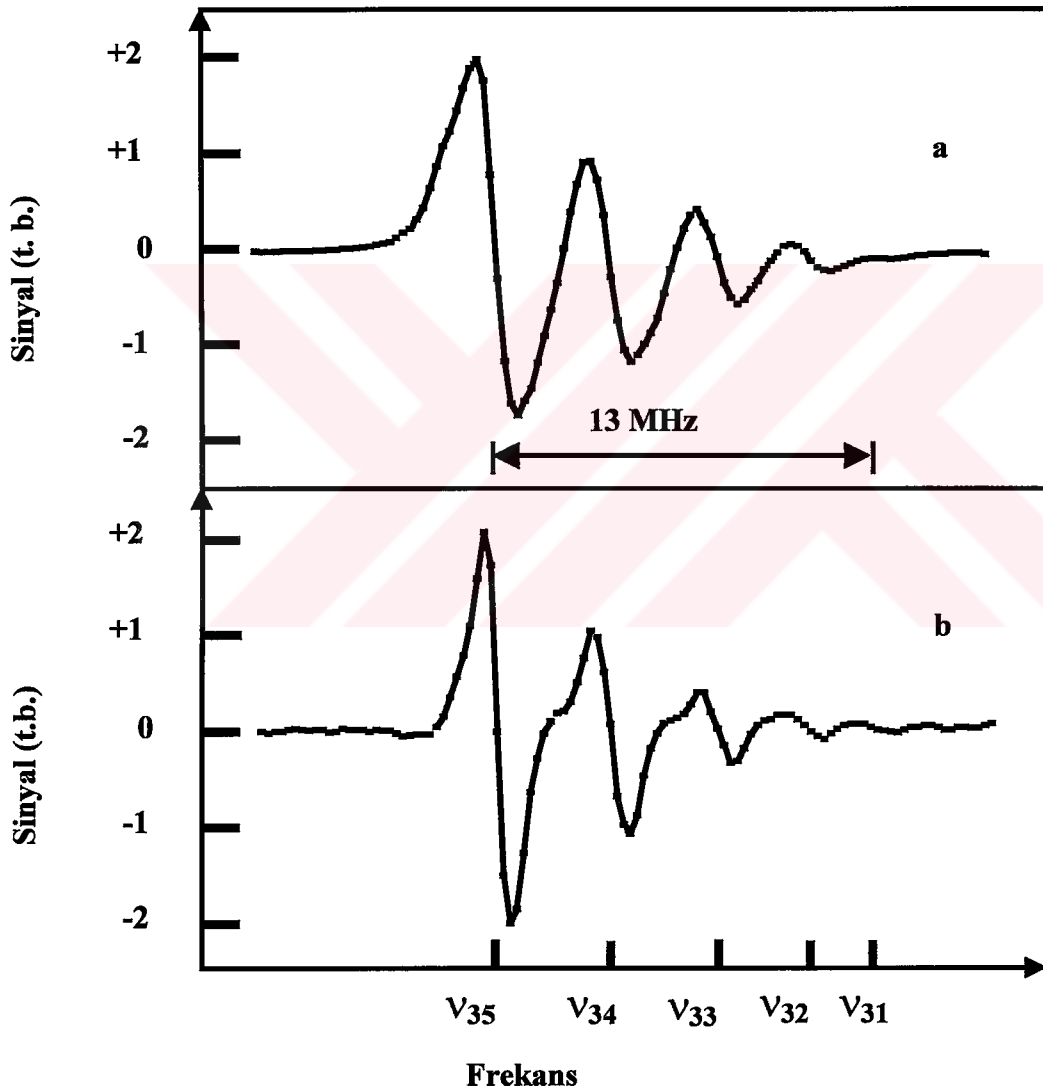
ν_{24} süper ince geçişteki Faraday ve floresans iki foton rezonansların dış manyetik alana göre frekans kaymaları da vuru (beat) frekans tekniği kullanılarak ölçülmüştür

(şekil 4. 33). Lazerlerden biri (ECDL-1) önce birinci Rb hücresinin kullanımıyla ν_{24} Faraday rezonansına diğeri ise (ECDL-2) ikinci Rb hücresinin kullanımıyla ν_{23} floresans rezonansına kilitlendi. İkinci lazerin konumu ve ikinci Rb küvetinin sıcaklığı ($T=90^\circ\text{C}$) frekans kayma ölçümleri boyunca sabit tutuldu. Şekil 4.33'den de görüldüğü gibi manyetik alanın artırılmasıyla Faraday rezonansı düşük frekans bölgesine kayarken floresans rezonans yüksek frekans bölgesine doğru kaymaktadır. Her iki rezonanstaki farklılık P seviyesinden kaynaklanmaktadır. Özellikle, manyetik alanın artması Zeeman yarılmasını arttırmakta ve $H>1$ Gauss için ν_{23} komşu rezonans floresans sinyalini ciddi şekilde etkilemektedir. Bu durum module edilmemiş lazerlerin frekans stabilizasyonu için ileriye dönük çalışmalarda dikkate alınması gereken bir olgudur.



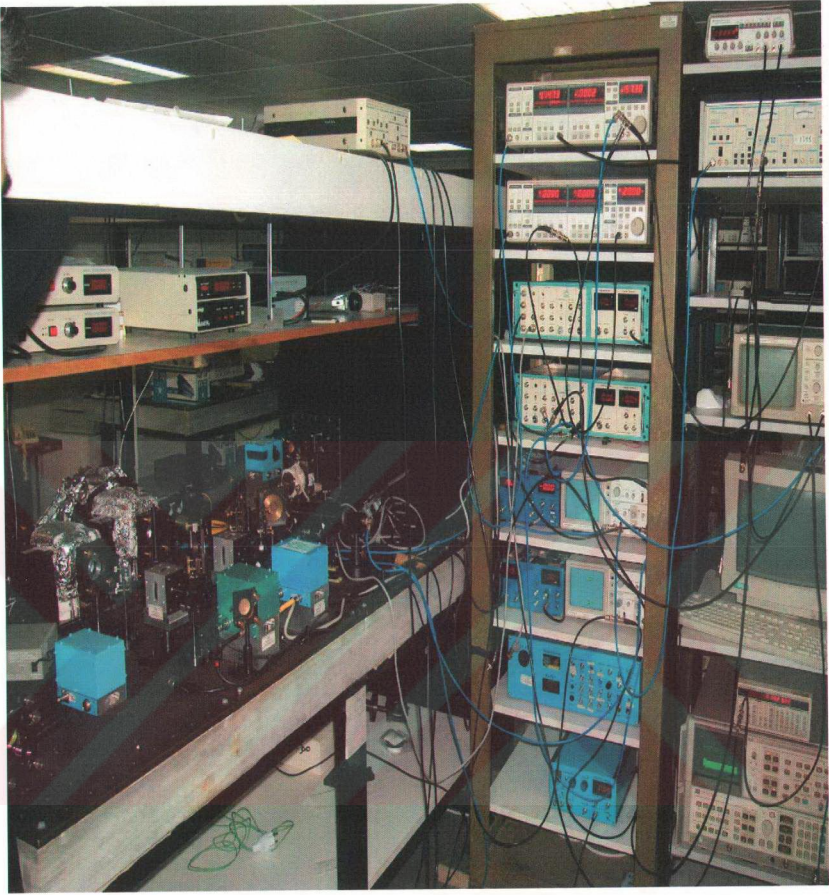
Şekil 4.33. ^{87}Rb atomları, $5S_{1/2} (F_g=2) - 5D_{5/2} (F_e=4)$, ν_{24} , super ince geçişlerinde Faraday ve floresans sinyallerin dış manyetik alana göre frekans kaymaları

Deneyde araştırılan bir diğer parametre ise ^{85}Rb atomları iki foton soğurum floresans ve Faraday sinyallerinin $5S_{1/2} (F_g=3) - 5D_{5/2} (F_e=5,4,3,2,1)$ enerji geçişlerindeki bant genişlikleridir. Burada ^{85}Rb atomlarının seçilmesi; diğer geçişlere göre daha dar frekans ölçeğinin olması ve dolayısıyla karşılaştırmanın daha kolaylaşmasıdır. Gözlenen floresans ve Faraday spektrumlarının birinci türevlerinde lazer frekansının $H=0.1$ Gauss değerindeki dış manyetik alana göre değişimleri şekil 4.34’de verilmiştir. Şekilden de kolayca görüldüğü gibi Faraday rezonansları,

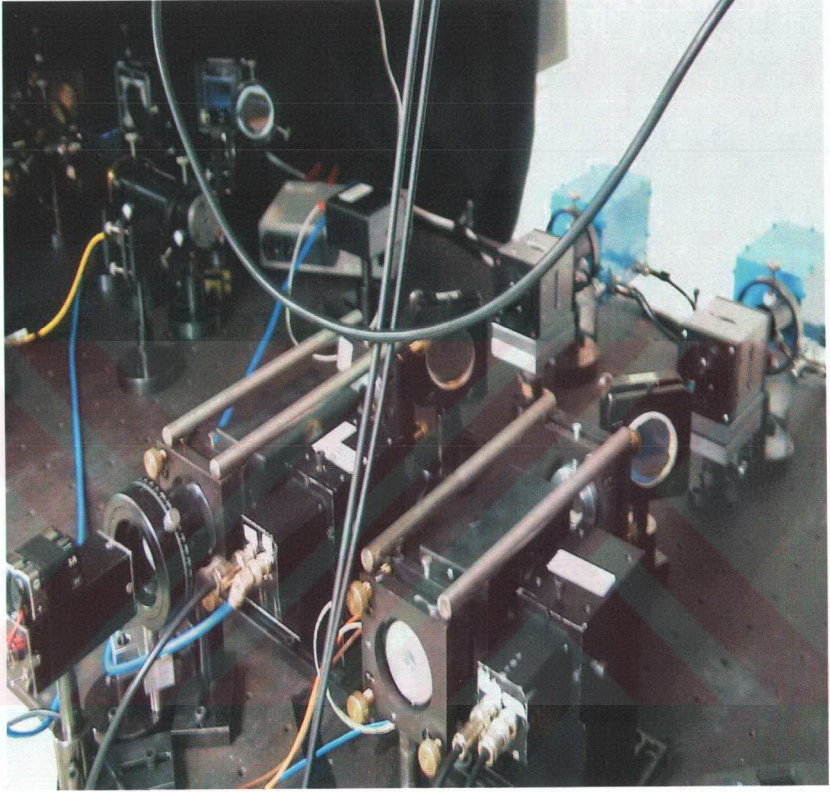


Şekil 4.34. ^{85}Rb atomları $5S_{1/2} (F_g=3) - 5D_{5/2} (F_e=5,4,3,2,1)$ süper ince geçişleri floresans (a) ve Faraday (b) birinci türev spektrumlarının $H=100$ mG için frekans ayarına göre değişimleri

floresans rezonanslardan daha dardır. Bir başka değişle Faraday rezonansların homojen çizgi genişlikleri (γ_2), floresans rezonansların homojen çizgi genişliklerinden (γ_1) daha dar olarak ölçölmüştür. Bu farklılık, $6P_{3/2}$ ve $5D_{5/2}$ seviyelerinin popölasyon yoğunluk farklılığı ve atomlar arası çarpışmaların sebep olduğu çizgi genişlemelerinden kaynaklanmaktadır.



Şekil. 4.35. Komple deney düzeneği fotoğrafı



Şekil. 4.36. ECDL sistemleri ve etkileşim atom konfigürasyonu fotoğrafı

4.6. Floresans ve Faraday Rezonanslarına Kilitli ECDL Sistemlerin Frekans Kararlılığı

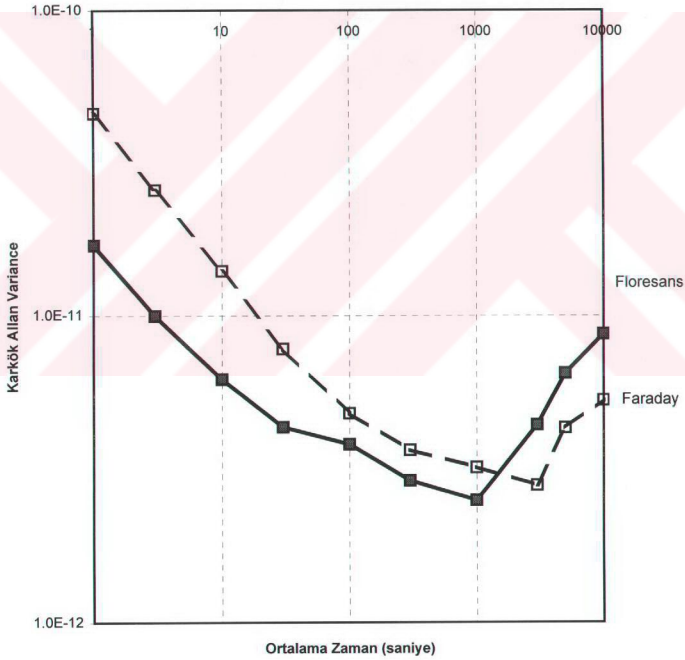
Bu kısımda ECDL sistemleri ^{87}Rb atomları $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ ve $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=3)$ süper ince geçişlerine kilitlenerek lazerlerin frekans kararlılıkları vuru (beat) frekans tekniği kullanılarak ölçüldü. Frekans kararlılığı hem floresans hem de Faraday sinyalleri için kısa ve uzun ortalama zaman aralıklarında ölçüldü. Floresans sinyallerin kararlılık ölçümlerinde ilk olarak her iki Rb hücresinin sıcaklığı ± 0.1 $^{\circ}\text{C}$ belirsizlikle 90 $^{\circ}\text{C}$ 'de sabit tutuldu. ECDL-2 lazeri ikinci cam küvet içindeki ^{87}Rb atomları floresans sinyalinin $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=3)$ süper ince geçişine kilitlendi ve tüm ölçümler boyunca durumu sabit tutuldu. ECDL-1 ise birinci cam küvet içindeki ^{87}Rb atomları floresans sinyalinin $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ süper ince geçişine kilitlenerek bu şekilde floresans sinyallere kilitli lazerlerin frekans kararlılığı ölçüldü. Faraday sinyallerin kararlılık ölçümlerinde ise ECDL-2 sisteminde herhangi bir değişiklik yapılmadan sadece ECDL-1 lazeri ^{87}Rb atomları (sıcaklıkları 140 $^{\circ}\text{C}$ 'de sabit tutuldu) Faraday sinyalinin $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ süper ince geçişine kilitlendi.

Ölçümlerde kitleme işlemlerinde elektronik servo sistem ve lockin yükselticiler kullanılırken hızlı foto diyot üzerine düşen her iki ECDL ışınları arasındaki frekans farkı bu foto diyota bağlı ve bilgisayar kontrollü frekans sayıcı ile ölçüldü. Ölçüm sonuçları Allan değişim istatistiği kullanılarak hesaplanmış ve farklı ortalama zaman aralıklarında elde edilen kararlılık değerleri aşağıda verilmiştir. Bu değerlerden elde edilen floresans ve Faraday sinyallerine ait ortalama zaman - kararlılık değişiminin grafiksel ifadesi de şekil 4.30'da verilmiştir.

Tablo 4.5. Floresans ve Faraday sinyallerine kilitli ECDL sisteminin kararlılık değerleri

Ortalama zaman	Karekök Allan değişimi (Floresans)	Karekök Allan değişimi (Faraday)
1 s	1.70×10^{-11}	4.60×10^{-11}

3 s	9.97×10^{-12}	2.58×10^{-11}
10 s	6.20×10^{-12}	1.40×10^{-11}
30 s	4.32×10^{-12}	7.80×10^{-12}
100 s	3.80×10^{-12}	4.80×10^{-12}
300 s	2.90×10^{-12}	3.64×10^{-12}
1000 s	2.50×10^{-12}	3.20×10^{-12}
3000 s	4.40×10^{-12}	2.80×10^{-12}
5000 s	6.50×10^{-12}	4.30×10^{-12}
10000 s	8.72×10^{-12}	5.30×10^{-12}



Şekil 4.30. Floresans ve Faraday sinyalleri $5S_{1/2} (F_t=2) - 5D_{5/2} (F_u=4)$ süper ince geçişine kilitli ECDL sistemlerinin frekans kararlılıkları

SONUÇLAR/ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında Rubidyum atomlarında S-D ve S-P geçişlerinde iki foton soğrulma teknikleri kullanılarak Rb atomlarının dış kaviteli diyet lazer (external cavity diode laser, ECDL) ışınlarıyla etkileşimlerinden elde edilecek iki foton soğrulma rezonansları incelenmiştir. İki foton soğurum rezonansları hem P-S geçişindeki floresans sinyallerinden hemde doğrudan S-D geçişleri arasındaki polarizasyon/Faraday sinyallerinden gözlenmiştir.

Literatür araştırmasıyla ilgili ilk olarak lazer spektroskopisi hakkında bilgi verilmiştir. Doppler soğurum grafiği üzerinde oluşan alt-Doppler veya Doppler'den bağımsız (Doppler-free) rezonansların lazerlerle yapılan spektroskopik çalışmalar üzerindeki önemi anlatılmaya çalışılmıştır. İki foton soğurumunun tek foton soğurumuna göre avantajları ve dez avantajları üzerinde durulmuştur. Yine bu kısımda Doppler etkisi, Hole Burning ve Bennet boşluğu, Lamp çukuru, iki-foton soğurumu, polarizasyon spektroskopisi ve Faraday etkisi, atomik çizgi genişlemelerine atomlar arası çarpışmaların (collision broadening) ve ani-geçiş zamanının (transit-time broadening) etkileri teorik olarak ele alınmıştır. ECDL sistemlerinin atomik enerji geçişlerine kilitlenmesi ve atomik frekans standartları hakkında genel bilgiler, atomik geçişlere kilitli sistemlerin karahlılıklarının Allan değişim istatistiği kullanımıyla analizi de literatür araştırmasında bahsedilen diğer konuları oluşturmıştır.

Konuyla ilgili yayınlar ve bilimsel çalışmalar kısmında başkaları tarafından yapılan teorik ve deneysel çalışmalar incelenerek bu alanda nelerin yapılabileceği araştırılmıştır.

İki foton soğurum sinyallerinin gözleendiği kısımda Rb atomlarının içinde bulunduğ cam küvetin dış manyetik alan ve sıcaklık izolasyonu sırasıyla ≤ 10 mG ve ± 100 m⁰K olacak şekilde sağlanmışır. Lazer ışımasıyla Rb atomlarının etkileşimi sonucunda ⁸⁵Rb atomlarında $5S_{1/2}$ ($F_t = 3$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 5, 4, 3, 2$ ve 1), $5S_{1/2}$ ($F_t = 2$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 4, 3, 2, 1$ ve 0) ve ⁸⁷Rb atomlarında $5S_{1/2}$ ($F_t = 1$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 3, 2$ ve 1), $5S_{1/2}$ ($F_t = 2$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 4, 3, 2$ ve 1) süper ince geçişlerindeki iki-foton floresans

ve Faraday soğurum sinyalleri gözlenmiştir. Gözlenen bu rezonanslardan ^{87}Rb atomlarındaki $5S_{1/2}$ ($F_t = 2$) ile $5D_{5/2}$ ($F_u = 4, 3, 2$ ve 1) arasındaki süper ince geçişlerdeki rezonanslarda; atomik çizgi genişlemelerine atomlar arası çarpışmaların (collision broadening) etkileri deneysel olarak ölçülmüş ve ani-geçiş zamanının (transit-time broadening) etkisi ise hesaplamalar sonucu elde edilmiştir. Söz konusu rezonansların şekilleri üzerindeki deformasyonlara (sinyal genliği, çizgi genişlemesi) dış manyetik alan ve etkileşim atom sıcaklıklarının (atom yoğunluğu) etkileri de araştırılmıştır. Elde edilen Faraday rezonansları için basit teorik formül oluşturulmuş ve deneysel verilerle teorik verilerin uygunluğu gösterilmiştir. Faraday rezonansları homojen çizgi genişliklerinin floresans rezonansları homojen çizgi genişliklerine göre daha dar oldukları deneysel olarak sunulmuştur. Gerek floresans gerekse Faraday iki foton geçiş frekanslarının dış manyetik alan ve etkileşim atom sıcaklığı ile değişimleri ECDL sistemleri bu rezonanslara kilitlenerek vuru frekans tekniğinin kullanılmasıyla ölçülmüştür. Atomik geçişlerdeki iki foton floresans ve Faraday rezonanslarına kilitli ECDL sistemlerinin kararlılıkları kısa ve uzun ortalama zaman aralıklarında Allan değişim istatistiği yöntemi kullanılarak araştırılmıştır.

Son zamanlarda Rb atomları enerji geçişlerine iki-foton soğurum teknikleri kullanılarak kilitlenen ECDL sistemlerinin frekans doğruluk ve kararlılıklarının çok yüksek olması sebebiyle bu tür sistemler yeni uzunluk standardı olarak kabul görmektedirler. Bu sebeple yapılan bu deneysel çalışmada ik-foton soğurum rezonanslarına kilitli lazerlerin kararlılıklarının (2×10^{-12}) iyileştirilmesi için etkileşim atomları sıcaklık stabilitesinin artırılması ve aynı zamanda floresans sinyalleri algılayan foto katlayıcıların kuvvet sıcaklığından etkilenmemesi için gerekli izolasyon çalışmaları yapılmalıdır. Spektroskopik çalışmalara ek olarak floresans ve Faraday rezonanslarının ışık yoğunluğuna bağlılığı (power broadening) araştırılmalıdır. Mevcut yöntemlerle yapılan manyetik alan ölçümlerinin daha hassas yapılabileceğinin tespiti açısından, deney düzeneğinde güçlü manyetik alan (400 – 500 G) oluşturularak Zeeman yarılımlarındaki frekans kaymalarının ölçülmesi önem taşımaktadır. Yine bu çalışmanın devamlılığı açısından birbirlerinden bağımsız olarak çalışan kilitli ECDL sistemlerinin optiksel olarak birbirlerine bağlanarak tek bir ECDL sistemi gibi çalıştırılabilmesi için iki-foton soğurum rezonanslarına optiksel pompalama etkilerinin araştırılması gerekmektedir.

Yine bilindiği gibi ECDL sistemlerin atomik veya moleküler geçişlere kilitleme işlemlerinde servo kontrollü elektronik sistemler ve lock-in sinyal arttırıcılar kullanılmaktadır. Bu durumda kilitli ECDL sistemlerinin kararlılıkları fiziksel parametrelere bağlı oldukları kadar düzeneklerde kullanılan bu elektronik sistemlere de doğrudan bağlıdırlar. Bu bağımlılığın ortadan kaldırılması amacıyla lazer diyotu üzerine; atomlarla etkileşime girerek çizgi kalınlığı son derece azaltılmış geri beslemeli lazer demetleri yansıtılmakta ve diyotun lazer ışması optiksel pompalama yoluyla istenilen dalga boyunda ve çizgi genişliği azaltılmış olarak sağlanmaktadır. Optiksel geri beslemeli ECDL sistemlerinin iki-foton soğurum rezonanslarının kullanımıyla oluşturulabilmesi için seçici yansıma (selective reflection) olaylarının araştırılması da  nerilen kısımlar arasında yerini almalıdır.

KAYNAKLAR

1. DEMTRODER, W., Laser Spectroscopy, 2nd Edition, Germany, 1996.
2. VOITOVICH, A.P., IZMAILOV, A. and MASHKO, V.V., Resonance Polarization Phenomena in Broadband Lasers with Anisotropic Absorbing Gas Media, Laser Physics, Vol. 5, No. 5, 19995.
3. IKEGAMI, T., Frequency Stabilization of Semiconductor Diode Lasers, Artech House, Inc. (1995)
4. GAMIDOV, R., TASKIN, I. and SAUTENKOV, V., Influence of Saturation Beam Parameters on Laser Frequency Locked to the Cs Cycling Transition, Proc. International Frequency Control Symposium, 1995.
5. GAMIDOV, R., TASKIN, I., CETINTAS, M. and SAUTENKOV, V., Unmodulated External-Cavity Diode Laser Stabilized on Cs D₂ Line, IEE Proc. SCI. Measurement Technology, Vol. 143, No 4., 1996.
6. FRUEHAUF, H., Precision Oscillators and the Time and Frequency Technology, Ball Efratom Comp., (1991)
7. STOICHEFF, B. P. and WEINBERGERM, E., Doppler-Free Two-Photon Absorption Spectrum of Rubidium, National Research Council of Canada, Canada, 1979.
8. BIRABEN, F., INGUSCIO, M., MARIN, F. and PAVONE, F., Doppler-Free Detection of the 5S_{1/2}-5D_{5/2} Two-Photon Transitions in ⁸⁷Rb Using a Narrow-Band AlGaAs Laser, Laser Physics, Vol.4, No. 2, 349-351, 1994.
9. SNADDEN, M.J., BELL, A.S., RIIS, E., FERGUSON, A.I., Two-Photon Spectroscopy of Laser-Cooled Rb Using a Mode-Locked Laser, Optics Communications, Vol. 125, 1996.

10. NEZ, F. and BIRABEN, F., Optical Frequency Determination of the Hyperfine Components of the $5S_{1/2}$ - $5D_{3/2}$ Two-Photon Transitions in Rubidium, Optics Communications, 432-438, 1993.

11. MILLERIOUX, Y., FELDER, R., CLAIRON, A., BIRABEN, F. and NEZ, F., A Promising New Frequency/Wavelength Standard at 778 nm: Doppler Free Two-Photon Transitions in Rubidium, Optics Communications, Vol.102, pp. 432, 1993.

12. SANSONETTI, C. J. and WEBER, K. H., High Precision Measurements of Doppler-Free Two-Photon Transitions in Rb: New Values for Proposed Dye-Laser Reference Wavelengths, Optical Society of America, VOL. 2, pp. 1385, 1985.

13. MILLERIOUX, Y., ACEF, O., HILICIO, L., FELDER, R., CLARON, A., BIRABEN, F. and NEZ, F., A Potential New Frequency/Wavelength Standard at 778 nm: Doppler Free Two-Photon Transitions in Rubidium, Conference on Electromagnetic Precision Measurements, CEPM'94, 1994.

14. POULIN, M., LATRASSE, C., TOUAHRI, D., TETU, M. and TREMBLAY, P., Compact Frequency Standard at 192.6 THz (1556 nm) Based on the $5S$ - $5D$ Two-Photon Transitions in Rubidium at 778 nm, Conference on Electromagnetic Precision Measurements, CEPM'98, 1998.

15. ZHU M., STRANRIDGE, R.W, Optical Frequency Standard for Optical Fiber Communication Based on the Rb $5S - 5D$ Two-Photon Transition, Optics Letters, Vol. 22, No. 10, 1997.

16. TOUAHRI, D., ACEF, O., CLAIRON, A., ZONDY, J.J., FELDER, R., HILICIO, L., BEAUVOIR, B., BIRABEN F. and NEZ, F., Frequency Measurements of the $5S_{1/2}$ ($F=3$) - $5D_{5/2}$ ($F=5$) Two-Photon Transitions in Rubidium, Optics Communications, 1996.

17. ZIBROV, A.S., LUKIN, M.D., HOLLBERG, L., SCULLY, M.O., Efficient Frequency up-Conversion in Resonant Coherent Media, Physical Review A, Vol 65, 2002.
18. NAKAYAMA, S., Polarization Spectroscopy of Rb and Cs, Optics Communications, Vol 50, No. 1, 1983.
19. LIAO, P.F., BJORKLUND, G.C., Polarization Rotation Induced by Resonant Two-Photon Dispersion, Physical Review Letters, Vol. 36, No. 11, 1976.
20. WANNINGER, P., VALDEZ, E.C., SHAY, T.M., Diode-Laser Frequency Stabilization Based on the Resonant Faraday Effect, Photonics Technology Letters, Vol. 4, No. 1, 1992.
21. DONG LIU, Z., BLOCH, D., DUCLOY, M., Absolute Active Frequency Locking of Diode Laser with Optical Feedback Generated by Doppler-Free Collinear Polarization Spectroscopy, Applied Physics Letter, Vol. 65, 1994.
22. TAKASHI, U., TAKAO, N., HIROYUKI, N., TAKASHI, S., Frequency Stabilization of a Semiconductor Laser Using the Faraday Effect of the Saturated Absorption Spectroscopy Signal of Optics Communications Rb Atoms, Electronics and Communications in Japan, Part 2, Vol 76, No 7, 1993.
23. GIACOBINO, E., DEVAUD, M., BIRABEN, F., GRYNBERG, G., Doppler-Free Two-Photon Dispersion and Optical Bisatibility in Rubidium Vapor, Physical Review Letters, Vol. 45, No. 6, 1980.
24. WEBER, K.H. and NIEMAX, K., Self-Broadening and Shift of Doppler-Free Two-Photon Lines of Rb, Optics Communications, Vol. 31, No. 1, 1979.
25. LANCASTER, G.P.T., CONROY, R.S., CLIFFORD, M.A., ARLT, J. and DHOLAKIA, K., A Polarization Spectrometer locked Diode Laser for Trapping Cold Atoms, Optics Communications, Vol. 170, pp. 79-84, 1999.

26. COLLINS, A., BONIN, D. and KADAR-KALLEN, A., Absolute Two-Photon Cross Section of Rb Measured by Differential Absorption, Optics Letter, Vol. 18, No.20, 1993.
27. BETEROV, I.M., RYABTSEV, I.I., ENTIN, V.M and ELMAN V.B., Inverse Crossover Resonance in Doppler-Free ^{87}Rb Spectrum, SPIE Vol 3732, 1999.
28. GAMIDOV, R., IZMAILOV, A. and CETINTAS, M., On the Influence of Laser Beam Diameters on Sub-Doppler Resonances of the Saturated Absorption, Laser Physics, Vol. 9, No.3, pp. 672-679, 1999.
29. AKULSHIN, A.M., SAUTENKOV, V.A., VELICHANSKY, V.L., ZIBROV, A.S. and ZVERKOV, M.V., Power Broadening of Saturation Absorption Resonance on the D_2 Line of Rubidium, Optics Communications, Vol. 27, No. 4, 1990.
30. YOON, T.H., MARIAN, A., HALL, J.L. and YE, J., Phase-Coherent Multilevel Two-Photon Transitions in Cold Rb Atoms: Ultrahigh-Resolution Spectroscopy via Frequency-Stabilized Femtosecond Laser, The American Physical Society, Rapid Communications, 2000.
31. VUKICEVIC, N., ZIBROV, A.S., HOLLBERG, L., WALLS, F.L., KITCHING, J. and ROBINSON, H.G., Compact Diode-Laser Based Rubidium Frequency Reference, Conference on Electromagnetic Precision Measurements, CPEM'94, 1994.
32. NAKAYAMA, S., Theoretical Analysis of Rb and Cs D_2 Lines in Saturation Spectroscopy with Optical Pumping, Japanese Journal of Applied Physics, Vol 23, No. 7, pp. 879-883, 1984.
33. POULIN, M., CYR, N., LATRASSE, C. and TETU, M., Progress in the Realization of a Frequency Standard at 192.1 THz (1560.5 nm) Using ^{87}Rb D_2 -Line and Second Harmonic Generation, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 46, No. 2, 1997.

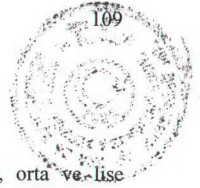
34. VULETIC, V., SAUTENKOV, V.A., ZIMMERMANN, C., HANSCH, T.W.
Measurement of Cesium Resonance Line Self-Broadening and Shift with Doppler-
Free Selective Reflection Spectroscopy, Optics Communications Vol. 99, 1993.

35. HILICIO, L., FELDER, R., TOUAHRI, D., ACEF, O. And BIRABEN F.,
Metrological Features of the Rubidium Two-Photon Standards of the BNM-LPTF
and Kastler Brossel Laboratories, The European Physical Journal Applied Physics 4,
1998.

36. HAMID (GAMIDOV), R. and CETINTAS, M., Frequency Shift of Diode
Lasers Stabilized on S-D Two Photon Polarization Signals on Rb Atoms, IEEE
International Frequency Control Symposium, pp. 455-458, New Jersey, 2002.

37. HAMID (GAMIDOV), R., CETINTAS, M., ÇELİK, M., Polarization resonance
on S-D two-photon transition of Rb atoms, Optics Communication, Vol 224/4-6, pp
247-253, 2003.

ÖZGEÇMİŞ



1969 yılında İstanbul'da doğdu. Evli ve iki çocuk babasıdır. İlk, orta ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 1987 yılında girdiği Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden 1992 yılında mezun oldu. 1994 yılında askerlik görevini kısa dönem erbaş olarak yerine getirdi. Yüksek Lisans Programını Kocaeli Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünde, rubidyum atomlarında iki-foton soğurum spektroskopisi konusunda 1996-1998 yılları arasında gerçekleştirdi. 1993 Ağustos'tan itibaren TÜBİTAK-Ulusal Metroloji Enstitüsü, Zaman-Frekans Standartları ve EMC (Elektromanyetik Uyumluluk) Laboratuvarlarında araştırmacı olarak görev yapmaktadır. Atomik zaman ve frekans standartları, uygulamaları ve EMC konularıyla ilgili çeşitli dergi ve konferanslarda sunulmuş onüç adet bilimsel çalışması bulunmaktadır.