

**YÜKSEK-GÜÇLÜ SÜREKLİ-DALGALI INFARED  
KARBONDİOKSİT LASER DİZAYNI**

**Erol TAŞAL**

**OSMANGAZİ ÜNİVERSİTESİ**

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalında**

109989

**DOKTORA TEZİ**

109989

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

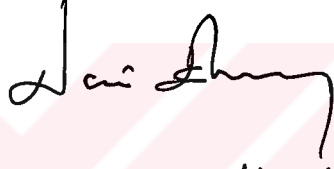
TC YATIRIM  
1997  
TRTULU  
KILIÇKAYA

Erol TAŞAL'ın Doktora tezi olarak "YÜKSEK-GÜÇLÜ SÜREKLİ-DALGALI INFARED KARBONDİOKSİT LASER DİZAYNI" başlıklı bu çalışma jürimizce lisansüstü yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarına değerlendirilerek kabul edilmiştir.

... / ... / 1997

Üye : Prof. M. Selami KILIÇKAYA 

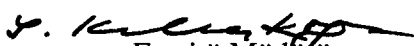
Üye : Doç.Dr. Naci EKEM



Üye : Yrd.Doç.Dr. Zeki KARTAL



Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun ..22-07-1997..... gün ve ..97-12/6..... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. M. Selami KILIÇKAYA  
  
Enstitü Müdürü



**Sevgili EŐİM SERPİL'e**

## ÖZET

Bu çalışmada, yüksek-güçlü sürekli-dalgalı Infared Karbondioksit Laseri dizayn edilmiştir. Dizayndan önce karbondioksitin moleküler yapısı incelenmiştir. Karbondioksit laseri ve tipleri açıklanmıştır. Dizayn için gerekli olan fiziksel gaz dinamiği ve deşarj tüpündeki olaylar incelenmiştir. Beş sıcaklık modeli açıklanmıştır. Yüksek-güçlü sürekli dalgalı infared karbondioksit laseri dizaynı için gereken parametreler verilmiştir. İlgili parametreler kullanılarak istenilen çıkış gücünde bir dizayn gerçekleştirilmesi sağlanmıştır.

Karbondioksit laserinin endüstride, tıpta...vb. uygulamaları incelenmiştir. Dizayn, formüller ve şekillerle ayrıntılı açıklanmıştır.



## ABSTRACT

In this study, High-Power Continuous-Wave Infrared CO<sub>2</sub> Laser has been designed. Before designing, molecular structure of CO<sub>2</sub> has been investigated. CO<sub>2</sub> lasers and its types have been explained in detail. Physical gas dynamics necessary to design and the actions in discharge tube have been examined. Five temperature models have been described. The necessary parameters to design High-Power continuous-Wave Infrared CO<sub>2</sub> laser have been provided. A design has been provided to give a required output power using related parameters.

Applications of CO<sub>2</sub> laser in industry, medicine, etc have been investigated. Design has been explained in detail with equations and figures.

## TEŞEKKÜR

Bu alıőmayı, Doktora Tezi olarak bana öneren ve çalıőmalarımnda bilgi ve tecrübeleriyle beni yönlendiren değerli Hocam Sayın Prof. M. SELAMİ KILIÇKAYA'ya en içten teşekkür ederim.

Doktora tezimi yazan İbrahim Kılıç'a teşekkür ederim. Her zaman desteğini gördüğüm sevgili eőim Serpil'e ve aileme minnet ve teőekkürlerimi sunarım.



<b>İÇİNDEKİLER</b>	<b>Sayfa No</b>
ÖZET .....	I
ABSTRACT .....	II
TEŞEKKÜR .....	III
ŞEKİLLERİN LİSTESİ .....	VIII
TABLoların LİSTESİ .....	XI
SEMBOLLERİN LİSTESİ .....	XII

## **BÖLÜM 1**

### **CO<sub>2</sub>'NİN MOLEKÜLER YAPISI**

1.0 GİRİŞ .....	1
1.1 CO <sub>2</sub> 'nin Genel Özellikleri .....	1
1.2 CO <sub>2</sub> Molekülünün Dönmesi .....	1
1.3 CO <sub>2</sub> Molekülünün Dönme Enerjisi ve Dönme Enerji Seviyeleri .....	5
1.3.1 Spektrum Çizgilerinin Şiddetleri .....	12
1.3.2 Dönme Enerji Seviyelerindeki Yarımla .....	13
1.4 Harmonik Titreşici .....	14
1.4.1 Klasik Mekanik İncelenmesi .....	14
1.4.2 Kuantum Mekaniksel İncelenmesi .....	16
1.4.3 CO <sub>2</sub> Molekülünün Titreşimi .....	24
1.4.4 Anharmonik Titreşim.....	30
1.4.5. Titreşen ve Dönen CO <sub>2</sub> Molekülünün Toplam Enerjisi .....	32
1.5 CO <sub>2</sub> Molekülünün Titreşim Hareketleri .....	33
1.5.1 Gerilme Titreşimi .....	33
1.5.2 Sallanma Titreşimi .....	34
1.5.3 CO <sub>2</sub> Molekülünün Paralel Titreşim Hareketi .....	35

**İÇİNDEKİLER (Devam)****Sayfa No****BÖLÜM 2****CO<sub>2</sub> LASERİ**

2.1 Genel Özellikler .....	36
2.2 CO <sub>2</sub> Laserinin Işın Çıkışı .....	41
2.3 CO <sub>2</sub> Laserde Titreşim Enerji Geçişleri .....	54

**BÖLÜM 3****CO<sub>2</sub> LASER TİPLERİ**

3.1 Yatay Akışlı CO <sub>2</sub> Laseri .....	59
3.2 Kapalı CO <sub>2</sub> Laserleri .....	61
3.3 Dalga Klavuzlu CO <sub>2</sub> Laseri .....	64
3.4 Dikey-Akışlı CO <sub>2</sub> Laseri .....	64
3.5 Enine Uyarılmış Atmosferik Basıncılı CO <sub>2</sub> Laseri .....	67
3.6 Gaz-Dinamik CO <sub>2</sub> Laseri .....	68

**BÖLÜM 4****FİZİKSEL GAZ DİNAMİĞİ VE DEŞARJ TÜPÜNDEKİ OLAYLAR**

4.1 Deşarj Tüpünde İyonizasyon Olayı .....	70
4.2 Gaz Deşarjında Meydana Gelen Parçacıklar .....	70
4.2.1 Nötr Parçacıklar .....	70
4.2.2 Yüklü Parçacıklar .....	70
4.2.3 Uyarılmış Parçacıklar ve Fotonlar .....	71
4.3 Parçacıklar Arası Etkileşme .....	71
4.4 Deşarj Tüpünde Plazma Olayı .....	74
4.5 CO <sub>2</sub> Molekülünün Uyarılması .....	76
4.5.1 Elektron Çarpışmasıyla Uyarma .....	76
4.5.2 Rezonans Enerji Transferi .....	77
4.5.3 Gaz- Dinamik Süreçleriyle Uyarma .....	79
4.6 CO <sub>2</sub> 'nin Birikim Yoğunluğu .....	80

<b>İÇİNDEKİLER (Devam)</b>	<b><u>Sayfa No</u></b>
4.7 Üst Seviyelerin Bozunumu .....	83
4.8 CO <sub>2</sub> Laserinin Gaz Deşarjı .....	85
4.9 CO <sub>2</sub> Lasere N <sub>2</sub> Etkisi .....	87
4.10 CO <sub>2</sub> ve CO <sub>2</sub> +N <sub>2</sub> Laserlere- He Etkisi .....	87

## **BÖLÜM 5**

### **BEŞ SICAKLIK MODELİ ve YÜKSEK-GÜÇLÜ SÜREKLİ DALGALI INFARED CO<sub>2</sub> LASERİNE UYGULANMASI**

5.1 Beş Sıcaklık Modeli .....	88
5.2 Beş Sıcaklık Modelini Kullanarak Yüksek- Güçlü Sürekli- Dalgalı Infared CO <sub>2</sub> Lasere Uygulanması .....	91
5.3 Tersine Birikim $\Delta N$ .....	95
5.4 Yüksek-Güçlü Sürekli - Dalgalı Infared CO <sub>2</sub> Laseri Teorik Hesaplamalar ...	96
5.5 Laser Tüpünün Çeperinden Dışarıya Olan Kaybın İhmal Edilmesiyle Oluşan Hassas Teorik Model. ....	101

## **BÖLÜM 6**

### **YÜKSEK-GÜÇLÜ CO<sub>2</sub> LASERİ YAPIMI**

6.1 Laser Tasarım Parametreleri .....	103
6.2 Rezonatör Tasarımı .....	107
6.3 Doğru Akım Plazması için Boru Dizaynı .....	111
6.4 Gaz Ekipmanları .....	114
6.5 Elektrik Ekipmanları .....	114
6.6 Güç Kaynağı Dizaynı .....	114
6.7 Soğutma Suyu Ekipmanları .....	115
6.8 He-Ne Laseri .....	116
6.9 Deneysel Çalışma .....	116
6.9.1 CW CO <sub>2</sub> Laserin Elektriksel Deşarj Parametrelerinin Belirlenmesi.....	116
6.9.2 Elektriksel Deşarj Parametrelerinin Ölçümünde Kullanılan Ölçme Düzeneği .....	118
6.9.3 Değerlendirme .....	119

**İÇİNDEKİLER (Devam)****Sayfa No****BÖLÜM 7****CO<sub>2</sub> LASERİ UYGULAMALARI**

7.1 CO <sub>2</sub> Laserin Tıptaki Uygulamaları .....	120
7.2 Yüksek-Güçlü Sürekli- Dalgalı Infared CO <sub>2</sub> Laserin Endüstriyel Uygulamaları .....	121
7.2.1 CO <sub>2</sub> Laseriyle Kesme .....	122
7.2.2 CO <sub>2</sub> Laseriyle Kaynak .....	126
7.2.3 CO <sub>2</sub> Laseriyle Yüzey Sertleştirme .....	127
7.3 Türkiye’de Laser Çalışmaları .....	128
7.3.1 ANAEM’de .....	128
7.3.2 Erciyes Üniversitesinde Mühendislik Fakültesinde Laser Çalışmaları	129

**BÖLÜM 8**

<b>TARTIŞMA VE SONUÇ .....</b>	<b>131</b>
<b>KAYNAKLAR DİZİNİ .....</b>	<b>134</b>

**ŞEKİLLERİN LİSTESİ****Sayfa No**

Şekil 1.1. a. Karbondioksit molekülünün dönmesi	
b. Molekülün eylemsizlik momenti .....	2
Şekil 1.2. Küresel koordinat sistemi .....	6
Şekil 1.3. CO <sub>2</sub> 'nin simetri eksen ve düzlemi .....	7
Şekil 1.4. Tek boyuttaki harmonik titreşici .....	15
Şekil 1.5. Harmonik titreşici .....	24
Şekil 1.6. Simetrik gerilme .....	33
Şekil 1.7. Asimetrik gerilme .....	33
Şekil 1.8. Bükülme .....	34
Şekil 2.1. CO <sub>2</sub> laseri için basitleştirilmiş enerji seviye diyagramı .....	37
Şekil 2.2. TEA CO <sub>2</sub> laserinin şeması .....	40
Şekil 2.3. N <sub>2</sub> ve CO <sub>2</sub> 'nin enerji seviye diyagramı .....	42
Şekil 2.4. 00°1-10°0 ve 00°1-02°0 bandlarında dönme seviyelerinde içeren detaylı bir laser geçirgenlik grafiği .....	50
Şekil 2.5. 00°1 yüksek laser seviyesinde dönme seviyeleri birikiminin ısı dağılımı .....	50
Şekil 2.6. 00°1-10°0 bandından P ve R branşları için titreşim-döngü değişiminin herbiri için kazanç dağılımı .....	51
Şekil 2.7. 12 ve 37 mm'lik boru çapı amplifikatör tüplerinde, sabit akım hızı 150 cm <sup>3</sup> /dak ve optimum karışım oranlarında, değişik CO <sub>2</sub> gaz ortamlarında yük akımına karşı kazanç gösteren grafik .....	52
Şekil 2.8. Optimum kazançlı bir CO <sub>2</sub> -He amplifikatörüne duvar sıcaklığının etkisi .....	52
Şekil 2.9. 12-22 mm'lik yarıçaplı boru tüplerinde CO <sub>2</sub> -N <sub>2</sub> -He ve CO <sub>2</sub> -CO-He laser amplifikatörlerinin kazancına gaz akımının etkisi .....	53
Şekil 2.10. 22 mm boru çaplı amplifikatör tüpünde çeşitli gaz karışımlarında CO <sub>2</sub> basıncının kazanca etkisi CO <sub>2</sub> akış hızı 100 cm <sup>3</sup> /dak .....	54
Şekil 2.11. CO <sub>2</sub> laserin titreşimsel enerji seviyeleri .....	55
Şekil 2.12. CO <sub>2</sub> laserde titreşimsel enerji geçişleri ve oranları .....	56
Şekil 3.1. Yatay çıkışlı CO <sub>2</sub> laserin şeması .....	59

<b>ŞEKİLLERİN LİSTESİ (Devam)</b>	<b><u>Sayfa No</u></b>
Şekil 3.2. Kapalı CO <sub>2</sub> laserin şematik diyagramı .....	63
Şekil 3.3. Elektriksel uyarılmış dikey- akışlı CO <sub>2</sub> laseri .....	66
Şekil 3.4. Çiftdeşarjlı TEA CO <sub>2</sub> laseri için elektrod .....	67
Şekil 3.5. Gaz- dinamik CO <sub>2</sub> laserinin çalışmasının şematik diyagramı .....	69
Şekil 4.1. $A^* + B \rightarrow A + B^*$ ve $A + B^* \rightarrow A^* + B$ rezonans enerji- transfer etkileşimleri için enerji-seviye diyagramı .....	77
Şekil 4.2. CO <sub>2</sub> ve N <sub>2</sub> moleküllerinin temel elektronik durumdaki düşük titreşim seviyeleri ve laser geçişleri .....	83
Şekil 4.3. Gazların elektriksel boşalmasının akım gerilim karakteristikleri .....	85
Şekil 5.1. CO <sub>2</sub> laser sisteminin enerji seviyesi diyagramı ve geçişler .....	88
Şekil 5.2. Sürekli dalgalı CO <sub>2</sub> laser modeli için enerji değişim mekanizması ...	93
Şekil 6.1. Laser aynaları ve konumları .....	104
Şekil 6.2. Eşmerkezli ve düzlem aynalı rezonatörde kırınım kayıpları .....	106
Şekil 6.3. Laser uzunluğunun tüp iç çapına oranının çıkış aynası yansıtıcılığına bağlılığı .....	106
Şekil 6.4. Rezonatör boyu 2L'dir .....	108
Şekil 6.5. Aynaların diziliş parametreleri .....	108
Şekil 6.6. Küresellik durumu .....	109
Şekil 6.7. Eşodaklı durumu .....	109
Şekil 6.8. Yüksek-güçlü sürekli- dalgalı Infrared CO <sub>2</sub> laser dizaynı .....	111
Şekil 6.9. Tipik doğru akımlı boşaltım borusu .....	112
Şekil 6.10. İki modüllü boşaltım borusu .....	112
Şekil 6.11. Soğutma suyu giriş ve çıkışı .....	113
Şekil 6.12. Güç kaynağı .....	115
Şekil 6.13. Gazdeşarjının akım-gerilim karakterisliği .....	116
Şekil 6.14. Deney seti .....	118
Şekil 7.1. CO <sub>2</sub> Laseriyle kesme düzeneği .....	122

**ŞEKİLLERİN LİSTESİ (Devam)****Sayfa No**

Şekil 7.2. Soğutma derinliği .....	123
Şekil 7.3. Soğurma olayı .....	124
Şekil 7.4. Erime, buharlaşma ve plazma durumu .....	124
Şekil 7.5. CO <sub>2</sub> laseriyle kesme .....	125
Şekil 7.6. CO <sub>2</sub> laseriyle kaynak düzeneği .....	126



**TABLULARIN LİSTESİ****Sayfa No**

Tablo 1.1	Bazı normalize yardımcı Legendre polinomları $\Theta(L, m)$ .....	9
Tablo 2.1	CO <sub>2</sub> laseri (10 <sup>2</sup> )-(10 <sup>1</sup> ) Bandındaki geçişler .....	42
Tablo 2.2	CO <sub>2</sub> laseri (00 <sup>1</sup> )-(02 <sup>0</sup> ) Bandındaki geçişler (R-branşı) .....	43
Tablo 2.3	CO <sub>2</sub> laseri (00 <sup>1</sup> )-(02 <sup>0</sup> ) Bandındaki geçişler (R-branşı) .....	43
Tablo 2.4	CO <sub>2</sub> laseri (00 <sup>1</sup> )-(02 <sup>0</sup> ) Bandındaki geçişler (P-branşı) .....	43
Tablo 2.5	CO <sub>2</sub> laseri (00 <sup>1</sup> )-(02 <sup>0</sup> ) Bandındaki geçişler (R-branşı) .....	44
Tablo 2.6	CO <sub>2</sub> laseri (00 <sup>1</sup> )-(10 <sup>0</sup> ) Bandındaki geçişler (R-branşı) .....	45
Tablo 2.7	CO <sub>2</sub> laseri (00 <sup>1</sup> )-(10 <sup>0</sup> ) Bandındaki geçişler (R-branşı) .....	45
Tablo 2.8	CO <sub>2</sub> laseri (00 <sup>1</sup> )-(10 <sup>0</sup> ) Bandındaki geçişler (P-branşı) .....	46
Tablo 2.9	CO <sub>2</sub> laseri (00 <sup>1</sup> )-(10 <sup>0</sup> ) Bandındaki geçişler (P-branşı) .....	46
Tablo 2.10	CO <sub>2</sub> laseri (01 <sup>1</sup> 2)-(11 <sup>1</sup> 0) Bandındaki geçişler .....	47
Tablo 2.11	CO <sub>2</sub> laseri (01 <sup>1</sup> 1)-(03 <sup>1</sup> 0) Bandındaki geçişler .....	47
Tablo 2.12	CO <sub>2</sub> laseri (01 <sup>1</sup> 1)-(03 <sup>1</sup> 0) Bandındaki geçişler .....	48
Tablo 2.13	CO <sub>2</sub> laseri çeşitli geçişler .....	48
Tablo 2.14	CO <sub>2</sub> <sup>18</sup> laseri (01 <sup>2</sup> )-(11 <sup>0</sup> ) bandındaki geçişler .....	48
Tablo 5.1	Durulma sürelerinin hesaplanmasında kullanılan oran katsayıları ....	99
Tablo 7.1	ANAEM Sonuçları .....	129
Tablo 7.2	Erciyes Sonuçları .....	130

## SEMBOLLERİN LİSTESİ

A	Normalizasyon sabiti
$A_m$	Laser mod alanı
a	Aynaların etkin yarıçapı
B	Dönme sabiti
$b_1, b_2$	Ayna yarıçapları
c	Işık hızı
CO <sub>2</sub>	Karbondioksit
$C_p$	Gazın özısıısı
CW	Sürekli ışma
D	Merkezkaç bozunma sabiti
D	Tüpün çapı
d	Aynalar arası mesafe
E	Enerji
$E_t$	Titreşim enerjisi
$E_d$	Dönme enerjisi
$E_v$	Titreşim enerjisi
$E_j$	Dönme enerjisi
$E_T$	Toplam enerjisi
$\epsilon_j$	Dalga sayısı
$\epsilon$	Elektrik alanı
$\Delta E$	Enerji farkı
F	Doldurma faktörü
$F_i$	Moleküllerin serbestlik derecesi
$g_1, g_2$	1.ve 2. enerji seviyelerinin çoğalması
G	Kazanç
$g(v)$	Voight profili
$H_{v_k} (v_k)$	Hermite polinomları
h	Planck sabiti
He	Helyum

## SEMBOLLERİN LİSTESİ (Devam)

I	Eylemsizlik Momenti
I	Akım şiddeti
I	Işınım yoğunluğu
j	Dönme kuantum sayısı
j	Akım yoğunluğu
k	Boltzman sabiti
K	Isıl iletkenliği
K	Kayıplar
$K_i^t$	Kinetik oran
k	Kuvvet sabit
k	Boltzman katsayısı
KE	Kinetik enerji
L	Açısal momentum
L	Legendre polinomu
L	Deşarj tüpünün uzunluğu
L	Boşluk uzunluğu
m	Molekülün kütlesi
m	Magnetik kuantum sayısı
M	Molekülün toplam kütlesi
n	Taşıyıcı yoğunluğu
$n_e$	Elektron yoğunluğu
$N_e$	Elektron yoğunluğu
N	Molekül sayısı
N	Fresnel sayısı
$N_2$	Azot
$\Delta N$	Tersine birikim
$N_{v_k}$	Normalizasyon sabiti
P	Güç
P	basınç

## SEMBOLLERİN LİSTESİ (Devam)

PE	Potansiyel enerji
r	Yarıçapı
R´	Birikim hızı
R	Yük direnci
R	Tüp çapı
R	Direnç
R <sub>1</sub> , R <sub>2</sub>	1.ve 2. aynaların eğrilik yarı çapı
R <sub>G</sub>	Evrensel gaz sabiti
t	Zaman
T <sub>u</sub>	Titreşim sıcaklığı
T <sub>R</sub>	Dönme sıcaklığı
T	Kinetik enerji
T	Sıcaklık
T-T	Titreşim-titreşim
TE	Enine elektrik alanı
T-Ö	Titreşim öteleme
TEA	Enine olarak uyarılmış atmosferik basınç
T <sub>w</sub>	Tüp çemberinin sıcaklığı
T <sub>b</sub>	Gazın yığık (bulk) sıcaklığı
T <sub>i</sub>	Gaz giriş sıcaklığı
T <sub>wi</sub>	Brewster pencerelerinin optik geçirgenliği
TEM <sub>00</sub>	Mod
V	Molekülün potansiyel enerjisi
V <sub>g</sub>	Gaz akış hızı
V	Gerilim
V <sub>s</sub>	Kıvılcım potansiyeli
α	Işınım soğurulma katsayısı
α	Kazanç katsayısı
β	Işınımın birim zamanda kaybettiği enerji kesiri

## SEMBOLLERİN LİSTESİ (Devam)

$\gamma$	iç boşluk optik elemanın geçirgenliği
$X_i$	Elektron uyarma oranları
$X$	Kuantum kesiri
$X_e$	Bağ gerilim frekansları için harmoniklik sabiti
$X$	Basit atomlar
$\theta$	Dönme açısı
$\psi$	Dalga fonksiyonu
$\psi(r,\theta,\emptyset)$	Uzayda bir cismin pozisyonunu gösterirler
$\theta, \emptyset$	Dönme ekseninin kutupsal açıları
$\lambda$	Dalga boyu
$\lambda_L$	Molekülün kuvvet sabitlerine bağlı katsayı
$\mu$	İndirgenmiş kütle
$\omega$	Açısal hız
$\omega$	Dönme açısal hızı
$\omega_s$	Salınım açısal hızı
$W_1, W_2$	1.ve 2. aynadaki yarı çapı
$W-W$	Toplam enerji
$\omega_k$	K'ıncı normal titreşim modunun klasik frekansı
$\omega_s$	Titreşim frekansı
$\rho$	Gazın yoğunluğu
$\rho$	Molekülün yoğunluğu
$Z$	Alt ve üst seviye çarpışma durulma zamanları
$\tau$	Durulma süresi
$\tau_C$	Foton ömür süresi
$\tau_{SP}$	Kendiliğinden yayma ömür süresi
$\tau_{ij}$	Değişim hızları
$q$	ısı

**SEMBOLLERİN LİSTESİ (Devam)**

$q_i$	Molekülde atomların konumunu belirleme
$\nu$	Frekans
$\nu$	Titreşim kuantum sayısı
$\bar{\nu}$	Dalga sayısı
$\Delta\nu_L$	Laser geçişindeki çizgi genişliği
$\Delta\nu_{SP}$	Kendiliğinden yayma çizgi genişliği
$\emptyset$	Optik çıkış çapı



## BÖLÜM 1

### CO<sub>2</sub>' NİN MOLEKÜLER YAPISI

#### 1.0 GİRİŞ

##### 1.1 CO<sub>2</sub>' nin Genel Özellikleri

Aynı ya da farklı cins atomların aralarında bir bağ kurarak oluşturdukları yapıya molekül denir (Banwell, 1983). Moleküller içerdikleri atom sayılarına göre isimlendirilir. Bu çalışmada karbondioksit molekülü incelenmiştir. CO<sub>2</sub> molekülü iki tane oksijen ve bir tane karbon atomundan meydana gelen üç atomlu bir moleküldür.

Karbondioksit, basit çok atomlu bir moleküldür. Karbondioksit molekülü, doğrusal (O=C=O) ve simetrik bir yapıya sahiptir. Karbondioksit laserini oluşturabilmek için önce karbondioksit molekülünü incelememiz gerekir. Karbondioksit molekülünü doğrusal ve simetrik durumunda dönme ve titreşim durumları incelenecektir (Köksal, 1989).

##### 1.2 CO<sub>2</sub> Molekülünün Dönmesi

Üç boyutlu bir cismin dönmesi oldukça karmaşıktır. Bu karmaşıklığı üç doğrultuda bileşenlerine ayırarak çözülebilir. Bir cismin üç boyutta I<sub>A</sub>, I<sub>B</sub> ve I<sub>C</sub> olmak üzere üç tane eylemsizlik momenti vardır (Banwell, 1983). XYZ koordinat sisteminde I<sub>A</sub>, x-ekseninde I<sub>B</sub>, y-ekseninde, I<sub>C</sub>, z-ekseni yönündeki eylemsizlik momentleridir.

Moleküller, eylemsizlik momentlerine göre: Doğrusal moleküller, simetrik top moleküller, küresel top moleküller, asimetrik top moleküller olarak sınıflandırılır.

Karbondioksit molekülü simetrik durumda, doğrusal ve simetrik top molekül özelliği göstermektedir.

Doğrusal moleküller O=C=O karbondioksit şeklinde gösterilir (Banwell, 1983).

XYZ koordinat sistemi boyunca dönme şekil 1.1.a ve b'de gösterilmektedir.

- Bağ ekseni doğrultusunda,
- kağıt düzleminde,
- düzleme dik, dönmedir.

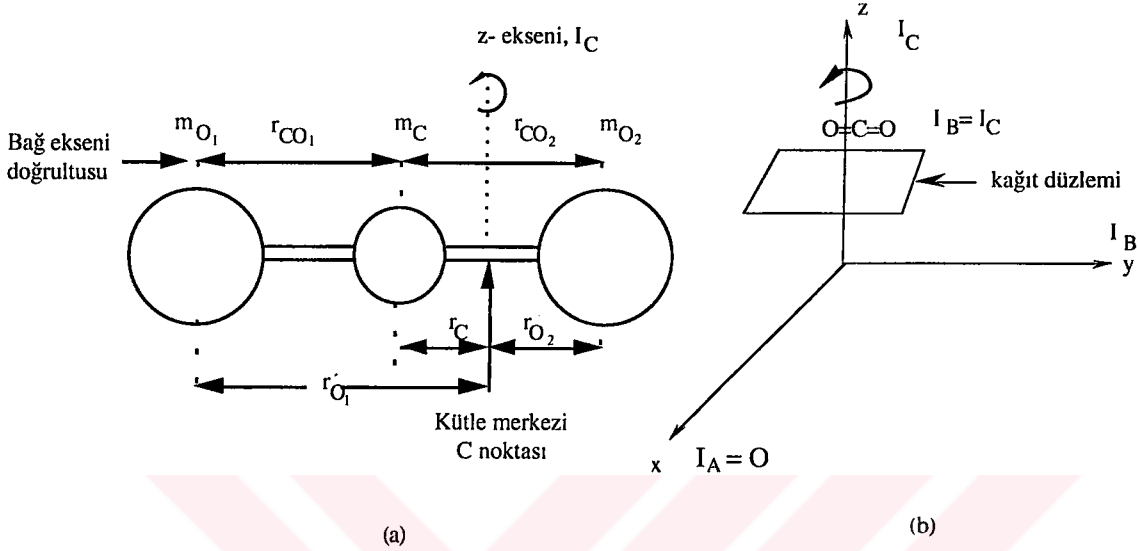
Doğrusal moleküller için B ve C aynıdır. Yani, I<sub>B</sub>=I<sub>C</sub>' dir. A çok küçüktür. I<sub>A</sub>=0 alınabilir.

Simetrik top moleküller için, doğrusal moleküllerde olduğu gibi I<sub>B</sub>=I<sub>C</sub> dir.

$$I_B = I_C \neq I_A \quad I_A \neq 0 \text{ dir.}$$

$$I_B = I_C \quad I_A = 0 \text{ dir.}$$

$\text{CO}_2$ ,  $\text{O}=\text{C}=\text{O}$  molekülünün eylemsizlik momentini inceleyelim.



Şekil 1.1a. Karbondioksit molekülünün dönmesi.

b. Molekülün eylemsizlik momentini (Banwell, 1983)

$$r_{\text{CO}} = 0.1131 \text{ nm (1.13 \AA)}$$

Kütleleri  $m_1$ ,  $m_2$ , ve  $m_3$  olduğunda, molekülün eylemsizlik momentini

$$I = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + m_3 r_3^2 \quad (1.1)$$

dir. Şekilden de görüldüğü gibi  $r'_{O_1}$ ,  $r_C$ ,  $r'_{O_2}$ ; atomların çekim merkezinden olan uzaklıklarıdır. Molekülün kütle merkezine göre, Şekil 1.1.a'da görüldüğü gibi C noktasına göre, momenti alınır;

$$m_{O_1} r'_{O_1} + m_C r_C - m_{O_2} r'_{O_2} = 0$$

$$m_{O_1} r'_{O_1} + m_C r_C = m_{O_2} r'_{O_2} \quad (1.2)$$

ifadesi elde edilir.

Karbondioksit molekülünün Şekil 1.1'deki C noktasına göre, eylemsizlik momentini ise;

$$I = m_{O_1} r'^2_{O_1} + m_C r^2_C + m_{O_2} r'^2_{O_2} \quad (1.3)$$

dir. Ayrıca,

$$\begin{aligned} r'_{O_1} &= r_{CO_1} + r_C \\ r'_{O_2} &= r_{CO_2} - r_C \end{aligned} \quad (1.4)$$

olduğundan bu değerleri (1.2) denkleminde yerine yazarsak, aşağıdaki ifadeyi elde ederiz (Banwell, 1983):

$$\begin{aligned} m_{O_1}(r_{CO_1} + r_C) + m_C r_C &= m_{O_2}(r_{CO_2} - r_C) \\ m_{O_1} r_{CO_1} + m_{O_1} r_C + m_C r_C &= m_{O_2} r_{CO_2} - m_{O_2} r_C \\ m_{O_1} r_C + m_C r_C + m_{O_2} r_C &= m_{O_2} r_{CO_2} - m_{O_1} r_{CO_1} \\ (m_{O_1} + m_C + m_{O_2}) r_C &= m_{O_2} r_{CO_2} - m_{O_1} r_{CO_1} \end{aligned}$$

Yukarıdaki denklemde,  $M = m_{O_1} + m_C + m_{O_2}$  ifadesini yerine yazarsak,  $M =$  molekülün toplam kütesidir. İfademiz;

$$M r_C = m_{O_2} r_{CO_2} - m_{O_1} r_{CO_1} \quad (1.4a)$$

ifadesi elde edilir. (1.4)'deki değerleri son şekliyle (1.3)' de yerine yazarsak; Eylemsizlik momenti için ifademiz;

$$\begin{aligned} I &= m_{O_1} r_{O_1}^2 + m_C r_C^2 + m_{O_2} r_{O_2}^2 \\ I &= m_{O_1} (r_{CO_1} + r_C)^2 + m_C r_C^2 + m_{O_2} (r_{CO_2} - r_C)^2 \\ I &= m_{O_1} (r_{CO_1}^2 + 2r_{CO_1} r_C + r_C^2) + m_C r_C^2 + m_{O_2} (r_{CO_2}^2 - 2r_{CO_2} r_C + r_C^2) \\ I &= m_{O_1} r_{CO_1}^2 + 2m_{O_1} r_{CO_1} r_C + m_{O_1} r_C^2 + m_C r_C^2 + m_{O_2} r_{CO_2}^2 - 2m_{O_2} r_{CO_2} r_C + m_{O_2} r_C^2 \\ I &= r_C^2 (m_{O_1} + m_C + m_{O_2}) + 2r_C (m_{O_1} r_{CO_1} - m_{O_2} r_{CO_2}) + m_{O_1} r_{CO_1}^2 + m_{O_2} r_{CO_2}^2 \end{aligned}$$

şeklini alır.

$$\begin{aligned} M &= m_{O_1} + m_C + m_{O_2} \text{ olduğundan,} \\ I &= M r_C^2 + 2r_C (m_{O_1} r_{CO_1} - m_{O_2} r_{CO_2}) + m_{O_1} r_{CO_1}^2 + m_{O_2} r_{CO_2}^2 \quad \text{dir.} \end{aligned}$$

Bu son eşitlikte  $r_C = r_{CO_2} - r_{CO_1}$  değeri yerine konulursa ve  $M r_C = m_{O_2} r_{CO_2} - m_{O_1} r_{CO_1}$  (1.4.a) ifadesini kullanırsak

$$\begin{aligned} r_C &= \frac{m_{O_2} r_{CO_2} - m_{O_1} r_{CO_1}}{M} \text{ olur. Buradan;} \\ I &= M \left( \frac{m_{O_2} r_{CO_2} - m_{O_1} r_{CO_1}}{M} \right)^2 + 2 \left( \frac{m_{O_2} r_{CO_2} - m_{O_1} r_{CO_1}}{M} \right) \\ &\quad (m_{O_1} r_{CO_1} - m_{O_2} r_{CO_2}) + m_{O_1} r_{CO_1}^2 + m_{O_2} r_{CO_2}^2 \\ I &= \frac{1}{M} (m_{O_2}^2 r_{CO_2}^2 - 2m_{O_2} m_{O_1} r_{CO_1} r_{CO_2} + m_{O_1}^2 r_{CO_1}^2) + \\ &\quad \frac{2}{M} (m_{O_1} m_{O_2} r_{CO_1} r_{CO_2} - m_{O_2}^2 r_{CO_2}^2 - m_{O_1}^2 r_{CO_1}^2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + (m_{O_1}m_{O_2}r_{CO_1}r_{CO_2}) + m_{O_1}r_{CO_1}^2 + m_{O_2}r_{CO_2}^2) \\
I &= \frac{1}{M} (m_{O_2}^2r_{CO_2}^2 - 2m_{O_2}m_{O_1}r_{CO_1}r_{CO_2} + m_{O_1}^2r_{CO_1}^2) + \\
& + 2m_{O_1}m_{O_2}r_{CO_1}r_{CO_2} - 2m_{O_2}^2r_{CO_2}^2 - 2m_{O_1}^2r_{CO_1}^2) + \\
& + 2m_{O_1}m_{O_2}r_{CO_1}r_{CO_2}) + m_{O_1}r_{CO_1}^2 + m_{O_2}r_{CO_2}^2 \\
I &= \frac{1}{M} (-m_{O_2}^2r_{CO_2}^2 - m_{O_1}^2r_{CO_1}^2 + 2m_{O_1}m_{O_2}r_{CO_1}r_{CO_2}) + m_{O_1}r_{CO_1}^2 + m_{O_2}r_{CO_2}^2 \\
I &= m_{O_1}r_{CO_1}^2 + m_{O_2}r_{CO_2}^2 - \frac{1}{M} (m_{O_1}^2r_{CO_1}^2 - 2m_{O_1}m_{O_2}r_{CO_1}r_{CO_2} + m_{O_2}^2r_{CO_2}^2) \\
I &= m_{O_1}r_{CO_1}^2 + m_{O_2}r_{CO_2}^2 - \frac{1}{M} (m_{O_1}r_{CO_1} - m_{O_2}r_{CO_2})^2 \\
I &= m_{O_1}r_{CO_1}^2 + m_{O_2}r_{CO_2}^2 - \frac{(m_{O_1}r_{CO_1} - m_{O_2}r_{CO_2})^2}{M} \tag{1.5}
\end{aligned}$$

elde ederiz. Bu formülümüzde  $O^{16}C^{12}O^{16}$  molekülü yerine izotopu olan  $O^{18}C^{12}O^{16}$  molekülü kullanılırsa,  $m'_{O_1}$  kütlesi olmak üzere (1.5) denkleminde  $m_{O_1}$  yerine  $m'_{O_1}$  'nü yazarsak,  $M$  in yerini  $M'$  alır. Çünkü kütlede bir artış vardır. Böylece, eylemsizlik momentimiz,

$$I' = m'_{O_1}r_{CO_1}^2 + m_{O_2}r_{CO_2}^2 - \frac{(m'_{O_1}r_{CO_1} - m_{O_2}r_{CO_2})^2}{M'} \tag{1.6}$$

şeklini alır.

$I'$  değerini mikrodalga spektrumunda bularak  $r_{CO_1}$  ve  $r_{CO_2}$ 'yi hesaplayabiliriz. izotopik yerdeğiştirme ile bağ uzunluğunun değişmediğini kabul edildiğinden  $r'_{CO_1}$ 'nün yazılmasına gerek yoktur. Bu yaklaşımı  $O^{16}C^{12}O^{16}$ ,  $OC^{13}O$ ,  $OC^{14}O$  için yazabiliriz. Bu durumda dört eylemsizlik momenti vardır (Banwell, 1983).

Üç atomdan fazla atom içeren moleküller içinde bu formül geçerlidir.

$N$  tane atom içeren halkasız poliatomik moleküllerin  $N-1$  tane bağ uzunluğunun hesaplanması mümkündür. Böylece üç atomlu molekül olan  $OCO$ ' de  $CO$  uzunluğu  $r_{CO}$  ve  $OC$  uzunluğu  $r_{OC}$  uzunluğu hesaplanabilir.

Diğer taraftan bir uçtan diğer uca dönme için bir tane eylemsizlik momenti vardır. Bir tek değeri spektrumdan tayin edilebilir.

3 atom    O    C    O  
3-1=2    bağ uzunluğu  
 $r_{CO}$   
 $r_{OC}$   
 $I$             bir tek

### 1.3. CO<sub>2</sub> Molekülünün Dönme Enerjisi ve Dönme Enerji Seviyeleri

Dönme enerjisi de diğer moleküler enerji formları gibi kuantize olmuştur. CO<sub>2</sub> molekülünün dönme enerjisinde, molekülün şekline ve büyüklüğüne göre kısıtlı fakat belirli enerji seviyeleri vardır. Herhangi bir molekül için dönme enerji seviyeleri olarak bilinen, izin verilen enerji değerleri, o moleküle ait Schrödinger eşitliğinin çözümü ile hesaplanabilir (Dicke, 1969).

Dalga denklemi,

$$\hat{H}\psi = \hat{E}\psi \quad (1.7)$$

dir. Burada  $\hat{H}$ , Hamiltonyen operatörü,  $\hat{E}$ , enerji operatörü ve  $\psi$  ise sistemin dalga fonksiyonudur.

$$H = T + U \quad (1.8)$$

denklemden de görüldüğü gibi Hamiltonyen, kinetik enerji, T ile potansiyel enerji, U'nun toplamına eşittir.

Kinetik enerji T ise,

$$T = -\left(\frac{\hbar^2}{8\pi^2m}\right) \left[ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) + \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) + \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \right] = \left(\frac{\hbar^2}{8\pi^2I}\right) \nabla^2 \quad (1.9)$$

$$(T + U) \psi = E\psi \quad (1.10)$$

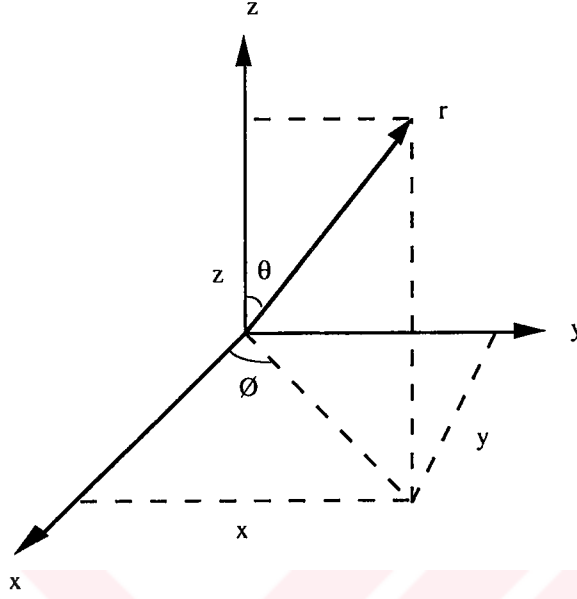
$$\nabla^2 \psi + \left(\frac{8\pi^2I}{\hbar^2}\right) (E - U) \psi = 0 \quad (1.11)$$

Bu dalga denklemini çözmek için kartezyen koordinatlardan, küresel polar koordinatlara geçmek gerekir.  $\nabla^2$  ile gösterdiğimiz Laplacian, küresel polar koordinatlarda,

$$\nabla^2 = \left(\frac{1}{r^2}\right) \left(\frac{\partial}{\partial r}\right) \left[ r^2 \left(\frac{\partial}{\partial r}\right) \right] + \left(\frac{1}{r^2 \sin \theta}\right) \left(\frac{\partial}{\partial \theta}\right) \left[ \sin \theta \left(\frac{\partial}{\partial \theta}\right) \right] + \left(\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta}\right) \left(\frac{\partial^2}{\partial \phi^2}\right) \quad (1.12)$$

dir.

Şekil-1.2' de görüldüğü gibi,



Şekil-1.2. Küresel koordinat sistemi.

küresel polar koordinatlarda:

$$x = r \sin\theta \cos\phi$$

$$y = r \sin\theta \sin\phi$$

$$z = r \cos\theta$$

$$r : 0 \leq r \leq \infty$$

$$\theta : 0 \leq \theta \leq \pi$$

$$\phi : 0 \leq \phi \leq 2\pi \quad \text{değerlerini alabilirler.}$$

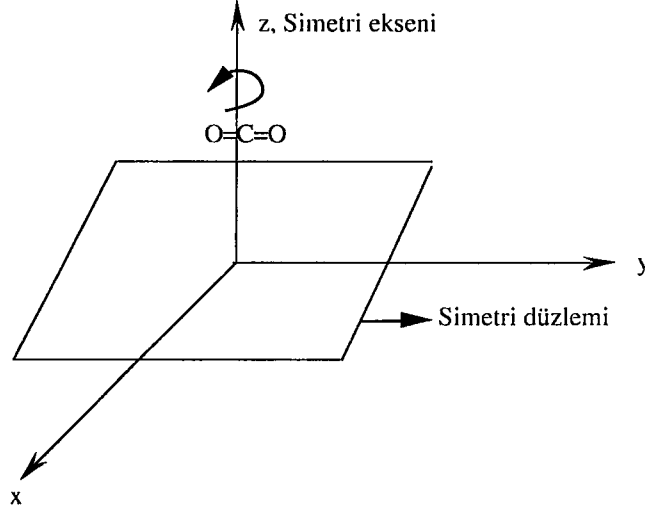
Böylece dalga denklemi,

$$\nabla^2 \psi + \left( \frac{8\pi^2 I}{h^2} \right) (E - U) \psi = 0 \quad (1.13)$$

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r) Y(\theta, \phi) \quad (1.13.a)$$

olup, burada  $R(r)$  radyal bir fonksiyon olup yalnız  $r$  koordinatına bağlıdır.  $Y(\theta, \phi)$  ise açısal bir fonksiyon olup yalnız  $\theta$  ve  $\phi$  açılarına bağlıdır. Biz, küresel koordinat sisteminde sadece  $\theta$  ve  $\phi$ 'ye bağlı olarak dalga denklemini yazarsak;

$$\left(\frac{1}{\sin\theta}\right)\left(\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}\right)\left(\sin\theta\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}\right) + \left(\frac{1}{\sin^2\theta}\right)\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial\phi^2}\right) + \frac{8\pi^2I}{h^2}\Psi = 0 \quad (1.14)$$



Şekil 1.3 CO<sub>2</sub>'nin Simetrik eksenini ve düzlemi

Ayrıca; CO<sub>2</sub> molekülünün temel elektronik durumunda, çekirdekler arası eksen boyunca elektronların açısal momentumu sıfırdır. Bu nedenle dalga denkleminde  $\psi$ 'ye dönme eksenine bağlı terimlerin etkisi olmaz ve CO<sub>2</sub> molekülünün dönme durumu; denge durumunda dönen iki atomlu molekülle aynı davranışı gösterir. Bu şartlar altında dalga denklemini aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2} + \frac{8\pi^2I}{h^2}\psi = 0 \quad (1.15)$$

$\theta$  ve  $\phi$  değişkenlerine bağlı olarak

$$\psi = \Theta(\theta)\Phi(\phi) \quad (1.16)$$

şeklinde bir çözüm olduğu kabul edilerek (1.14) denklemini tek boyutlu iki fonksiyona indirgenir. Burada  $\Theta$  sadece  $\theta$ 'nın ve  $\Phi$ 'de sadece  $\phi$ 'nin bir fonksiyonudur. Bu  $\psi$ 'yi (1.14)'de yerine yazarsak

$$\frac{\sin^2\theta}{\Theta}\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\Theta}{\partial\theta}\right) + \frac{8\pi^2I}{h^2}\Theta\right] + \frac{1}{\Phi}\frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2} = 0 \quad (1.17)$$

elde edilir.

$$\frac{\sin^2\theta}{\Theta} \left[ \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \sin\theta \frac{\partial\Theta}{\partial\theta} \right) + \frac{8\pi^2 I}{h^2} \Theta \right] = -\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2\Phi}{\partial\phi^2} \quad (1.18)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemin her iki tarafıda aynı sabite eşit olmalıdır. Böylece (1.18) ifadesi,

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2\Phi}{\partial\phi^2} = m_1^2 \quad (1.19)$$

ve

$$\frac{\sin^2\theta}{\Theta} \left[ \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \sin\theta \frac{\partial\Theta}{\partial\theta} \right) + \frac{8\pi^2 I}{h^2} \Theta \right] = m_1^2 \quad (1.20)$$

şeklinde iki denkleme ayrılır.

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2\Phi}{\partial\phi^2} = m_1^2 \quad \text{denkleminin çözümü}$$

$$\Phi(m) = A e^{im_1\phi}, \quad (m_1=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

şeklinde ve A normalizasyon sabitidir. Normalizasyon koşulundan

$$\int_0^{2\pi} \Phi^*(\phi) \Phi(\phi) d\phi = 1$$

$$A^2 \int_0^{2\pi} \Phi^*(\phi) \Phi(\phi) d\phi = 1$$

$$A^2 \int_0^{2\pi} e^{-im_1\phi} e^{im_1\phi} d\phi = 1$$

$$A = \sqrt{\frac{I}{2\pi}}$$

$$\Phi(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\phi} \quad (1.21)$$

olur.

Denklem (1.14)'ün çözümü denklem (1.14)'de  $x = \cos\theta$  dönüşümü yapılırsa;

$$(1-x^2) \frac{\sin^2\Theta}{\partial x^2} - 2x \frac{\partial\Theta}{\partial x} + \left( \frac{8\pi^2 I}{h^2} - \frac{m_1^2}{1-x^2} \right) \Theta = 0 \quad (1.22)$$

elde edilir. Denklem (1.22),

$$(1-x^2)Z'' - 2xZ' + \left[ L(L-1) - \frac{m_1^2}{1-x^2} \right] Z = 0 \quad (1.22.a)$$

formunda bir denklemdir. Bu denklem yardımcı Legendre denklemi olarak bilinir. Z fonksiyonları tek değişkenli, karesi integrallenebilen sınırlı bir fonksiyondur. L pozitif bir tam sayı veya sıfırdır ve  $|m| \leq L$  dir.

Denklem (1.22)'nin çözümleri yardımcı Legendre polinomlarıdır. Bu polinomların çözümleri  $L = 0$  ve  $L = 2$  için Tablo 1.1'de verilmiştir.

**Tablo 1.1 Bazı normalize yardımcı Legendre polinomları  $\Theta(L, m_1)$**

L	m	$\Theta(L, m_1)$
0	0	$1/2\sqrt{2}$
1	0	$(3/2)^{1/2}\cos\theta$
1	1	$(3/4)^{1/2}\sin\theta$
2	0	$(5/8)^{1/2}(3\cos^2\theta-1)$
2	1	$(15/4)^{1/2}\sin\theta\cos\theta$
2	2	$(5/16)^{1/2}\sin^2\theta$

Denklem (1.22) ile denklem (1.17) karşılaştırıldığında; denklem (1.22)'nin kabul edilebilir kuantum mekanik çözümleri;

$$\frac{8\pi^2 I}{h^2} = L(L + 1) \quad (1.23)$$

olarak elde edilir.

Böylece rijit dönme için müsadeli enerjiler;

$$W = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1) \quad (J = 0, 1, 2, \dots) \quad (1.24)$$

dir. L elektronik açısal momentumun kuantum numarasıyla ilgili olduğundan denklem L yerine J dönme kuantum sayısı kullanıldı. Denklem (1.16) ile verilen izinli dalga fonksiyonları;

$$\psi(J, m_J) = \Theta(J, m_J) \Phi(m_J) \quad (1.25)$$

J ve  $m_J$  kuantum sayılarına bağlıdır.  $m_J$ , magnetik kuantum sayısıdır. J, J-1, ..., -J değerlerini alabilir. Moleküller sürekli bir dipol momentine sahip olduklarından, dönme geçişleri için seçim kuralları  $\Delta J = \pm 1$  dir.

Şimdiye kadar rijit dönme yaklaşımını kullandık. Bağ uzunluklarında merkezi kuvvetlerin germe etkisi, dönen sistemin eylemsizlik momentini etkiler.

Schrödinger eşitliğinin kullanımıyla dönme enerjisi

$$E_d = \frac{h^2}{8\pi^2 I} J(J+1) \quad (1.26)$$

dir. Burada,

$$J = 0, 1, 2, \dots$$

$$E_J \rightarrow [\text{joule}]$$

$$h = 6,63 \times 10^{-34} \text{ J.s Planck sabiti}$$

$$I = \text{eylemsizlik momenti}$$

$$J = \text{dönme kuantum sayısıdır.}$$

Bu ifade izinli enerjileri joule cinsinden verir (Liboff, 1989), (Gasiorowicz, 1976).

Halbuki bir soğurma veya yaymada bu enerjiler arasındaki fark ile bu enerji farkına

karşılık gelen frekans

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} \rightarrow [\text{Hz}] \quad (1.27)$$

$\nu$  = frekans

$$\text{Dalga sayısı } \bar{\nu} = \frac{\Delta E}{h} \rightarrow [\text{Hz}] \quad (1.28)$$

dir.

$$\epsilon_j = \bar{\nu} = \frac{E_j}{hc} = \frac{h^2}{8\pi^2 I c} \rightarrow [\text{Cm}^{-1}] \quad (1.29)$$

$J = 0, 1, 2, \dots$

$$B = \frac{h}{8\pi^2 I c} \rightarrow [\text{cm}^{-1}] \quad (1.30)$$

$B$  = dönme sabitidir.

$$\epsilon_j = \bar{\nu} B_j (j + 1) \quad \text{cm}^{-1} \quad (1.31)$$

Schrödinger eşitliğinin esnek olan moleküller için çözümünde  $E_d$  dönme enerji seviyeleri şöyle bulunmuştur (Banwell, 1983).

$$E_d = \frac{h^2}{8\pi^2 I} j(j+1) - \frac{h^4}{32\pi^4 I^2 r^2 k} j^2(j+1)^2 \quad [\text{joule}] \quad (1.32)$$

veya bağların elastik olmaları ve molekül dönerken merkezkaç kuvveti nedeniyle atomlar arası uzaklığın değişmesi nedenleriyle dönme enerjisinin dalga sayısı

$$\bar{\nu} = \epsilon_j = \frac{E_j}{hc} = B_j (j + 1) - D j^2 (j + 1)^2 \text{ cm}^{-1} \quad (1.33)$$

eşitliğiyle gösterebiliriz.

$D$  = merkezkaç bozunma sabitidir. Pozitif ve  $B$ 'nin 1/1000'i kadardır.

$$D = \frac{h^3}{32\pi^4 I^2 r^2 k c} \quad \text{cm}^{-1} \quad (1.34)$$

Geçişler,  $j = 0 \rightarrow j = 2 \rightarrow j = 4$  alınan seçim kurallarına göre mümkün değildir.

Çünkü  $\Delta j = \pm 1$  olmalıdır.

Dönme spektrumunun gözlenebilmesi için molekülün asimetrik olması gereklidir. Simetrik moleküllerde dönme anında dipol moment değişikliği olmadığından ışık soğurulması ile geçiş olmaz. İzotopik CO<sub>2</sub> molekülleri dönme spektrumu verirler. N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> gibi moleküllerin ise dönme spektrumları yoktur.

Geçişler için

$$\begin{aligned}\epsilon_j &= B j (j + 1) - D j^2 (j + 1)^2 \\ \epsilon_{j+1} &= B [(j + 1) (j + 2)] - D [(j + 1)^2 (j + 2)^2] \\ \epsilon_{j+1} - \epsilon_j &= B [2j + 2] - D [4j^3 + 12j^2 + 12j + 4] \\ &= 2B (j + 1) - 4D (j + 1)^3 \quad \text{cm}^{-1}\end{aligned}\quad (1.35)$$

↓                      ↓

elastik olmayan için    elastik olan için

D'nin bilinmesi iki faydalı bilgi sağlar.

1- j değeri hesaplanabilir. Bilinen birkaç geçişle geçişlerin hangi j değerinden olduğunun belirlenmesi mümkün değildir. Fakat birbirini izleyen üç çizginin ölçümü ile B, D ve j değerleri hesaplanabilir.

2- D'yi bilince molekülün titreşim frekansı bulunabilir ( $\omega$ ).

### 1.3.1 Spektrum Çizgilerinin Şiddetleri

Geçişlerin olabilmesi için  $\Delta j = \pm 1$  olmalı idi. Kurala göre  $j = 0 \rightarrow j = 1$ 'e;  $j = 1 \rightarrow j = 2$ 'ye geçiş olasılıkları aynıdır. Bu ise bütün spektrum çizgilerinin şiddetinin aynı olmalarını gerektirmez. Herhangi bir enerji seviyesindeki molekül sayısı farklıdır. Geçiş olasılığının aynı olmasına karşın çizgi şiddetleri her seviyedeki başlangıç molekül sayısına bağlıdır (Liboff, 1989).

Dönme enerji seviyelerindeki birikim Boltzmann denklemiyle bulunur. En düşük dönme enerji seviyesi sıfırdır. Çünkü  $j = 0$ 'dır. Bu seviyedeki  $N_0$  tane molekül varsa yüksek seviyedeki sayı  $N_j$

$$\frac{N_j}{N_0} = e^{-E_j/kT} = e^{-Bhcj(j+1)/kT} \quad (1.36)$$

$$\text{Birikim} = (2j + 1) e^{-E_j/kT} \quad (1.37)$$

artan  $j$  ve büyük  $B$  değerleri için  $N_j/N_0$  değerlerinde hızlı azalma gözlenir.

Bu eşitliğin türevi alındığında maksimum birikim bulunur (Banwell 1983).

### 1.3.2 Dönme Enerji Seviyelerindeki Yarıлма

Dönme enerji seviyelerindeki yarıлма iki veya daha fazla enerji seviyesinin enerjilerinin aynı olmasıdır. Bu olaya açısıl momentumdan yaklaşırsak.

$$E_d = \frac{1}{2} I \omega^2 \quad (1.38)$$

$$L = I \omega \quad (1.39)$$

$L$  = açısıl momentum

$\omega$  = dönme açısıl hızı

$I$  = eylemsizlik momenti

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2 \quad 2E = I \omega^2 \quad \omega^2 = \frac{2E}{I}$$

$$\omega = \sqrt{\frac{2E}{I}} \quad L = \sqrt{\frac{2E}{I}} \cdot I^2$$

$$L = \sqrt{2EI} \quad \text{bulunur.}$$

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 I} j(j+1) \quad \text{idi} \quad (1.40)$$

$$L = \sqrt{2EI} \quad \rightarrow \quad L^2 = 2EI \quad E = \frac{L^2}{2I}$$

$L = I \omega$  yerine koyalım

$$E = \frac{I^2 \omega^2}{2I} = \frac{1}{2} I \omega \omega = \frac{1}{2} L \cdot \omega$$

birbirine eşitleyelim

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 I} j(j+1)$$

$$\frac{1}{2} L \omega = \frac{h^2}{8\pi^2 I} j(j+1)$$

$$L = \frac{2h^2}{8\pi^2 I \omega} j(j+1) = \frac{h^2}{4\pi^2 L} j(j+1)$$

$$L^2 = \frac{h^2}{4\pi^2} j(j+1)$$

$$L = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)} \quad (1.41)$$

elde edilir.

Buradan da görüldüğü gibi açısıl momentum kuantlıdır. Böylece enerji gibi  $L$ 'de kuantlaşır.  $L$  bir vektör olduğundan yönü ve büyüklüğü vardır.

Açısal momentum vektörünün yönü, CO<sub>2</sub> molekülünün döndüğü doğrultuda alınır. Açısal momentum vektörünün farklı sayıda yönlenmesi kuantum mekaniksel kanuna göre kısıtlıdır. Dönme kuantum sayısının integral değerleri için açısal momentum vektörü, bileşeni verilen referans doğrultusunda sıfır olacak veya açısal momentum birimlerinin integral çarpımı olacak şekilde yönlenir.

$j = 1$  durumunda  $P = \sqrt{2}$  olur. Üç katlı yarımla gösterir +1, 0, -1.

$j = 2$   $P = \sqrt{6}$  +2, +1, 0, -1, -2

$j = 3$   $P = 2\sqrt{3}$  +3, +2, +1, 0, -1, -2, -3

$j = 2$  durumunda beşli,  $j = 3$  de ise yedili yarımla görülür. Genelde her enerji seviyesinde  $2j + 1$  tane dejenere enerji seviyesi vardır. Her seviyede moleküler birikim azalmasına karşın artan  $j$  değerlerine paralel olarak yarımla enerji seviyesinde de artış olur.

$E_j$  enerji değerinde toplam bağıl birikim

birikim  $\alpha (2j + 1) e^{-E_j/kT}$  dir.

CO<sub>2</sub> için,  $E_j = B_j (j + 1) - D_j^2 (j + 1)^2$  dir.

$E_j$  enerji değerinde toplam bağıl birikim denkleminin türevi alındığında maksimum birikim bulunur. Çizgi şiddetlerinin dönme enerji birikimi ile doğru orantılı ve böylece çok düşük ve çok yüksek  $j$  değerleri arasındaki geçişlerin çok küçük olduğu görülür.

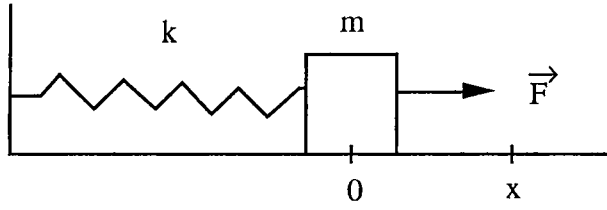
## 1.4 CO<sub>2</sub> Harmonik Titreşici

### 1.4.1 Klasik Mekanik İncelenmesi

Klasik mekanikte bir parçacık,

$$\vec{F} = -kx\hat{i} \quad (1.42)$$

şeklinde çekici bir kuvvetin etkisi altında hareket ederse tek boyutlu harmonik hareket yaptığı söylenir (Eisberg, 1974).



Şekil 1.4 Tek boyuttaki harmonik titreşici

Bu kuvvete karşılık gelen potansiyel enerji

$$U = \frac{1}{2} kx^2 \quad (1.43)$$

dir. Burada  $k$ , yay sabitidir.

Böyle bir sistemin klasik hareket denklemleri;

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{\partial^2 \vec{x}}{\partial t^2} = -kx\hat{i} \quad (1.44)$$

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + kx = 0 \quad (1.45)$$

dir.

$$\ddot{x} + \frac{k}{m} x = 0 \quad (1.46)$$

Burada,  $\frac{k}{m}$ 'e  $\omega$  dersek;  $\omega$  açısal frekanstır.

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (1.47)$$

Bu diferansiyel denklemin çözümü;

$$x(t) = A e^{\pm i\omega t} = A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t) \quad (1.48)$$

bulunur. Burada  $x$ 'in alabileceği en büyük değer  $A$ 'dır.

Sistemin birde kinetik enerjisi vardır.

$$T = \frac{1}{2} m\dot{x}^2 \quad (1.49)$$

Enerji ifadesini bulmak için denklem (1.49)'da denklem (1.48)'in türevini alarak yerine koyalım

$$\dot{x}(t) = wA \sin(wt) \quad (1.50)$$

küçük titreşimler için  $\sin(wt)$ 'yi ihmal edersek

$$E = \frac{1}{2} m(wA)^2 = \frac{1}{2} mw^2A^2 \quad (1.51)$$

bulunur. Buradan da görüldüğü gibi  $x$ 'in alabileceği en büyük değer  $A$  olabileceğine göre sistemin toplam enerjisi,  $A$  genliğin karesiyle orantılıdır ve hiç bir kısıtlama olmadan her değeri alabilir (Aygün, 1992).

#### 1.4.2 Kuantum Mekaniksel İncelenmesi

Tek boyutlu bir harmonik titreşicinin Hamilton fonksiyonu  $H$  ve ona karşılık gelen Hamilton operatörü  $\hat{H}$ ;

$$H = \frac{P^2}{2m} + \frac{1}{2} mw^2x^2 \quad (1.52)$$

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \frac{1}{2} mw^2\hat{x}^2 \quad (1.53)$$

dir (Liboff, 1989). Harmonik titreşicinin toplam enerjisi;

$$E = \frac{1}{2} m\dot{x}^2 + \frac{1}{2} kx^2 \quad (1.54)$$

$$\hat{E} = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \frac{1}{2} mw^2\hat{x}^2 \quad (1.55)$$

dir. Operatörler cinsinden Hamilton operatörüyle, enerji operatörü arasındaki bağıntı;

$$\hat{H} = \hat{E} \quad (1.56)$$

dir. Bu bilindiği gibi Schrödinger denklemdir. Bu ifadeye  $\psi(x)$  dalga denklemini etki ettirirsek;

$$\hat{H}\psi(x) = \hat{E}_n\psi(x) \quad (1.57)$$

olur. Bu ifadede  $\hat{H}$ ,  $\hat{E}$  operatörlerini yerine koyarsak, burada  $\hat{p}$  operatörü;

$$\hat{p} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \quad (1.58)$$

olarak

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_n(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{2} kx^2 \psi(x) = E\psi(x) \quad (1.59)$$

ifadesi bulunur. İşlemlerin kolaylığı için  $\psi(x)$  yerine  $U$  terimini kullanalım. Bu denklemi çözelim; ilk adım olarak denklemin değişkenlerini boyutsuz olarak yazalım (Eisberg, 1974).

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - \frac{1}{2} kx^2) U = 0 \quad (1.60)$$

$\alpha x = \xi$  dersek;

$x = \frac{\xi}{\alpha}$  türevini alırsak,  $\partial x = \frac{1}{\alpha} \partial \xi$  ;

$\frac{\partial}{\partial x} = \alpha \frac{\partial}{\partial \xi}$  tekrar türevini alalım,  $\frac{\partial^2}{\partial x^2} = \alpha^2 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}$

$$\alpha^2 \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - \frac{1}{2} k \frac{\xi^2}{\alpha^2}) U = 0 \quad (1.61)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} + \left( \frac{2mE}{\hbar^2 \alpha^2} - \frac{mk}{\hbar^2 \alpha^4} \xi^2 \right) U = 0 \quad (1.61.a)$$

olur.

Bu ifadede,  $\lambda = \frac{2mE}{\hbar^2 \alpha^2}$  ve  $\alpha$ 'yı öyle seçelimki  $\frac{mk}{\hbar^2 \alpha^4} = 1$  olsun. Buradan,  $\alpha^4 = \frac{mk}{\hbar^2}$

olur.

Denklemimiz;

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} + (\lambda - \xi^2) U = 0 \quad (1.62)$$

olarak bulunur. ikinci adım olarak denklem (1.62) yi sağlayan çözümün asimtotik noktalarının aranması ve kontrol altına alınması gerekir;

$\xi \rightarrow 0$ ' a giderken sorun yoktur.

$\xi \rightarrow \infty$ ' a giderken:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} + (\lambda - \xi^2) U = 0 \quad \text{olacaktır. Çözümü araştırırsak } (\lambda U - \xi^2 U) \text{ ifadesinde } \xi^2 U$$

daha baskındır ve  $\lambda U$  ihmal edilebilir. Bu durumda denklem;

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - \xi^2 U = 0 \quad (1.63)$$

olur. Bu diferansiyel denklemin çözümü;

$$U = e^{\pm \gamma \xi^2} \quad (1.63.a)$$

dir. Burada ise  $\xi \rightarrow \infty$ 'a giderken  $e^{+\gamma \xi^2}$  terimide  $\infty$ 'a gider ve bunu almayız.  $\xi \rightarrow \infty$ 'a giderken  $e^{-\gamma \xi^2}$  terim sıfıra gittiği için bu terimi alabiliriz. Buna göre;

$$U = e^{-\gamma \xi^2} \quad (1.64)$$

bir çözümdür. Denklem (1.64)'ün birinci ve ikinci türevlerini alırsak;

$$U' = -2\gamma\xi e^{-\gamma\xi^2} \quad (1.64.a)$$

$$U'' = -2\gamma e^{-\gamma\xi^2} + 4\gamma^2\xi^2 e^{-\gamma\xi^2} \quad (1.64.b)$$

bunları denklem (1.63)'de yerine koyarsak;

$$(-2\gamma e^{-\gamma\xi^2} + 4\gamma^2\xi^2 e^{-\gamma\xi^2})U - \xi^2 e^{-\gamma\xi^2} U = 0$$

$$Ue^{-\gamma\xi^2} (-2\gamma + 4\gamma^2\xi^2 - \xi^2) = 0 \text{ ve}$$

$$\text{ve } Ue^{-\gamma\xi^2} = 0$$

$$(-2\gamma + 4\gamma^2\xi^2 - \xi^2) = 0$$

elde edilir.  $\xi \rightarrow \infty$ 'a giderken  $-2\gamma$  diğer terimler yanında ihmal edilirse,

$$(0 + 4\gamma^2\xi^2 - \xi^2) = 0$$

$$\xi^2(4\gamma^2 - 1) = 0 \text{ dan}$$

$$4\gamma^2\xi^2 - 1 = 0$$

elde edilir.

Buradan,  $\gamma = \pm \frac{1}{2}$ , olursa sıfır değeri sağlanacaktır.  $U \rightarrow \infty$ 'a giderken  $e^{\gamma\xi^2}$  gibi davranmak zorundadır. Çünkü, sonsuzda  $U$ 'nun bir değeri olursa normalize edemeyiz.

Bu iki sınır arasındaki çözümleri, matematikte bazı diferansiyel denklemlerin çözümleri ancak bazı özel polinom aileleri cinsinden ifade edilebilir. Burada  $H(\xi)$  Hermit polinomunu kullanırsak;

$$U(\xi) = e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H(\xi) \quad (1.65)$$

diyelim;

$$H(\xi) = \sum_{r=0}^{\infty} a_r \xi^r \quad (1.66)$$

dir. Denklem (1.65)'in birinci ve ikinci türevlerini alalım;

$$U'(\xi) = -\xi e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H + e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H'$$

$$U''(\xi) = -e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H + \xi^2 e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H - \xi e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H' - \xi e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H' + \xi e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H''$$

$$U''(\xi) = [H'' - 2\xi H' + (\xi^2 - 1) H] e^{-\frac{1}{2}\xi^2}$$

Bunları;

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} + (\lambda - \xi^2) U = 0$$

denkleminde yerine koyarsak,

$$H'(\xi) - 2\xi H'(\xi) + (\lambda - 1) H = 0 \quad (1.67)$$

elde ederiz.

Üçüncü adım olarak; serilerle denklemi çözelim;

$$H = \sum_{r=0}^{\infty} a_r \xi^r$$

$$H' = \sum_{r=0}^{\infty} r a_r \xi^{r-1}$$

$$H'' = \sum_{r=0}^{\infty} r(r-1) a_r \xi^{r-2}$$

Bu ifadeleri denklem (1.67)'de yerine yazalım

$$\sum_{r=0}^{\infty} [r(r-1) a_r \xi^{r-2} - 2r a_r \xi^r + (\lambda - 1) a_r \xi^r] = 0 \quad (1.68)$$

$\sum_{r=0}^{\infty}$  toplamında bütün terimlerin ayrı ayrı sifira eşit olması gerekir. Birinci terimde  $r$  yerine  $r + 2$  alalım  $r = r + 2$  olursa toplam;

$$\sum_{r=0}^{\infty} (r+1)(r+2) a_{r+2} - [2r - (\lambda - 1) a_r \xi^r] = 0$$

$$\sum_{r=0}^{\infty} ((r+1)(r+2) a_{r+2} - [2r - (\lambda - 1)] a_r) \xi^r = 0 \quad (1.69)$$

$$a_{r+2} = \frac{2r - (\lambda - 1)}{(r+1)(r+2)} a_r \quad (1.69.a)$$

denklem (1.65)  $U = e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H(\xi)$  şeklinde idi. Yine denklem (1.66)'yı açarak yazarsak;

$$H = a_0 + a_1 \xi + a_2 \xi^2 + a_3 \xi^3 + \dots$$

ve yine  $H''$ 'i yazarsak;

$$H''(\xi) = \sum_{r=0}^{\infty} r(r-1) a_r \xi^{r-2}$$

idi, açarak yazarsak;

$$H''(\xi) = 0(0-1) a_0 \xi^{0-2} + 1(1-1) a_1 \xi^{1-2} + 2(2-1) a_2 \xi^{2-2} + 3(3-1) a_3 \xi^{3-2} + \dots$$

$$H''(\xi) = 2 a_2 + 6 a_3 \xi$$

$a_0$  ve  $a_1$  keyfi parametrelerdir. Kendimiz seçebiliriz;  $a_0 = 0$  alırsak çift sayılar sıfır olacaktır.  $a_1 \neq 0$  olduğunda tek indisli terimler sonsuza gider, halbuki biz serinin bir yerde son bulmasını yani, bir polinom oluşturmasını isteriz. Bunun içinde  $\lambda$ 'dan faydalanırız.  $\lambda = 2r + 1$  alırsak  $a_0 = 0$  olması halinde tek indisli katsayılar bir noktada sıfır olacaktır. Yani,

sonlu bir polinom oluşacaktır.

$r = 5$  ise

$$\lambda = 2 \cdot 5 + 1 = 11$$

$$a_{r+2} = \frac{2r - (\lambda - 1)}{(r + 1)(r + 2)} a_r$$

$$a_{5+2} = \frac{2 \cdot 5 - (11 - 1)}{(5 + 1)(5 + 2)} a_5$$

$$a_7 = \frac{10 - 10}{6 \cdot 7} a_5$$

$$a_7 = 0$$

$\alpha = 2\pi m v / \hbar$  ve  $\beta = 2mE / \hbar^2$  alınırsa

$$\beta / \alpha = 2n + 1 \quad \begin{array}{ll} n = 1, 3, 5, \dots & a_0 = 0 \text{ ise} \\ n = 0, 2, 4, \dots & a_1 = 0 \text{ ise} \end{array}$$

$\lambda_n = \frac{2mE}{\hbar^2 \alpha^2}$  almıştık.

$$\lambda_n = \frac{2mE}{\hbar^2 \sqrt{\frac{mk}{\hbar^2}}} = \frac{2mE}{\hbar \sqrt{mk}} = \frac{2E}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (1.70)$$

$$\sqrt{\frac{m}{k}} = \frac{1}{w} \quad (1.71)$$

dır.

Denklem (1.71)'de,  $w$  yerine  $w_s =$  salınım frekansı,  $m$ , yerine  $\mu =$  indirgenmiş kütle yazarsak;

$$\sqrt{\frac{\mu}{k}} = \frac{1}{w_s} \quad (1.72)$$

denklem (1.72)'yi (1.70)' de yerine yazarsak;

$$\lambda_n = \frac{2E_n}{\hbar \omega_s} = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{2mE}{\hbar^2} \frac{\hbar}{2\pi m v} = \frac{2E}{\hbar v} = 2n + 1$$

buradan enerji düzeyleri;

$$2E_n = (2n + 1)\hbar\omega_s$$

$$E_n = \hbar\omega_s \left(n + \frac{1}{2}\right) \quad (1.73)$$

bulunur. Burada n baş kuantum sayısıdır. Titreşim enerjisi ise

$$E_v = \hbar \omega_s \left(v + \frac{1}{2}\right) \quad (1.74)$$

$$v = 0, 1, 2, \dots \quad (1.74.a)$$

dir. Buradaki, v titreşim kuantum sayısıdır. Böylece, harmonik titreşicinin kuantum mekaniksel olarak enerjisini bulmuş oluruz. Tek boyutlu harmonik titreşicinin dejeneriliği yoktur. Çünkü bir tane kuantum sayısı vardır. Tek boyutlu sistemler hiçbir zaman dejenere değildir.

Üç boyutlu bir harmonik titreşici sistemde dejenerelik vardır. Çünkü, bir harmonik titreşiciye etki eden  $\vec{F} = -k\vec{x}$  kuvveti, üç boyutlu sistemlerde ise  $\vec{F} = -(k\vec{x} + a\vec{x}^2 + b\vec{x}^3 + \dots)$  kuvveti etkisi altındadır. Bu sistemi kuantum mekaniksel olarak çözebiliriz. İlk terim için tek boyutlu harmonik titreşicinin hamiltonyeni, diğerlerini ise pertürbasyona katıp hesaplarız.

Hamiltonyen ifadesi;

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2} m\omega^2 x^2 + bx^3 \quad (1.75)$$

olur.

Pertürbasyonlu ifadesi ise, birinci derece yaklaşımla;

$$H_n = E_n$$

$$(H^{(0)} + \alpha H^{(1)})(\psi_n^{(0)} + \alpha \psi_n^{(1)}) = (E_n^{(0)} + \alpha E_n^{(1)})(\psi_n^{(0)} + \alpha \psi_n^{(1)}) \quad (1.76)$$

dir. Birinci derece yaklaşımla enerji;

$$E_n = \hbar \omega_s \left( v + \frac{1}{2} \right) \quad (1.77)$$

dir.

İkinci derece yaklaşımla;

$$(H^{(0)} + \alpha H^{(1)} + \alpha^2 H^{(2)})(\psi_n^{(0)} + \alpha \psi_n^{(1)} + \alpha^2 \psi_n^{(2)}) = (E_n^{(0)} + \alpha E_n^{(1)} + \alpha^2 E_n^{(2)})(\psi_n^{(0)} + \alpha \psi_n^{(1)} + \alpha^2 \psi_n^{(2)}) \quad (1.78)$$

olur. ikinci derece pertürbasyon yaklaşımla enerji;

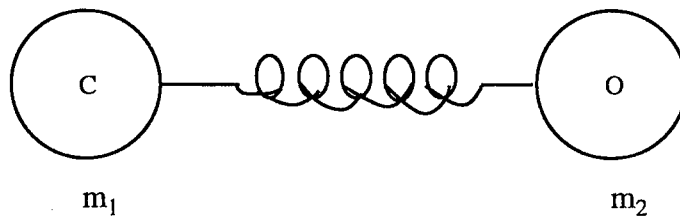
$$E_n = \hbar \omega \left( v + \frac{1}{2} \right) - a^2 \frac{1}{2m\omega^2} \quad (1.79)$$

dir (Aygün, 1990).

### 1.4.3 CO<sub>2</sub> Molekülünün Titreşimi

Moleküllerin titreşimlerini anlayabilmek için en uygun yol gözle görülür basit bir model seçmek ve ondan sonra bu gözle görülür modelden molekül titreşimlerine geçmek için neler yapmak gerektiğini incelemektir (Şenvar, 1982).

Bunu incelemek için, esnek bir yayın uçlarına takılmış C ve O küreleri olsun, bu küreleri tutan yayı gerelim ve kendi haline bırakalım. Bu titreşimin frekansı ( $\omega_s$ ) dir.



Şekil-1.5. Harmonik titreşici

Yay gibi hareket eden elastik bağın belirli titreşim frekansı sistemin kütlesine ve kuvvet sabitine bağlıdır. Bozunma miktarına bağlı değildir. Salınım frekansı

$$\omega_s = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}} \quad (\text{Hz}) \quad (1.80)$$

dır. Burada,

$\mu$  = sistemin indirgenmiş kütlesidir.

$k$  = kuvvet sabiti

Frekansı dalga sayısına çevirmek için ışık hızına bölmemiz gerekir

$$\omega_s = \frac{1}{2\pi c} \sqrt{\frac{k}{\mu}} \quad \text{cm}^{-1} \quad (1.81)$$

Titreşim enerjileri de diğer enerjiler gibi kuantize olmuştur. Belirli bir sistem için izin verilen titreşim seviyeleri Schrödinger eşitliğinden hesaplanabilir.

Molekülün titreşim hareketini incelerken harmoniklik yaklaşımını kullanacağız. Molekülün dalga denklemini hem klasik mekanik hemde kuantum mekanik yaklaşımla yazmamız gerekir (Rhodes,1972). Tek boyutlu titreşen bir molekülün potansiyel enerjisi;

$V = \frac{1}{2} kx^2$ , dir.  $k$ , yaysabitidir. 3 boyutlu titreşen bir molekülde ise  $k$ , yerine  $\lambda_L$ ,  $x$  yerine  $\theta_L$  gelir. Böylece, molekülün potansiyel enerjisi,

$$V = \frac{1}{2} \sum_L \lambda_L Q_L^2 \quad (1.82)$$

şeklinde yazılabilir. Buradaki,  $\theta_L$  molekülün yerdeğiştirmesidir.

$\lambda_L$  : molekülün kuvvet sabitlerine bağlı katsayılarıdır.

CO<sub>2</sub> molekülünün kinetik enerji ifadesi ise:

$$T = \frac{1}{2} \sum_L \lambda_L \dot{\theta}_L^2 \quad (1.83)$$

dir. Buradaki  $\dot{\theta}_L$ , molekülün hızıdır.

N atomlu bir molekülün dalga denklemi

$$\sum_{j=1}^N \frac{1}{M_j} \nabla_j^2 \psi + \frac{8\pi^2}{h^2} (W-V)\psi = 0 \quad (1.84)$$

dır.

W = toplam enerji

Moleküldeki atomların konumunu belirleyen;

$$q_i^1 = q_1^1, q_2^1, \dots, q_{3N-6}^1 \quad (1.85)$$

dir. Denklemimiz;

$$\sum_{j=1}^N \frac{1}{M_j} \nabla_j^2 \psi = \sum_{i=1}^{3N-6} \frac{1}{M_i} \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_i^1{}^2} \quad (1.86)$$

şeklinde yazılabilir.

CO<sub>2</sub> molekülü N = 3 atomlu bir molekül olduğundan 3N - 6 = 3 titreşim hareketi yapar.

$$q_i = \sqrt{M_i} q_i^1 \quad (1.87)$$

denkleminde (1.42) denklemindeki kütleler yok edilebilir. Böylece (1.87) denkleminde

$$\sum_{j=1}^N \frac{1}{M_j} \nabla_j^2 \psi = \sum_{i=1}^{3N-6} \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_i^2} \quad (1.88)$$

olur. Bu denklemin kullanarak, denklem (1.83)'ü düzenlersek

$$\sum_{L=1}^{3N-6} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_L^2} + \frac{8\pi^2}{h^2} \left( W - \frac{1}{2} \sum_{L=1}^{3N-6} \lambda_L \theta_L^2 \right) = 0 \quad (1.89)$$

şeklinde dalga denklemini elde ederiz. Bu eşitlik herbiri (3N-6) eşitliğine doğrudan doğruya ayrılabilir;

$$\psi = \psi_1(\theta_1) \psi_2(\theta_2) \dots \psi_{3N-6}(\theta_{3N-6}) \quad (1.90)$$

veya

$$\psi = \psi_1 \psi_2 \dots \psi_{3N-6}$$

Herbiri için, bir-boyutlu harmonik titreşiciye özdeş;

$$\frac{\partial^2 \psi_k}{\partial \theta_k^2} + \frac{8\pi^2}{h^2} (W_k - \frac{1}{2} \lambda_k \theta_k^2) \psi_k = 0 \quad (1.91)$$

denklemini elde edilir. Bu denklemin çözümü

$$W_k(\theta_k) = N_{v_k} H_{v_k}(\sqrt{\alpha_k} \theta_k) \exp(-\frac{\alpha_k}{2} \theta_k^2) \quad (1.92)$$

dır (Herzberg, 1945). Burada

$N_{v_k}$  = Normalizasyon sabiti

$\alpha_k = 4\pi^2 \nu_k / h$

$H_{v_k}$ ;  $v_k$  mertebeden Hermite polinomlarıdır.

Toplam enerji  $W$ , enerjilerin toplamına eşittir.

$$W = \sum_{k=1}^{3N-6} W_k \quad (1.93)$$

Toplam titreşim enerjisi ise

$$W_v = \sum_k W_k = \sum_k (v_k + \frac{1}{2}) \hbar \omega_k \quad (1.94)$$

şeklinde yazılır. Bu ifade molekülün titreşim enerji seviyelerini verir.

$$v_k = 0, 1, 2, \dots \quad (1.95)$$

titreşim kuantum sayılarıdır.

$\omega_k$  =  $k$ 'inci normal titreşim modunun klasik frekansıdır.

Bending mode (bükülme modun) enerjisi

$$W_2 = \hbar \omega_2 (v_2 + 1) \quad (1.96)$$

dur. Bükülme modunun denklemini;

$$\psi_2 = N_{v_{2a}} H_{v_{2a}}(\sqrt{\alpha_2} \theta_{2a}) H_{v_{2b}}(\sqrt{\alpha_2} \theta_{2b}) \exp(-\alpha_2/2) (\theta_{2a}^2 + \theta_{2b}^2) \quad (1.97)$$

şeklinde yazılabilir.

Gerçekte olay harmonik değil anharmoniktir ve olayı anharmonik gözle ele alırsak, toplam titreşim dalga fonksiyonu

$$\psi(\theta_1, \theta_{2a}, \theta_{2b}, \theta_3) \quad (1.98)$$

ilave terimi eklenir. Bu terim oldukça küçük bir değerdir. Buradaki  $\theta_1$ , simetrik gerilimin yer değiştirmesi,  $\theta_2$ , antisimetrik gerilimin yer değiştirmesi,  $\theta_3$ , bükülme hareketinin yer değiştirmesidir.

Anharmonikliğin bir sonucu olarak; titreşim enerjisinin değeri;

$$\frac{W_v}{h_c} = G(v) = \sum_{k=1}^3 \omega_k \left( v_k + \frac{d_k}{2} \right) + \sum_k \sum_i \psi_{ki} \left( v_k + \frac{d_k}{2} \right) \left( v_i + \frac{d_i}{2} \right) + \sum_k g_{kk} L_k^2 \quad (1.99)$$

dır (Gasiorowicz, 1976). Buradaki,  $d_k$ , dejenere sayısıdır. Dejenere olmayan titreşimler için  $d_k = 1$  (simetrik ve asimetrik gerilme modu için) ve çift dejenere titreşim bükülme modu için  $d_k = 2$  dir.

Dejenere olmayan yaklaşımla, çözülen denklemden de görüleceği gibi basit harmonik salınım yaklaşımıyla;  $E_v$ , titreşim enerjisi

$$E_v = \left( v + \frac{1}{2} \right) h \omega_s \quad \text{joule} \quad (v = 0, 1, \dots) \text{ dir. Buradaki,}$$

$v$  = titreşim kuantum sayısıdır;

$$E_v = \epsilon_v h c \quad \text{idi. } \epsilon_v, \text{ dalga sayısı ise}$$

$$\epsilon_v = \frac{E_v}{h c} = \left( v + \frac{1}{2} \right) \omega_s \quad \text{cm}^{-1} \quad (1.100)$$

dir.

Spektroskopik birimlere çevrilmiş denklemdir. Basit harmonik hareket yapan moleküller için izinli titreşim enerji seviyeleri  $\nu = 0$  kuantum durumunda en düşük enerji  $\epsilon_0$  sıfır olamaz (Wichmann, 1967).

$$\begin{aligned} \nu &= 0 \\ E_{\nu=0} &= \frac{1}{2} h \omega_s && \text{joule } (\omega_s; \text{Hz}) \\ \epsilon_{\nu=0} &= \frac{1}{2} \bar{\omega}_s && (\bar{\omega}_s; \text{cm}^{-1}) \end{aligned}$$

$\nu = 0$ , durumundaki enerji sıfır-nokta enerjisi olarak bilinir ve klasik titreşim frekansı ile kimyasal bağın kuvvetine ve atomik kütlelere bağlıdır (Liboff, 1989). Klasik fizikte  $\nu = 0$  da enerji sıfırdır. Modern fizikte ise  $(n + \frac{1}{2})$  kuantum sayısı ile dalga mekaniğiyle molekülün her zaman belirli bir enerjiye sahiptir. Bu durum deneysel olarak ispat edilmiştir. Schrödinger eşitliğinin diğer bir kullanımı sonucunda harmonik salınım ile titreşim değişikliğine uğrayan moleküller için seçim kuralını getirmesidir (Gündüz, 1993).

$$\Delta \nu = \pm 1 \quad (1.101)$$

CO<sub>2</sub> molekülü ışınla etkileştiği anda i'inci titreşim enerji seviyesindeki değişiklikler gözlenebilen spektrumu verir. Spektrumun da gözlenebilmesi için molekülün dipol momentinde de değişiklik olması gerekir. N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, Cl<sub>2</sub> gibi moleküllerde dipol moment değişmesi olmadığından spektrum gözlenmez.

Seçim kurallarının uygulanmasıyla

Işın yayınlanması için  $\nu + 1 \rightarrow \nu$ ;  $\begin{array}{c} \text{----- } \nu + 1 \\ \downarrow \\ \text{----- } \nu \end{array}$

$$\begin{aligned} \epsilon_{\nu+1 \rightarrow \nu} &= (\nu + 1 + \frac{1}{2}) \bar{\omega}_s - (\nu + \frac{1}{2}) \bar{\omega}_s \\ \epsilon_{\nu+1 \rightarrow \nu} &= \bar{\omega}_s \quad \text{cm}^{-1} \end{aligned} \quad (1.102)$$

Işının soğurulması için  $\nu + 1 \rightarrow \nu$ ;  $\begin{array}{c} \text{----- } \nu + 1 \\ \uparrow \\ \text{----- } \nu \end{array}$

$$\begin{aligned} \epsilon_{\nu \rightarrow \nu+1} &= (\nu + \frac{1}{2}) \bar{\omega}_s - (\nu + 1 + \frac{1}{2}) \bar{\omega}_s \\ &= \bar{\omega}_s \quad \text{cm}^{-1} \end{aligned} \quad (1.103)$$

yazılabilir. Bu yayımlanan ve soğurulan geçerli iki eşitliğin aynı çıkması sebebi ile titreşim seviyeleri arasındaki boşluklar eşittir ve iki komşu enerji seviyeleri arasındaki geçişler  $\nu$  ne olursa olsun aynı enerji değişikliğini verir. Enerji seviyeleri arasındaki fark  $\text{cm}^{-1}$  olarak belirtildiğinden soğurulan veya yayımlanan spektrum çizgisi doğrudan dalga sayısını verir.

$$\bar{\nu}_{\text{spektroskopik}} = \epsilon = \bar{\omega}_s \quad \text{cm}^{-1} \quad (1.104)$$

#### 1.4.4 Anharmonik Titreşim

Gerçek moleküller tam olarak basit harmonik harekete uymazlar. Esnek bağ olmasına rağmen Hooke yasasına uyacak kadar homojen değildir. Atomlar bağın kırılacağı noktaya kadar gerildiğinde atomlar ayrışır. Ufak sıkıştırmalar ve gerilmeler için bağ elastik olarak alınabilir. Fakat daha büyük değerler için örneğin; bağ uzunluğunun yüzde onu kadar bir değer için daha karmaşık davranışların varsayılması gerekir (Liboff, 1989).

Schrödinger eşitliğinde bu varsayımları göz önüne alarak izin verilen enerji seviyelerini yazarsak;

$$\epsilon_\nu = \left(\nu + \frac{1}{2}\right) \bar{\omega}_e - \left(\nu + \frac{1}{2}\right)^2 \bar{\omega}_e x_e \text{ cm}^{-1} \quad (1.105)$$

$$\nu = 0, 1, 2, \dots$$

$\bar{\omega}_e$  = titreşim frekansı

$x_e$  = bağ gerilim frekansları için anharmoniklik sabitidir. Her zaman küçük ve pozitif değerlerdedir. Büyük  $\nu$  değerleri için denkleminiz:

$$\epsilon_\nu = \bar{\omega}_e \left\{ 1 - x_e \left(\nu + \frac{1}{2}\right) \right\} \left(\nu + \frac{1}{2}\right) \quad (1.106)$$

Harmonik salınım için karşı gelen enerji seviyelerini karşılaştırsak salınım hareketi;

$$\bar{\omega}_s = \bar{\omega}_e \left\{ \left(1 - x_e \left(\nu + \frac{1}{2}\right)\right) \right\} \quad (1.107)$$

ile yazabiliriz (Liboff, 1989). Bu eşitlikle anharmonik salınım, harmonik salınım gibi davranabilir. Fakat düzgün olarak frekans arttıkça salınım frekansı da düzgün bir şekilde azalır.  $\epsilon = 0$  durumunda  $\nu = -\frac{1}{2}$  konularak bulunan varsayımsal enerji seviyesi, molekül sıfır-titreşim enerjisinde dengede olabilir. Titreşim frekansı ( $\text{cm}^{-1}$ );

$$\omega_s = \omega_e \quad \text{olabilir.} \quad (1.108)$$

$\omega_e$  = Anharmonik sistemin denge salınım frekansı olarak tarif edilebilir ve sonsuz küçük titreşimlerde frekans yaklaşık denge noktasındadır. Böylece (ground state) temel halde  $\nu = 0$ 'da;

$$\omega_0 = \omega_e \left(1 - \frac{1}{2} x_e\right) \text{ cm}^{-1} \quad (1.109.a)$$

$$\epsilon_0 = \frac{1}{2} \omega_e \left(1 - \frac{1}{2} x_e\right) \text{ cm}^{-1} \quad (1.109.b)$$

olarak bulunur ve sıfır-nokta enerjisi harmonik salınım hareketine karşılık gelen enerjiden çok az bir farklılık gösterir.

Anharmonik salınım için seçim kuralları;

$$\Delta\nu = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (1.110)$$

yazılabilir. Seçim kuralları harmonik salınım hareketi ile aynı olup ilaveten daha büyük sıçrama olasılıkları vardır. Harmonik salınım için,

$\nu = 0$  da üç geçiş vardır. Bunlar;

1-  $\nu = 0 \rightarrow \nu = 1$ .  $\Delta\nu = +1$ , normal şiddetle,

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon &= \epsilon_{\nu=1} - \epsilon_{\nu=0} \\ &= \left(1 + \frac{1}{2}\right) \omega_e - x_e \left(1 + \frac{1}{2}\right)^2 \omega_e - \left\{ \frac{1}{2} \omega_e - \left(\frac{1}{2}\right)^2 x_e \omega_e \right\} \\ &= \omega_e (1 - 2x_e) \quad \text{cm}^{-1} \end{aligned}$$

2-  $\nu = 0 \rightarrow \nu = 2$ ;  $\Delta\nu = +2$ , düşük şiddetle,

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon &= \left(2 + \frac{1}{2}\right) \omega_e - x_e \left(2 + \frac{1}{2}\right)^2 \omega_e - \left\{ \frac{1}{2} \omega_e - \left(\frac{1}{2}\right)^2 x_e \omega_e \right\} \\ &= 2\omega_e (1 - 3x_e) \quad \text{cm}^{-1} \end{aligned}$$

3-  $\nu = 0 \rightarrow \nu = 3$ ;  $\Delta\nu = +3$ , ihmal edilebilecek şiddette,

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon &= \left(3 + \frac{1}{2}\right) \omega_e - \left\{ \frac{1}{2} \omega_e - \left(\frac{1}{2}\right)^2 x_e \omega_e \right\} \\ &= 3\omega_e (1 - 4x_e) \quad \text{cm}^{-1} \end{aligned}$$

dir.

Bu üç geçiş,  $x_e \approx 0.01$  olduğundan üç spektrum çizgileri  $\omega_e$ ,  $2\omega_e$ ,  $3\omega_e$ 'ye çok yakındır. Buradaki  $\omega_e$ , denge frekansı,  $x_e$  anharmoniklik sabitidir.

$\omega_e$  : değerindeki çizgiye (fundamental absorption) esas soğurma çizgisi, yaklaşık

$2\omega_e$  ve  $3\omega_e$  değerindeki çizgilerde sırasıyla ilk ve ikinci overtone çizgileri olarak isimlendirilir.

$\nu = 1 \rightarrow \nu = 2$  geçişi ;  $\Delta\nu = \pm 1$ , normalde çok zayıf,

$$\begin{aligned}\Delta\varepsilon &= 2 \frac{1}{2} \omega_e - 6 \frac{1}{4} x_e \omega_e - \left\{ 1 \frac{1}{2} \omega_e - 2 \frac{1}{4} x_e \omega_e \right\} \\ &= \omega_e (1-4x_e) \quad \text{cm}^{-1}.\end{aligned}$$

Böylece zayıf soğurma olayı gözlenir ve esas soğurma çizgisine yakın olup ondan daha düşük dalga sayısında belirir. Böyle zayıf soğurma bantlarına, sıcak bantlar denir. Çünkü soğurma olayının olması için yüksek sıcaklığa gereksinim vardır.

#### 1.4.5 Titreşim ve Dönen CO<sub>2</sub> Molekülünün Toplam Enerjisi

Titreşim ve dönme hareketin enerjileri çok farklı olduğu için molekülün dönme ve titreşim hareketleri birbirinden bağımsızdır. Dönme ve titreşim enerjilerinin toplamı toplam enerjiyi verir (Köksal, 1989). Toplam enerji,

$$E_{\text{toplam}} = E_{\text{dönme}} + E_{\text{titreşim}} \quad \text{joule} \quad (1.111)$$

dür. Toplam, dalga sayısı  $\varepsilon_{\text{toplam}}$ ,

$$\varepsilon_{\text{toplam}} = \varepsilon_{\text{dönme}} + \varepsilon_{\text{titreşim}} \quad \text{cm}^{-1} \quad (1.112)$$

$$\begin{aligned}\varepsilon_{j,\nu} &= Bj(j+1) - Dj^2(j+1)^2 + Hj^3(j+1)^3 + \dots + \left(\nu + \frac{1}{2}\right) \\ &\omega_e - x_e \left(\nu + \frac{1}{2}\right)^2 \omega_e \quad \text{cm}^{-1}\end{aligned} \quad (1.113)$$

yazabiliriz. Buradaki küçük merkezkaç bozunma sabitleri olan D ve H'yi ihmal edersek

$$\varepsilon_t = \varepsilon_{j,\nu} = Bj(j+1) + \left(\nu + \frac{1}{2}\right) \omega_e - x_e \left(\nu + \frac{1}{2}\right)^2 \omega_e \quad (1.114)$$

spektrumda çok az bir değişiklik olur. Buradaki,  $x_e$ , anharmoniklik sabitidir.

Titreşim ve dönme hareketinin seçim kuralı

$$\Delta j = \pm 1 \quad \Delta \nu = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (1.115)$$

dir.  $\Delta \nu = 0$  olduğunda hareket sadece dönme hareketi yapar.

## 1.5 CO<sub>2</sub> Molekülünün Titreşim Hareketleri

N tane atom içeren bir molekül düşünelim. Her atom üç kordinatla (x,y,z) belirtilebilir. Böylece toplam kordinat sayılarının değeri 3 N dir ve molekülün 3 N tane serbestlik derecesinin olduğunu söyleriz. Çünkü her koordinat değeri diğerlerinden bağımsız olarak belirtilebilir. Ancak 3 N tane koordinat belirtildiğinde, molekülün bağ uzunlukları ve bağ açılarıda belirtilmiş olur ve molekülün başka bir şekilde belirtilmesi mümkün değildir (Gündüz, 1993).

Doğrusal moleküllerde: 3 N-5 esas titreşim hareketleri vardır.

CO<sub>2</sub> doğrusal moleküldür. 3.3-5 = 4 tane esas titreşimi vardır.

Doğrusal olmayan moleküllerde: 3 N-6 esas titreşim sayısı

N - 1 tanesi bağ gerilim hareketleridir. CO<sub>2</sub> için 3-1 = 2 tane bağ gerilimi vardır.

2N - 4 tanesi bükülme hareketidir. CO<sub>2</sub> için 2.3-4 = 2 tanesi bükülmedir.

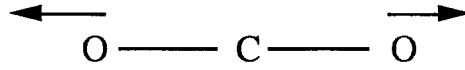
Titreşim hareketlerini iki grupta inceleyebiliriz.

### 1.5.1 Gerilme (Stretching) Titreşimi

Titreşimler iki genel grubu ayrılır. Bunlardan birincisi bağ açısını değiştirmeyen gerilme titreşimleridir. Bunlarda, simetrik ve asimetrik gerilme olarak ikiye ayrılır.

#### a) Simetrik gerilme

Oksijen atomları karbon atomuna yaklaşır veya uzaklaşırlar. Karbon ve oksijen atomları arasındaki mesafe eşit olarak değişir.

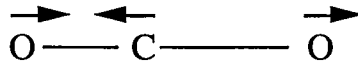


Şekil 1.6 Simetrik gerilme

$$\nu_1 = 1330 \text{ cm}^{-1}$$

#### b) Asimetrik gerilme:

Oksijenlerden biri karbon atomuna yaklaşırken diğeri karbon atomundan uzaklaşır.

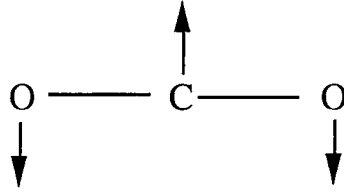


Şekil 1.7 Asimetrik gerilme

$$\nu_3 = 2349.3 \text{ cm}^{-1}$$

### 1.5.2 Sallanma (Bending) Titreşimi

Bağ açısını değiştiren sallanma titreşim hareketidir. Oksijen ve karbon atomlarının sallanmasıyla titreşim olmaktadır.



Şekil 1.8 Sallanma hareketi

$$\nu_2 = 667.3 \text{ cm}^{-1}$$

Simetrik gerilim dipol momentinde değişikliğe neden olmaz ve bu nedenle titreşim infrared aktif olmaz. 3 atomlu doğrusal moleküllerde  $3N-5 = 4$  olup, üç titreşim modunun yerine dört titreşim modunun olması gerekir. Ancak, burada  $\nu_2$  titreşimi iki titreşimdir. Birisi kağıt düzleminde, diğeri de oksijen atomlarının aynı zamanda kağıt düzlemine ve kağıt düzleminin dışına doğru titreşimleridir. Bu iki titreşim hareketi yön dışında eşdeğerdir ve dejenere titreşimler olarak isimlendirilirler. Ancak her ikisi farklı hareketler olarak düşünülmelidir ve doğrusal moleküllerde ekstra bükülme modu, doğrusal olmayan moleküllere göre her zaman gözlenir.

### 1.5.3 CO<sub>2</sub> Molekülünün Paralel Titreşim Hareketleri

CO<sub>2</sub> titreşim hareketleri için seçim kuralları

$$\text{Basit Harmonik Hareket İçin} \quad : \quad \Delta j = \pm 1 \quad \Delta v = \pm 1 \quad (1.116)$$

$$\text{Anharmonik Hareket İçin} \quad : \quad \Delta j = \pm 1 \quad \Delta v = \pm 1, \pm 2 \quad (1.117)$$

Bu olayı anlatabilmek için P,  $\theta$ , R kolları açıklamamız gerekir.

$$\text{Oluşan çizgiler} \quad \Delta j = -2 \ -1 \ 0 \ +1 \ +2 \quad (1.118)$$



$$\text{İsimlendirme} \quad \quad \quad \text{O P } \theta \quad \text{R S}$$

$$\text{P kolu} \quad : \quad \Delta j = -1 \quad j_{\text{üst}} = j_{\text{alt}} - 1 \quad (1.119.a)$$

$$\theta \text{ kolu} \quad : \quad \Delta j = 0 \quad j_{\text{üst}} = j_{\text{alt}} \quad (1.119.b)$$

$$\text{R branş} \quad : \quad \Delta j = +1 \quad j_{\text{üst}} = j_{\text{alt}} + 1 \quad (1.119.c)$$

CO<sub>2</sub> molekülünde  $v = 0$  titreşim durumdan,  $v = 1$  titreşim enerji durumuna geçtiği zaman,  $J_{\text{alt}}$  dönme kuantum durumundan  $J_{\text{üst}}$  dönme kuantum durumuna geçmiş olur. Yani, enerji soğurulur ve bir üst enerji düzeyine çıkar. Bilindiği gibi seçim kuralına uyması gerekir.  $\Delta j = -1$  olduğu zaman, enerji spektrumunda P grubu çizgileri veya P dalı oluşur.  $\Delta j = +1$  olduğu zaman ise R grubu çizgileri oluşur.  $\Delta j = 0$  olduğu zamanda,  $\theta$  dalı oluşur. CO<sub>2</sub>'nin  $\nu_1$ , simetrik gerilme hareketinde, soğurulma bandındaki enerji spektrumları arasındaki aralık 2.8-3 cm kadardır. B, dönme sabitine göre, spektrum çizgileri arasındaki mesafe değişmektedir. CO<sub>2</sub> molekülü için bu aralık 3 cm'dir. Sonuç olarak P ve R dalları arasındaki uzaklık ne kadar büyük olursa spektrum o kadar iyi anlaşılabilir.

## BÖLÜM 2

### CO<sub>2</sub> LASERİ

#### 2.1 Genel Özellikler

Gaz laserler, laserlerin en geniş kullanma alanı olan tipleridir. Laboratuvarlarda genellikle düşük-güçlü helyum-neon laserlerinden, çok yüksek-güçlü karbondioksit (CO<sub>2</sub>) laserine kadar çeşitli laserler bulunabilir. Bunların endüstride birçok uygulama sahası vardır. Atomların elektronik enerji düzeyleri veya iyonların enerji düzeyleri ya da moleküllerin titreşim-dönme enerji düzeyleri arasındaki geçişlere uygun olarak gaz laserler üç farklı temel gruba ayrılır. Bu temel gruplar atomik laserler, iyon laserleri ve moleküler laserlerdir. Atomik laserlere He-Ne laseri, iyon laserlerine argon laseri; moleküler laserlere de karbondioksit laseri örnek verilebilir (Kılıçkaya, 1991).

Yapı olarak laserler katı laserler, sıvı laserler ve gaz laserler olarak ayrılırlar. Çıkış güçlerine göre laserler düşük güçlü, orta güçlü laserler ve yüksek güçlü laserlerdir. Laser ışını çıkışına göre ise darbeli ve sürekli ışın çıkışlı laserlerdir.

Bu çalışmada gaz laserlerinin yapı olarak moleküler gaz laserini, çıkış gücüne göre yüksek güçlü laser, çalışma esasına göre sürekli bir laser olan, kısaca yüksek - güçlü sürekli dalgalı Infrared CO<sub>2</sub> laserini ve dizaynını inceleyeceğiz. Bu incelemelerden önce, CO<sub>2</sub> laserini tanıyalım.

Karbondioksit laseri, en önemli moleküler laserdir. Moleküler laserlerde enerji seviyeleri, bileşiği meydana getiren gaz moleküllerinin titreşim ve dönme enerjisinin kuantlaşmasıyla sağlanır (Wilson, 1983).

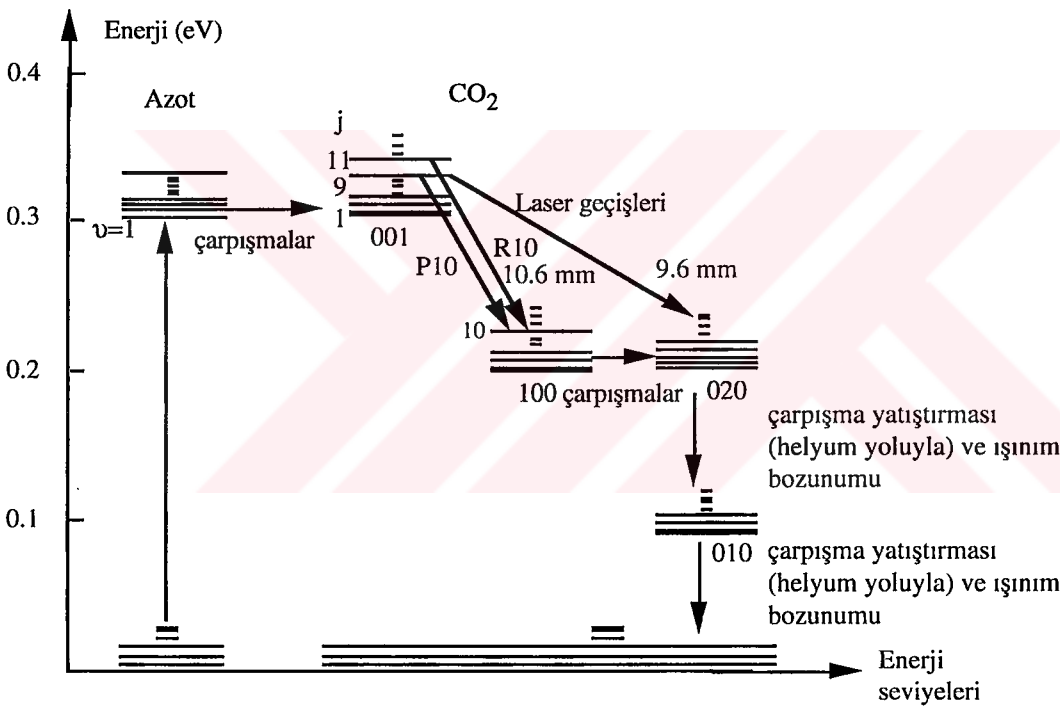
Karbondioksit laseri CO<sub>2</sub> : N<sub>2</sub> : He gazları karışımından oluşan bir laserdir. Burada, azot molekülleri karbondioksit molekülleriyle çarpışıp uyarılırlar. İlk uyarılmış titreşim enerji seviyesi elde edilir (Banwell, 1983).

Biz bu çalışmamızda CO<sub>2</sub> : N<sub>2</sub> : He' u kullanacağız. Elektrik deşarjıyla N<sub>2</sub> molekülleri enerjiyi absorplarlar ve bu enerjilerini CO<sub>2</sub> moleküllerine aktarırlar. Helyum atomları da CO<sub>2</sub> moleküllerinin düşük laser seviyesine düşmesine yardımcı olurlar. Kısaca, ters birikime yardımcı olurlar (Hecht, 1992).

Karbondioksit molekülü temel modların bir lineer bileşiminde titreşimli olabilir. Titreşimin modları, her bir modda birleştirilmiş enerji kuantumunun sayısını veya enerjinin miktarını temsil eden üç kuantum sayılarının bir kümesi ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) ile

gösterilirler. Örneğin, (100) seti, bu durumda bir molekülün titreşim enerjisinin bir kuantum ile saf bir simetrik modda titreşimli olduğunu ifade eder; asimetrik ve bükülme modları ile birleştirilmiş enerjiye sahip olmaz (Yariv, 1975).

Bu titreşim modlarına ilave olarak, molekül, hem de dönebilir ve böylece her bir titreşim enerji seviyesi ile birleştirilmiş hemen hemen aynı aralıklı dönen enerji seviyelerine sahip olur. Döner seviyeler,  $j$  dönme kuantum sayısı ile gösterilir. Bu moleküler seviyeler arasındaki enerji aralığı küçüktür ve laser çıkışı bu nedenle kızıl ötesi bölgesinde olmaktadır. CO<sub>2</sub> enerji seviye sıralamasının önemli kısımları, azot'un titreşim modlarınının taban durumu ve ilk uyarılmış durumu Şekil 2.1'de görebiliriz.



Şekil 2.1 CO<sub>2</sub> laseri için basitleştirilmiş enerji seviye diyagramı (Yariv, 1975).

Her bir titreşim seviyesi, onun ile birleştirilmiş birçok dönen seviyeye sahip olur,  $j = 1, 2, \dots, 10.6 \mu\text{m}$  çizgisi en şiddetlidir.

Birçok CO<sub>2</sub> laser, 1:4: 5 gaz karışımı oranında CO<sub>2</sub>, azot ve helyum gaz karışımında oluşurlar. Uyarılmış azot molekülleri, (001) seviyelerine onları uyararak, rezonant çarpışmalarda CO<sub>2</sub> moleküllerine enerjiyi aktarırlar. (100) CO<sub>2</sub> seviyeleri, (001) enerji seviyesine göre daha düşük bir enerjiye sahip olurlar ve yaklaşık olarak  $10.6 \mu\text{m}$ 'de

uyarılmış yayma veren (001) ve (100) seviyeleri arasında, bir ters birikimin meydana gelmesi için moleküller çarpışma yoluyla uyarılamazlar. Helyum, ikili bir role sahip olur. İlk olarak, sırayla kazancı arttıran, sıcaklık ve Doppler genişlemesini azaltmak suretiyle tüpün duvarları içinde ısı iletkenlik artar.

İkinci olarak, helyum atomları ile çarpışmalar yoluyla boşaltılmış olan son, (020) ve (010) seviyelerine rezonant çarpışmalar ile bağlanan (100) seviyesinin birikimini dolaylı olarak boşaltma ile laser verimi artar (Tasarov, 1983).

Oysa, diğer gaz laserleri % 0.1 veya daha az olan verimlere sahip olurlar, CO<sub>2</sub> laseri yaklaşık olarak %30'a kadar bir verime sahip olabilir. Bu esasen, deşarjdaki elektronların, uyardırmaya sebep olabilmesi yanında deşarjın kolaylığından dolayı ve içerilmiş farklı seviyelerin kuvvetli bağlanmasından dolayıdır. Bu yüksek verimden dolayı, 1m uzunluğundaki bir laser için 100 W olan sürekli ışımaya çıkışları elde etmek nispeten kolaydır. Bu büyüklükte ve daha büyük olan güçler, aynaların, çok düşük soğurmaya sahip olacağını ifade ederler. Oysa kızılötesi çalışmada, özel materyaller, pencereler, aynalar ve diğer laser bileşenleri kullanılır. Başarı ile kullanılan materyaller germanyum, galyumarsenid, çinko sülfid, çinko selenür ve birçok alkali halojenürleri içine alırlar. Ancak bunlar, nispeten yumuşak ve nemçekici olmalarından ötürü zarar görürler.

CO<sub>2</sub> laseri %10-20'lik oldukça yüksek verimli ve çıkış gücü 50-1000 W arasında olan oldukça güçlü bir laserdir. Bazı özel durumlarda 10 kW'ın üstünde çıkış gücüne çıkılabilmektedir. Elde edilen ışın 10 µm lik dalga boyu kızılötesi bölgesindedir (Patel, 1964). Laser ışınının odak çapı 0.05- 1mm kadar olabilir. CO<sub>2</sub> laseri sürekli bir laserdir. Darbeli olarak çalışması darbeli uyarılma veya Q anahtarlanmasıyla olabilir. Boylamasına ve enlemesine, akımla uyarılmalı sistemlerde boru uzunluğu metre başına 50/70 W çıkış gücüne erişilebilir (Sugarawa,1987).

Yüksek güç elde etmek için yapı boyunu azaltmak amacı ile rezonatörler kullanılır. Enlemesine akımla uyarılmış sistemlerde laser gazının iyonizasyon değişmesi oluşur. Böylece gaz boşalımı için ölçülen gerilim azalır.

CO<sub>2</sub> laseri diğer laser sistemlerine göre verimi en yüksek olan laserdir (%15-%20). Bununla beraber CO<sub>2</sub> laseriyle kaynak yapılmasında dalga boyu 10.6 µm olması ve kaynak bölgesinde bir yansıma meydana getirmesi CO<sub>2</sub> laser sisteminin bir dezavantajıdır.

Şekil 2.1’de gördüğümüz gibi 150 W’lık CO<sub>2</sub>: N<sub>2</sub>: He laser sisteminde 0.5 kg/mm<sup>2</sup> basınçta azot (N<sub>2</sub>), 0.8 kg/mm<sup>2</sup> basınca yükseltip He gazlarının karışımı tüp içine sürekli olarak pompalanması sağlanır. Bu işlemin amacı, tüp içinde laser olayının meydana geldiği esnada oluşabilecek gaz moleküllü bozulmaları ve yığılımlarını önlemektir. Tüp, su soğutmalı 2.5 cm çapında ve 2 metre boyundadır. Bükülebilir iki dirseğe sahip olan tüpün her iki ucuna aynalar yerleştirilmiştir. Aynalardan tam yansıma elde edebilmek için payreks veya çelik üstüne altın kaplanır. Öteki ayna ise diğer kısmı geçirgen üzerine germanyum kaplanmıştır. Bu ölçülerde bir CO<sub>2</sub> laser çubuğunda 10.6 µm dalga boyunda 120-150 W’lık devamlı güç elde edilebilmektedir.

Genellikle katihal darbeleri laser sistemleri için uygulanan Q anahtarlama sistemi CO<sub>2</sub> laser sisteminde uygulanabilmektedir. Q anahtarlama sistemi: CO<sub>2</sub> laserine uygulanması sonucunda her saniyede 400 pulsta 10.6 µm dalga boyunda 100 kW güç elde edilebilir.

Gaz laserleri: teorik olarak katı cisimli laserlerin aynasıdır. Yalnız, burada yakut kristali yerine bir gazlı amplifikatör bulunur. Bunun için çoğunlukla helyum-neon gazları karışımı kullanılmaktadır.

İyonizasyon yoluyla helyum, iyonize olmuş neonun enerji seviyesine çok yakın bir seviyeye geçirilir ve gazların atomları arasında elektron geçişleri olur. Böylece neon enerji seviyelerini değiştirerek 1.15 µm dalga boyunda uyarılmış emisyon olayını gerçekleştirir.

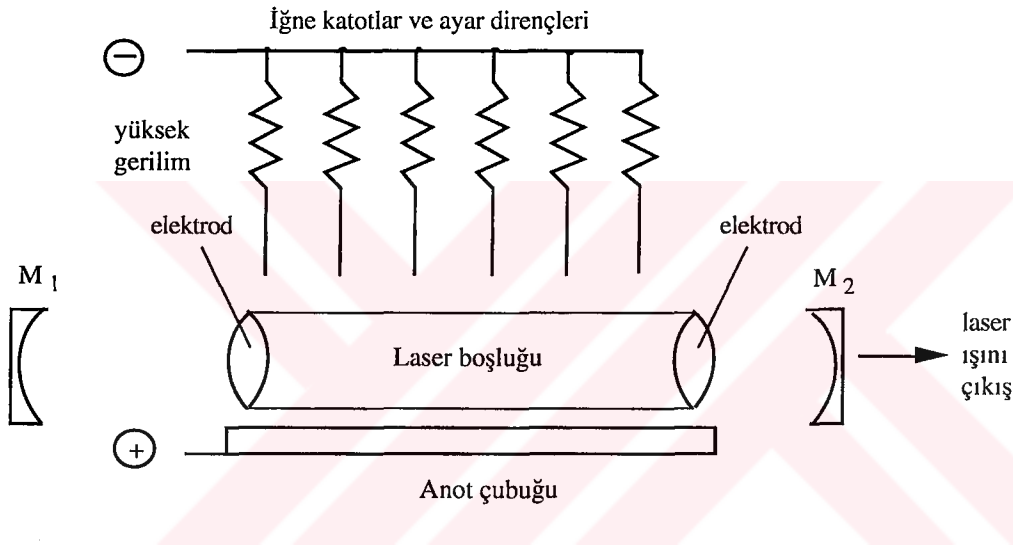
Gaz ortamının homojenliği ve kararlılığı, spektrum çizgilerinin inceliği ve yayınlanan laser ışının yönünde en önemli rolü oynar. Eğer iyonizasyon elektrik deşarjı ile olursa, doğru akımla çalışabiliriz, fakat bu durumda çıkış gücü zayıf olur.

Bazı durumlarda bir piezoelektrikle transduser (güç çevirici) üzerine kurulmuş bir kırınım ağı, yüksek yansıma faktörlü (yansıtırlıklı) aynanın yerine kullanılır. Farklı çizgilerin büyük dizisi, olanaklı olduğundan dolayı, ağ, laser çıkışının ayarlanmasına izin verir (001)’den (100)’a geçişte, seviyelerin grubu seçme kuralı  $\Delta j = \pm 1$  ile çalışır. Böylece daha üst seviyede, örneğin,  $j = 10$  için,  $j$ , daha düşük seviyede 11 ve 9 olabilir. Uygun geçişler, her biri söylendiği sıraya göre P10 ( $\Delta j = +1$ ) ve R10 ( $\Delta j = -1$ ) sapmalarına neden olurlar. En şiddetli çizgiler, P18, P20 ve P22 geçişleri ile verilirler.

CO<sub>2</sub> laserinin güç çıkışı, yaklaşık olarak tüp boyu ile orantılıdır ve daha büyük güçler elde etmek için çeşitli teşebbüsler yapılmıştır. Bir kaç on kilowatt olan güç çıkışları

veren, onar metrelerce uzun laserler meydana getirilmiştir. Diğer iki teknik, çok yüksek güçler üretmek için kullanıldılar. Birincisi, enine uyarılmış atmosferik laseridir. CO<sub>2</sub> laserinde güç çıkışı, gaz basıncını artırma ile artırılabilir. O zaman problem, bir deşarj meydana getirmenin gittikçe daha çok zor olduğudur.

Örneğin, atmosferik basınçta kesilme voltajı, 1.2 kVmm<sup>-1</sup> dir ve böylece 1 m uzunluğunda bir laser için bile, kabul edilemez olarak yüksek bir voltaja muhtaç oluruz. Bunu yenmek için deşarj, tüp genişliğinde enine olarak ulaşır, onun için, deşarj yolu boyu yaklaşık bir santimetredir.



Şekil 2.2 TEA CO<sub>2</sub> laserinin şeması

Deşarj, laser boşluğunun eksenine diktir.

Yüksek voltaj, yukarıdaki şekilde gösterildiği gibi tüp boyunca yerleştirilmiş elektrodların bir kümesine uygulanır. Bu sıralama ile, gigawatt bölgesindeki pik güçleri, saniye başına meydana gelen yaklaşık olarak 20 puls ile çok kısa pulslar olarak elde edilirler. Bundan başka laser bölgesinden geçerek akan soğuk gaz, ters birikimi ve bu nedenle güç çıkışını artırır.

Çok yüksek güçlü, güç kaynaklarıyla bir deşarj elde edilip termodinamik ilkelerinin uygulaması vasıtasıyla ters birikim meydana getirilir.

Bu yüksekgüçlü gaz dinamik laseri verir: Azot; karbondioksit karışımı, ısıtılır ve sıkıştırılır ve o zaman düşük bir basınç bölgesine genişlemesine izin verilir. Isıtma ve

sıkıştırma süresince enerji durumlarının birikimi, daha yüksek sıcaklığa uygun birikimler Boltzmann dağılımına ulaşır. Yüksek sıcaklıklarda enerjinin çoğu azot molekülünün titreşim modlarında depo edilir. Daha düşük sıcaklıklarda, düşük basınç bölgesine genişlemesinden sonra, CO<sub>2</sub> moleküllerinin rezonant çarpışmaları, CO<sub>2</sub>'nin (001) enerji durumuna getirir. Böylece bir ters birikim meydana gelir. Bu tipin tamamen aktif pompalaması ile, 100 kW'dan fazla gelir. Sürekli ışın çıkış güçleri meydana gelebilir. Gaz dinamik laserleri, büyük boyutlu olması dezavantajdan ötürü gaz roketi gibi genişlediği için gürülürler.

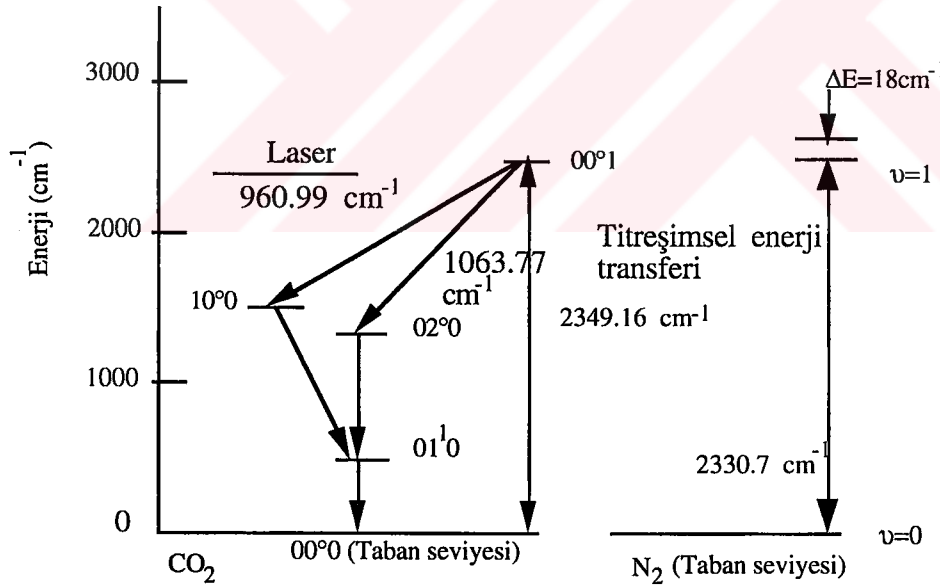
## 2.2 CO<sub>2</sub> Laserinin Işın Çıkışı

Yüksek-güçlü sürekli dalgalı Infrared CO<sub>2</sub> laserinin ışın çıkışı, yüksek kazanç katsayılı ve yüksek verim sağlanmasıyla moleküller gaz laserinin içinde en iyi olan moleküller laserdir.

Bu laserin ışın dağılımını titreşimsel ve dönme çizgilerinin incelenmesiyle açıklayabiliriz. Öncelikle, bu CO<sub>2</sub> laserin ışın dağılım tablolarını vererek inceleyelim (CRC, 1971).

Tablo 2.1 CO<sub>2</sub> Laseri (10°2)-(10°1) Bandındaki Geçişler

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
4.3203	2314.65	R(17)
4.3249	2312.18	R(13)
4.3276	2310.73	R(11)
4.3549	2296.25	P(17)
4.3580	2294.62	P(17)
4.3612	2292.94	P(11)
4.3644	2291.25	P(13)
4.3677	2289.51	P(15)
4.3711	2287.76	P(17)
4.3745	2286.00	P(19)
4.3779	2284.20	P(21)
4.3814	2282.38	P(23)
4.3849	2280.53	P(25)

Şekil 2.3 N<sub>2</sub> ve CO<sub>2</sub>'nin enerji seviye diyagramları (Verdeyen, 1981 ).

N<sub>2</sub> ( $\nu = 0$ ) ve CO<sub>2</sub> (00°0), taban durumlarına göre enerji seviye diyagramları çizilir. Azot molekülü uyarılıp  $\nu = 1$  titreşim enerji seviyesine çıkar. Uyarılmış azot molekülleri, karbondioksit molekülleriyle çarpışıp enerjilerini aktarırlar. Karbondioksit molekülü (001)'den (100)'e laser geçişi yapar.

**Tablo 2.2 CO<sub>2</sub> Laseri (00°1)-(02°0) Bandındaki Geçişler (R-Branşı)**

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
9.126866	1095.6663	R(52)
9.134184	2312.18	R(50)
9.141719	1093.8862	R(48)
9.149471	1092.9593	R(46)
9.157446	1092.0076	R(44)
9.165645	1091.0307	R(42)
9.174070	1090.0287	R(40)
9.182725	1089.0014	R(38)
9.191612	1887.9485	R(36)
9.200733	1086.8699	R(34)
9.210092	1085.7655	R(32)
9.219690	1084.6352	R(30)
9.229530	1083.4788	R(28)
9.239615	1082.2962	R(26)
9.249946	1081.0874	R(24)
9.260526	1079.8522	R(22)
9.271358	1078.5906	R(20)
9.282444	1077.3025	R(18)
9.293786	1075.9878	R(16)
9.305385	1074.6465	R(14)
9.317246	1073.2785	R(12)
9.329370	1071.8837	R(10)

**Tablo 2.3 CO<sub>2</sub> Laseri (00°1)-(02°0) Bandındaki Geçişler (R-Branşı)**

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
9.341758	1070.4623	R(8)
9.354414	1069.0141	R(6)
9.367339	1067.5391	R(4)

**Tablo 2.4 CO<sub>2</sub> Laseri (00°1)-(02°0) Bandındaki Geçişler (P-Branşı)**

9.126866	1095.6663	R(52)
9.134184	2312.18	R(50)
9.14.17.19	1093.8862	R(48)

Tablo 2.5 CO<sub>2</sub> Laseri (00°1)-(02°0) Bandındaki Geçişler (R-Branşı)

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
9.535972	1048.6608	P(18)
9.552428	1046.8542	P(20)
9.569179	1045.0217	P(22)
9.586227	1043.1633	P(24)
9.603573	1041.2791	P(26)
9.621219	1039.3693	P(28)
9.639166	1037.4341	P(30)
9.657416	1035.4736	P(32)
9.675971	1033.4881	P(34)
9.694831	1031.4775	P(36)
9.713998	1029.4423	P(38)
9.733474	1027.3824	P(40)
9.753259	1025.2983	P(42)
9.773356	1023.1900	P(44)
9.793764	1021.0578	P(46)
9.814487	1018.9020	P(48)
9.835523	1016.7227	P(50)
9.856876	1014.5202	P(52)
9.878544	1012.2949	P(54)
9.900531	1010.0469	P(56)
9.922835	1007.7765	P(58)
9.945458	1005.4841	P(60)

**Tablo 2.6 CO<sub>2</sub> Laseri (00°1)-(10°0) Bandındaki Geçişler (R-Branşı)**

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
10.057895	994.2438	R(54)
10.066650	993.3792	R(52)
10.075698	992.4870	R(50)
10.085041	991.5676	R(48)
10.094676	990.6211	R(46)
10.104605	989.6478	R(44)
10.114826	988.6477	R(42)
10.125340	987.6211	R(40)
10.136146	986.5682	R(38)
10.147246	985.4891	R(36)
10.158637	984.3840	R(34)
10.170323	983.2530	R(32)
10.182301	982.0962	R(30)
10.194574	980.9139	R(28)
10.207142	979.7061	R(26)
10.220006	978.4730	R(24)
10.233167	977.2146	R(22)
10.246625	975.9311	R(20)
10.260381	974.6226	R(18)

**Tablo 2.7 CO<sub>2</sub> Laseri (00°1)-(10°0) Bandındaki Geçişler (R-Branşı)**

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
10.274438	973.2892	R(16)
10.288797	971.9309	R(14)
10.303458	970.5479	R(12)
10.318424	969.1402	R(10)
10.333696	967.7079	R(8)
10.349277	966.2510	R(6)
10.365168	964.7697	R(4)

Tablo 2.8 CO<sub>2</sub> Laseri (00°1)-(10°0) Bandındaki Geçişler (P-Branşı)

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
10.440579	957.8012	P(4)
10.458220	956.1857	P(6)
10.476187	954.5458	P(8)
10.494484	952.8816	P(10)
10.513114	951.1930	P(12)
10.532080	949.4800	P(14)
10.551387	947.7427	P(16)
10.571037	945.9810	P(18)
10.591035	944.1948	P(20)
10.611385	942.3841	P(22)
10.632090	940.5488	P(24)
10.653156	938.6890	P(26)
10.674586	936.8045	P(28)
10.696386	934.8952	P(30)
10.718560	932.9611	P(32)

Tablo 2.9 CO<sub>2</sub> Laseri (00°1)-(10°0) Bandındaki Geçişler (P-Branşı)

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
10.741113	931.0022	P(34)
10.764052	929.0182	P(36)
10.787380	927.0091	P(38)
10.811105	924.9749	P(40)
10.835231	922.9153	P(42)
10.857965	920.8302	P(44)
10.884713	918.7197	P(46)
10.910082	916.5834	P(48)
10.935879	914.4212	P(50)
10.962110	912.2331	P(52)
10.988783	910.0188	P(54)
10.015906	907.7783	P(56)

Tablo 2.10 CO<sub>2</sub> Laseri (01<sup>1</sup>2)-(11<sup>1</sup>0) Bandındaki Geçişler

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
10.9730	911.33	P(19)
10.9856	910.28	P(20)
10.9944	909.55	P(21)
11.0078	908.46	P(22)
11.0164	907.74	P(23)
11.0300	906.62	P(24)
11.0385	905.92	P(25)
11.0610	904.08	P(27)
11.0762	902.84	P(28)
11.0840	902.20	P(29)
11.0999	900.91	P(30)
11.1073	900.31	P(31)
11.1238	898.97	P(32)
11.1309	898.40	P(33)
11.1483	897.00	P(34)

Tablo 2.11 CO<sub>2</sub> Laseri (01<sup>1</sup>1)-(03<sup>1</sup>0) Bandındaki Geçişler

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
10.9735	911.29	P(19)
10.9951	909.50	P(21)
11.0165	907.73	P(23)
11.0300	906.62	P(24)
11.0385	905.92	P(25)
11.0535	904.69	P(26)
11.0610	904.08	P(27)
11.0760	902.85	P(28)
11.0850	902.12	P(29)
11.1000	900.90	P(30)
11.1070	900.33	P(31)
11.1235	899.00	P(32)
11.1315	898.35	P(33)
11.1485	896.98	P(34)
11.1555	896.42	P(35)
11.1736	894.97	P(36)
11.1791	894.53	P(37)
11.1980	893.02	P(38)
11.2035	892.58	P(39)
11.2235	890.99	P(40)

Tablo 2.12 CO<sub>2</sub> Laseri (01<sup>1</sup>1)-(03<sup>1</sup>0) Bandındaki Geçişler

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
11.2295	890.51	P(41)
11.2495	888.93	P(42)
11.2545	888.53	P(43)
11.2770	886.76	P(44)
11.2804	886.49	P(45)

Tablo 2.13 CO<sub>2</sub> Laseri Çeşitli Geçişleri

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
13.144	760.78	
13.154	760.21	Q Branşı (14 <sup>0</sup> )-(05 <sup>1</sup> 0)
13.159	759.89	
13.541	738.51	Q Branşı (21 <sup>1</sup> 0)-(12 <sup>2</sup> 0)
16.585	602.96	Q Branşı (14 <sup>0</sup> )-(13 <sup>1</sup> 0)
16.597	602.51	
17.023	587.43	
17.029	587.25	Q Branşı (03 <sup>1</sup> 0)-(02 <sup>1</sup> 1)
17.036	587.00	
17.048	586.59	
17.370	575.70	
17.376	575.49	Q Branşı (24 <sup>0</sup> )-(23 <sup>1</sup> 0)
17.390	575.05	

Tablo 2.14 CO<sub>2</sub><sup>18</sup> Laseri (01<sup>0</sup>2)-(11<sup>0</sup>0) Bandındaki Geçişler

Dalga Boyu $\lambda_{vac}$ ( $\mu\text{m}$ )	Frekans $\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	Geçişler
9.341	1070.6	P(18)
9.355	1069.0	P(20)
9.369	1067.4	P(22)
9.383	1065.8	P(24)
9.397	1064.2	P(26)

Tablolardan da gördüğümüz gibi, ışımaya  $\text{CO}_2$  molekülünün  $00^\circ 1-10^\circ 0$  ve  $00^\circ 1-02^\circ 0$  bandlarının P dallarında dönme-titreşim çizgilerinde gözlenmektedir. Bu ışımaya,  $00^\circ 1-10^\circ 0$  bandı için dönme kuantum sayıları,  $j = 11$ 'den  $j = 37$  sahasına kadar ve  $00^\circ 1-02^\circ 0$  bandı içinde  $j = 21$ 'den  $j = 33$ 'e kadar olan bölgede elde edilmiştir. En yüksek güç üretimi  $j = 23$  ( $00^\circ 1-10^\circ 0$ ) ve  $j = 27$  ( $00^\circ 1-02^\circ 0$ ) da elde edilmektedir (Patel, 1964).

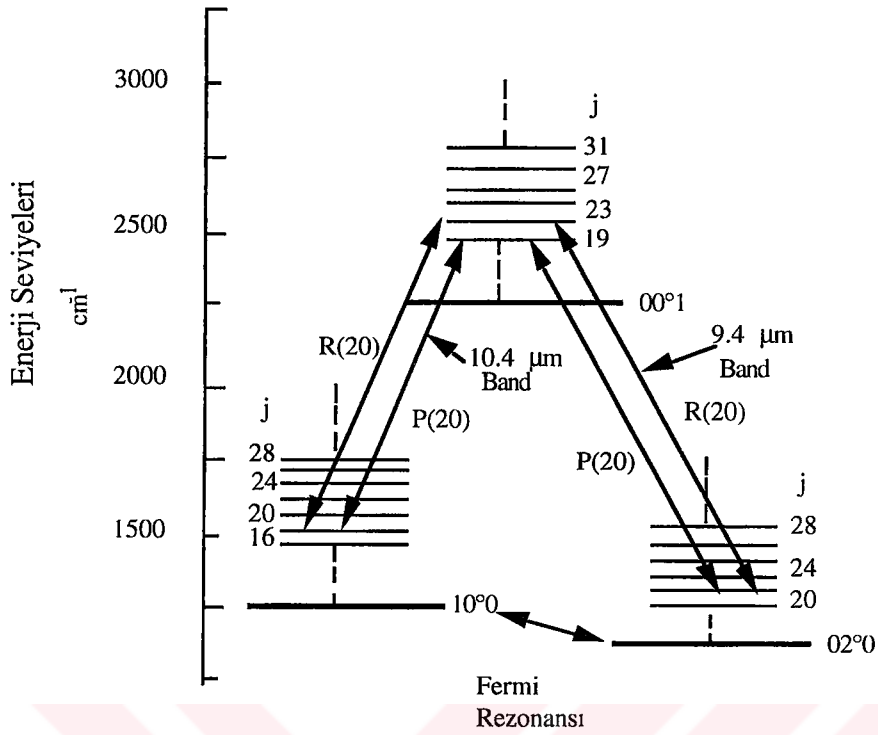
$\text{CO}_2$ 'e oksijen ekleyerek,  $\text{CO}_2$  molekülünün  $00^\circ 1-10^\circ 0$  bandının R dalının  $j=14$ 'den  $j = 26$ 'ya kadar olan dönme çizgilerinde  $0.1\text{m W}$ 'lık bir güç elde edilebildiği gözlenmiştir (Howe, 1965).Güç artırıldığı zaman, ışımaya çizgilerinin sayısının azaldığı ve çok büyük güçlerde ışımaya 1.2 çizgide gözlenmektedir (Patel, 1965). Bu durum en büyük kazancın  $j = 20-30$ 'da olduğunu göstermektedir. İki farklı geçiş arasındaki ışımayı ortadan kaldırmak için Moeller ve Rigden (Moeller, 1966) rezonatör boşluğunda diskriminatör (frekans ayırıcı) cihazı gibi çalışan kırınım ızgarası yerleştirdi. Boşluk, ızgaranın dönmesiyle farklı dalga boylarında ayarlanarak  $\text{CO}_2$  bandının P dalı çizgilerindeki ışımayı değil aynı zamanda R çizgilerindeki ışımaya da görülmesi sağlanmıştır.

( $00^\circ 1-10^\circ 0$ ) bandındaki  $\text{CO}_2$  molekülünün ışımaya tayfı P ve R dallarının büyük sayıdaki spektrum çizgileri kolaylıkla görülebilir.

$00^\circ 1-02^\circ 0$  geçişinin R dalının 27. çizgisinde (P4 den P56) ışımaya gözlenmektedir. Ayrıca,  $01^\circ 1-03^\circ 0$  bandının P - dalı çizgilerinde de ışımaya olmaktadır (Frappard, 1966).

11  $\mu\text{m}$  bölgesinde  $01^1 0-11^1 0$  geçişinin P-dalı çizgilerinde, 11-18  $\mu\text{m}$  dalgaboyu bölgesinde laser ışını oluşur.

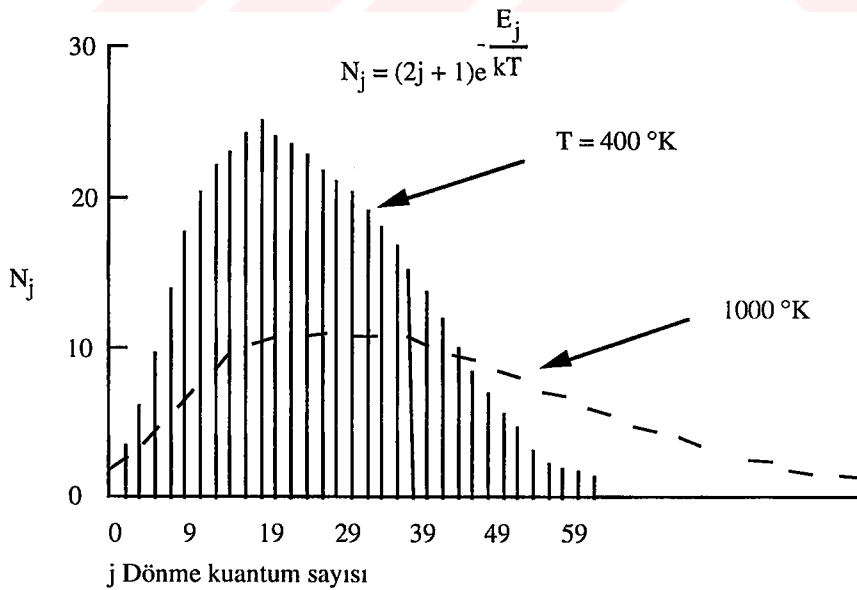
Şekil 2.4 de gördüğümüz gibi  $\text{CO}_2$  için bilinen 9,4  $\mu\text{m}$  ve 10,4  $\mu\text{m}$  titreşim-dönme bandındaki enerji seviyeleri gösterilmektedir (Hecht, 1992).



Şekil 2.4 00°1-10°0 ve 00°1-02°0 bandlarında dönme seviyelerinde içeren detaylı bir laser geçirgenlik grafiği (CRC, 1971).

CO<sub>2</sub>'de simetri özelliğinden dolayı her titreşim seviyesi için alternatif dönme seviyeleri kaybolur.

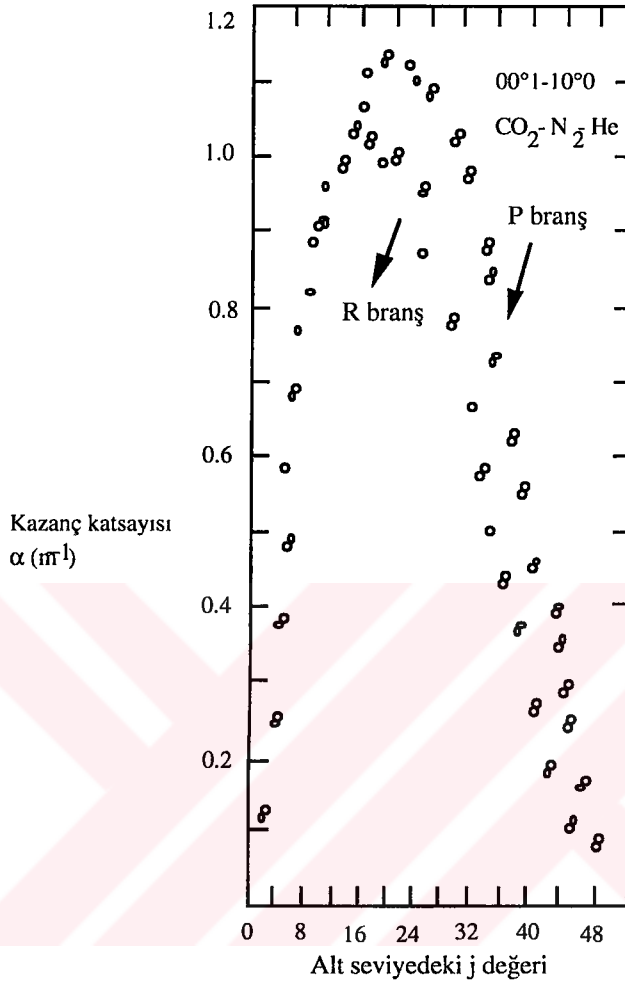
Isıl dağılım için iki sıcaklıktaki 00°1 titreşim durumundaki dönme seviye birikimi Şekil-2.5.'de verilmiştir (CRC, 1971).



Şekil 2.5 00°1 yüksek laser seviyesinde dönme seviyeleri birikiminin ısıl dağılımı (CRC, 1971).

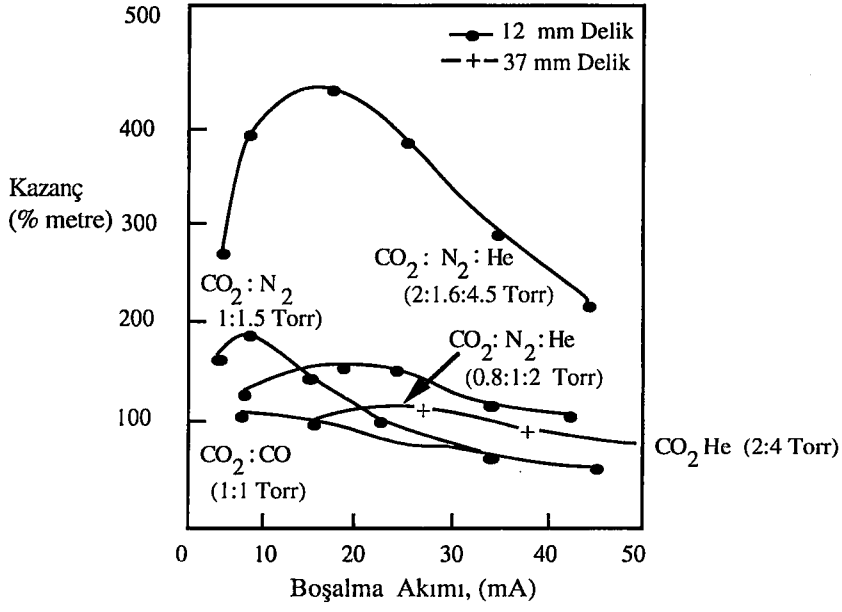
Şekil 2.5'ten de görüldüğü gibi  $j=19$ 'da dönme seviye birikimi en fazladır.

P- Branşı için kazanç katsayısı, R- Branşından daha fazladır.

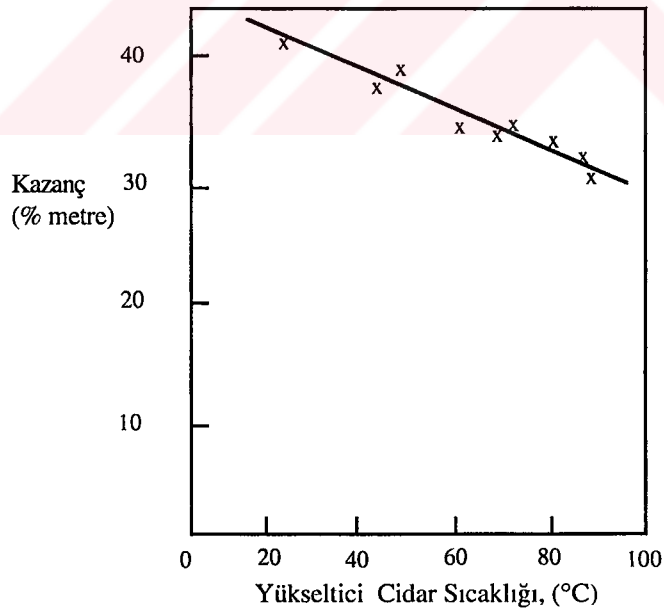


Şekil 2.6 00<sup>1</sup>-10<sup>0</sup> bandından P ve R dalları için titreşim-döngü değişiminin her biri için kazanç dağılımı. Amplifikatör tüpü boru çapı 2.54 cm.dir Gaz karışımı ve hızları; CO<sub>2</sub> (0.65 torr), N<sub>2</sub> (1.4 torr) ve He (2.9 torr);  $v = 192$  cm/sn (CRC, 1971).

Kazançtaki % her metre için farklılıklar, akım boşalmasına, duvar sıcaklığına, gaz akım hızına ve CO<sub>2</sub> basıncına göre şekil 2.6'da gösterilmiştir.



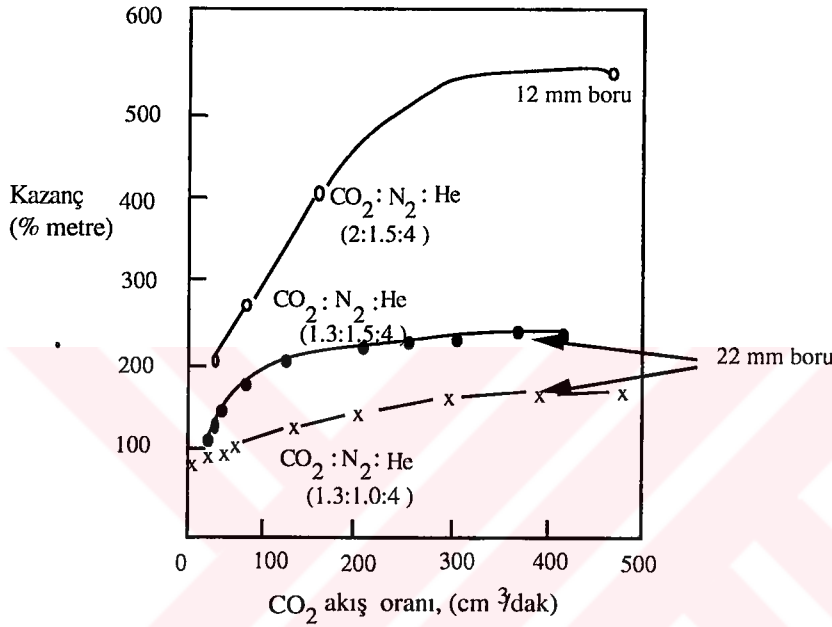
Şekil 2.7 12 ve 37 mm'lik boru çapı amplifikatör tüplerinde, sabit akım hızı  $150\text{cm}^3/\text{dak}$  ve optimum karışım oranlarında, değişik CO<sub>2</sub> gaz ortamlarında yük akımına karşı kazanç gösteren grafik (CRC, 1971).



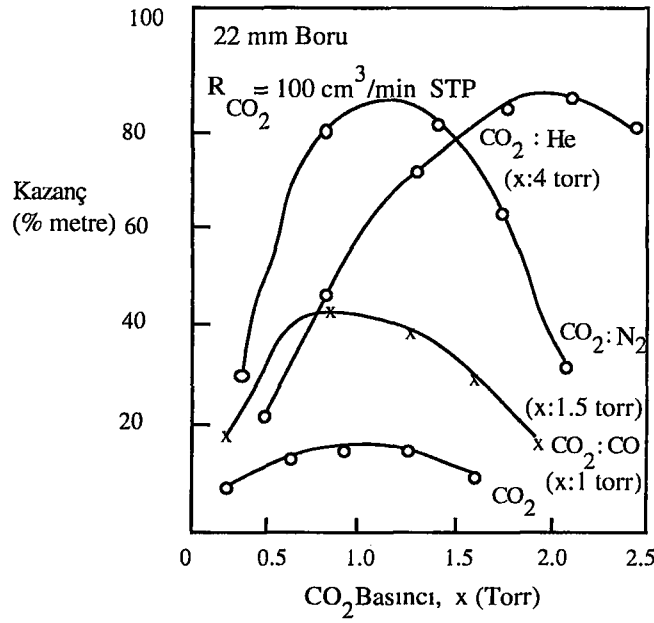
Şekil 2.8 Optimum kazançlı bir CO<sub>2</sub>-He laseri amplifikatörün duvar sıcaklığının etkisi (CRC, 1971).

Şekil 2.7’de  $\text{CO}_2$  akış hızı  $150 \text{ cm}^3/\text{dak}$ ’ da sabit tutulurken, yükleme akımı 12mm veya 37 mm çaplı tüplerde bir çok karışım şeklinde değişmektedir.

Gerçek optimum akımda çalışan CO-He amplifikatörünün yararına gaz sıcaklığını değiştiren duvar sıcaklığının değişmesinin etkisi Şekil 2.8’de verilmiştir.



Şekil 2.9 12-22 mm'lik yarıçaplı boru tüplerinde  $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$  ve  $\text{CO}_2$  CO-He laser amplifikatörlerinin kazancına gaz akımının etkisi. Her iki durumda da gaz basınçları ve gaz karışım oranları optimuma yakındır (CRC, 1971).



Şekil 2.10 22 mm boru çaplı amplifikatör tüpünde çeşitli gaz karışımlarında CO<sub>2</sub> basıncının kazanca etkisi: CO<sub>2</sub> akış hızı 100cm<sup>3</sup>/dak (CRC, 1971).

12 mm ve 22 mm çaplı tüplerde bir çok karışımın kazancının bağımlı olduğu CO<sub>2</sub> akım hızı Şekil 2.9'da verilmiştir. Gaz karışımları ve basınçları hepside optimuma yakındır. Şekil 2.10'da bir çok gaz karışımının CO<sub>2</sub> basıncına bağlı kazancı gösterilmektedir. Amplifikatör tüpü boru çapı 22 mm ve CO<sub>2</sub> akım hızı 100 cm<sup>3</sup>/dak'dadır (CRC, 1971). Bu bilgiler teorik çalışmalarda, deneysel verilerin karşılaştırılması amacıyla verilmiştir.

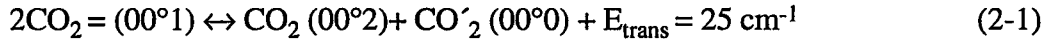
### 2.3 CO<sub>2</sub> Laserde Titreşim Enerji Geçişleri

CO<sub>2</sub> laserin titreşim enerji seviyeleri üç gruba ayrılır (Herzberg, 1945). Bunlar:

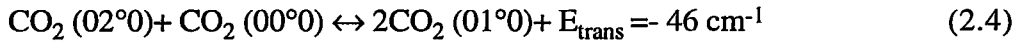
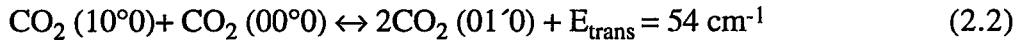
- 1- Titreşimsel uyarmanın olmadığı temel 0 seviyesi
- 2- Bir veya daha fazla asimetric gerilmenin uyarıldığı 2 seviyesi
- 3- Eğilme - simetric gerilmenin uyarıldığı 1 seviyesidir.

Deneysel çalışmalarda seviyelerin, (00<sup>n</sup>), n=1,2,3,4, (00<sup>0</sup>1), (00<sup>0</sup>2) (00<sup>0</sup>3), (00<sup>0</sup>4), laser şartları altında 10 µs'den daha kısa sürede dengeye ulaşmak amacıyla azot ve karbondioksit moleküllerinin çarpışmasıyla kuvvetli bir şekilde ışın yayılımı görülmektedir.

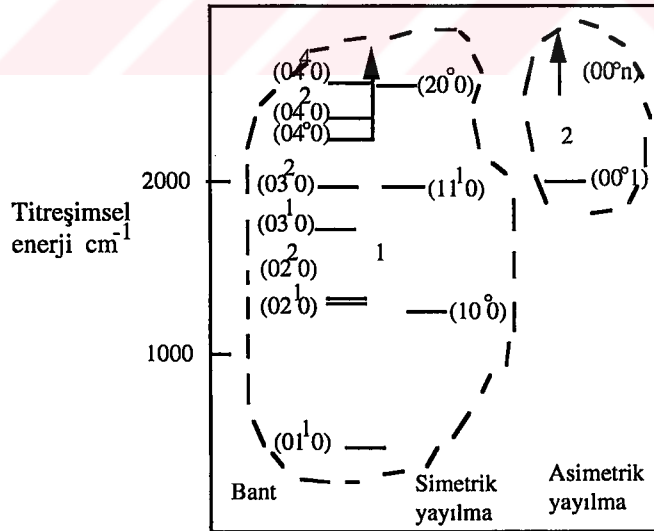
Yakın-rezonant, titreşim-titreşim ( $\nu$ - $\nu$ ) enerji geçişleri aşağıdaki gibi gösterilir.



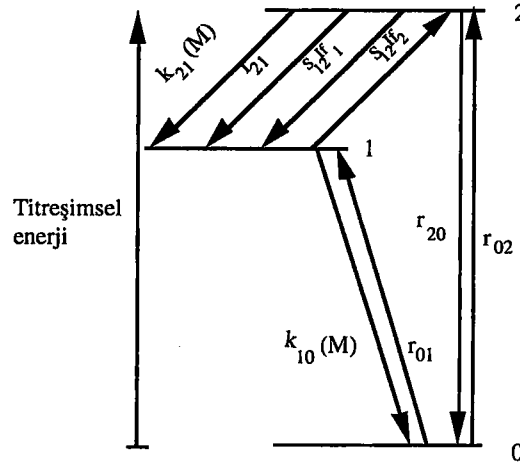
Simetrik gerilme ve eğilme seviyelerinin benzer yakın-rezonant işlemlerinden dolayı birbirleri ile simetrik olduğundan dengede olduğu kabul edilir.



Fermi rezonansı ile reaksiyon, simetrik ve eğilme modlarının birbiriyle yakın ilişkisinden dolayı karışım oldukça hızlıdır (Mc Gubbin, 1966). Üç enerji seviyeli bir sistemin enerji geçiş oranları Şekil 2.12'de gösterilmiştir.



Şekil 2.11 CO<sub>2</sub> lazerin titreşimsel enerji seviyeleri (Mc Gubbin, 1966)

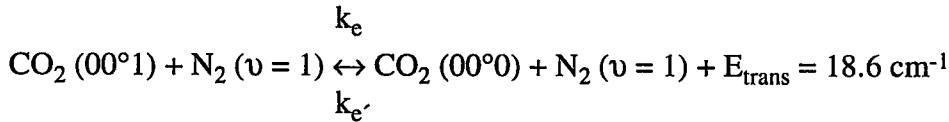


Şekil 2.12 CO<sub>2</sub> laserde titreşimsel enerji geçişleri ve oranları.

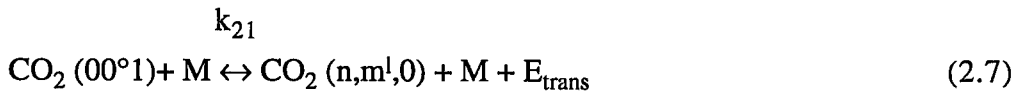
Elektronlar, N<sub>2</sub> ve CO<sub>2</sub> moleküllerinin her ikisinde uyarırlar



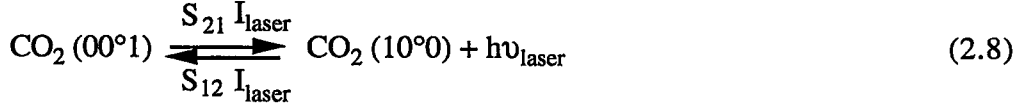
Titreşim enerji değişimi CO<sub>2</sub> (00<sup>0</sup>1) ve N<sub>2</sub> arasında yaklaşık olarak, CO<sub>2</sub> ve N<sub>2</sub> moleküllerinin 600 defa çarpışması gerekir. Bu işlem laser şartları altında dengeye çok yakındır.



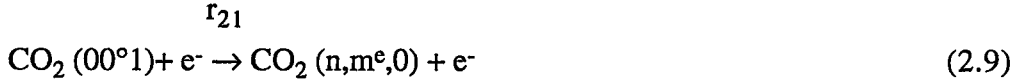
Üst laser seviyesindeki uyarılmış moleküller uyarılmış ışığa, molekül ve elektronların çarpışması yoluyla alt laser seviyesine geçerler.



Buradaki  $k_{21}$ , birinci enerji seviyesinden ikinci enerji seviyesine geçişin soğurma katsayısıdır. M, azot veya helyum atomu veya herhangi bir moleküldür.



Burada,  $S_{21}$ , birim saniye başına düşen soğurma oran sabiti,  $S_{12}$  birim saniye başına düşen ışın yayılımı oran sabitidir.  $I_{\text{laser}}$ ,  $\text{CO}_2$  laserinin ışın şiddetidir.  $(n, m, o)$ , kuantum sayılarıdır.  $n$ , başkuantum sayısı,  $m$ , manyetik kuantum sayısıdır.  $r_{21}$ , ışın yayılım oranıdır.



Çarpışma ürünü  $M$  herhangi bir gaz atomu veya laser tüpü içinde  $(n, m^1, 0) = (v_1, v_2, v_3)$  laser seviyesinde bulunan bir moleküldür. Denklemler (2.7) ve (2.8)'deki ters reaksiyonlar ihmal edilebilir. 2. seviyenin titreşimsel ısısı  $T_2$ , 1. seviyenin ısısı da  $T_1$  olmak üzere ve  $T_2 > T_1$  olduğu göz önüne alınarak, bu iki seviye arasında laser şartları altında herhangi bir ısıl bağ olmak üzere, aşağıdan yukarıya daha çok molekül gönderilecektir. Işımanın meydana gelebilmesi için önemli olan gerçekte Denklem (2.7)'deki reaksiyonun yavaş olmasıdır.

Alt laser seviyesindeki moleküller taban seviyedeki moleküllerin elektron uyarımı vasıtasıyla arttırılır, bunun tersine çarpışmalar vasıtasıyla taban durumuna geçmektedirler.



Buradaki  $r_{01}$  ışın yayılımı oranıdır.

$\text{CO}_2 (00^{\circ}1)$  üst laser seviyesinin molekül yoğunluğunun değişim oranı

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right) (\text{CO}_2^{\prime}) = k_e (N_2) (\text{CO}_2^{\prime}) - k_e^{\prime} (\text{CO}_2) (N_2^{\prime}) \quad (2.12)$$

dır. Buradaki,  $k_e$  saniye başına düşen soğurma oranıdır.

Diğer seviyelerdeki çok yavaş olan geçişleri ihmal etmek suretiyle  $(\text{CO}_2^{\prime}) = (\text{CO}_2^{\prime}) + (N_2)$  elde edilir. Bu, (2.12) differansiyel denklemini çözersek;

$$\text{CO}_2^{\prime} = (\text{CO}_2^{\prime})_{v=0} \left( \frac{k_e^{\prime} (\text{CO}_2) + k_e (N_2) \exp \left\{ - \left[ k_r^{\prime} (\text{CO}_2) + k_e^{\prime} (N_2) \right] t \right\}}{k_e^{\prime} (\text{CO}_2) + k_e (N_2)} \right) \quad (2.13)$$

elde edilir. Üst laser seviyesinin  $\text{CO}_2'$  (001) molekül yoğunluğu değişimi,

$k_e' = k_e \exp [h(\nu_{\text{N}_2} - \nu_{\text{CO}_2})/kT] = 0.914 k_e$  den dolayı, burada,  $k_e'$  soğurma oranı (saniye başına düşen)

$$\text{CO}_2' = (\text{CO}_2')_{t=0} \left( \frac{0.914(\text{CO}_2) + (\text{N}_2) \exp \{-[0.914(\text{CO}_2) + (\text{N}_2)] k_e t\}}{0.914(\text{CO}_2) + (\text{N}_2)} \right) \quad (2.14)$$

dir. Ölçülen durulma zamanı

$$\tau = [(0.914 N_{\text{CO}_2} + X_{\text{N}_2} k_e)^{-1} / P = [(1 - 0.086 X_{\text{CO}_2}) k_e]^{-1} / P \quad (2.15)$$

dir. Buradaki, P, basınçtır.

Burada  $X_{\text{CO}_2}$  ve  $X_{\text{N}_2}$ ,  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  karışımı içerisindeki mol kesridir. Buradan durulma zamanının yaklaşık olarak gaz birleşiminden bağımsız olduğu söylenebilir.

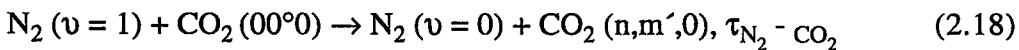
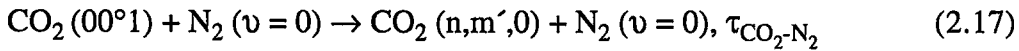
Durulma zamanı;

$$\tau^{-1} = \left[ X_{\text{CO}_2} + \left( \frac{k_e}{k_e'} \right) X_{\text{N}_2} \right]^{-1} \left[ \frac{X_{\text{CO}_2}^2}{\tau_{\text{CO}_2 - \text{CO}_2}} + X_{\text{CO}_2} X_{\text{N}_2}^2 \left( \frac{1}{\tau_{\text{CO}_2 - \text{N}_2}} + \frac{k_e/k_e'}{\tau_{\text{N}_2 - \text{CO}_2}} \right) + \left( \frac{k_e}{k_e'} \right) \frac{X_{\text{N}_2}^2}{\tau_{\text{N}_2 - \text{N}_2}} \right] \quad (2.16)$$

ile tanımlanır (Moore, 1966).

$\text{CO}_2$  molekülleri vasıtasıyla taşınan uyarılmış soğurma kesri  $X_{\text{CO}_2} / [X_{\text{CO}_2} + (k_e/k_e') X_{\text{N}_2}]$ 'dir. Bundan dolayı  $\text{CO}_2^+$  ile  $\text{CO}_2$  arasındaki çarpışma sayısı, saf  $\text{CO}_2$ 'nininkinden  $X_{\text{CO}_2} / [X_{\text{CO}_2} + (k_e/k_e') X_{\text{N}_2}]$  kesri kadar daha azdır.

$\text{CO}_2$  ve  $\text{N}_2$  arasındaki çarpışmalar



dir. Burada,  $\tau$ , durulma zamanıdır.

Bu son denklemlerden (2.17) ve (2.18)'den çarpışmaların oranlarla orantılı olduğunu gösterir. Azot-azot çarpışmasının gözönüne alınması ihmal edilebilir (Mc Gubbin, 1966).

## BÖLÜM 3

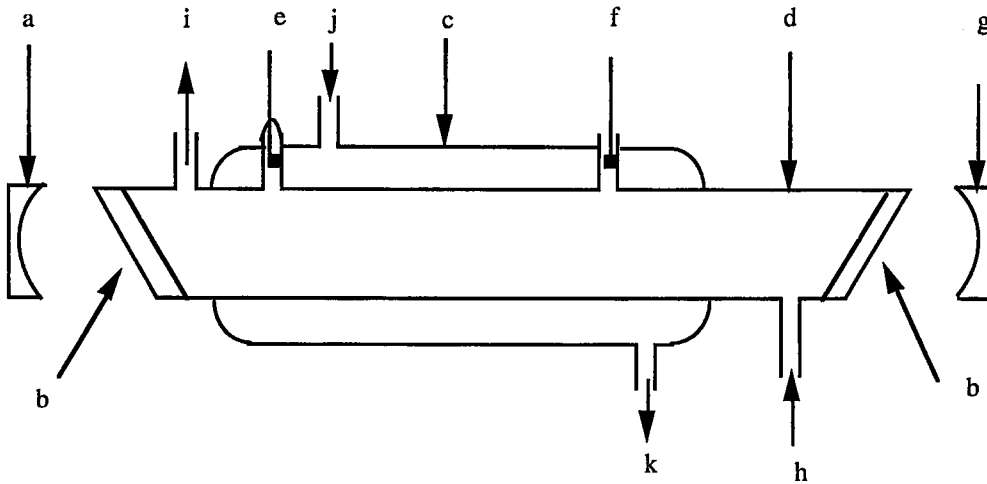
### CO<sub>2</sub> LASER TIPLERİ

- 1- Yatay akışlı CO<sub>2</sub> laseri
- 2- Kapalı CO<sub>2</sub> laserleri
- 3- Dalga klavuzlu CO<sub>2</sub> laseri
- 4- Dikey- akışlı CO<sub>2</sub> laseri
- 5- Enine uyarılmış atmosferik basınçlı CO<sub>2</sub> laseri
- 6- Gaz-dinamik CO<sub>2</sub> laseri

#### 3.1 Yatay Akışlı CO<sub>2</sub> Laseri

İlk CO<sub>2</sub> laseridir. Şekil (3.1). Tüpün (h) tarafından giren gaz karışımı (CO<sub>2</sub>: N<sub>2</sub>: He) (i) gaz çıkışından çıkar. Bu laser tiplerinde gaz akışı sürekli dir. Gazın akışının en önemli sebebi tüp içerisinde oluşan artık ürünlerin, özellikle tüpü kirleten CO' nungaz çıkışından uzaklaştırılır (Tarasov, 1983).

Aynalar, ya tüpün uçlarında gaz ile temas halinde yada dışta olabilirler. Aynaların dışta olduğu durumda tüpün her iki ucu Brewster pencereleriyle (b) kapatılır. Konumlarının ayarlanabilir olabilmesi açısından aynalar esnek olarak yerleştirilir.



Şekil 3.1 Yatay akışlı CO<sub>2</sub> laserin şeması

(a) Tam yansıtıcı ayna ,(b) Brewster penceresi, (c) Su çeketi, (d) Deşarj tüpü, (e) katot, (f) Anot, (g) Kısımen geçirgen ayna, (h) Gaz girişi, (i) Gaz çıkışı, (j) su girişi, (k) su çıkışı.

Aynalardan biri tamamen yansıtıcıdır (a) ve genellikle cam veya paslanmaz çelik üzerine altın kaplanarak yapılır. Germanyum üzerine bir dielektrik tabaka kaplanarak yapılan çıkış aynası (g), kısmen geçirgendir. Böylece, deşarj bölgesinden laser enerjisinin %20'lik kısmı, germanyum aynadan dışarıya çıkabilir (Hecht, 1992), (Mc Gubbin, 1966), (Kılıçkaya, 1991), (Adams, 1993).

Tüp içinde ortaya çıkan ısı; tüpü çevreleyen soğutucu (c) ile tüpün duvarlarında ısı kaybı azaltılır. Soğutucunun boyutları, laser tüpünün boyutuna göre uygun bir çapta yapılır. Bu durumda tüpün çapından bağımsız olarak, birim uzunluk başına maksimum laser çıkışı elde edilir (50-60W/m<sup>2</sup>).

Deneysel elde edilen laser çıkış gücü genelde üç faktöre bağlıdır;

i- Gaz basıncı sabit ise akım yoğunluğu optimum bir değerde olur. Yüksek akım yoğunluklarında, gaz sıcaklığı ve dolayısıyla alt laser seviyelerinde (01°0 ve 02°0) birikim artar,

ii- Özellikle CO<sub>2</sub> olmak üzere karışımdaki gazların kısmi basınçları bir kritik değerinde olur. Gaz basıncının artmasıyla, gaz içinde harcanan güçte bir artış olur. Yüksek basınçlarda bu durum, gaz sıcaklığını aşırı derecede artırır ve bu sıcaklıkla çıkış gücü azalır,

iii- Akım yoğunluğu (j) ve basıncın (P) optimum değerleri, tüpün çapı (D) ile ters orantılıdır. (D = 1,5 cm için P = 15 torr). Çap büyütüldükçe sıcaklığın duvarlara taşınması güçleşir.

Deşarj tüpünün uzunluğu L olmak üzere, çıkış gücü;

$$\text{Güç} = j P D^2 L \quad (3.1)$$

olarak ifade edilir.

j ve P'nin optimum değerleri D ile ters orantılı olduğundan, çıkış gücü (P)'nin optimum değeri sadece L'ye bağlı olacaktır.

Yatay akışlı gaz laserlerinde toplam basınç genellikle 15 torr dolayındadır. Küçük laser çizgi genişliklerinde, yatay akışlı laserlerin osilasyonları otomatik olarak boyu bir metreden küçük rezonatörde tek bir modla sınırlıdır.

Yatay akışlı CO<sub>2</sub> laseri tipik olarak 50-500 W arasında güç üretir. Laser cerrahisinde

(10-100 W), seramik yontması, metal olmayan maddelerin kesimi ve bir kaç milimetre kalınlığındaki metallerin kaynatılmasında (500 W) kullanılır

### 3.2 Kapalı CO<sub>2</sub> Laserleri

Bu tip laserler genel olarak Şekil 3.1'deki düzenekte gaz akışının durdurulmasıyla yapılır. Gaz akışı durdurulunca deşarjda oluşan kimyasal reaksiyon ürünlerinin özellikle CO nun atılmaması, tüp duvarları tarafından soğutularak elektrotlarla reaksiyona girmeleri ve CO<sub>2</sub>-CO-O<sub>2</sub> dengesinin bozulmasıyla, laser olayı birkaç dakika içinde durur. Bu durum CO<sub>2</sub> molekülünün;



bozunumuna yol açar. Ayrılan moleküller %60-70'lik bir bölgeyi işgal edebilir. Kapalı laserlerde tüp içerisine bir katalizör konarak; CO' oksitlenerek tekrar CO<sub>2</sub>'nin bozulması önlenir. Kullanılan katalizörün yüksek kimyasal kararlılığa sahip olması gerekir. Katalizör olarak genellikle H<sub>2</sub> ve H<sub>2</sub>O kullanılır (Kılıçkaya, 1991),(Adams, 1993). Titreşimle uyarılmış CO;



reaksiyonuyla CO<sub>2</sub>'ye dönüşür. Burada CO\* ve CO<sub>2</sub>\* uyarılmış durumları göstermektedir. Düşük güçlü laserler için, sıcak Ni (300 °C) katodu kullanılabilir. CO<sub>2</sub>'nin bozulması sonucu elektrotların oksitlenmeleri sonucunda gaz içinde O<sub>2</sub> miktarında azalma olur. CO'nun oksitlenmesi yavaşlayacağı için laserin çıkış-gücü ve çalışma süresi azalır. Bu durum uygun elektrotların kullanılmasıyla önlenir O<sub>2</sub> kaybını önlemek için elektrotlardaki oksitlenme olmamalıdır. Elektrot olarak içerden oksitlenen Au-Cu ve Pt-Rh alaşımlarının kullanılmasıyla düşük çıkış gücü elde edilir (Adams, 1993).

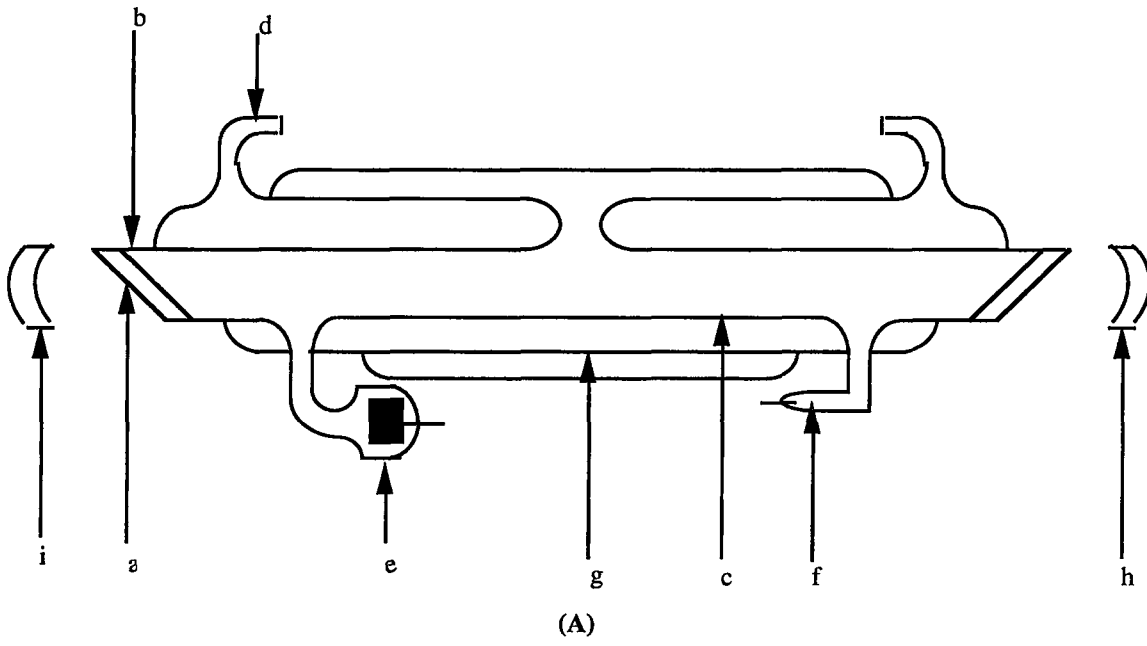
Uzun ömürlü ve yüksek güçlü laser elde etmek için iyi bir katalizör-elektrot kombinasyonu gerekir. Kapalı laserlerde La<sub>0.7</sub> Sr<sub>0.3</sub> MnO<sub>3</sub> (perovskite-mixetoksidge) katodunun kapalı CO<sub>2</sub> laserlerinde kullanılması, %10'luk güç artışı sağlanmıştır. Bu katot 200 °C den yüksek sıcaklıklarda, CO'nun oksitlenmesi için bir yüksek katalizör aktivitesi gösterir. Kapalı CO<sub>2</sub> laserindeki CO<sub>2</sub>'nin bozunumu, bu aktivite ile önlenir.

Perovskite oksitten yapılan katotlar, oksitlenerek oksijen tüketmezler. Hatta uygun sıcaklıklarda O<sub>2</sub> yayınlamaları mümkündür.

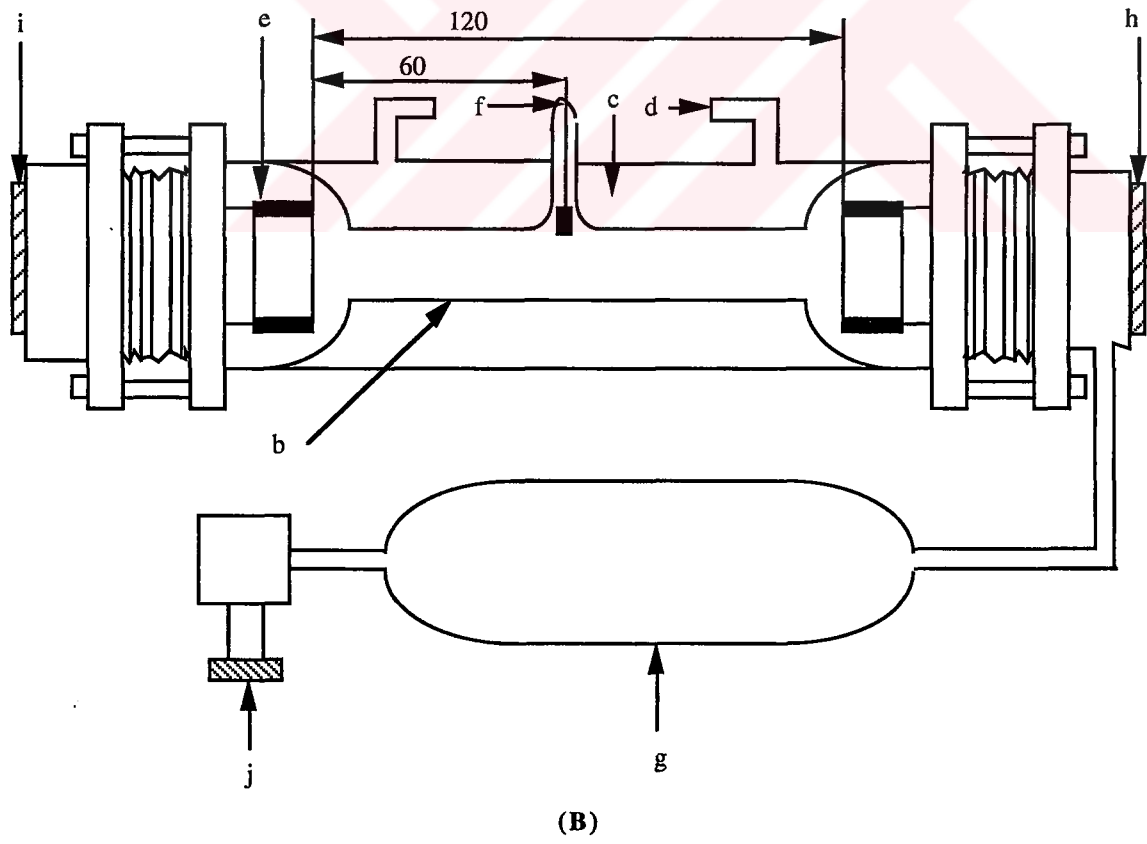
Bunun kullanılmasıyla oksijen (veya oksijen ihtiva eden )başka bir katalizör kullanmaya gerek kalmaz. İyi bir katalizör olan H<sub>2</sub> kullanılmasıyla katalizör ve elektrot kombinasyonu sağlanır.

Kapalı CO<sub>2</sub> laseri genel olarak iki tipte imal edilebilir Birinci tip CO<sub>2</sub> laseri Şekil 3.2.a'da görüldüğü gibi merkezi deşarj tüpü, bu tüpü çevreleyen soğutucu çeket ve onu çevreleyen gaz deposundan oluşur. Ortadaki soğutucu çeket hem deşarj tüpünü hemde gaz deposunu soğutur. Deşarj tüpünün boyu 60 cm ve çapı 10 mm dir. Toplam gaz hacmi 360 cm<sup>3</sup> dir. 0.75 mm çapında 5 mm boyunda anot iğnesi ve 9.7 mm çapında, 10 mm uzunluğundaki katot, tüpün kenarından çıkarılarak monte edilir. In-Au alaşımlı kuartz deşarj tüpünün her iki ucu iki tane ZnSe Brewster penceresiyle kapalıdır. Dışı aynalardan biri tamamen yansıtıcı olup üzeri 5 µm-%99 Au kaplamalı diğer kısmen yansıtıcı ve üzeri 5 µm-%80 dielektrik kaplamadır. Bu laserin kavite uzunluğu 86 cm dir (Cheo, 1974).

İkinci tip, kapalı CO<sub>2</sub> laser Şekil 3.2.b'de görüldüğü gibi, gaz deposu dışta olmak üzere deşarj tüpü soğutucu çeketle sarılıdır. Deşarj tüpü, pyrex camdan yapılı ve 120 cm uzunluğundadır. Dış çapı 22 mm, iç çapı 16 mm ve 15 mm genişliğinde perovskite oksitten yapılma iki silindirik katot, deşarj tüpünün her iki ucuna ve 2 mm çapında, 5 mm boyundaki platinden yapılan anot, tüpün merkezine monte edilir



Şekil 3.2 (A) Dış kavite tipi kapalı CO<sub>2</sub> laseri



Şekil 3.2 (B) İkinci tip kapalı CO<sub>2</sub> laserinin şematik diyagramı

(A) Dış kavite tipi (B) iç kavite tipi ; (a) ZnSe Brewster pencereleri, (b) Deşarj tüpü, (c) soğutucu çeket, (d) soğutucu girişi ve çıkışı, (e) Perovskite-oksit, (f) platin anot, (g) Gaz deposu, (h) Au kaplamalı tam yansıtıcı ayna, (i) kısmen geçirgen dielektrik ayna, (j) kapatma düğmesi.

5  $\mu\text{m}$ -%99 Au kaplı tam yansıtıcı ayna ve %75 dielektrik kaplı aynalarla deşarj tüpünün her iki tarafı kapatılarak 130 cm'lik kavite oluşturulur.

Donmayı önlemek için 30 °C de tutulan yalıtkan yağ kullanılır. Bu laser tiplerinde en verimli karışımın; %10.6 CO<sub>2</sub> %25.9 N<sub>2</sub>; He %4.2; %4.2X<sub>e</sub> olduğu gözlenmiştir

120 cm aktif deşarj uzunluğundaki laserin maksimum çıkış gücü 62 W kadardır. Birim uzunluk başına çıkış gücü 51.7 W/m'dir. Bu laserin çalışma ömrü 3500 saat dolayındadır (Moore, 1966).

Kapalı CO<sub>2</sub> laserleri, çeşitli optik deneylerinde düşük güçlü ve özellikle mikrocerrahide kullanılabilirler (Svelto, 1982).

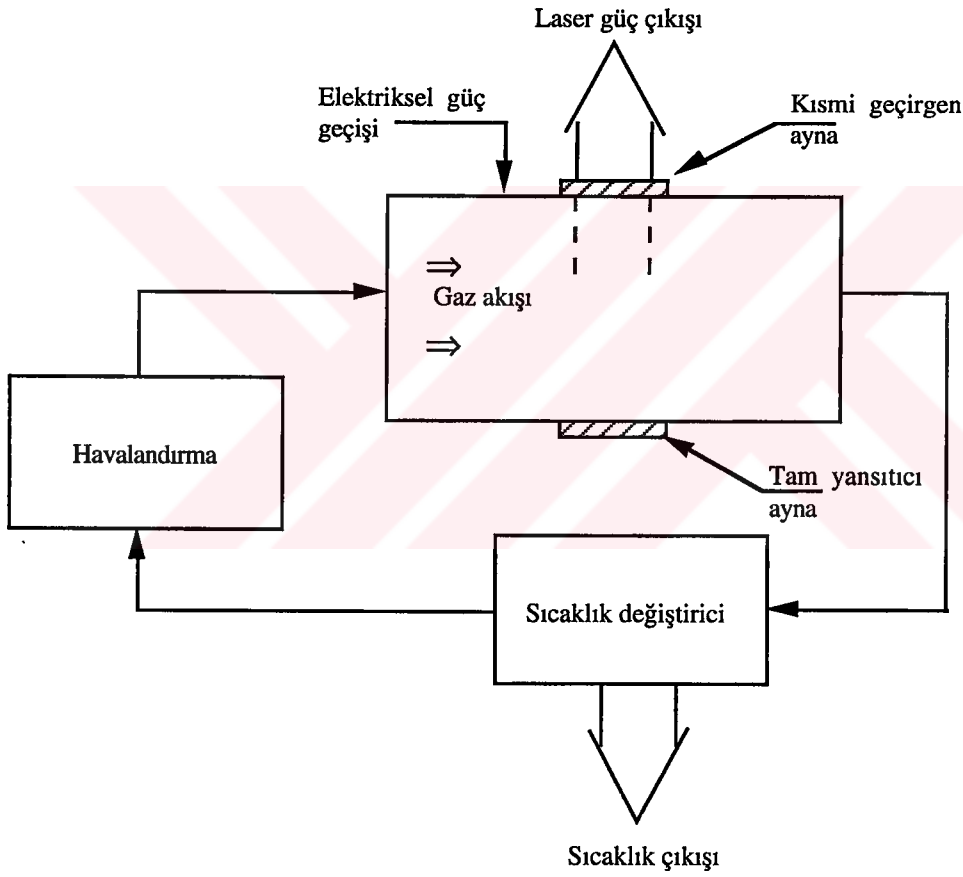
### 3.3 Dalga Klavuzlu CO<sub>2</sub> Laseri

Laser tüpünün çapı 1 mm'ye düşürüldüğünde, laser radyasyonu tüpün iç duvarları tarafından yönlendirilir. Kapalı laserlerden farkı, tüp çapının küçüklüğüdür. Dalga klavuzlu CO<sub>2</sub> laserinin çok düşük bir difraksiyon kaybı veya güç kaybı vardır. Bu güç kaybı tüpün yapıldığı maddeye bağlıdır. En iyi performansı, BeO ve SiO<sub>2</sub>'li tüplerle sağlanmıştır. Abrams ve Bridges (1973) tarafından (Raas,1971), 1 mm çaplı laser tüpünde güç kayıp katsayısı BeO için  $8.6 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$  ve SiO<sub>2</sub> için  $3.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  olarak hesaplanmıştır. BeO, 10.6  $\mu\text{m}$  dalga klavuzlu CO<sub>2</sub> için ideal bir maddedir. BeO iyi bir ısı iletkenliğe sahip olduğundan soğutma işleminde kolaylık sağlar fakat BeO'in imalatı zor ve maliyeti yüksek olduğundan daha çok alüminyum ve silisyumlu tüpler kullanılır. Dalga klavuzlu laserlerin birim uzunluk başına çıkış gücü, yatay akışlı laserlere nazaran daha düşüktür. Bu laserler daha çok optiksel girişim deneylerinde lokal titreşici olarak kullanılır (Cherrgton, 1979).

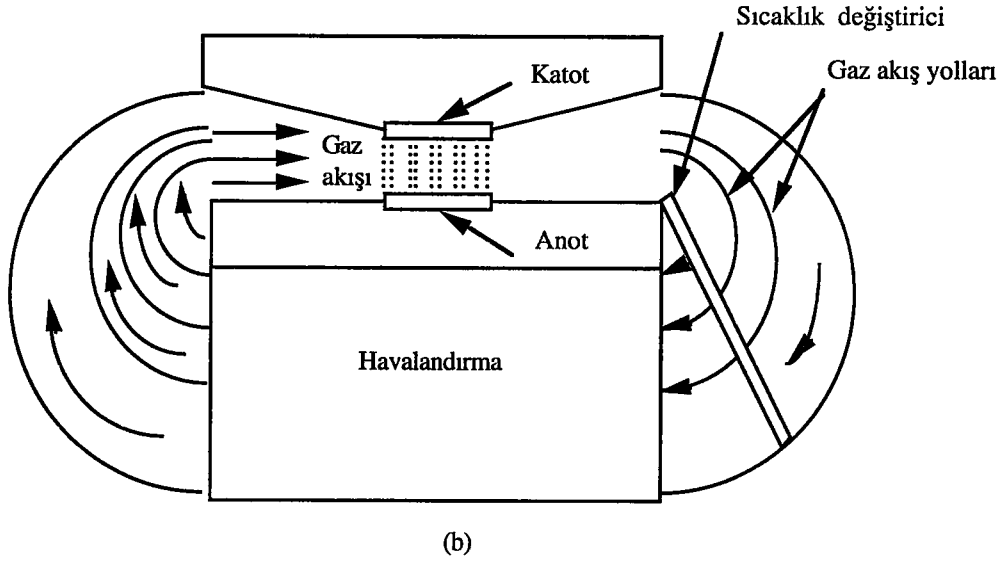
### 3.4 Dikey-Akışlı CO<sub>2</sub> Laseri

Laserlerde çıkış gücünü etkileyen önemli faktörlerden biri ısınma olayıdır. Bu yüzden genellikle elektriksel gücün %80'i deşarj içinde yok olmakta, %20'lik verim elde edilmektedir. Laserlerin bu tipinde gaz karışımı sürekli transfer edilir. Yatay akışlı ve

kapalı laserlerde ısı azaltılabilir, merkezden tüpün çeperlerine doğru difüzyonlu soğutmayla olur. Dikey akışlı laserlerde, gaz karışımı deşarj içine dikey olarak gönderilir. Bu laser tipinin şematik diyagramı ve blok diyagramı Şekil 3.3'de görülmektedir. Akıntı yeterince hızlı ise ısı, düfüzyondan daha hızlı bir şekilde konveksiyonla taşınarak ısı iletilir. Deşarjdan çıkan gaz karışımı, sıcaklık değiştiriciden ve havalandırma tertibatından geçtikten sonra tekrar tüpe gelir. Deşarj akım yoğunluğuna karşı çıkış gücü denklem (3.1)'e göre yatay akışlı sistemden daha yüksektir.



(a)



Şekil 3.3 Elektriksel uyarılmış dikey-akışlı CO<sub>2</sub> laseri

(a) Blok diyagramı (b) Şematik diyagramı.

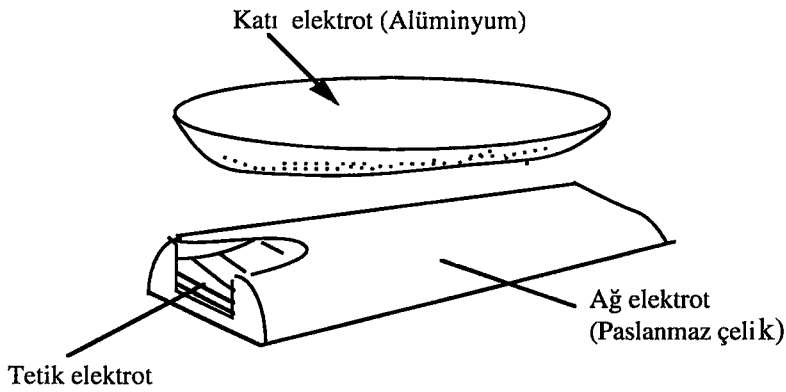
Optik eksen, gaz akışına dik olacak şekilde aynalar yerleştirilir. Gaz akış hızı yaklaşık olarak 30 m/s dolayında olur. 10.6  $\mu\text{m}$  laser ışını, kısmen geçirgen çıkış aynasından geçer. Aynalar arasındaki mesafe 1 m olarak alındığında, hacim başına 0.9 W/cm<sup>3</sup> çıkış gücü elde edilir. 1 m'lik aktif ortamdan %10 verimde 1100 W'lık laser gücü elde edilebilir. 5.6x76x100 cm<sup>3</sup> boyutlarında bir aktif ortama sahip elektriksel uyarılmış dikey akışlı CO<sub>2</sub> laserinden 20 kW'lık sürekli çıkış gücü elde edilmiştir (Svelto, 1982).

Gaz karışımının basıncı P'nin artmasıyla, deşarjdaki elektrik alanı  $\epsilon$ 'nin de değerinde bir artış olur.  $\epsilon/P$  oranı, deşarj elektronlarının ortalama enerjisini belirlediğinden, çalışma süresince hemen hemen aynı kalmaktadır. Elektrik alanından dolayı bu laserlere "enine elektrik alanlı laserler (TE) laserleri" de denir. Sürekli çalışan deşarjda, gaz iyonizasyonu yükselir. Gazın aşırı derecede iyonlaşmasını önlemek için,  $\epsilon/P$  oranı yüksek olmaktadır. Deşarj sürekli çalışmıyorsa iyonizasyon, bir dış kaynak ile sağlanır, bu ana deşarjın bir elektron yayıcı kaynakla beslenmesiyle yapılır. TE CO<sub>2</sub> laserinin basıncı yaklaşık 100 torr'dur.

Hızlı akışlı ve yüksek güçlü (1-15 kW) TE CO<sub>2</sub> laserleri, birçok metal işleme uygulamalarında kullanılır, kesme, kaynatma, yüzey sertleştirme ve metal yüzey alaşımlama, gibi v.b.

### 3.5 Enine Uyarılmış Atmosferik Basıncılı CO<sub>2</sub> Laseri

Sürekli çalışan TE CO<sub>2</sub> laserinde, basınç 100 torr'un üstüne çıkarıldığında; deşarjda ısı parıldama kararsızlıkları ve bunun sonucunda da deşarj içinde arklar oluşur. Bu güçlüğü gidermek için voltaj, enine elektrotlarına darte şeklinde uygulanır. Puls süresi mikrosaniye kadar küçük ise, deşarj kararsızlıkları oluşmak için zaman bulamazlar ve basınç-atmosferik basıncın üstüne çıkarılabilir. Bu laserlere "enine uyarılmış atmosferik basınçlı laserler" (TEA; Transversely Excited Atmospheric Pressure) denir. Bu laserler, puls çıkışları ve birim hacim başına yüksek, çıkış enerjileri (Beaulieu, 1970) (10-50 j/litre) verebilirler. Ark oluşumunu önlemek için; gazı uyan voltaj pulsunu takiben belli bir iyonizasyon uygulanmalıdır. Bu iyonizasyon elektrotlarla sağlanabilir. Katot, bir dielektrik levhayla yalıtılmış ve üzeri çok yakın olacak şekilde bir levhayla kaplı tetik elektrod. Şekil-3.4. Yüksek voltajlı tetikleme pulsunu, tetik elektrod ve ağ arasına uygulanır. Böylece katot yakınında iyonlar oluşturulur. Tüm laser hacmini uyarmak için ağ-katot ve anot arasına, ana deşarj pulsunu uygulanır. Bu uyarma metoduna "çift-deşarj" metodu denir. Pulsu elektron tabancaları kullanılarak da iyonizasyon sağlanır. Laserin boyutları büyük olduğundan ayna genellikle, sabit olmayacak şekilde rezonatöre yerleştirilirler. Gaz karışımı, rezonatör eksenine dik olarak akar ve uygun bir soğutucuyla soğutulur.



Şekil 3.4 Çift deşarjlı TEA CO<sub>2</sub> laseri için elektrot

TEA CO<sub>2</sub> laser sisteminde 20 TW'lık pik güçlü puls ve toplam 10 kJ'lük enerji elde edilebilir. Bu laserin en önemli uygulamalarından biri laser füzyon deneyleridir. (Tiftany, 1969), (Adams, 1993).

### 3.6 Gaz-Dinamik CO<sub>2</sub> Laseri

Bu sistemde, diğerlerinden farklı olarak tersine birikim, bir elektrik deşarjıyla sağlanmaz. CO<sub>2</sub>'nin 00°1 ve 10°0 seviyeleri arasındaki ters birikim, gaz karışımının küçük bir delikten aniden geçirilip genişlemesiyle oluşturulur (Hanna, 1969). Gaz karışımının sıcaklığındaki hızlı değişme moleküllerde, uyarılmış titreşim durumlarını oluşturur.

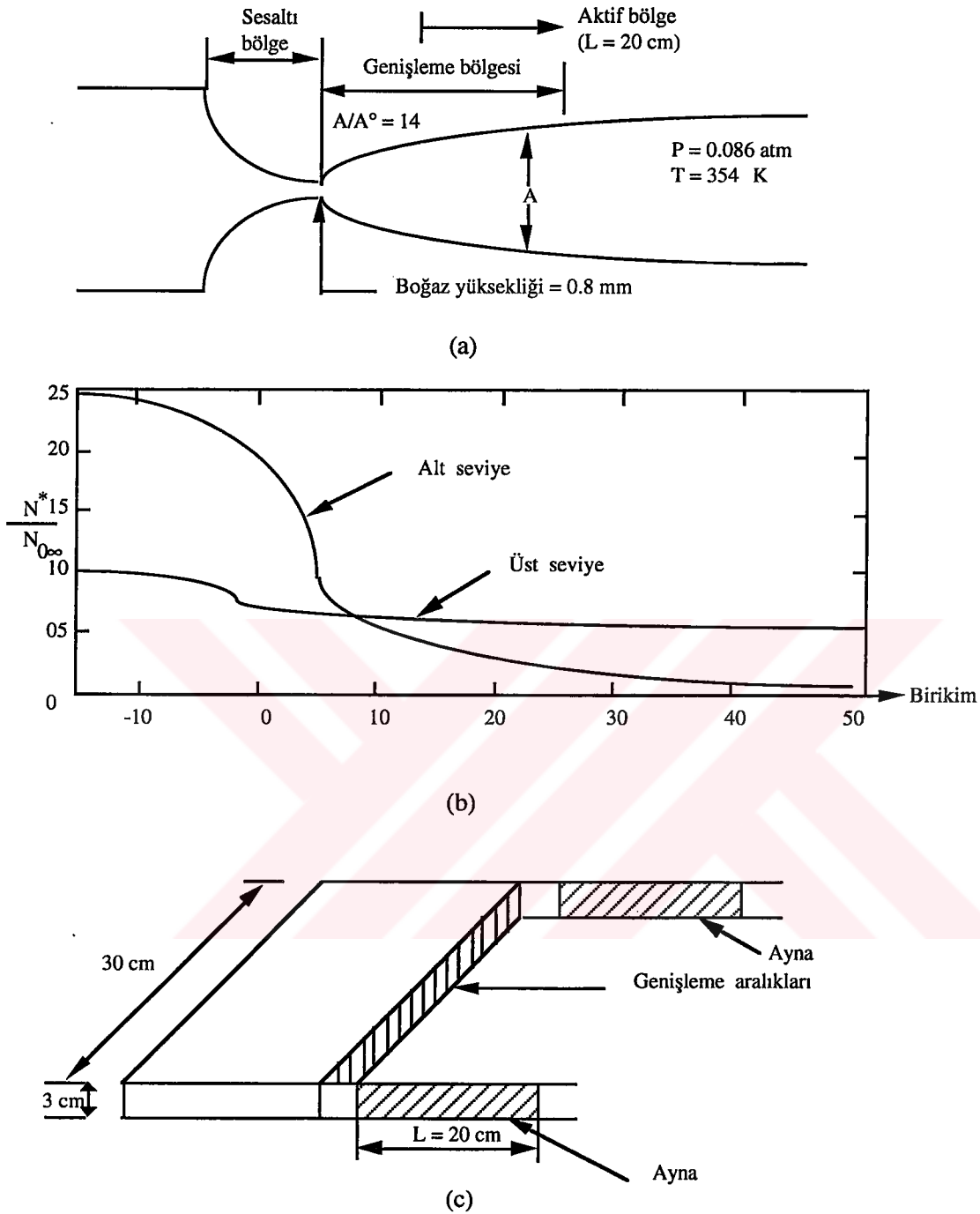
Gaz dinamik laserinin çalışma prensibi aşağıdaki gibi açıklanabilir (Kılıçkaya, 1991), (Adams, 1993).

Gaz karışımı, uygun bir kısımda yüksek sıcaklık ve basınçta (örneğin; T=1400 K ve P=17 atm) tutulur (Şekil 3.5.a). Gaz başlangıçta yüksek sıcaklıkta ve ısıl dengede olduğundan, CO<sub>2</sub>'nin 00°1 üst seviyesinde bir birikim olacaktır (temel-durum birikiminin %10'u). Alt seviyenin birikimi daha yüksek (%25) dir.

Gaz karışımı bazı genişleme delikleri vasıtasıyla genişletilir Şekil 3.5.c genişleme adyabatik olduğundan; karışımın öteleme sıcaklığı çok düşük bir değere inecektir.

Titreşim-Öteleme durulması nedeniyle hem üst hem de alt seviyelerin birikimleri denge değerinde bulunurlar. Alt seviyenin ömrü, üst seviyenin ömründen daha kısa olduğu için, alt seviyenin durulması (bozulması) daha önce meydana gelir Şekil 3.5.b Genişleme bölgesinden itibaren L uzunluğunda bir akış bölgesi vardır. Bu bölgede N<sub>2</sub> molekülleri, enerjilerini CO<sub>2</sub> moleküllerine transfer eder. Bu enerji transferi (Rezonans enerji transferi) 50 µs dolayında meydana gelir. İki laser aynası dikdörtgen şeklinde olup Şekil 3.5.c'deki gibi yerleştirilirler. Açıklanan tersine birikim meydana getirme metodu; genişleme süresince karışımın basıncı ve sıcaklığının düşürülme süresi, üst laser seviyesinin (00°1) ömrüne oranla kısa, alt laser seviyesinin ömrüne oranla uzun olduğu sürece kullanışlıdır. Bu şartları sağlamak için sesüstü 20.000 Hz'den büyük hızlar gereklidir.

Gaz karışımının sıcaklığının başlangıçtaki değerine (1400 K) çıkarılması; gaz içinde, uygun gazların yanmasıyla olur (CO ve H<sub>2</sub> veya benzen (C<sub>6</sub>H<sub>6</sub>) ve N<sub>2</sub>O<sub>2</sub>'nin yanması).



Şekil 3.5 Gaz dinamik CO<sub>2</sub> laserinin çalışmasının şematik diyagramı (a) Sistemin prensibi, (b) N birikiminin davranışı (temel seviyenin N<sub>000</sub> birikimine normalize edilmiş), (c) kavite geometrisi (Svelto, 1982).

Gaz-dinamik CO<sub>2</sub> laseri %1'lik kimyasal verimle (laser çıkış enerjisinin, uygun gazların yanmasıyla üretilen toplam kimyasal enerjiye oranı) 80 kW'lık çıkış gücü üretebilirler. Laser elemanlarının özellikle aynaların üzerinde laser ışınlarıyla oluşan yüksek ısıdan dolayı, ancak kısa süreli olarak çalışır.

## BÖLÜM 4

### FİZİKSEL GAZ DİNAMİĞİ VE DEŞARJ TÜPÜNDEKİ OLAYLAR

#### 4.1 Deşarj Tüpündeki İyonizasyon Olayı

CO<sub>2</sub> laserin çalışması, plazma tüpündeki gaz karışımlarının iyonize olmasıyla gerçekleşmektedir. Gaz ortamında bulunan atom veya moleküllerin elektronlarına veya iyonlarına ayrılmasına, gazların iyonize olması denir. Eğer iyonize bir gaz ortamı bir elektrik alanı ile elde edilir ise, bu durumun sonunda iyonlar ortam akımını iletirler ve bu olaya gaz deşarjı denir (Cobine, 1958).

Tam iyonize olmuş ve yüklü parçacıkları içeren bir gazı elde etmek oldukça güç olmaktadır. Bunun için çok yüksek vakum şartları ve bağlantı kayıplarının en az olması gerekmektedir.

Gaz deşarjlarının analizinde karşımıza çıkan en büyük problemlerden birisi, yüklü ve nötr parçacıklar arasındaki etkileşimlerdir. Bu durum, çok basit gaz deşarjlarında dahi olabilmektedir.

Gaz deşarjları çok karışık kimyasal yapılardır. Bu karışık yapıları aşağıdaki şekilde gruplayarak inceleyelim.

#### 4.2 Gaz Deşarjında Meydana Gelen Parçacıklar

##### 4.2.1 Nötr Parçacıklar

İlk olarak iyonize olmamış gazı ele alırsak, basit atomlar (x), örneğin yoğun olmayan gazlar veya basit moleküller (xy) yada (xyz) türünden N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> gibi bileşiklerle karışık yapıya sahip H<sub>3</sub>F (metilflorür) söz konusu olabilir. Basınç sahası çok geniş bir aralıkta olabilir. Basınç bir kaç torr olabileceği gibi bir kaç mikro torr yada onlarca, yüzlerce atmosferlik basınç aralığında olabilir. Nötr parçacıkların yoğunluğu 10<sup>8</sup> m<sup>-3</sup> civarındaki bir mertebede değişebilir. Ancak bir kaç torr'luk bir basınç için nötr parçacıklarının yoğunluğu 10<sup>22</sup>-10<sup>29</sup> m<sup>-3</sup> arasında olacaktır. Özellikle, 1 torr ve 0 °C'de bu değer 3.5 10<sup>22</sup> m<sup>-3</sup> tür.

##### 4.2.2. Yüklü Parçacıklar

Ortam iyonize olduğunda elektronlar ve çeşitli iyon parçacıkları ortaya çıkar. Gaz deşarjları için beklenen elektron yoğunlukları 10<sup>19</sup>-10<sup>15</sup>m<sup>-3</sup> aralığındadır. Pozitif iyonlarla birlikte negatif iyonlarda ortaya çıkarlar. Hatta pozitif ve negatif iyonik parçacıklar, özellikle gaz veya moleküler haldekinden yani orijinal nötr haldekinden çok farklı

olabilirler. Örneğin; Helyum deşarjında  $He_2^+$  iyonları ortaya çıkarlar. Her bir türü, gaz deşarjının elektrik özelliklerini etkileyecektir. Bununla beraber, elektronlar genellikle kontrol altındadır.

#### 4.2.3. Uyarılmış Parçacıklar ve Fotonlar

Gaz laserinde, ışık kaynakları veya kuantum teorisinin bulunduğu diğer sistemlerde uyarılmış nötr parçacıklar ( $x^*$  ve  $xz^*$ ) ve olabilecek diğer uyarılmış iyonize parçacıklar oldukça önemlidir. Bir atom veya moleküle, ışın etkileştirdiğimizde, molekülün elektronları uyarılır ve uyarılmış ışımaya yapar. Bu uyarılmış parçacıklar, elektrondur.

#### 4.3. Parçacıklar Arası Etkileşme

Gaz deşarjlarında parçacıklar arası etkileşmeler oldukça önemlidir. Önemli etkileşmeler kısaca şu şekilde özetlenebilir;

1. Bir atom veya molekülün elektron çarpışması ile uyarılması,



2. Elektron ve uyarılmış atomun esnek çarpışmasıyla yeniden hızlı bir elektron ve uyarılmamış bir atom meydana getirir,



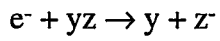
3. Elektron çarpışmalı iyonizasyon,



4. Çarpışmalı yeniden birleşme,



5. Moleküllerin iyonizasyonları ve ayrışmaları bir çok şekillerde mümkün olabilir,



6. Bir negatif iyon oluşturmak için ışınımlı birleşme,



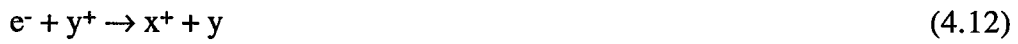
7. Foto ayrılma,



8. Ayrışmalı yeniden birleşme,



9. Yük transferi,



10. İyon-iyon yeniden birleşmesi,



11. Etkileşme değişimi. Burada KE kinetik enerjidir,



## 12. İyonlaştırma,



dır.

Belirtilen tüm işlemlerde çarpışan elemanların çarpışmadan sonra aynı iç enerjiye sahip olmadıkları görülmektedir. Boşalmanın elektriksel özelliklerini belirlemede elastik çarpışmalar önemli rol oynarlar. Bu aşağıdaki işlemlerde görülebilir (Rhodes, 1979);

$$1. e^- + x \rightarrow (e^- - KE) + (x + KE), \quad (4.17)$$

$$2. e^-_1 + e^-_2 \rightarrow (e^-_1 - KE) + (e^-_2 + KE), \quad (4.18)$$

$$3. x^+ + y \rightarrow (x^+ - KE) + (y + KE). \quad (4.19)$$

İyonlaşmış gazların karakteristiklerini en genel halde şu şekilde sıralayabiliriz;

1. Herhangi bir sistemin parçacık hızları, her zaman yönlendirilmiş olmaktan çok daha fazla rastgeledir. Diğer bir deyimle, dikkate alınan gaz numuneleri, yaklaşık olarak bölgesel termodinamik dengededir. Ancak ısı enerjisi, yönlendirilmiş enerjiden çok daha büyük olduğundan ortamın tamamı termodinamik dengede değildir. Bir boşalmadaki parçacıkların tamamı, yaklaşık olarak dengede olmaları şart değildir. Bunlar çok az uyarılma ışınımıyla dengede olabilirler. Örneğin iyonlar, nötr parçacıklar ve uyarılmış parçacıklar 300°K'lik sıcaklıklarda olabildiği halde ark boşalmalarında onbinlerce °K'lik sıcaklıklarda elektronlara sahip olabilirler.

2.Boşalma aralığına nazaran Debye aralığı daima küçüktür ve bir debye küresinde bir çok parçacık bulunabilir. Debye aralığı; önemli ölçüde yarı dengeden sapmaların mümkün olduğu aralık ölçüsüdür ve bu kavram, bir boşalmanın etkisi üzerinde, elektronların veya yüzeylerin üzerindeki elektronların etkileşme etkisini anlatır. İyonlaşmış gaz sınırların yapısına bağımlı değildir. Bu şart sağlanırsa debye uzunluğu önemli bir parametre olduğundan, bir boşalma tüpünün sahip olması gereken minimum boyut, basitçe debye aralığının değiştirilmesi ile belirlenebilir.

#### 4.4. Deşarj Tüpünde Plazma Olayı

Plazmalar negatif yüklü ve nötr parçacıklardan oluşmakta olup, elektromanyetik alanların bu yüklerle etkileşmesi önemlidir. Örneğin yüklü parçacıkların dinamik bileşimi elektromanyetik alan ile bağlanmaktadır. Böyle bir sistem kısmen elektromanyetik ve kısmende akışkanlar dinamiği özelliği gösterir (Cobine, 1958).

Bir plazma içindeki parçacıklar, duruma bağlı olarak hareketli veya hareketsiz olabilir. Hareketli yüklü parçacıklara katihal ifadesiyle taşıyıcılar denir. Plazmalar nötr olduklarından gözle görülebilir. Yani gözle görülebilir bir hacimde aynı sayıda pozitif ve negatif yükler bulunur. Pozitif ve negatif yükler birbirine eşit ise plazmaya dengelenmiş, eşit değilse dengelenmemiş plazma denir. Elektron yoğunluğu iyonosferde  $10^4$ 'ten  $10^7$ 'ye, gaz deşarjlarında  $10^7$ 'den  $10^9$ 'a ark ve birleşme düzenlerinde  $10^{12}$  den  $10^{14}$ 'e, yarı iletkenlerde  $10^{14}$ 'ten  $10^{20}$ 'ye ve metallerde  $10^{22}$ 'den  $10^{29}$ 'a kadar ulaşabilir.

Plazma gazı için L mesafesinde bulunan yüklü parçacıkların çarpışmasında, parçacıkların yükleri eşit ise potansiyel enerji;

$$P.E = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 L} \quad (4.20)$$

dir. Hareketin ısı kinetik enerjisi;

$$K.E = kT \quad (4.21)$$

ye eşit olup, L uzunluğu Landau uzunluğu olarak adlandırılır. Bir plazma içinde taşıyıcıların dinamik davranışı, elektronların kinetik enerjisi  $kT$  olan bir mükemmel gaza yaklaşık olarak benzerlik gösterir.

Plazma kendisini meydana getiren parçacıkların dinamik farklılıklarına bağlı mikroskobik olarak çok sayıda durumu olabilen istatistiki bir sisteme örnektir. Burada bahsedilen Landau uzunluğu;

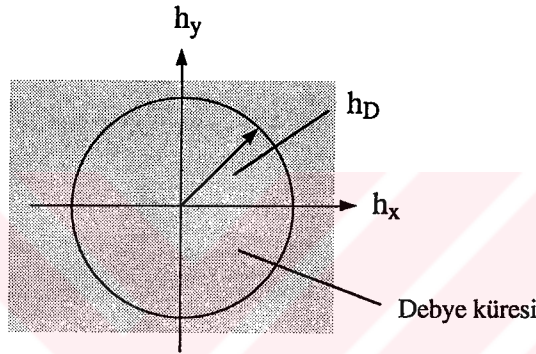
$$L_{Landau} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 kT} = \frac{1.67 \times 10^{-5}}{T} \quad (m) \quad (4.22)$$

dir. Diğer uzunluk parametresi de  $h_D$  Debye uzunluğudur, ve

$$h_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T e}{n e^2}} = 0.69 \times 10^2 \sqrt{\frac{T e}{m}} \quad (\text{m}) \quad (4.23)$$

ifadesi ile verilir. Buradaki  $k$ , boltzmann sabitidir. Uzun mesafelerde bir çok yüklerin toplam etkileri baskın olurken, küçük mesafelerde parçacığın kendi davranışı daha baskın olacaktır. Bu toplam etkiler, bir Debye küresinde çok sayıda yük olmasını gerektirir ki, bu

$nh_D^3 \gg 1$  olması demektir.



Burada  $n$ , taşıyıcı yoğunluğudur. Diğer taraftan kinetik enerjileri daha fazla olan yüklü taşıyıcılar arasında ortalama iç aktif enerji bulunan plazma alanı

$nh_D^3 \gg 1$  ile karakterize edilir.

Bu aktif enerji;

$$kT \gg \frac{e^2}{\epsilon_0 r_{\text{ort}}} \quad \text{olup, ortalama ayırışım mesafesi}$$

$$r_{\text{ort}} = \frac{1}{\sqrt[3]{n}} \quad (4.24)$$

dir. Böylece;

$$n (\epsilon_0 k T / e^2)^{3/2} \gg 1 \quad (4.25)$$

dir. Buradaki,  $r_{\text{ort}}$ , Debye küresinin yarıçapıdır.  $n$ , Debyeküresindeki elektronların yoğunluklarıdır.

## 4.5 CO<sub>2</sub> Molekülünün Uyarılması

CO<sub>2</sub> molekülünün uyarılması genel olarak;

- 1- Elektron çarpışması,
  - 2- Rezonans enerji transferi,
  - 3- Gaz dinamik süreçleriyle uyarma
- olmak üzere bu üç yöntemle yapılmaktadır.

### 4.5.1 Elektron Çarpışmasıyla Uyarma

Gaz laserlerinde ortam, genellikle gaz deşarjıdır. Başlangıçta temel durumda bulunan molekül, elektron çarpışmasıyla bir üst titreşim durumuna uyarılır (Rhodes, 1972):



Burada, x temel durumda uyarılmamış ve x\* uyarılmış molekülü göstermektedir. Elektron-molekül çarpışmaları inelastik bir çarpışmadır.



Temel durumdaki CO<sub>2</sub> molekülü, (00<sup>1</sup>) durumuna direkt olarak uyarılabilir;

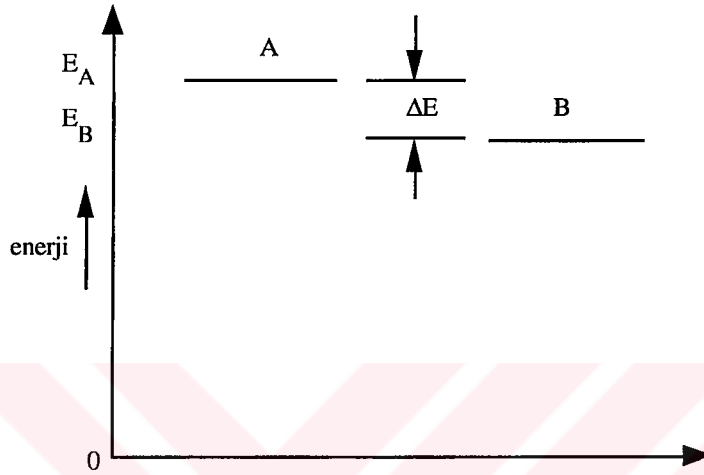


etkileşmesiyle nitrojen molekülü üst titreşim durumuna uyarılır. Elektron çarpışmasında, birkaç elektron voltluk elektronlara ihtiyaç duyulur. Denklem (4.28)'de etkileşmesinde toplam tesir kesiti (~2,3 eV'luk elektronlarla) 4.10<sup>-16</sup> cm<sup>2</sup>'lik maksimum değeri alır.

CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> gaz karışımında elektronların büyük bir kısmı nitrojenin uyarılmasına harcanır. Uyarılan nitrojen molekülleri de enerjisini, karbondioksite transfer eder. Elektronların, karbondioksit molekülünü temel durumdan (00<sup>1</sup>) seviyesine uyarabilmesi için; enerjisi, eşik enerjisinden oldukça büyük olmalıdır. Bu durum elektronların çoğunun, nitrojen uyarılmasında harcanmasını sağlar.

#### 4.5.2 Rezonans Enerji Transferi

Moleküler sistemleri, rezonans enerji transferiyle de uyarmak mümkündür. Bu mekanizmada uyarılmış molekülün enerjisi, uyarılmamış moleküle aktarılarak, uyarma işlemi sağlanır. Bu transfer farklı iki türden oluşan gazlarda olur. Şekil 4.1’de gösterilen A ve B sistemini gözönüne alalım (Cobine, 1958).



Şekil 4.1  $A^* + B \rightarrow A + B^*$  ve  $A + B^* \rightarrow A^* + B$  rezonans enerji-transfer etkileşmeleri için enerji-seviye diyagramı.

Uyarılmış A molekülü, temel durumdaki B molekülü ile çarpışarak onu uyarılmış duruma getirir.



Etkileşme sonunda  $\Delta E = E_A - E_B$  enerjisi açığı çıkar. A ve B molekülleri farklı türler olduklarından genellikle  $\Delta E \neq 0$  dır.

Çarpışan parçacıkların bağıl hareketlerinden kaynaklanan bir minimum kinetik enerjileri olması gerekir. (4.29) etkileşmesinde, ekzotermik reaksiyon  $k_{A^* \rightarrow B^*}$  hızının, endotermik transfer  $k_{B^* \rightarrow A^*}$  hızına oranı;

$$\frac{k_{A^* \rightarrow B^*}}{k_{B^* \rightarrow A^*}} = e^{-\frac{E}{kT_{kin}}} \quad (4.30)$$

dır. Burada  $T_{kin}$ , moleküler hareketin öteleme sıcaklığıdır.

Bu tip çarpışmalarda rezonans şartı önemli rol oynar. Çarpışan moleküllerin bağlı hareketi (moleküllerin iç ve öteleme hareketlerini etkileyen) zamanla değişen bir kuvvet oluşturur. Bu kuvvet transfer ihtimalini  $\exp\left(-\frac{\Delta E t}{h}\right)$  ye göre azaltır  $t = \frac{a}{v}$  zamanı çarpma süresidir.  $a$ , moleküler kuvvetin menzili,  $v$  ise izafi hızdır.  $t = 10^{-2}$  sn dir. Bu nedenle kuvvetler, bazı durumlarda birikim meydana getirebilirler. Genellikle büyük enerji transferinde kısa menzilli itici kuvvetler daha etkilidir. Rezonans durumu meydana geldiğinde, fiziki etkileşmelerin hızında bir değişme olacaktır. Rezonans durumları zamana bağlı pertürbasyon teoremi ile açığa kavuşturulabilir.

Enerjisi  $E_0$  olan bir sistemin  $i$ .nci seviyeye uyarılması için rezonans frekansı;

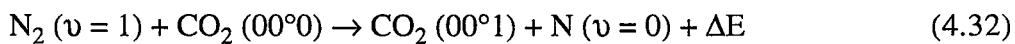
$$W_{0i} = \frac{E_i - E_0}{h} \quad (4.31)$$

dır. Burada  $E_i$ ,  $i$ .nci seviyenin enerjisidir.

$N_2$ ,  $CO_2$  ve antisimetrik  $CO_2$  modunun titreşim frekansları sırayla  $2359 \text{ cm}^{-1}$  ve  $2349 \text{ cm}^{-1}$  hemen hemen aynıdır. Bunlar kendi modları arasında ve birbirlerinin modları arasında hızlı bir şekilde enerji transferi yapabilirler. En verimli  $CO_2$  molekülüne,  $N_2$  molekülünden rezonans enerji transferidir.

Elektron çarpışmasıyla  $N_2$ 'nin  $v = 0$  seviyesinden  $v = 1$  seviyesine uyarılması çok verimli bir etkileşmedir. Denklem (4.28)'de nitrojenin  $v = 1$  seviyesi yarı kararlıdır. Simetrisinden dolayı N-N molekülü net bir dipol momentine sahip değildir. Bu nedenle nitrojen molekülünün  $1 \rightarrow 0$  geçişi elektrik dipol-momentini radyasyonundan dolayı izinli değildir.

Elektron çarpışmasıyla uyarılan nitrojen molekülü, enerjisini rezonans transferle  $CO_2$  molekülüne aktarır.



Bu etkileşmeyle temel durumda ( $00^00$ ) bulunan  $CO_2$  molekülü, ( $00^01$ ) titreşim durumuna uyarılmış olur ( $\Delta E = 20 \text{ cm}^{-1} < kT$ ).  $N_2$  ile  $CO_2$ 'nin ( $00^01$ ) seviyesi hemen hemen eşit olarak yer aldığından rezonans hali,  $CO_2$ 'nin  $00^n$  seviyelerinden ilki için sürdürülür. Böylece rezonans pompalamayla, uyarılmış nitrojen molekülleri çoğaltılır veya azaltılır.

### 4.5.3 Gaz-Dinamik Süreçleriyle Uyarma

Gaz moleküllerinin hızlı ısınma ve soğumasıyla tersine birikim meydana gelebilir (Kılıçkaya, 1991). Bu CO<sub>2</sub> laseri için uyarma mekanizmasıdır. Geçici olarak meydana gelen bu birikim, gazın sıcaklık değişimini izleyen sürede oluşur. Deşarj sırasında; uyarılmış haller, elektron çarpışması nedeniyle dağılırlar. Titreşim seviyelerinin dağılımı T<sub>v</sub> titreşim sıcaklığıyla, dönme seviyelerin dağılımı T<sub>R</sub> ile tanımlanır. Lineer bir molekülün N<sub>v,j</sub> titreşim-dönme seviyesindeki molekül sayısı harmonik titreşici yaklaşımında;

$$N_{v,j} = (2j+1) \exp(-\nu E_{\nu}/kT_{\nu}) \exp[-B_j(j-1/kT_R)] \quad (4.33)$$

dir. Burada E<sub>ν</sub>, titreşim enerjisi ν, titreşim kuantum sayısı ve B dönme sabitidir. Gaz bir delikten geçirildiğinde genişleyerek soğur. Genişleme adyabatik olduğundan sıcaklık değişir ve ısı enerjisi kinetik enerjiye dönüşür. Genleşmeden önce ve sonraki yoğunluk oranı ρ<sub>son</sub>/ρ<sub>ilk</sub> olarak tanımlanırsa, sıcaklıklar oranı;

$$\frac{T_{e(ilk)}}{T_{e(son)}} = \frac{T_{e_i}}{T_{e_s}} = \left(\frac{\rho_s}{\rho_i}\right)^{\gamma-1} \quad (4.34)$$

olur. Dönme ve öteleme sıcaklıkları belli bir sıcaklıkta dengeye gelirler. Bunların enerji transferleri çok hızlı olur (Rhodes, 1972). Titreşim modlarındaki enerji transferi hızlı olur. Böylece titreşim modlarında moleküller daha uzun kalarak bir tersine birikim meydana gelir. Ancak bu şekilde oluşan tersine birikimin verimi düşüktür.

CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> gaz karışımı 1500 °Cde ısıtılıp süpersonik delikten geçirildiğinde, titreşim seviyeleri arasında ki birikim farklı olur.

Bu uyarma mekanizmalarından başka deşarjla oluşan kimyasal reaksiyonlarda molekülleri uyarabilir. CO<sub>2</sub> laserlerinde bu reaksiyon; CO ile oksijenin tekrar birleşmesiyle olur:



Uyarılan CO<sub>2</sub><sup>\*</sup> molekülü alt seviyelere bozunarak genellikle (00°1) durumunu doldurur.

#### 4.6 CO<sub>2</sub>'nin Birikim Yoğunluğu

İnelastik elektronik çarpışmasıyla nitrojen uyarılmasının toplam tesir kesitini kapsayacak şekilde 00°n durumlarındaki uyarılmış CO<sub>2</sub>'in toplam birikim yoğunluğu elde edilir. Asimetrik modun i. seviyesinin yoğunluğu (n<sub>i</sub>) için birikim hız denklemi;

$$\frac{dn_i}{dt} = r_i - \frac{n_i}{\tau_i} - \sum_{j \neq i} n_j / \tau_{ij} + \sum_{j \neq i} n_j / \tau_{ji} \quad (4.36)$$

şeklinde yazılabilir. r<sub>i</sub> diğer tüm seviyelerden birikim hızı özellikle uyarılmış nitrojen-temel durumdaki CO<sub>2</sub> çarpışmalarından: τ<sub>i</sub><sup>-1</sup> antisimetrik modun dışında sistemin diğer modlarına birikim kayıp hızı; n<sub>i</sub>/τ<sub>ij</sub> terimleri antisimetrik moddan diğer seviyelere birikim kayıp hızı olarak tanımlanır. Seviyelerdeki birikimin eşit olduğunu (n<sub>i</sub> ≈ n<sub>j</sub>) ve toplam ifadelerinin çeşitli 00°n seviyelerinden sadece ilkinin (00°1 seviyesini) kapsadığını kabul edeceğiz.

Ayrıca seviyelerin değişik çiftleri arasında karşılıklı değişimin hızlarını eşit kabul edersek (τ<sub>ij</sub> = τ<sub>ji</sub>) çok yüksek sıcaklıklarda eşit olurlar. i'den bağımsız olarak τ<sub>i</sub> = τ yazılabilir. Bu kabullerin çerçevesi içinde; dn<sub>i</sub>/dt = 0 sabit durum hali için (4.36) denklemi

$$0 = \sum_i r_i + \sum_i n_i / \tau - n_i \sum_{j \neq i} (1/\tau_{ij} - 1/\tau_{ji})$$

$$\sum_i r_i - \sum_i n_i / \tau = n_i \sum_{j \neq i} (1/\tau_{ij} - 1/\tau_{ji}) = 0 \quad (4.37)$$

$$\sum_i r_i - (1/\tau) \sum_i n_i = 0 \quad (4.38)$$

ve r<sub>i</sub>, i inci seviyedeki birikim hızıdır.

$$\sum_i r_i = R \quad (4.39)$$

buradaki R, birikim meydana getirme hızıdır.

$$\sum_i n_i = N \quad (4.40)$$

olarak tanımlanırsa, burada N, i inci seviyedeki birikimdir.

$$R - N/\tau = 0 \quad (4.41)$$

veya

$$N = R\tau \quad (4.42)$$

bulunur.

$\tau$  zamanının, tipik laser çalışma basıncında  $10^{-3}$  s dolayında olduğu deneysel olarak bulunmuştur (Cheo, 1974). Birikim meydana getirme hızı R, uyarılmış nitrojenden iç enerji transferi olarak da tanımlanabilir.

Temel durumdaki nitrojen yoğunluğu  $\rho_0$  ve uyarılmış nitrojen molekülünün yoğunluğu  $\rho$  olarak tamamlanır (  $\rho \ll \rho_0$  ):  $\rho$  hız eşitliği;

$$\frac{d\rho}{dt} = R' - R \quad (4.43)$$

olarak yazılabilir. Buradaki  $R'$ , temel durumdaki  $N_2$ -elektron çarpışmasıyla meydana gelen yarı kararlı titreşimlerin birikim hızıdır. Yarı kararlı  $N_2$  moleküllerinin kayıp hızının sadece  $CO_2$ 'ye transfer nedeniyle meydana geldiği kabul edilir. Bu rezonans transferi, iç titreşim enerjisi, kinetik enerjisinin değişiminden çok daha hızlıdır (Cheo, 1974).



gibi hızlı değişim çarpışmalarında  $\rho$ 'nun etkisi yoktur. Yani sabit durum için  $d\rho/dt = 0$  olur ve

$$R = R'$$

elde edilir. İnelastik elektron-nitrojen çarpışmasının toplam tesir-kesiti ( $\delta$ ) kullanılırsa  $R'$  için;

$$R' = \rho_0 \delta v_e n_e \quad (4.46)$$

yazılabilir.  $v_e$  ; ortalama elektron hızı ( $\approx 9 \cdot 10^7$  cm/s) ve  $n_e$ ; elektron yoğunluğudur ( $\approx 10 \cdot 10^{10}$  cm<sup>3</sup>). Temel durumdaki nitrojenin yoğunluğu (1 torrluk kısmı basınçta)  $3 \cdot 10^{16}$  cm<sup>3</sup> kadardır Bu değerler denklem (4.46)'da kullanılırsa  $R'$  nün değeri yaklaşık olarak;

$$R' = (3 \cdot 10^{16}) (4 \cdot 10^{-16}) (9 \cdot 10^7) (10^{10}) \approx 10^{19} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (4.47)$$

dir.

Denklem (4.40) ve (4.43) den;

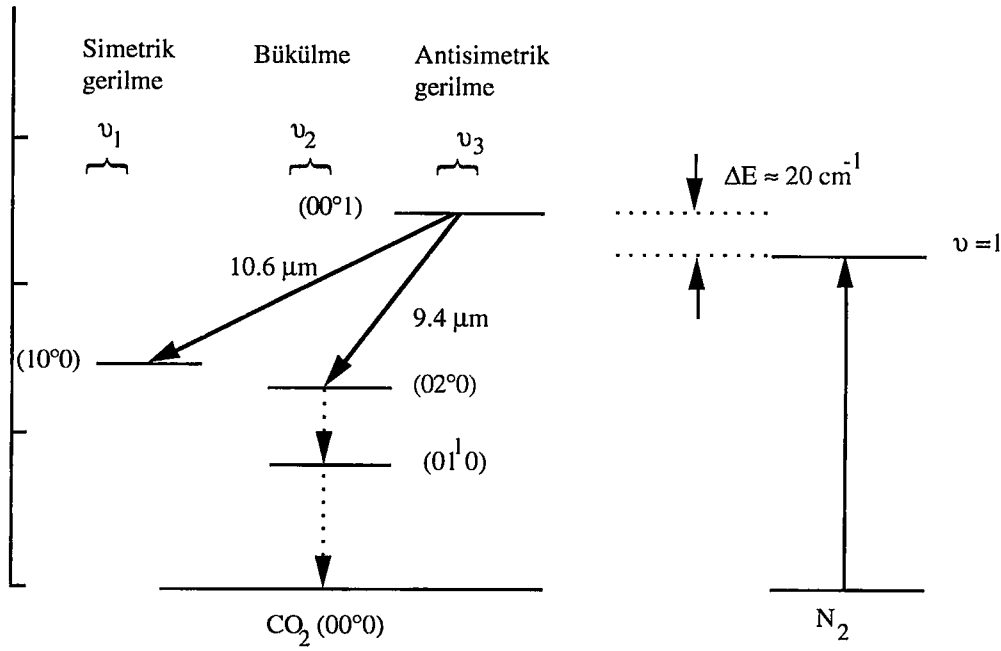
$$N = R' \tau \Rightarrow N = \rho_0 \delta v_e n_e \tau \quad (4.48)$$

ve

$$N = 10^{19} \cdot 10^{-3} = 10^{16} \text{ cm}^3$$

bulunur. Bu yoğunluk (N) CO<sub>2</sub> laserinin yüksek çıkış gücü için önemlidir.  $10^{16}$  cm<sup>3</sup> elektron yoğunluğu olmazsa yüksek çıkış gücü elde edilemez.

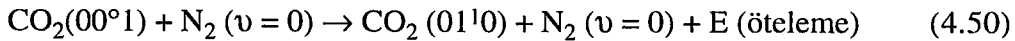
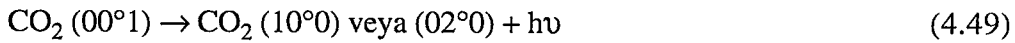
Denklem (4.46) ile tanımlanan i.nci antisimetrik seviyenin yoğunluğu; antisimetrik moddaki titreşim seviyesinin ömrünün seviyesine yakın-rezonans N<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub> enerji transfer etkileşmesine ve tesir kesitinin büyüklüğüne bağlıdır. Nitrojenden enerji transferiyle ayrılan CO<sub>2</sub> molekülünün laser geçişleri Şekil 4.2' de gösterilmiştir (Svelto, 1982).



Şekil 4.2 CO<sub>2</sub> ve N<sub>2</sub> Moleküllerinin temel elektronik durumdaki düşük titreşim seviyeleri ve laser geçişleri (Svelto, 1982).

#### 4.7. Üst Seviyelerin Bozunumu

Laserlerde uyarılmış seviyelerin ışın geçişi ve bu seviyelerin ışın geçiş zamanları önemlidir. CO<sub>2</sub>'nin yüksek laser seviyesi (00<sup>1</sup>)'den uyarılmış yayınımla (10<sup>0</sup>) alt laser seviyesine geçer (Rhodes,1972):



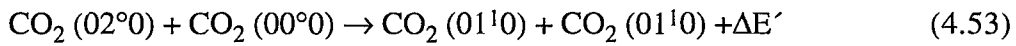
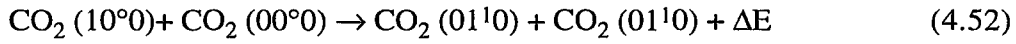
00<sup>1</sup>-10<sup>0</sup>, 00<sup>1</sup>-02<sup>0</sup>, 10<sup>0</sup>-01<sup>1</sup> ve 02<sup>0</sup>-01<sup>1</sup> geçişleri izinli geçişlerdir. Bu seviyelerin kendiliğinden bozunumu uzundur. Üst laser seviyesinin bozunum zamanı;

$$\frac{1}{\tau} = \sum a_i p_i \quad (4.51)$$

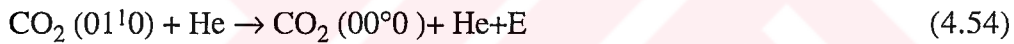
ile elde edilir. Burada P<sub>i</sub> kısmi basınç, a<sub>i</sub> ise deşarjdaki gazların karakteristiğine bağlı bir sabittir. Örneğin kısmi basınç; CO<sub>2</sub> için 1,5 torr, N<sub>2</sub> için 1,5 torr ve He için 12 torr

alındığında üst seviyenin ömrü  $\tau \approx 0,4$  ms olur.

$10^{\circ}0$  ve  $02^{\circ}0$  seviyeleri, temel durumdaki  $CO_2$  molekülünün yakın rezonans çarpışmaları sonunda  $01^{\circ}0$  seviyelerine etkili bir şekilde indirgenir.



$\Delta E$  ve  $\Delta E'$  değerleri,  $kT$ 'den çok düşük olduğundan bu iki etkileşmenin ihtimali oldukça yüksektir.  $10^{\circ}0$ ,  $02^{\circ}0$  ve  $01^{\circ}0$  seviyeleri çok kısa bir sürede ısı dengeye ulaşır. Bu üç seviyenin birikimi  $T_2$  sıcaklığıyla tanımlanabilir. Bu sıcaklık yukarıda tanımlanan  $T_1$  sıcaklığından farklıdır.  $01^{\circ}0$  seviyesinden, temel seviyeye geçiş yavaş olur. Bu nedenle laser olayı sırasında  $01^{\circ}0$  seviyesinde moleküller birikir.  $10^{\circ}0$  ve  $02^{\circ}0$  seviyeleri bu seviye ile ısı dengede olduğundan bunlarda da birikme olabilir. Dolayısıyla bozunum hızının yavaşlaması her üç seviyeyi de kapsar.  $01^{\circ}0$  seviyesinin ömrü denklem (4.51)'deki gibidir. Bu ömür He'un katılmasıyla kısaltılabilir.  $01^{\circ}0$  seviyesi;



etkileşmesiyle temel duruma iner  $01^{\circ}0$  seviyesindeki birikim boşalır. Bu etkileşme, titreşim ve öteleme enerji değişimini içerir.

He, diğer önemli bir etkiyede sahiptir. Helyum'un ısı iletkenliği yüksektir. Bu nedenle öteleme enerjisini (ısı enerjisi) deşarj tüpünün duvarlarına iletir. Böylece gaz karışımının soğuk tutulmasına yardımcı olur. Düşük laser seviyelerinin birikimini ısı uyarmasıyla önlemek için  $CO_2$ 'nin düşük bir ısı sıcaklığına sahip olması gerekir.

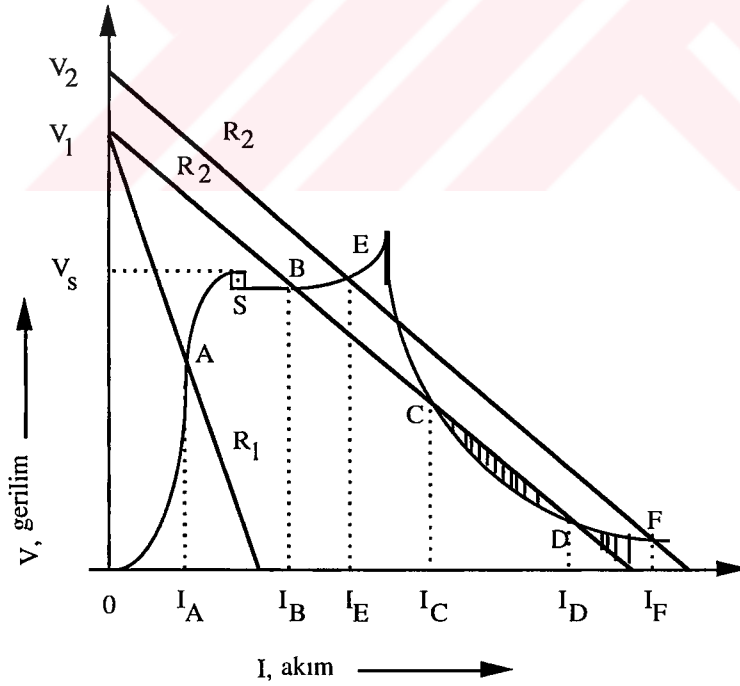
Gazların ısı iletkenlikleri, moleküler kütlelerinin karekökü ile ters orantılıdır.  $He^3$  izotopu,  $He^4$ 'den daha hafiftir. Bu nedenle  $He^3$ ,  $He^4$ 'den daha iletkenidir. Gaz karışımında  $He^4$  yerine  $He^3$  kullanılmasıyla ısının tüpün duvarlarına taşınmasının verimi artar. Moleküler kütleinin azalmasıyla titreşim-öteleme enerji transferi artar.

Böylece  $(01^{\circ}0)$  - seviye boşalma hızı artar. Bu durumda laser çıkış gücü artar. Yapılan deneyler sonunda  $He^3$  izotopunun kullanılmasıyla laser çıkış gücünün %14 kadar arttığı gözlenmiştir (Marcus, 1986).

#### 4.8 CO<sub>2</sub> Laserinin Gaz Deşarjı

CO<sub>2</sub> laserlerinde boşalmayı homojenleştirmek ve geçişler arasındaki enerji transferini kolaylaştırmak, üst enerji seviyelerindeki molekül sayısını arttırmak amacıyla N<sub>2</sub>, He ve bunlara ilave olarak gaz akışlı olmayan kapalı tüplü sistemlerde H<sub>2</sub> ve Xe gazlarında kullanılır.

CO<sub>2</sub> laserinde, laser olayının gözlenebileceği birçok titreşimsel-rotasyonel geçişler olmakla beraber bunların geçiş olasılıkları birbirinden farklıdır. Optik rezonatörün uygun seçimi ile istenilen dalga boyunun elde edilmesi mümkündür. Çıkış gücü sürekli olan CO<sub>2</sub> laserler, tasarımı, yapımı ve işletmesi nispeten kolay olan laserlerdir. Elektriksel verimi %10 dolayındadır. Bunlarda, CO<sub>2</sub> içeren bir gaz karışımında silindirik bir tüpte elde edilen elektrik deşarjı esastır. Elde edilen ışınım şiddeti: Ortamın soğutma şartlarına, ortamdaki gazların kısmi basınçlarına, elektrodlar arası mesafeye, elektrodların geometresine, uygulanan gerilime, sisteme bağlı devrenin davranışına ve diğer elektrik boşalma parametrelerine bağlıdır (Cobine, 1958), (Tan, 1993).



Şekil 4.3 Gazların elektriksel boşalmasının akım gerilim karakteristikleri (Cobine, 1958).

Bu grafik seri olarak bağlanmış bir gerilim kaynağı (V) ve bir direnç (R) ile gaz boşalma tüpünden meydana gelen devrede sabit gerilimde, direnci  $R_1$ 'den  $R_2$ 'ye azaltarak veya sabit dirençte, gerilimi  $V_1$  den  $V_2$ 'ye arttırarak elde edilmiştir. 0 dan A'ya uzanan ve  $1 \mu A$  geçmeyen bölge Townsend boşalmasıdır.

Burada, akım ancak gerilim arttırıldıkça artar. Gerilim arttırılarak S noktasına gelindiğinde, kıvılcım gerilimi  $V_s$ 'de ani akım artışıyla birlikte kıvılcım ortaya çıkar. S ile B arası normal parıltı (glow) boşalma olup, bu bölgede gerilim düşmesi boşalma akımından yaklaşık olarak bağımsızdır. Burada akım mA mertebesindedir. Akımın belirli bir değeri geçmesi ile gerilim, artan akımla artar. Akımın daha fazla arttırılması ani gerilim düşmesine ve ark rejiminin başlamasına sebep olur. Gaz boşalmasıyla laser elde etme olayında çalışma bölgesi B'den E'ye uzanan bölgedir. Laserlerin tasarımında iki önemli boşalma parametresi kıvılcım potansiyeli ile yük eğrisidir. Yüksek güçlü bir güç kaynağında yük eğrisinin seçimi ve akımın sınırlandırılması, istenen boşalma rejiminde kalınabilmesi için çok önemlidir. Öte yandan kullanılacak güç kaynağı  $V_s$  potansiyelini sağlayabilmeli ve boşalmayı başlatabilmelidir.

Boşalmanın başlamasından sonra düşen gerilimle sistemin ark rejimine geçmeden çekebileceği en büyük akımın çarpımı kullanılacak gücün alt sınırını belirler. Kıvılcım potansiyeli Paschen yasasıyla belirlenir ve gaz basıncı (p) ile elektrotlar arası mesafe (L) çarpımının bir fonksiyonudur.

Düz paralel plakalı elektrotlar için  $V_s$ , kıvılcım potansiyeli;

$$V_s = B p L / [\ln(A p L / \ln(\frac{1}{\gamma}))] \quad (4.55)$$

ile verilir. Burada  $\gamma$ , katod metaline çarpan her pozitif iyonun çıkmasına sebep olduğu elektron sayısının bir ifadesi olup katodun bir fonksiyonudur. A ve B ise gaz karışımının fonksiyonu olan sabitlerdir. Herhangi bir gaz karışımı için  $V_s$ , bir pL değerinde en küçük değerden geçtikten sonra azalan ve artan pL değerleri için artar. Laser tasarımına başlarken seçilen güç kaynağının çıkış gerilimi pL'yi akım kapasitesi ise laser olayının eşliğini belirler. Çalışma basıncı ise sistem ark boşalmasına geçemeyecek kadar küçük, ancak optik çıkış gücünü en büyük yapacak kadar büyük olmalıdır. Çalışma basıncının seçilmesi

ile elektrotlar arası mesafe belirlenmiş olur. Örneğin  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$  karışımı bir gazda  $p = 5$  torr basınçta elde edilen parıltılı boşalmada gerilim düşmesinin yaklaşık  $100 \text{ V/cm}$  dir.

#### 4.9 $\text{CO}_2$ Lasere $\text{N}_2$ Etkisi

Gaz boşalmasında nitrojenin titreşimsel uyarımı oldukça büyüktür. Nitrojen molekülleri aynı çekirdeğe sahip olmalarından dolayı, dipol momentleri sıfırdır ve titreşimsel olarak uyarılmış seviyelerin bozunması yalnızca çarpışmalarla mümkün olur.  $\text{N}_2$  molekülleri arasındaki çarpışma için etki tesir kesiti oldukça küçüktür ( $10^{-23} \text{ cm}^2$ 'den daha küçük).

$\text{N}_2$ 'nin ilk titreşim enerji seviyesi,  $\text{CO}_2$ 'nin  $00^{\circ}1$  seviyesindeki enerji miktarına hemen hemen eşit olması ( $\Delta E = 18 \text{ cm}^{-1}$ ) sebebiyle,  $\text{CO}_2$  molekülleri ile  $\text{N}_2$  arasındaki enerji transferi sayesinde  $\text{CO}_2$ 'in  $00^{\circ}1$  seviyesinin büyük bir yük yoğunluğuna ulaşmasına neden olur.  $00^{\circ}1-10^{\circ}0$  ve  $00^{\circ}1-02^{\circ}0$  laser geçişlerinin etkisi diğer laser seviyelerindeki ( $10^{\circ}0-10^{\circ}10$  ve  $02^{\circ}0-01^{\circ}10$ ) etkilerinden daha küçüktür (Vincent, 1965).

#### 4.10. $\text{CO}_2$ ve $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ Laserlere, He Etkisi

Saf  $\text{CO}_2$ 'e ve  $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ 'e He ilave edildiği zaman, He gazı en yüksek iyonizasyon potansiyellerine ve gaz deşarjı içinden en yüksek elektron ısına sahiptir. Böylece "Schottky Difüzyon Teorisine" göre  $P_{\text{He}} = 10$  Torr'luk helyum basıncına  $2.5 \text{ cm}$  çapındaki tüpde elektron ısısı  $22000^{\circ} \text{ K}$  dir ve  $P_{\text{He}} = 5$  Torr'daki elektron ısısı ise  $35000^{\circ} \text{ K}$  dir. Bu ısılar deneysel olarak bulunmuşlardır.  $\text{CO}_2$  veya  $\text{CO}_2 + \text{N}_2$  karışımına He ilave edilmesi dağılım fonksiyonunun belirlenmesine yol göstereceği kabul edilir. Ayrıca He ilave edilmesi yalnızca üst laser seviyesinin yük yoğunluklarında bir artışa sebep olmakla kalmaz, aynı zamanda alt laser seviyelerinin yük yoğunluklarını da azaltır (Patel, 1965).

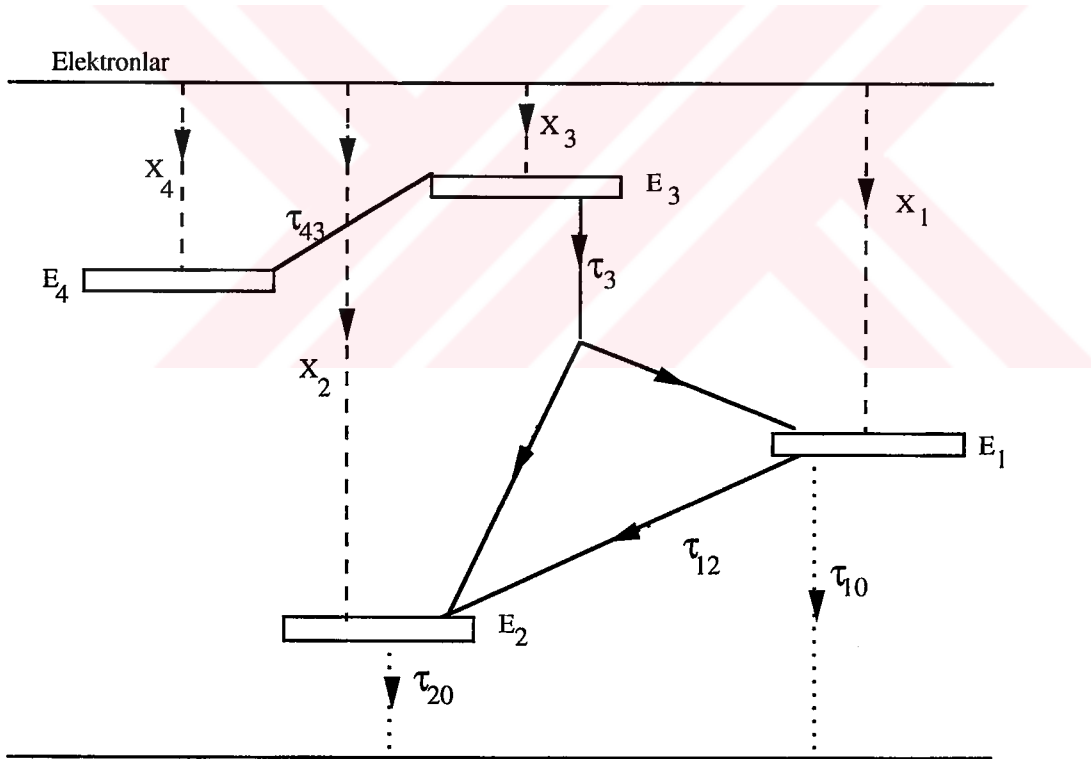
## BÖLÜM 5

### BEŞ SICAKLIK MODELİ VE YÜKSEK-GÜÇLÜ SÜREKLİ DALGALI INFARED CO<sub>2</sub> LASERİNE UYGULANMASI

#### 5.1 Beş Sıcaklık Modeli

Titreşimsel kinetik kavramlarının yardımıyla CO<sub>2</sub>: N<sub>2</sub>: He laseri için teorik bir model elde edilebilir. CO<sub>2</sub> laserinde, elektronlar, He, CO<sub>2</sub> ve N<sub>2</sub> arasında olan çarpışmalar kuantum seviyelerinin yoğunluklarını belirler. Bütün bu çarpışmalar ve laser geçişi beş sıcaklık modeli içinde yer alarak, yapılması planlanan veya yapılmış olan bir CO<sub>2</sub> laserin ilgili parametrelerin de dahil edilmesiyle sistemin çıkış gücü hesaplanabilir. CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> ve He moleküllerinin mod sıcaklıklarını ve beş adet denklemini içermesi nedeniyle beş sıcaklık modeli denir (Scott, 1984).

Şekil 5.1 çarpışma işlemlerinin de dahil edildiği bir CO<sub>2</sub> laser sisteminin enerji seviyesi diyagramını göstermektedir.



Şekil 5.1 CO<sub>2</sub> laser sisteminin enerji seviyesi diyagramı ve geçişler (Scott, 1984).

- T-T geçişler
- >···· T-Ö geçişler
- >-- Elektron molekül titreşimsel uyarma

E<sub>1</sub>, CO<sub>2</sub> molekülünün simetrik gerilme modunda depolanan enerji yoğunluğunu (enerji/hacim) ifade eder ve zamana göre değişimi (5.1) denklemini sağlar:

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dt} = & N_e(t) N_{CO_2} h\nu_1 X_1(T) + \nu_1 \Delta N W I_{\nu_L}(t) \\ & + \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} - \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{10}(T)} - \frac{E_1 - E_1^e(T_2)}{\tau_{12}(T)} \end{aligned} \quad (5.1)$$

İkili dejenerere bükülme modundaki enerji yoğunluğu  $E_2$ 'nin zamana göre değişimi;

$$\frac{dE_2}{dt} = N_e(t) N_{CO_2} h\nu_2 X_2(T) + \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{12}(T_2)} \quad (5.2)$$

olarak ifade edilir.

$CO_2$  molekülünün asimetrik gerilme modunda depolanan enerji yoğunluğu  $E_3$  ile gösterilir ve bunun da zamana göre değişimi;

$$\begin{aligned} \frac{dE_3}{dt} = & N_e(t) N_{CO_2} h\nu_3 X_3(T) + \frac{E_4 - E_4^e(T_3)}{\tau_{43}T} \\ & - \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} - \nu_3 \Delta N W I_{\nu_L} \end{aligned} \quad (5.3)$$

şeklinde tanımlanır.

$N_2$  molekülünde depolanan enerji yoğunluğu  $E_4$ 'ün zamana göre değişimi;

$$\frac{dE_4}{dt} = N_e(t) N_{N_2} h\nu_4 X_4(T) - \frac{E_4 - E_4^e(T_3)}{\tau_{43}} \quad (5.4)$$

denklemini sağlar.

Laser rezonatörü içindeki ışının zamana göre değişimi ise (birimi CGS'de  $erg.s^{-1}.cm^{-2}$ ),

$$\frac{dI_{\nu_L}}{dt} = \frac{I_{\nu_L}}{\tau_c} + ch\nu_L \Delta N W I_{\nu_L} + ch\nu_L N_{001} P(j) \frac{\lambda_L^2 \Delta\nu_L}{\tau_{sp} A \pi \Delta\nu_{sp}} \quad (5.5)$$

olup, frekans terimindeki L indisi laser frekansını belirtmektedir. Ayrıca çizgi

merkezindeki uyarılmış yayma oranı W,

$$W = \frac{\lambda_L^2 F}{4\pi^2 h \nu_L \tau_{sp} \Delta \nu_L} \quad (5.6)$$

dir. Burada, F (= 0.41) doldurma faktörü,  $\tau_{sp}$  kendiliğinden yayma ömrü süresi,  $\Delta \nu_{sp}$  kendiliğinden yayma çizgi genişliği ve  $\Delta \nu_L$  laser geçişindeki çizgi genişliği;

$$\Delta \nu_L = \sum_t \frac{N_t \theta_t}{\pi} \left( \frac{8kT}{\pi m_t} \right)^{1/2} \quad (5.6.1)$$

dir.

Denklem (5.1), (5.2), (5.3), (5.4) ve denklem (5.5) denkleminin de eklenmesiyle beş sıcaklık modeli meydana getirilmiş olur. Bu model bazı kısıtlamalarla geçerlidir (Tan, 1993).

- 1- Sadece Şekil 5.1'de gösterilen çarpışma işlemleri ele alınmıştır.
- 2-  $N_2$  ve  $CO_2$  molekülünün çarpışmasında  $\nu_3 = \nu_4$  eşit olduğu kabul edilmiştir.
- 3- Elektron-molekül uyarılma oranları ( $X_t$ ) her hangi bir değişkene bağlı değildir.
- 4- Dış ortamın sıcaklığı T sabit alınmıştır.

$E_i$  enerji seviyesinin  $T_j$  sıcaklığındaki denge değeri

$$E_i(T_j) = N_{CO_2} h \nu_i [e^{-h\nu_i/kT_j} - 1]^{-1} \quad (5.7)$$

Simetrik modun Titreşim - Öteleme  $\tau_{10}^{-1}$  durulma süresi;

$$\tau_{10}^{-1} = \sum_{t=1}^c N_t k_{100.000}^t [e^{-h\nu_t/kT} - 1] \quad (5.8)$$

dir. Benzer şekilde bükülme modunun Titreşim - Öteleme  $\tau_{10}^{-1}$  durulma süresi ise;

$$\tau_{20}^{-1} = \sum_{t=1}^c N_t k_{010.000}^t [e^{-h\nu_t/kT} - 1] \quad (5.9)$$

olarak yazılır.

Bu denklemi;

$$\tau_{io}(T)^{-1} = \sum_{t=1}^c N_t k_{i; 000}^t (\exp(-h\nu_i/kT) - 1) \quad (5.10)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $k_{i; 000}^t$ ;  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  kinetik oran denklemleridir.

## 5.2 Beş Sıcaklık Modelini Kullanarak Yüksek Güçlü Sürekli Dalgalı Infared CO<sub>2</sub> Lasere Uygulanması.

Beş sıcaklık modelindeki diferansiyel denklemler, sistemin kararlı durumu yani zamandan bağımsız olduğundan dolayı, lineer olmayan cebirsel denklem takımına dönüşürler ( $\frac{dE_i}{dt} = 0$ ,  $i = 1,2,3,4$ ). Beş sıcaklık denklemlerini şu şekilde yazabiliriz:

$$N_e N_{CO_2} h\nu_1 X_1 - \frac{E_1 - E'_1(T)}{\tau_{10}} - \frac{E_1 - E'_1(T_2)}{\tau_{12}} - \left( \frac{h\nu_1}{h\nu_2} \right) \left[ \frac{E_3 - E'_3(T, T_1, T_2)}{\tau_3} \right] - h\nu_1 \Delta NWI_{\nu_L} = 0 \quad (5.11)$$

CO<sub>2</sub> molekülünün denklem (5.10)'da verilen simetrik modu enerjisini taban seviyesini T-Ö geçişi ( $\tau_{10}$ ), bükülme moduna ise T-T ( $\tau_{12}$ ) geçişi yaparak kaybeder. Bu mod enerjisini, CO<sub>2</sub> molekülünün üç modu arasındaki T-T enerji değişimi ( $\tau_3$ ), uyarılmış yaymadan gelen foton soğurma ( $\nu_L \Delta NWI_{\nu_L}(t)$ ) ve elektriksel uyarılma ( $N_e N_{CO_2} h\nu_1 x_1(T)$ ) ile kazanır. Burada  $N_e$ , birim hacmindeki elektron sayısı,  $X_1$  simetrik gerilme modunun elektron etkin titreşimsel uyarılma oranıdır. CO<sub>2</sub> molekülünün asimetrik modun denklemini

$$N_e N_{CO_2} h\nu_2 X_2 + \frac{E_1 - E'_1(T_2)}{\tau_{12}} - \frac{E_2 - E'_2(T)}{\tau_{20}} + \left( \frac{h\nu_2}{h\nu_3} \right) \left[ \frac{E_3 - E'_3(T, T_1, T_2)}{\tau_3} \right] = 0 \quad (5.12)$$

dir.

İkili dejenere bükülme modundaki enerji kaybı, taban seviyesine Titreşim - Öteleme ( $\tau_{20}$ ) geçişiyle olur. Bu mod enerjisini; elektriksel uyarma ile  $N_e(t) N_{CO_2} h\nu_2 x_2(T)$ , simetrik mod ile olan T-T geçişler ( $\tau_{12}$ ) ve  $CO_2$  molekülünün üç modu arasındaki T-T geçişlerle ( $\tau_3$ ) kazanır.

$$N_e N_{CO_2} h\nu_3 X_3 - \frac{E_3 - E'_3(T, T_1, T_2)}{\tau_3} + \frac{E_4 - E'_4(T_3)}{\tau_{43}} - h\nu_3 \Delta N W I_{\nu_L} = 0 \quad (5.13)$$

$CO_2$  molekülünün asimetrik mod enerjisini diğer modlar arasındaki Titreşim-Titreşim geçişler ( $\tau_3$ ) ve foton yayma ile kaybeder.

Asimetrik mod enerjisini,  $N_2$  molekülünden  $\tau_{43}$  ve elektriksel uyarma ile kazanır. Ayrıca  $E_3$ ; asimetrik mod enerjisi,

$$N_e N_{N_2} h\nu_4 X_4 + \frac{E_4 - E'_4(T_3)}{\tau_{43}} = 0 \quad (5.14)$$

dir.

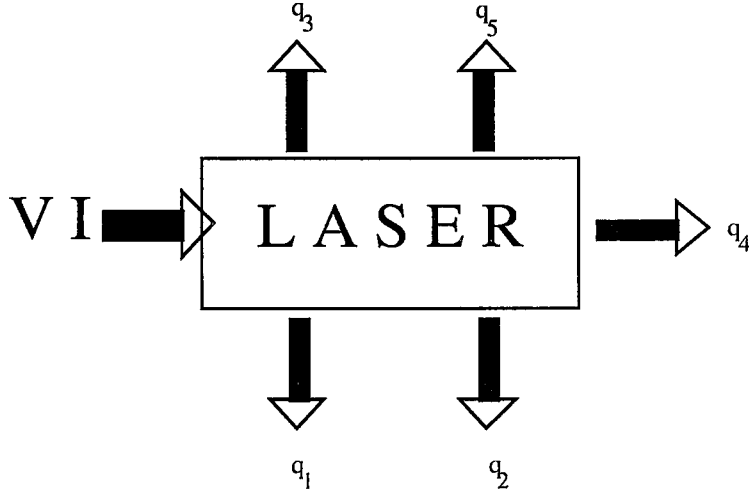
$N_2$  molekülünde depolanan  $E_4$  enerjisi, elektriksel uyarma ile kazanılır ve  $CO_2$  molekülünün asimetrik modunun pompalanmasıyla ( $\tau_{43}$ ) kaybedilir ve  $E_4$ 'ü içeren beşinci denklem:

$$-\frac{1}{\tau_c} + ch\nu_L W \Delta N = 0 \quad (5.15)$$

dır.

Bu denklemlerde görüldüğü gibi 4 mod enerjisi,  $I_{\nu_L}$ ,  $T$  ile birlikte altı bilinmeyen ve beş denklemimiz vardır. Altıncı denklem, deşarj için bir enerji dengesi ifadesiyle elde edilebilir.

Lasere uygulanan elektrik gücü; laser ortamında, çeperine verilen ısı olarak, akış halindeki gaz ile birlikte, Laser çıkışı  $q_4$  ve yük direnci üzerinde harcanır. Laser yapılırken amaç  $q_4$ 'ü mümkün olan en iyi değere çıkartmaktır. Bu nedenle kararlı hal için gaz deşarjına uygulanan gücün deşarjdan çıkan güce eşit olması durumunda, gazın ötelenme sıcaklığı bir denge değerine ulaşır. Bu denge durumundaki enerji kaybı ve kazancı şekil-5.2'de şematik olarak gösterilmiştir (Scott, 1984), (Tan, 1993).



Şekil 5.2 Sürekli dalgalı CO<sub>2</sub> laser modeli için enerji değişim mekanizması

Tüp çeperinden dışarı iletilen ısı  $q_1$ 'i hesaplamak için;

$$q_1 = \frac{48}{11} \pi kL (T_W - T_b) \quad (5.16)$$

denklemini kullanılır. Burada;  $k$  ısı iletkenliği,  $L$  deşarj uzunluğu,  $R$  tüp çapı,  $T_W$  tüp çeperinin sıcaklığı,  $T_b$  gazın yığık (bulk) sıcaklığıdır.

$q_{21}$  deşarja uygulanan gücün bir kısmında deşarj anında laser tüpünden dışarı atılan sıcak gaz ile ortamdan ayrılır. Bu ise,

$$q_2 = C_p \rho v_g (\pi R_d^2) (T_b - T_i) \quad (5.17)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denkleminde;  $C_p$  gazın öz ısısı,  $\rho$  gazın yoğunluğu,  $v_g$  gaz akış hızı,  $T_i$  gaz giriş sıcaklığı,  $\pi R_d^2$  ise deşarj kesit alanıdır.

$q_3$  sisteme uygulanan gücün harcanmasında etkili olan başka bir mekanizma ise moleküllerin deşarj anında üst enerji seviyesine yükseltilemlerin gaz akışı ile birlikte dışarı atılmasıdır. Bu kayıp ise,

$$q_3 = \sum_{j=1}^4 (E_j - \bar{E}_j) (\pi R_d^2) v_g \quad (5.18)$$

olarak yazılabilir.

Burada  $\bar{E}_j$  j modunun ilk,  $E_j$  ise aynı modun deşarjdan sonraki enerji yoğunluklarıdır.

Bir başka kayıp mekanizması da, tüpün bir ucundan dışarı çıkan optik güçtür. Bu ise,

$$q_4 = I_{vL} A_m \left( \frac{L}{C\tau_C} \right) \quad (5.19)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $A_m$ , laser mod alanıdır. Eğer laser sisteminde Brewster penceresi kullanılıyorsa foton ömür süresi;

$$\tau_C = \left( \frac{2L}{C} \right) = \frac{(\sqrt{R'_1 R'_2} - 1)(\sqrt{R'_1} + \sqrt{R'_2})}{\left[ \sqrt{R'_1} (1 - R_2) T_{W_2} + \sqrt{R'_2} (1 - R_1) T_{W_1} \right] \ln(R'_1 R'_2)} \quad (5.20)$$

olarak ifade edilir. Burada  $T_{W_1}$ , ve  $T_{W_2}$  Brewster pencerelerinin optik geçirgenlikleridir.

Güç kaynağından akım çekebilmek için devreye bağlanan direncin ısınması nedeniyle meydana gelen kayıp;

$$q_5 = I^2 R \quad (5.21)$$

olup burada I akım, R ise yük direncini göstermektedir.

Sonuç olarak, uygulanan güç = toplam kayıp eşitliğinden;

$$V.I = q_1 + q_2 + q_3 + q_4 + q_5 \quad (5.22)$$

şeklinde yazılır. Bu denklemde V, lasere uygulanan gerilimi temsil etmektedir. Kayıpların denklem (5.22)'de yerine konulmasıyla denklem;

$$V.I = \frac{48}{11} \pi k L (T_W - T_b) + \pi C_P \rho v_g R_d^2 (T_b - T_i) + \sum_{j=1}^4 (E_j - \bar{E}_j) \pi R_d^2 + I_{vL} A_m \left( \frac{L}{C\tau_C} \right) + I^2 R \quad (5.23)$$

şeklini alır. Bu durumda denklem lineer olmayan altılı denklem kümesi ortak çözümlere laserin çıkış gücü hesaplanır. Ayrıca, bu denklem kümesi cebirsel işlem sonucunda;

$$I_{\nu_L} = \left\{ \frac{1}{h\nu_2 \Delta NW [1 + (\tau_{12}/\tau_{10})]} \right\} \left\{ N_e N_{CO_2} h\nu_1 (X_1 + X_3) + N_e N_{N_2} h\nu_4 X_4 \frac{h\nu_1}{h\nu_3} - \frac{E_1^e(T_2)}{\tau_{10}} - \frac{\tau_{12}}{\tau_{10}} \left[ \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}} - \delta \right] + \frac{E_1^e(T)}{\tau_{10}} - \left[ \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}} - \delta \right] \right\} \quad (5.24)$$

$$\delta = N_e N_{CO_2} h\nu_2 (X_2 + X_3) + N_e N_{N_2} \left( \frac{h\nu_2}{h\nu_3} \right) h\nu_4 X_4 \quad (5.25)$$

$$E_1 = E_1^e(T_2) + \tau_{12} \left[ \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}} - \delta + h\nu_2 \Delta NW I_{\nu_L} \right] \quad (5.26)$$

$$E_3 = E_3^e(T, T_1, T_2) + \tau_3 (N_e N_{CO_2} h\nu_3 X_3 + N_e N_{N_2} h\nu_4 X_4 - h\nu_3 \Delta NW I_{\nu_L}) \quad (5.27)$$

$$E_4 = E_4^e(T_3) + \tau_{43} N_e N_{N_2} h\nu_4 X_4 \quad (5.28)$$

haline dönüşür.  $E_i^e$ 'ler ilgili modların  $T_i$  sıcaklığındaki denge enerjilerini ifade ederler.

### 5.3 Tersine Birikim $\Delta N$

$CO_2$  laserde üst laser seviyesi (001) ile alt laser seviyesi (100) arasındaki tersine birikim,

$$\Delta N = N_{001} P(j) - (\Theta_j / \Theta_{j+1}) N_{100} P(j+1) \quad (5.29)$$

olarak tanımlanır çünkü burada  $\Theta_j = 2j+1$  olup,

$$P(j) = \left( \frac{2hcB}{kT} \right) \Theta_j e^{[-hcB_j(j+1)/kT]} \quad (5.30)$$

ayrıca  $\lambda$ 'ıncı seviyedeki parçacık sayısı ( $\lambda = 001$  veya  $100$ ),

$$N_\lambda = N_{CO_2} e^{-h\nu_\lambda/kT_\lambda} [1 - e^{-h\nu_1/kT_1}] [1 - e^{-h\nu_2/kT_2}]^2 [1 - e^{-h\nu_3/kT_3}] \quad (5.31)$$

şeklinde ifade edilir. Ayrıca yukarıdaki denklemlerde;  $h$  planck sabiti,  $c$  ışık hızı,  $j$  dönme kuantum sayısı ve  $B$  ise dönme sabiti ( $0.4 \text{ cm}^{-1}$ , CGS birim sisteminde) dir (Tan, 1993).

#### 5.4 Yüksek-Güçlü Sürekli-Dalgalı Infared CO<sub>2</sub> Laseri İçin Teorik Hesaplamalar

$j$ , akım yoğunluğu

$$j = N_e V_d e \quad (5.32)$$

dir. Burada,  $N_e$  elektron yoğunluğudur.

$V_d$  elektronun sürüklenme hızıdır ve bu konuda yapılan çalışmalarda tespit edilmiştir (Cheo, 1967), (Kuruya, 1983). Yapılan çalışmalarda CO<sub>2</sub> laseri için gaz akış hızı  $V_g < 5000 \text{ cm/s}$  seçilmesinin uygun olduğu bulunmuştur (Cheo, 1967). Elektron uyarma oranları  $X_1, X_2, X_3, X_4$  CO<sub>2</sub> gaz laserlerin bilgisayar programlarından alınabilir.

CO<sub>2</sub> laser ışını tek renkli olmasına rağmen, uyarılmış yayılma sonucu çıkan ışının merkez frekansı etrafında belli bir band genişliği vardır. Bu nedenle bilgisayar programında çizgi merkezindeki uyarılmış yayılma oranı  $W'$  nun hesaplanmasında;

$$W = \frac{\lambda^2 g(\nu) F}{8\pi h \nu_L \tau_{SP}} \quad (5.33)$$

denklemini kullanılır. Burada  $g(\nu)$ 'ye Voight profili denir.

Voight profili,

$$g(\nu) = \left( \frac{\ln 2}{\delta \nu_D} \right) \frac{1}{2\alpha + \left\{ [(\pi - 2)\alpha]^{1.902} + (\sqrt{\pi})^{1.902} \right\}^{1/1.902}} \quad (5.34)$$

denkleminde hesaplanabilir. Burada,

$$\alpha = (\ln 2)^{1/2} \frac{\delta \nu_a}{\delta \nu_D} \quad (5.35)$$

$$\delta v_a = 8.12 \times 10^6 P T^{-0.58} \sum_i \psi_i B_i \quad (5.36)$$

$$\delta v_D = 1.52 \times 10^6 \sqrt{T} \quad (5.37)$$

ve  $\psi_i$  ( $i = \text{CO}_2, \text{N}_2, \text{He}$ ) gazlarının yüzdeleri,  $B_i$  ise gazların çizgi genişleme katsayıları olup,

$$\begin{aligned} B_{\text{CO}_2} &= 0.1149 - 9.2 \times 10^{-4} j \\ B_{\text{N}_2} &= 0.0794 - 4.3 \times 10^{-4} j \\ B_{\text{He}} &= 0.0598 - 2.8 \times 10^{-5} j \end{aligned} \quad (5.38)$$

şeklinde tanımlanır (Kuruya, 1983).

Laserde kullanılan gazın yoğunluğu, ideal gaz yaklaşımı ile;

$$\rho = \frac{PM}{R_G T} \quad (5.39)$$

denklemden hesaplanır. Bu denklemde  $R_G$  evrensel gaz sabiti,  $M = \sum_i \psi_i M_i$  ortalama moleküler ağırlıktır.

Gaz karışımının özısısıda;

$$C_{P_i} = \frac{(F_i + 2) R_G}{2 M_i} \quad (5.40)$$

ve

$$C_P = \sum_i \psi_i C_{P_i} \quad (5.41)$$

denklemden hesaplanır. Burada  $F_i$ , moleküllerin serbestlik derecesidir.

Gazın yığık sıcaklığı, dışı soğutulan bir tüpün içinden düzgün olarak akan bir akışkan için verilen yaklaşıma göre hesaplanır. Gazın ısı iletkenliği değeri literatürden alınabilir (Kakaç, 1983).

Durulma sürelerinin hesaplanmasında Tablo 5.1'de verilen oran katsayıları kullanılır.

Sistemimize göre ilk önce T ve E<sub>2</sub> değeri tespit edilir:

$$\Delta N = N_{001} P(j) - (\Theta_j / \Theta_{j+1}) N_{100} P(j+1) \quad (5.42)$$

$$\theta_j = 2j + 1$$

$$P(j) = \left( \frac{2hcB}{kT} \right) \Theta_j e^{[-hcB_j(j+1)/kT]} \quad (5.43)$$

Böylece,  $\Delta N$  ve  $P(j)$  değeri elde edilir (Scott, 1984).

**Tablo 5.1 Durulma sürelerinin hesaplanmasında kullanılan oran katsayıları.**

Durulma süresi	Oran katsayısı
$\tau_{20}$	$K_{010:000}^{CO_2} = 4.6 \times 10^{-10} e^{-77/T^{1/3}}$
	$K_{010:000}^{N_2} = 9.6 \times 10^{-11} e^{-77/T^{1/3}}$
	$K_{010:000}^{He} = 8.1 \times 10^{-11} e^{-45/T^{1/3}}$
$\tau_{10}$	$4.5 \times \tau_{20}$
$\tau_{43}$	$K_{1.000:0.001}^{N_2-CO_2} = 1.71 \times 10^{-6} e^{-175.3/T^{1/3}}$
	veya $6.07 \times 10^{-14} e^{-15.3/T^{1/3}}$ ifadelerinden büyük olanı
$\tau_{43}$	$K_{020:100}^{CO_2} = 8.65 \times 10^{-15} \times T^{3/2}$
	$K_{020:100}^{N_2} = 3.68 \times 10^{-16} \times T^{3/2}$
	$K_{020:100}^{He} = 4.23 \times 10^{-17} \times T^{3/2}$
$\tau_3$	$K_{001:110}^{CO_2} = 9.6 \times 10^{23} \times T^{-5.89} \times F(T)$
	$K_{001:110}^{N_2} = 6.87 \times 10^{23} \times T^{-5.89} \times F(T)$
	$K_{001:110}^{He} = 2.43 \times 10^{23} \times T^{-5.89} \times F(T)$
$F(T)$	$\exp(-4223/T - 672.7/T^{1/3} + 2683/T^{2/3})$

denklem (5.42) ile

$$-\frac{1}{\tau_c} + ch\nu_L W \Delta N = 0 \quad (5.44)$$

denklem (5.44)'den ayrı ayrı  $\Delta N$ 'ler hesaplanır ve karşılaştırılır, eşit olmaları durumunda

(5.45)'ün hesaplanmasıyla sonuca ulaşır.

$$V.I = q_1 + q_2 + q_3 + q_4 + q_5 \quad (5.45)$$

$$V.I = \frac{48}{11} \pi k L (T_w - T_b) + \pi c p p v_g R_d^2 (T_b - T_l) + \sum_{j=1}^4 (E_j - \bar{E}_j) \pi R_d^2 v_g + I_{vL} A_m \left( \frac{L}{c \tau_c} \right) I^2 R \quad (5.46)$$

işlem denklem (5.47) (5.51)'nin çözülmesine dayanır.

$$I_{vL} = \left\{ \frac{1}{h v_2 \Delta N W [1 + (\tau_{12}/\tau_{10})]} \right\} \left\{ N_e N_{CO_2} h v_1 (X_1 + X_3) + N_e N_{N_2} h v_4 X_4 \frac{h v_1}{h v_3} - \frac{E_1^e(T_2)}{\tau_{10}} - \frac{\tau_{12}}{\tau_{10}} \right. \\ \left. \left[ \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}} - \delta \right] + \frac{E_1^e(T)}{\tau_{10}} - \left[ \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}} - \delta \right] \right\} \quad (5.47)$$

$$\delta = N_e N_{CO_2} h v_2 (X_2 + X_3) + N_e N_{N_2} \left( \frac{h v_2}{h v_3} \right) h v_4 X_4 \quad (5.48)$$

$$E_1 = E_1^e(T_2) + \tau_{12} \left[ \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}} - \delta + h v_2 \Delta N W I_{vL} \right] \quad (5.49)$$

$$E_3 = E_3^e(T, T_1, T_2) + \tau_3 (N_e N_{CO_2} h v_3 X_3 + N_e N_{N_2} h v_4 X_4 - h v_3 \Delta N W I_{vL}) \quad (5.50)$$

$$E_4 = E_4^e(T_3) + \tau_{43} N_e N_{N_2} h v_4 X_4 \quad (5.51)$$

Yukarıdaki işlemler yapılarak bir yüksek-güçlü sürekli-dalgalı infrared CO<sub>2</sub> laserinin parametreleri hesaplanabilir (Tan, 1993).

Sürekli-dalgalı CO<sub>2</sub> laserinin tüp uzunluğu ve yarıçapı, deşarj uzunluğu ve yarıçapı, aynaların yansıtıcılığı, laser sisteminde kullanılan gazların oranı ve benzeri parametreler sistemin performansını etkiler.

Sistemin çıkış gücü laser ortamına uygulanan akıma göre değişmektedir. Ayrıca, laser çıkış gücü toplam basınca göre değişim göstermektedir.

Sistemin performans kayıpları şunlara bağlıdır;

1- Laser aynalarının kırınım kayıpları,

- 2- Kullanılan gazların ve elektrotların kirliliği,
- 3- Aynaların, laser tüpünün ve ayna tutucuların ayarlanmasındaki demet yürütme kayıpları,
- 4- CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> ve He gazlarının istenilen ölçüde saf olmamaları,
- 5- Sistemin gaz basıncının ideal olmaması,
- 6- Soğutma sistemindeki aksaklıklardır.

Bu kayıplara dikkat edilerek yüksek-güçlü verimi yüksek sistemler dizayn edilebilirler.

### 5.5 Laser Tüpünün Çeperinden Dışarıya Olan Kaybın İhmal Edilmesiyle Oluşan Hassas Teorik Model

Yüksek-güçlü hızlı gaz akışına sahip CO<sub>2</sub> laserini  $q_1$  laser tüpünün çeperinden dışarıya olan kayıp terimi ihmal edilerek ve enerji denge denklemlerini yeniden düzenlenerek elde edilir.

Tüp çeperinden dışarı iletilen ısıyı  $q_1 = 0$  alalım:

$$q_1 = 0 \quad (5.52)$$

$q_2$  ise

$$q_2 = C_p \rho v_g (\pi R_d^2) (T_b - T_i) \quad (5.53)$$

dir.

$T_b$  gazın yığık (bulk) sıcaklığıdır,  $C_p$  gazın öz ısısı,  $\rho$  gazın yoğunluğu,  $v_g$  gaz akış hızı,  $T_i$  gaz giriş sıcaklığı,  $\pi R_d^2$  ise deşarj kesit alanıdır.

$$q_3 = \sum_{j=1}^4 (E_j - \bar{E}_j) (\pi R_d^2) v_g \quad (5.54)$$

Burada;  $\bar{E}_j$ ,  $j$  modunun ilk,  $E_j$  ise aynı modun deşarjdan sonraki enerji yoğunluklarıdır.

$$q_4 = I_{vL} A_m \left( \frac{L}{C\tau_C} \right) \quad (5.55)$$

$A_m$ , laser modlarını,  $\tau_C$  foton ömür süresi olup şöyledir;

$$\tau_C = \left( \frac{2L}{C} \right) = \frac{(\sqrt{R'_1 R'_2} - 1)(\sqrt{R'_1} + \sqrt{R'_2})}{\left[ \sqrt{R'_1} (1 - R_2) T_{W_2} + \sqrt{R'_2} (1 - R_1) T_{W_1} \right] \ln(R'_1 R'_2)} \quad (5.55.1)$$

Denklemden  $T_{W_1}$ , ve  $T_{W_2}$  Brewster pencerelerinin optik geçirgenlikleridir.

$$q_5 = I^2 R \quad (5.56)$$

Sonuç olarak, beş sıcaklık modelinin tamamlanması için uygulanan güç = toplam kayıp olması gerekir. Bunu matematiksel olarak ifade edersek:

$$V.I = q_1 + q_2 + q_3 + q_4 + q_5 \quad (5.57)$$

Burada  $I$  uygulanan akım,  $V$  uygulanan gerilim  $P = V.I$  dir.

$$V.I = 0 + \pi C_p \rho v_g R_d^2 (T_b - T_i) + \sum_{j=1}^4 (E_j - \bar{E}_j) \pi R_d^2 + I_{vL} A_m \left( \frac{L}{C\tau_C} \right) + I^2 R \quad (5.58)$$

Bu kayıpları hesaplayarak sistemin çıkış gücü denklem (5.57) ve denklem (5.47)-(5.51)'nin çözülmesiyle sistemin daha hassas çıkış gücü hesaplanmış olur.

## BÖLÜM 6

### YÜKSEK- GÜÇLÜ CO<sub>2</sub> LASERİ YAPIMI

#### 6.1 Laser Tasarım Parametreleri

Bir laser sistemi esas olarak iki parçadan oluşur;

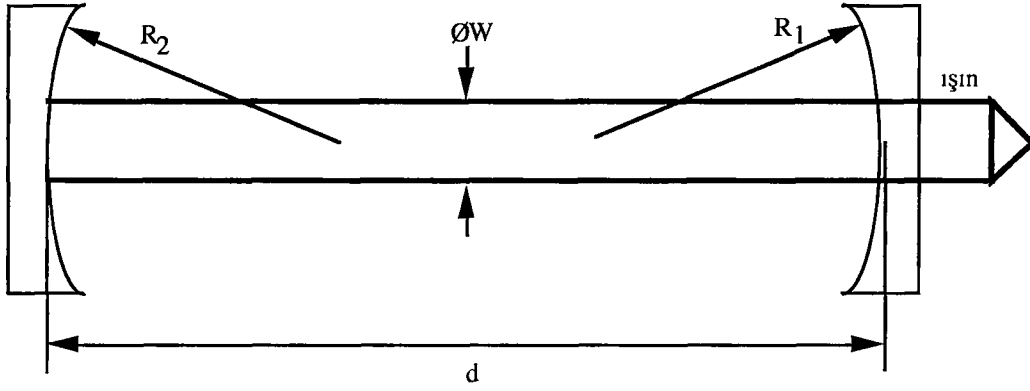
- 1-Optik rezonatör (laser kafası)
- 2- Kumanda düzenli enerji kaynağı

Optik rezonatör içindeki aktif madde tarafından hacim ve zamana bağlı olarak bir elektromanyetik bir ışın oluşur. Bu tezdeki aktif madde CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He gazları karışımıdır. Enerji girişi, elektriksel olarak bir gaz boşalımı şeklindedir.

Laserler, sürekli veya darbeli olarak çalışırlar. Farklı laserler, ışını farklı dalga boylarında meydana getirirler. Bu durum, işlenen malzemenin soğurma derecesi için etkilidir ve erişilebilen en küçük odak çapını sınırlar.

Çıkış gücü, ışın ekseninde bir gauss genlik (amplitüd) dağılımına sahipse, ışın Gauss ışını olarak adlandırılır ve çalışma durumu “Single Mode” Tek-modlu veya (TEM<sub>00</sub>-Mode) işletme olarak isimlendirilir. Yüksek mertebeden modlar çıkarsa, ışın kesiti üzerinde birden fazla odak noktası (güç yoğunluğu maksimumu) oluşur. İşletme durumu böylece “Multi-işletme” olarak adlandırılır.

Bir laser sisteminde kullanılacak olan ve genellikle optik eksene dik olarak yerleştirilen iki aynadan meydana gelen optik rezonatör, aktif ortamdaki radyasyon alanının dağılımını ve çıkan laser ışınının optik kalitesini etkileyen en önemli unsurdur. Rezonatörden en büyük optik enerjiyi elde etmek için demet, gaz ortamını doldurmalı ve laser olayı için gerekli en küçük şiddeti sağlamalıdır. Rezonatörlerde aynaların konumu, kararlı periyodik bir odaklama sistemine karşılık gelir ve laser demeti aynaların birinden veya her ikisinden dışarı çıkarılabilir. Şekil 6.1



Şekil 6.1 Laser aynaları ve konumları

Böyle rezonatörlerde kararlılık şartı

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1 \quad (6.1)$$

$$g_1 = \left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \quad (6.2)$$

$$g_2 = \left(1 - \frac{d}{R_2}\right) \quad (6.3)$$

ile verilir. Burada;

$R_1, R_2$ : aynaların eğrilik yarıçapıdır (iç bükey aynalar için pozitif),

$d$ : aynalar arası mesafedir.

Bu şartı sağlayacak birçok ayna kombinasyonları arasında, biri iç bükey diğeri düz (çıkış aynası) olan iki aynalı uzun yarı simetrik kararlı rezonatör en küçük demet çapının çıkış aynası üzerinde meydana gelmesi ve dolayısıyla küçük çaplı ayna kullanılmasına izin vermesi bakımından avantajlıdır. İç bükey aynanın eğrilik yarıçapı kararlılık şartını sağlayacak kadar küçük, ancak kullanılan plazma kazanç ortamının hacmini (dolayısıyla gücünü) artıracak kadar büyük seçilmelidir (Demtröder, 1982).

Böyle bir rezonatörde demetin en küçük yarı çapı  $W_0$ , birinci aynadaki yarı çapı  $W_1$  ve ikinci aynadaki yarı çapı  $W_2$  dir.

$$W_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right) d (R_1 - d) (R_2 - d) \frac{(R_1 + R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)^2} \quad (6.4)$$

$$W_1^4 = \left(\lambda \frac{R_1}{\pi}\right)^2 \frac{(R_2 - d)}{(R_1 - d)} \frac{d}{(R_1 - R_2 - d)} \quad (6.5)$$

$$W_2^4 = \left(\lambda \frac{R_2}{\pi}\right)^2 \frac{(R_1 - d)}{(R_2 - d)} \frac{d}{(R_1 + R_2 - d)} \quad (6.6)$$

ve aynaların en dar demet çapına uzaklıkları ise;

$$Z_1 = d \frac{(R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)} \quad (6.7)$$

$$Z_2 = d \frac{(R_1 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)} \quad (6.8)$$

olarak verilir. Burada,  $\lambda$  dalgaboyudur. İki ayna arasına yerleştirilen bir laser ortamında ışınım, aynalar arasında birçok defalar yansiyarak ortamda yükseltilir.

Bu durumda, her gidiş gelişte toplam kazanç;

$$G = \exp(-2\alpha L) \quad (6.9)$$

ile verilir. Burada,  $\alpha$ : ışınımın soğurulma katsayısıdır. Aynaların yansıma katsayısı  $R$  gözönüne alındığında her yansımada ışığın  $(1-R)$  kadarı kaybolur. Ayrıca, Brewster pencereler, aynalar gibi ortamda ışığın saçılması, diyagramda kırınım, demet yolunda bulunan tozlardan veya pürüzlü yüzeylerden saçılma ilave kayıplara sebep olur.

Bütün bu kayıplar;

$$K = \exp(-2\beta \frac{d}{c}) \quad (6.10)$$

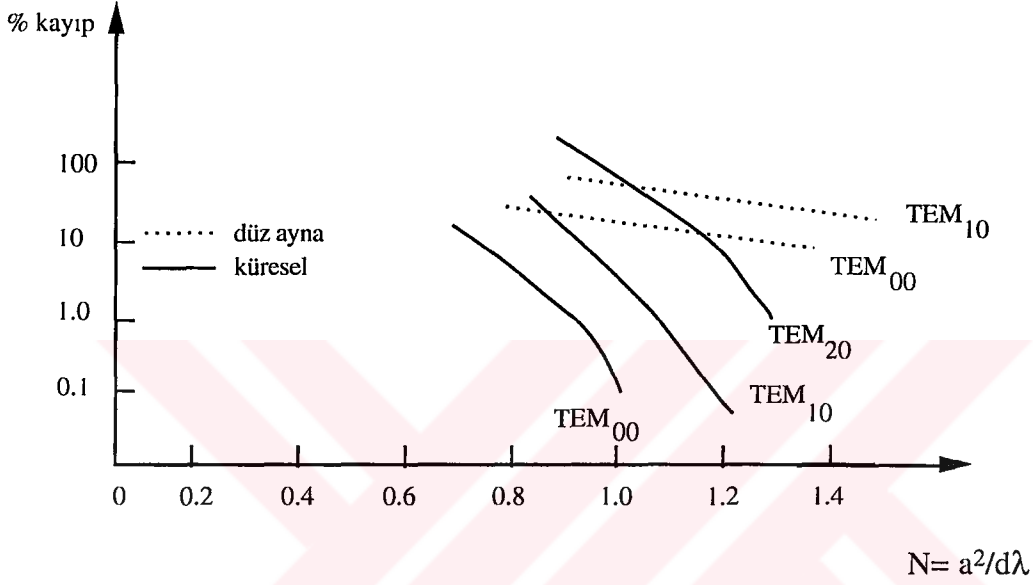
ile verilir. Burada,  $\beta$  ışınımın birim zamanda kaybettiği enerji kesri ve  $c$  ışık hızıdır.

Laser olayının olabilmesi için;

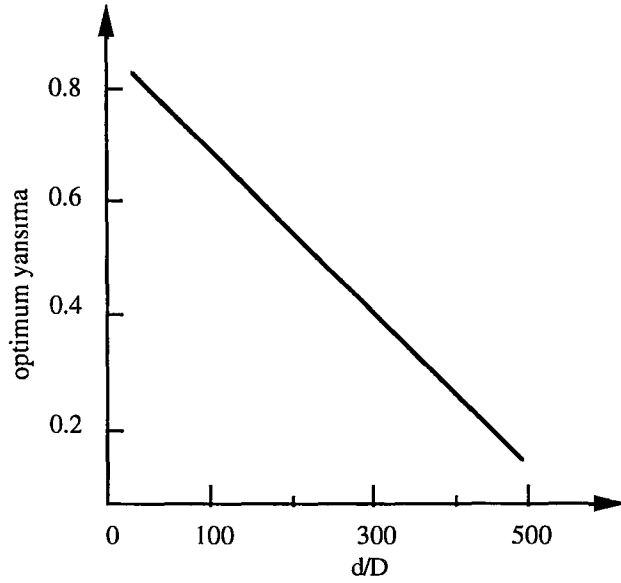
$$-2\alpha L > -2\beta \frac{d}{c} \quad (6.11).$$

olması gerekir.

Bir rezonatörün kırınım kayıpları rezonatörün  $N = a^2/d\lambda$  ile verilen Fresnel sayısına bağlıdır. Burada  $a$ , aynaların etkin yarıçapıdır. Eksen boyunca güçlü olan temel mod, diğer modlardan daha az kayıba uğrar.  $a$ 'nın yeteri kadar küçük veya  $d$ 'nin büyük seçilmesi halinde sadece temel mod elde edilebilir. Aşağıdaki Şekil 6.2' ve bazı modların kırınım kayıpları eşodaklı ve düz ayna rezonatörleri için verilmiştir.



Şekil 6.2 Eşmerkezli ve düzlem aynalı rezonatörde kırınım kayıpları (Kogelnik, 1966).



Şekil 6.3 Laser uzunluğunun tüp iç çapına oranının çıkış aynası yansıtıcılığına bağlılığı (Tan, 1990).

Yarı simetrik kararlı rezonatör iki durumun arasındadır. Bu grafikten de anlaşılacağı gibi laser tüpü çap ve uzunluğunun uygun seçimi ile istenmeyen modlar büyük ölçüde ortadan kaldırılabılır. Fresnel sayısının çok küçük olması durumunda ise hiç bir mod elde edilmeyecektir.

Optik rezonatörün görevi aktif ortamdaki uyarılmış moleküllerden yayılan ışımının istenen dalga boylarında geri beslenmesidir.

Belirli bir enerji eşliğinin üzerinde, rezonatör elektromanyetik enerji depolar ve sistem laser yükseltici yerine laser osilatörü haline gelir. Böylece bir sistemden elde edilecek en büyük optik güç aynaların geçirgenliği, ayna düzeni, kazanç katsayısı, soğurma kayıpları ve aktif ortam uzunluğu gibi parametrelere bağlıdır (Demtröder, 1982). Bir laser sisteminden elde edilecek en büyük güç ile ilgili parametrelerin arasındaki ilişkilerin çözümü oldukça karmaşıktır. Bazı şartlar altında bu problem sayısal olarak çözülebilir. Pratikte ise belirli bir rezonatör için kullanılacak çıkış aynasının geçirgenliği çok önemlidir. Geçirgenliğin olmaması durumunda yeterli kazanç olmadığından laser olayı gerçekleşemez. Geçirgenliğin az olması durumunda rezonatörde saklı enerjinin çok az bir kısmı dışarı çıkarılabilir. Optimum güç elde etmek için ayna geçirgenliğinin seçimi şekil 6.3'de verilen rezonatör uzunluğunun tüp çapına oranı ( $d/D$ )'nin optimum ayna geçirgenliğine karşı çizilen eğri kullanılarak yapılabilir.

## 6.2 Rezonatör Tasarımı

Yukarıdaki teorik bilgileri kullanarak bir gaz laseri rezonatörünün tasarımında başlıca etkenler açılar ve uzunluktur. İkinci önemli husus, aynaların değişimi ve ayarlanmasıdır. Plazma borusunun düzgünlüğü ve değişebilir olması da önemlidir. Bütün laserler, zaman içinde güç veriminde güvenilir sonuçlar verebilmesi için rezonatörler çok iyi ayarlanmış olmalıdırlar. Kısa zamanlar için bu ayarlılık yanında dış titreşimlerde önem taşır. Uzun zaman içinde ısıdan oluşan meyil etkilerinin kendiliğinden yok edilmesi önemlidir (Tan, 1990).

Açısal düzenlilik, ayna yerleştirilmesine bağlı bir olaydır. Aynaların hareketleriyle oluşan eğimlerin merkezi arasındaki mod ekseni farklı aynalar arasında bir açı oluşturur. Sabit güç verimi için, modun hareketi mod nokta ölçüsünün küçük bir sapması olmalıdır (Kogelnik, 1966).



$$x = \frac{\tan \phi}{b_2 - d} \quad \text{ve}$$

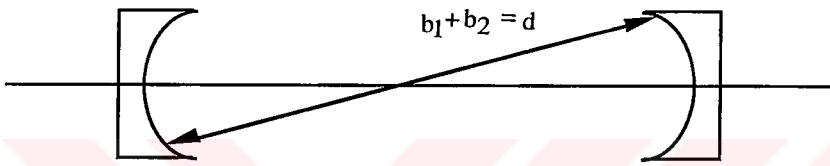
$$y = \frac{\tan \phi}{d}$$

(6.13)

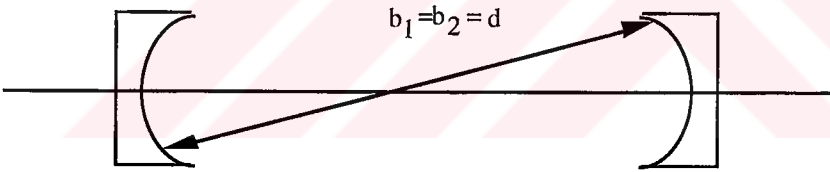
olur.

Eğer  $b_1 = b_2 = d$  ise aynalar düz aynalardır.

Eğer  $b_1 + b_2 = d$  ise aynalar küresel aynalardır.



Şekil 6.6 Eşodaklı durumu



Şekil 6.7 Eşodaklı durumu

Küçük  $\theta$  için mod değişmesi  $x$  ve  $y$ 'de çok büyük olduğundan rezonatör çok yanlış hizalanmış demektir.

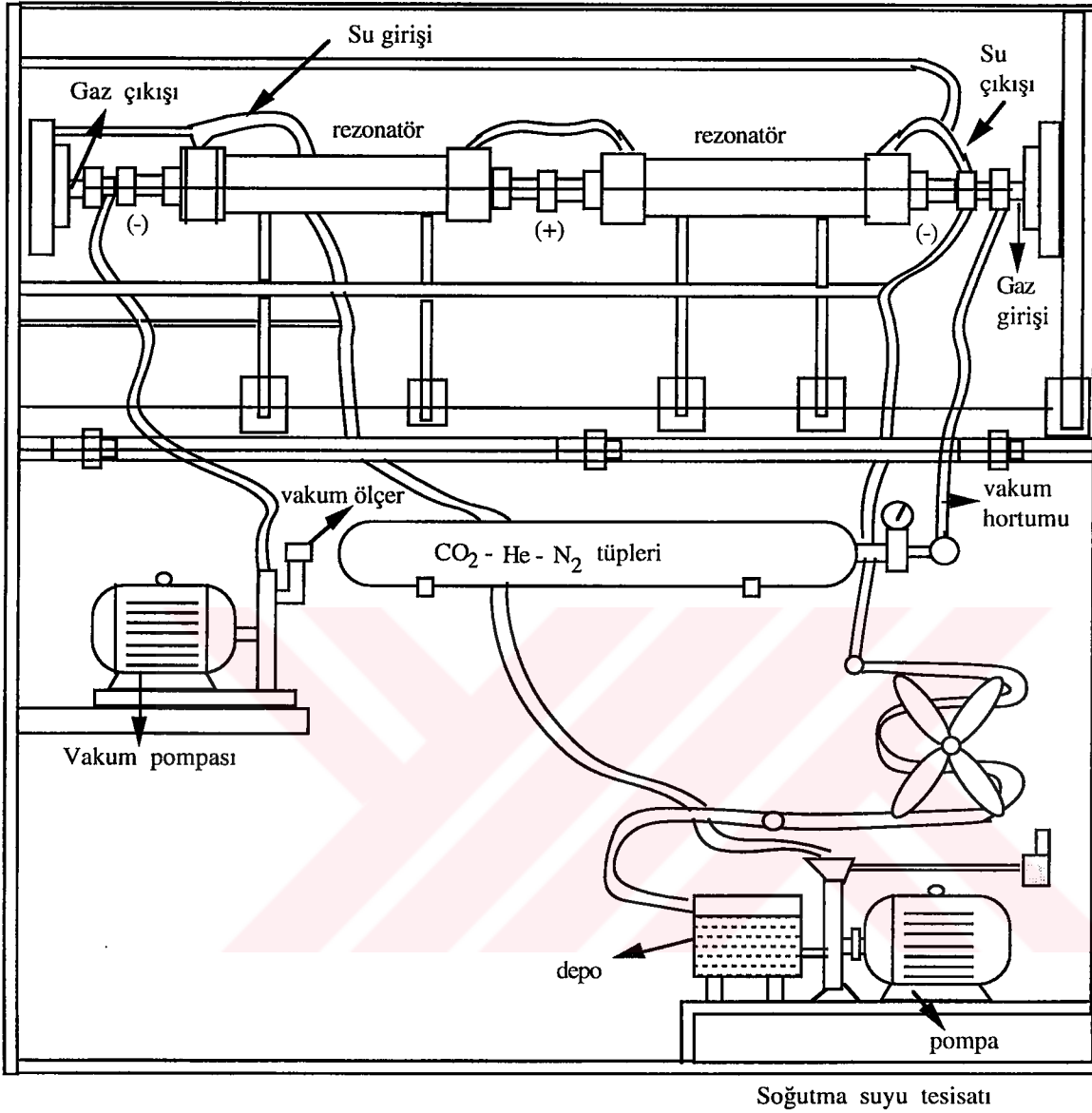
Eğer  $b_1 = b_2 = d$  ise konfokal durum meydana gelir Şekil 6.7 Bu durumda  $x+y=d\theta$  dır ve açının yanlış ayarlanması söz konusu değildir.

En çok kullanılan aynalar uzun yarıçaplı küresel aynalardır. Hizalanma yoğunluğu böylece yaklaşık  $x = d\theta$  olur. Uzun yarıçaplı aynalarda,  $b_1, b_2 = d$  dir. Rezonatör açısı ayarlanmasında, ayna tutucuları çok ince dişli vidalarla hassas davranmak gerekir. İstenen açı değerleri 0.017 ile 0.0011 derece arasındadır.

CO<sub>2</sub> laserleri görünmez infared ışınıdır. Odak ayarları kırmızı görünür ışınlı He-Ne laserleri ile yapılır. He-Ne laseri miliwat güçlüdür. 220 volt enerji ile çalışır. Çok ince vidalar veya hız azaltma düzeni kullanılmadıkça iyi bir sonuç alınamaz. Ayna ayarlamalarında kolaylık olması için iki ayar ekseninin birbirine dik olması gerekir.

Aynaların bağlandığı ve plazma tübünün bulunduğu düzlemdeki en büyük sorun ısı değişikliğinden meydana gelen açısal bozulmadır. Elektrodlar ve ayna tutucuları hem paslanmaz hemde ısıl genleşmesi az olmalıdır. Oysa bu malzemeler iletkenlikte gerektiğinde alüminyum ve pirinçten yapılmaktadır. Bu tür malzemelerin kullanımıyla açı hassaslığıda yükselecektir. Hassasiyetin uzun süre bozulmaması için kuartz gibi düşük genleşmeli malzemelerin kullanılmasına çalışılmalıdır. Az ısı geçiren malzemeler kullanırken, ısı değişikliğini belli bir derecede tutabilmek için ortamında 18 °C de tutulması gerekir.





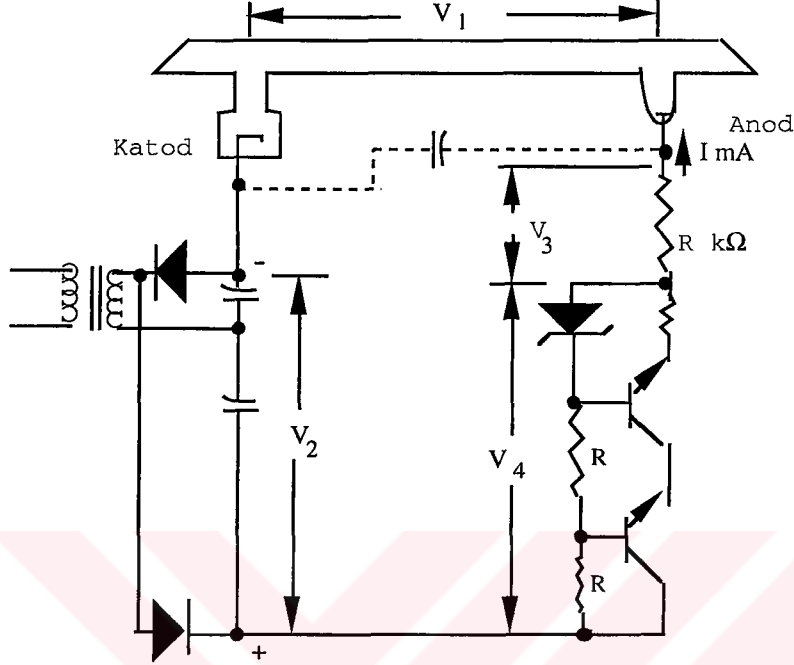
Şekil 6.8 Yüksek-güçlü sürekli- dalgalı Infrared CO<sub>2</sub> laser dizaynı

### 6.3 Doğru Akım Plazması İçin Boru Dizaynı

Boşalma akımları, zayıf akımlardan şiddetli akımlara kadar, doğru akım güç kaynaklarından elde edilir.

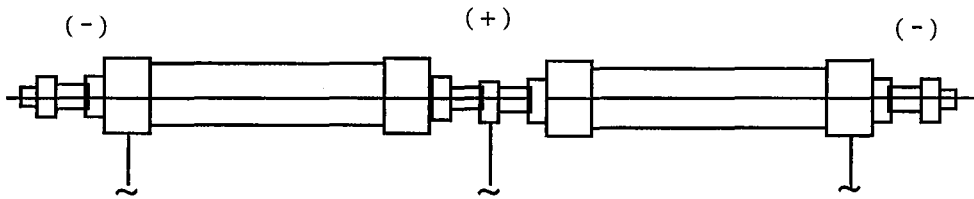
Bu boşaltmalar genellikle parlama boşaltımları olarak geçer. Çoğu gaz laserleri bu sınıfa girer. En önemli gaz laserleri; (CO<sub>2</sub>:He:Ne), (He: Ne),(He:Cd) laserleridir. Kıymetli gaz iyonlu laserlerde, en çok kullanılan argon iyonlu olandır ve bunda yüksek akım boşaltımları uygulanır, buna ark boşaltımları da denir. Genellikle 10 Volt/cm den

daha düşük voltaj söz konusudur. Parlama veya ark tipi gaz boşaltım borularının çeşitli tipleri vardır.



Şekil 6.9 Tipik doğru akımlı boşaltım borusu

Şekilde tipik bir doğru akım boşaltım borusu ve güç sağlayan esas parçalar gösterilmiştir.



Şekil 6.10 İki modüllü boşaltım borusu

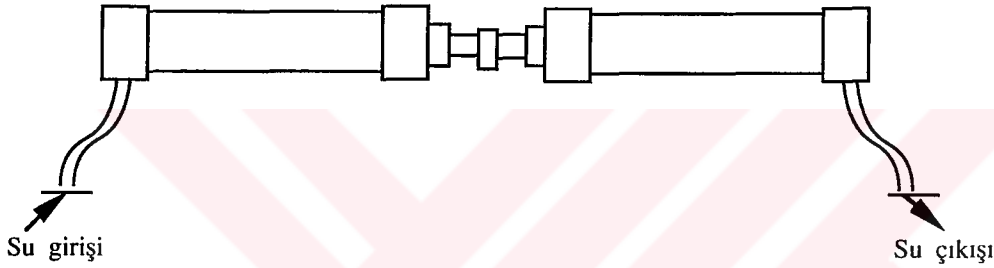
Laser plazma borularında deşarj için katod ve anod olarak (+) ve (-) değerli elektrodlar kullanılır. Şekilde görüldüğü gibi, tek modüllü rezonatörde (+) ve (-) değerli iki elektrod, çift modüllü alanında (-), (+) değerli üç elektrod kullanılır. Elektrod

malzemesi için en çok alüminyum kullanılır, fakat tantal, nikel, platinyum ve diğer malzemeler de kullanılır.

Laser katod dizaynı, diğer gaz deşarj parçalarının tasarımından daha zordur. Diğer parçalarda, katoda göre basınç seçilir. Laserde basınç, laser karakteristiklerine göre ayarlanır.

Anodlar, katodlardan daha az sorunludur. Yüzlerce miliamperlik akımlarda, basit bir iletme aktarma soğutma ünitesi mevcuttur. Bu üniteler osilatörün rahat çalışmasına yardımcı olurlar.

Ark boşaltımlı laserlerde, anod yayılması önem taşır. Soğutma, büyük bir yüzeyden su geçirme yoluyla sağlanır Şekil 6.11.



Şekil 6.11 Soğutma suyu giriş ve çıkışı

Düşük güçlü, iç parlama deşarjlı laserler için (He-Ne) ve (CO<sub>2</sub>) plazma borusu yapımında cam ve borosilikat kullanılır. Çok özel durumlarda seramik kullanılır. Akım boşaltım borularının soğutulması şekildeki gibi doğal iletimle olur. Dış boru çapı büyüdükçe soğutma daha etkindir (Griesheim, 1994).

#### 6.4. Gaz Ekipmanları

Gaz olarak, karbondioksit (CO<sub>2</sub>), Azot (N<sub>2</sub>), Helyum (He) gazlarının karışımı kullanılacaktır. Ayrı ayrı tüplerle temin edilecek gazlar, basınç düşürücü özel vanalardan geçirilerek üçlü iğne “needle” vana ile karıştırılıp, gaz karışım kollektöründen plazma borusuna bağlanacaktır. Plazma borusunun diğer ucundan vakum pompasına yapılan bağlantıyla gaz karışımı plazma borusundan boşaltılacaktır Vakum pompası mümkün olduğu kadar laser tüpüne yakın olacaktır.

Boşaltılan gaz vakum pompasından tekrar kazanabilsede ekonomik değildir. Bu nedenle, pompanın vakumladığı gaz karışımı eksozdan ortama verilecektir. Vakum basıncı ve miktarı vakum gauge, vakum metre gibi eklentilerle ölçülebilecektir.

Giriş ve çıkış hortumları istenen kalitelerde yerli piyasada bulunabilmektedir. Vakum pompası, vakum ayarı ve vakummetrenin ithali sözkonusu olabilir. Vakum miktarı yaklaşık  $4 \times 10^{-2}$  milibar civarında olmalıdır.

## 6.5 Elektrik Ekipmanları

Güç kaynağı, 220 Voltla çalışmaktadır.

Güç kaynağından elektrotlara bağlantı, ekli tesisat çizimlerinden de görüleceği gibi akım sınırlayıcı direçler ve kapasitor aracılığıyla yapılacaktır.

Laserin çıkış gücü 220 Voltla çalışan bir güçmetre tesisatı ayrı olacaktır.

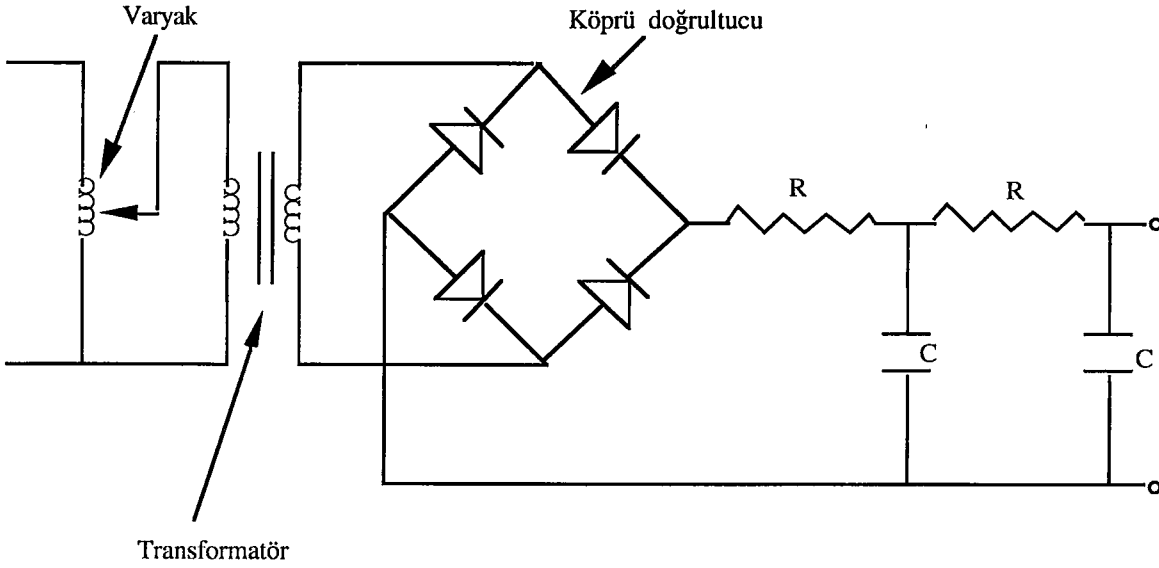
Ayna ayarının yapıldığı görünür ışıklı, 220 Voltla çalışan tek fazlı He-Ne laseri sisteme ayrıca bağlanacaktır.

Bütün elektrik tesisatı topraklı olacaktır.

## 6.6 Güç Kaynağı Dizaynı

Bir güç kaynağı en basit şekliyle voltaj transformatörü ve seri bağlı denge rezistanslarından oluşur. Bununla beraber sabit bir alternatif akım kaynağıyla uyarım verimsizdir ve çok az kullanılmaktadır.

Şekil 6.12'de bir güç kaynağı düzeni görülmektedir. Yüksek voltaj transformatörünün girişi varyak ile ayarlanmaktadır. Doğrultucudan çıkış değeri, rezistans - kapasitans filtre değerleriyle düzleştirilir. Diğer bir sistemde ise varyak ile yüksek voltaj transformatörü arasına reaktör yerleştirilmiştir. Bu sistemin en büyük avantajı, elektrik güç kayıplarını minimum hale getirmesidir.



Şekil 6.12 Güç kaynağı

### 6.7. Soğutma Suyu Ekipmanları

Soğutma suyu şebekeden alındığı gibi kullanılmayıp, önce arıtma cihazından geçirilerek kireci alınacaktır. Aksi halde dışdaki soğutma tüpünün camı kireç tutup camın yüzeyi matlaşır.

Laser tüpünden ısınarak çıkan su radyatörde soğutularak sirkülasyon pompasına gelir. Sirkülasyon pompasından tekrar laser tüpüne verilir.

Sirkülasyon pompası yerli piyasadan temin edilecek, santrifüj veya paletli tipde 220 Voltla çalışabilecek 0.5-1 kW arasında 1/2 giriş ve çıkış çaplarında bir pompa olabilir.

Soğutma radyatörü en küçük oto radyatörlerinden herhangi bir tip olacak 0.5 kW'lık bir aksenal vantilatörden soğutma havası temin edilecektir. Soğutma suyu pompası ile vantilatör 220 V çalışacak ayrı bir elektrik bağlantısı olacaktır.

Su arıtma cihazı, yerli piyasadan temin edilen, musluğa takılabilen tipde, küçük kapasiteli portatif cihaz olabilir.

## 6.8 He-Ne Laseri

CO<sub>2</sub> laseri imalatı ve montajı bittikten sonra ayna konumlarını ayarlamak için görünür kırmızı ışıklı, 220 Volt müstakil, topraklı, bağlantılı He-Ne laseri gereklidir. Bu laser 0.95 veya 1 miliwatt gücünde 6300 Å civarında dalga boyu olan bir ışın salar. Işınlara gözleri ve elleri korumak kaydıyla çok tehlikeli değildir.

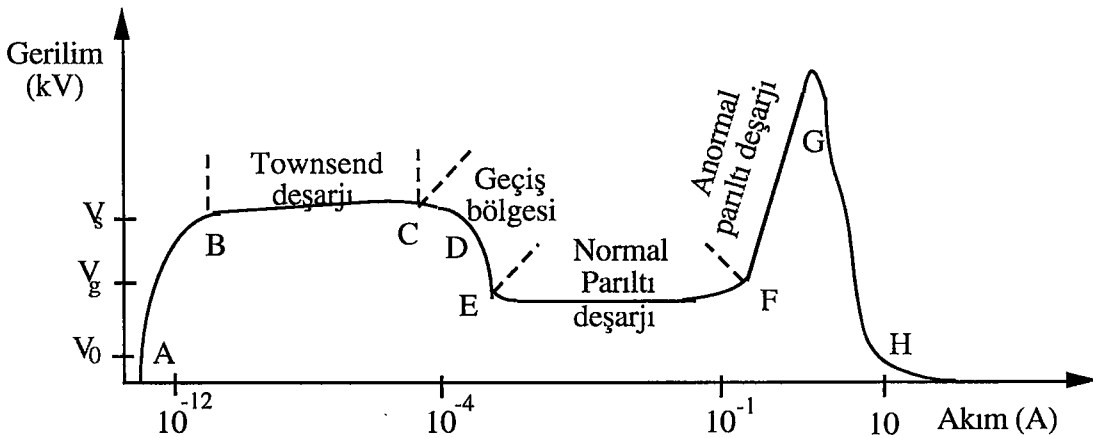
He-Ne laseri ucuzdur. Kolaylıkla temin elde edilebilir (Svelto, 1982).

## 6.9. Deneysel Çalışma

### 6.9.1 CW CO<sub>2</sub> Laserin Elektriksel Deşarj Parametrelerinin Belirlenmesi

CW CO<sub>2</sub> laseri maksimum seviyeli tersine birikim elde edilebilmesi için gerekli olan elektrik ve gaz deşarjı giriş gücüne bağlıdır. Ortama uygulanan güç çok yüksekse, ark deşarjı (anormal parıltı)'na neden olur. Güç çok düşükse, karanlık bölge deşarjı (Townsend deşarjı)'na neden olur. Normal parıltı deşarjı (Glow deşarjı) ise laser ortamının basıncına, kullanılan gaz türü ve oranlarına, elektrod malzemesinin türüne ve tüp çapı ile ortamın sıcaklığına bağlıdır (Altuner, 1992).

V<sub>s</sub> kıvılcım gerilimi (Sparking voltage) elektrodlar arasında gözle görülmeyen iyonizasyon akımlarından meydana gelir. Bu kıvılcım gerilimi karanlık bölge deşarjına neden olur. Normal parıltı deşarjında ise, V<sub>g</sub>, parıltı gerilimi meydana gelir. Bu olayda, gözle görülebilen florasan lambalar ve neon lambaların çalışma bölgesi olan normal parıltı deşarjları meydana gelir. Anormal parıltı deşarjlarında simge olarak CO<sub>2</sub> ışığını elde edilebilir. Bu da yüksek akım ve gerilimle elde edilebilir (Şekil 6.13) (Danışman, 1989).



Şekil 6.13 Gaz deşarjının akım-gerilim karakteristiği (Altuner, 1992).

Parıltı deşarjının karakteristik özellikleri;

$P_d$  = elektriksel deşarja ait güç yoğunluğu,

$$P_d = \vec{J} \cdot \vec{\epsilon} = en_e \vec{v}_d \cdot \vec{\epsilon} \quad (6.14)$$

$\vec{J}$  = akım yoğunluğu,

$\vec{\epsilon}$  = elektrik alan,

$e$  = elektrik yükü,

$n_e$  = elektron yoğunluğu,

$v_d$  = elektron sürüklenme hızıdır.

Nötr gazlardaki çarpışmalara bağlı momentum değişimiyle elektrik alan etkisiyle elektrona uygulanan kuvvetler eşitlenerek güç yoğunluğu

$$p_d = n_e N(\epsilon/N)^2 \quad (6.15)$$

dir.  $\frac{\epsilon}{N}$ , elektronun sürüklenme hızıdır.

$N$ , gaz yoğunluğudur.

Normal parıltı deşarjındaki gaz basıncı ile akım yoğunluğu arasında,

$$J_n = a \cdot p^b \quad (6.16)$$

bağıntısı vardır.

$a$  ve  $b$ , ortamda kullanılan gaz ve elektrod malzemesine bağlı katsayılardır.

Alüminyum elektrod kullanılırsa

Gaz basıncı 2,48 torr

tüp yarıçapı  $r = 30$  mm

$10 < I_n < 100$  mA aralığındaki normal parıltı akımı için deşarj akım yoğunluğu

$1.42 < J_n < 14.2$  mA/cm<sup>2</sup> dir.

Molekül yoğunluğu, ideal gaz denkleminde

$$N = 9,657 \times 10^{18} p/T \quad (6.17)$$

ile bulunur.  $p$ (mmHg) gaz basıncı,  $T$ (K) sıcaklıktır.

Deşarj öncesi sıcaklığı,

$T_b = 300$  K ve ortalama sıcaklığı  $T_n = 773$  K olarak kabul edilen molekül yoğunluğu  $3.74 \times 10^{16} < N < 9.657 \times 10^{16}$  mol/cm<sup>3</sup> bulunur.

$10 < I_n < 100$  mA'lık deşarj akımındaki elektron yoğunluğu

$7.8 \times 10^{13} < n_e < 7.8 \times 10^{14}$  e/cm<sup>3</sup>,

$\epsilon/p$  oranında  $1.5 \times 10^{-16} - 6 \times 10^{-16}$  V.cm<sup>2</sup>

dir. Minimum basınç = 3 torr da deşarj güç yoğunluğu

$65.7 \text{ mW/cm}^3 < P_{\text{dmin}} < 2.7 \text{ W/cm}^3$

bulunur.

Ortalama elektron enerjisi 1,63 eV olarak seçilirse optimum uyarma şartı için giriş güç yoğunluğu,  $p_{\text{dop}} = 1 \text{ W/cm}^3$  dur.

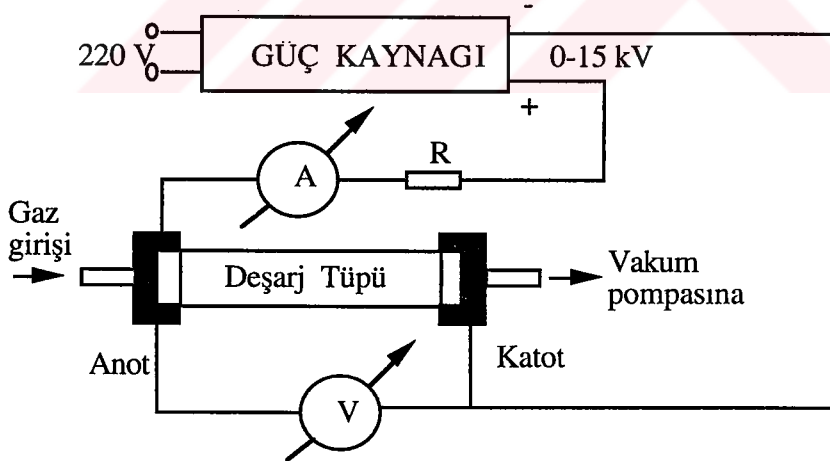
$1 \text{ W/cm}^3$  güç yoğunluğu, minimum gaz basıncında, elektrik alan şiddeti,

$70.68 < \epsilon < 706.86 \text{ V/cm}$  olarak bulunur.

Deşarj tüpün hacmi,  $V = 719,68 \text{ cm}^3$ , optimum elektriksel giriş gücü  $p_{\text{dop}} = 790 \text{ W}$ , optimum deşarj gerilimi,  $V_{\text{dop}} = 7,9 \text{ kV}$ 'dur (Danışman, 1995).

## 6.9.2 Elektriksel Deşarj Parametrelerinin Ölçümünde Kullanılan Ölçme

### Düzenegi



Şekil 6.14 Deney seti

Güç kaynağı, 30 mA akımla çalışan çıkış gerilimi 0-15 kV olarak ayarlanabilen, 450 W gücündedir. 10 torrda, Townsend deşarjına ait akım ve voltajlar ölçülür. 5 torr'da parıltı deşarjı pembeden mor'a değişen parıltılar elde edilerek voltaj ve akım değerleri ölçülür. Ölçülen değerler:

Basınç p(torr)	Townsend Deşarjı		Parıltı Deşarjı	
	V <sub>s</sub> (kV)	I <sub>d</sub> (μA)	V <sub>dc</sub> (kV)	I <sub>dc</sub> (mA)
3	1 – 9.8	1 – 100	7.9	23 – 25
4	1 – 10.4	1 – 115	8.3	25
5	1 – 11	1 – 140	8.8	25

### 6.9.3 Değerlendirme

3 cm çap, 112 mm uzunluğunda bir sürekli dalgalı CO<sub>2</sub> laseri 10 torr basınç altındadır. 1 W/cm<sup>3</sup> güç yoğunluğundaki bir güç kaynağının anormal parıltı deşarjı yani laser ışını elde etmek için kullanılacak güç kaynağının V<sub>dc</sub> > 10 kV çıkış gerilimi olmalıdır. 10 mA < I<sub>dc</sub> < 100 mA arasında ayarlanabilir çıkış akımı vermesi ve optimum p<sub>op</sub> > 1 kW'lık çıkış gücü sağlaması gerekir. Bu tekli sistemi 2'li yada 3'lü sistemlere arttırarak çıkış gücü arttırılabilir. 3'lü bir sistemden 450 W çıkış gücü elde etmek mümkündür. Çıkış gücü sistemin parametrelerine bağlı olarak değişmektedir.

## BÖLÜM 7

### CO<sub>2</sub> LASERİ UYGULAMALARI

#### 7.1. CO<sub>2</sub> Laserinin Tıptaki Uygulamaları

Mükemmel bir bıçak olan laserler, karşılaştıkları her şeyi kesme özelliklerinin yanında oldukça seçicidirler. Bu organ veya hücrenin, dış kısımlarına zarar vermeden, ta iç kısımlara kadar işleme özelliği kazandırır (Brens, 1992). Bu özellik göz önüne alınarak tıpta büyük gelişmeler yaşanmıştır. Başlangıçta, laser demetinin oluşturduğu ısı, dokuyu parçalamada kullanılmıştır. Günümüzde, tıbbi çalışmalarda laserin ısı etkisinden yararlanılmasına rağmen ısı dışındaki diğer etkilerinden de teşhis ve tedavide önemli ölçüde yararlanılmaktadır.

Laserlerin dokuyu ısıtmaları yanında, laser hüzmelerindeki fotonlar molekülleri birarada tutan atomik bağları kıran kimyasal reaksiyonlara sebep olmakta veya şok dalgaları yaratabilmektedirler.

Laserin biyomedikal uygulamalarının, tıkanmış arterleri açmak, böbrek taşlarını kırmak, kataraktı tedavi etmek ve hatta genetik maddenin değiştirilmesi gibi değişik biçimleri vardır. Laserler ayrıca hücrenin iç çalışmaları hakkında da bilgi sağlayabilmektedirler.

Işığın cerrahide kullanımı fikri, laserlerden de eskidir. 1946 yılında doktor Gerd Mayer Schwickerath güneş ışığını, hasta retinaları tedavi etmek ve bazı hastaların gözlerindeki tümörleri yok etmek amacıyla kullandı. 1961 yılında, Theodore H. Maiman'ın Hughes Uçak Araştırma Laboratuvarlarında laseri ilk defa bulmasından sadece bir yıl sonra, New York Üniversitesi Tıp Fakültesinden Milton Zaret, hayvanların gözlerinde bozukluklar oluşturmak için laseri kullandı, iki yıl sonra Kaliforniya'daki Palo Alto Tıbbi Araştırma Kurumu'ndan Dr. Chrisi Zweng'in hastalarındaki retinal hastalıkları tedavi etmesinden sonra insanlı denemelere devam edildi (Yoshimoto, 1984).

CO<sub>2</sub> laseri, dokunun uzun süre ve fazla ısıya maruz kalması durumunda kullanılır. Bir genel cerrah, karaciğerin hastalıklı bölümünü, büyük bir kanamaya sebep olmadan uzaklaştırmak isteyebilir. Bir Jinekolog bir erken dönem serviks kanserini kesip almak için bir ameliyat isteyebilir ve ısıyı da kanamaya sebep olacak etraftaki damarların tıkanmasında kullanabilir. İç organlar korunarak, çocuk sahibi olma şansı devam

etmektedir. Her iki durumda da, laserin devamlı ve uzun süreli uygulanımı, ısının etraftaki kapilerlere de yayılması nedeni ile kanama azaltılır. 10.6  $\mu\text{m}$  dalga boyu sürekli bir  $\text{CO}_2$  laseri bu tür uygulamalarda kullanılır. Çünkü, laser dokuda en çok bulunan bir madde tarafından emilir, yani su tarafından.

Laserin, optik fiberler gibi, diğer teknolojilerle birleştirilmesi sonucu ısı etkilerinin yanında diğer etkileride çok iyi bir şekilde başarılı ve vücudun erişilemeyen bölümlerine ulaşılabilir. Fiber optikleri ve boş tüpleri kullanarak cerrahlar laseri göğüs duvarının içine uygulayarak, göğüs duvarının içerisinden bir kanal yardımıyla, bir  $\text{CO}_2$  laseri, ciğerlerin büyük bir kısmını kaplayan bül adı verilen kabarcıklara uygulanır. Laser ısı, kabarcıkları büzer, yarıkları kapatır ve yeni yarıkların oluşmasını engeller. Ağır anfizemden müstarip ve mutlaka ameliyat olması gereken hastalar bu tür tedaviden 11 veya 12 gün sonra iyileşirler.

Bu teknolojinin bir başka uygulamasında, kardiyoloji ve radyoloji uzmanları, 400 mikronluk tek bir fiberi veya 50 mikronluk 400 fiberin oluşturduğu esnek bir fiber demetini periferik veya kronik dolaşım sisteminde bir tıkanıklığa ulaşıncaya kadar, kan damarları içerisinde ilerletirler. Optik fiberler daha sonra  $\text{CO}_2$  laser ışığını iletirler ve tıkanıklığı ortadan kaldırarak normal kan dolaşımını tekrar laser anjiyoplastisi olarak adlandırılan başka bir yöntemde, ısın sağlarlar.  $\text{CO}_2$  laser hüzmeleri, balon anjiyo plastisi ile etkileşimli olarak uygulandı.  $\text{CO}_2$  sondası tamamen veya kısmen tıkalı kan damarını açar. Bir balon, daha sonra damara sokulur ve şişirilir ve damarın daha fazla genişlemesini sağlar.

## **7.2 Yüksek-Güçlü Sürekli-Dalgalı Infrared $\text{CO}_2$ Laserinin Endüstriyel**

### **Uygulamaları**

Laser, günümüz teknolojisinde oldukça çok kullanılmaktadır. Günümüzde, laser güdümlü bombalar yapılıyor. Bir uçak hedefin üzerine sürekli olarak laser ışını gönderir. İkinci bir uçak hedefin üzerindeki parlak laser ışığına güdümlendirilmiş bir bomba bırakır. Bomba, parlak ışığa varmak için gerekli rota düzeltmelerini kendi dümenleri ile otomatik olarak sağlar. Böyle bir bomba, 100 güdümsüz bombaya bedeldir, hemde 10 kat daha ucuza mal olur. Ölüm ışınları yapılmıştır, laser ışınları vererek uçak ve tanklarda delik açmaktadır. Bazı tip laserler, uçaklarda yükseklik ölçücü ve tanklarda atış uzaklığını

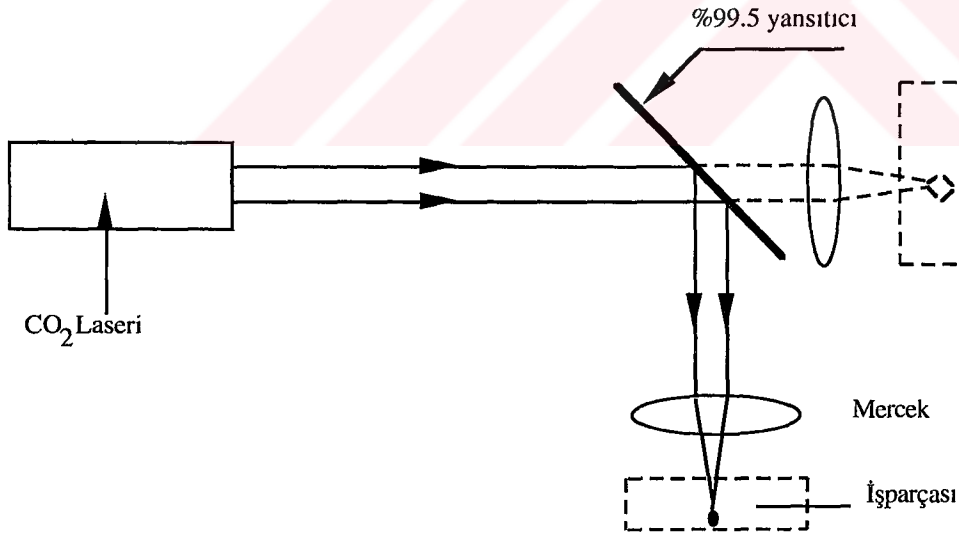
ölçücü olarak kullanılmaktadır. Uzay uçuşları laserle yapılmaktadır. Laser, uzay gemisi ile inilecek yıldızın yüzeyi arasındaki uzaklığı ölçer. Laser, iletişimde büyük yarar sağlamaktadır. Laser-foto, resimleri hiç bir kimyasal maddeye gerek duyulmadan laser altında gümüşlü kuru fotoğraf kağıdına çekmektedir.

Ayrıca, bugün laser sayesinde 1 mil ötede bulunan bir kişi ile laser dalgaları sayesinde konuşulabilir. Uzaydaki uydular ve füzelerle iletişim de laser ile sağlanmaktadır. Dünyadan 22.000 mil uzaklıkta bir uyduya, laser ışınlarıyla saniyede 30 milyon bilgi sinyali yollanabilmektedir. Uzay laserleri, güneşten aldıkları enerji ile çalışmaktadır. Modern tünel kazıcı makinelerin tüneli istenen doğrultuda kazmaları laser ile sağlanmaktadır. Bu örnekleri oldukça artırabiliriz (Aslan, 1987).

Endüstride CO<sub>2</sub> laseri, kesme, kaynak, yüzey sertleştirmede kullanılmaktadır. 1200 Watt'lık bir CO<sub>2</sub> laseriyle oto parçaları bir dakikada toplam 5-10 m uzunlukta kaynak yapılabilir (Griesheim, 1996).

### 7.2.1 CO<sub>2</sub> Laseriyle Kesme

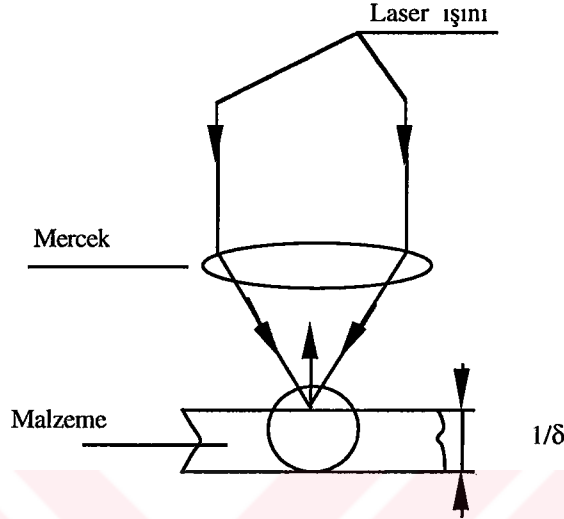
CO<sub>2</sub> laseri ile kesme Şekil 7.1'de gösterilmiştir.



Şekil 7.1. CO<sub>2</sub> laseriyle kesme düzeneği

Kesme işleminde en çok CO<sub>2</sub> laseri kullanılır. CO<sub>2</sub> laseri, CO<sub>2</sub>: He karışımından oluşan ve karışım basıncı 7-10mm Hg değerindedir. CO<sub>2</sub> laserinde ışın dalgı boyu  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$  dir. Bu ışın metalik yüzeylerde %40- %60 oranında yansır, işleme verimi için bu oranın küçük olması gerekir (Yılbaş, 1989). Beyaz ve siyah malzemenin güneş ışınının

yansıtma ve soğurması gibi soğurulma olayı için de bu yansıma değeri önemlidir. Soğurma olayı, malzemenin fiziki özelliklerine bağlıdır. Burada soğurma derinliği önemli bir parametredir Şekil 7.2.



Şekil 7.2 Soğurma derinliği

Soğurma derinliği aşağıdaki gibi verilir: a, soğurma derinliği,

$$a = \frac{1}{\delta} = \frac{2\pi h k}{\lambda} \quad (7.1)$$

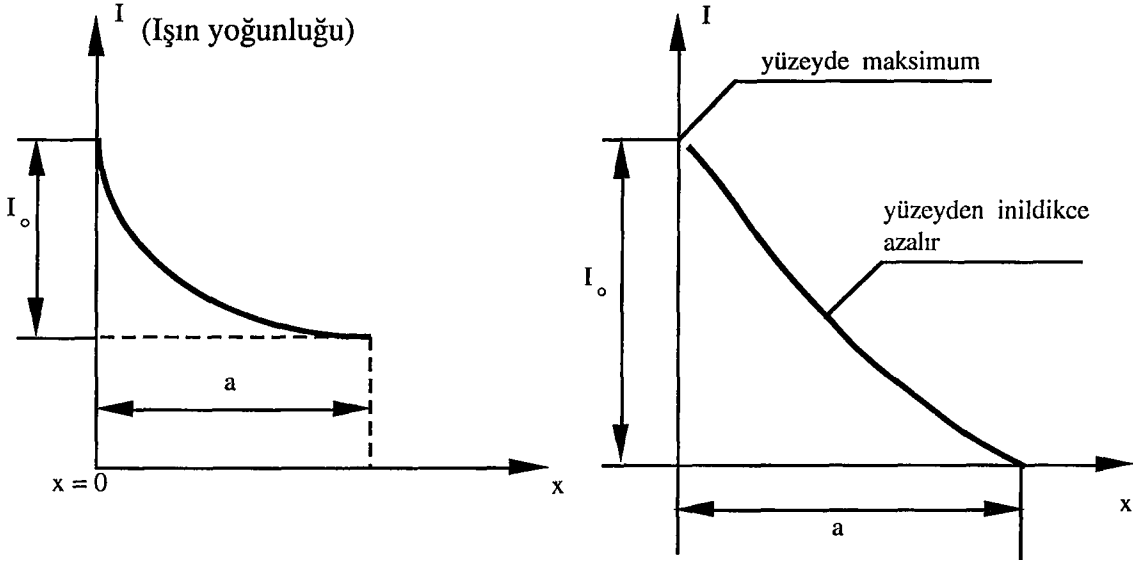
dir. Burada,  $\delta$ , tesir kesiti,  $\lambda$ , dalga boyu, h, planck sabiti, k, dalga sayısıdır.

Herhangi bir x yönünde malzeme içinde yayılan ışının yoğunluğu;

$$I = I_0 \exp(-\delta x) \quad (7.2)$$

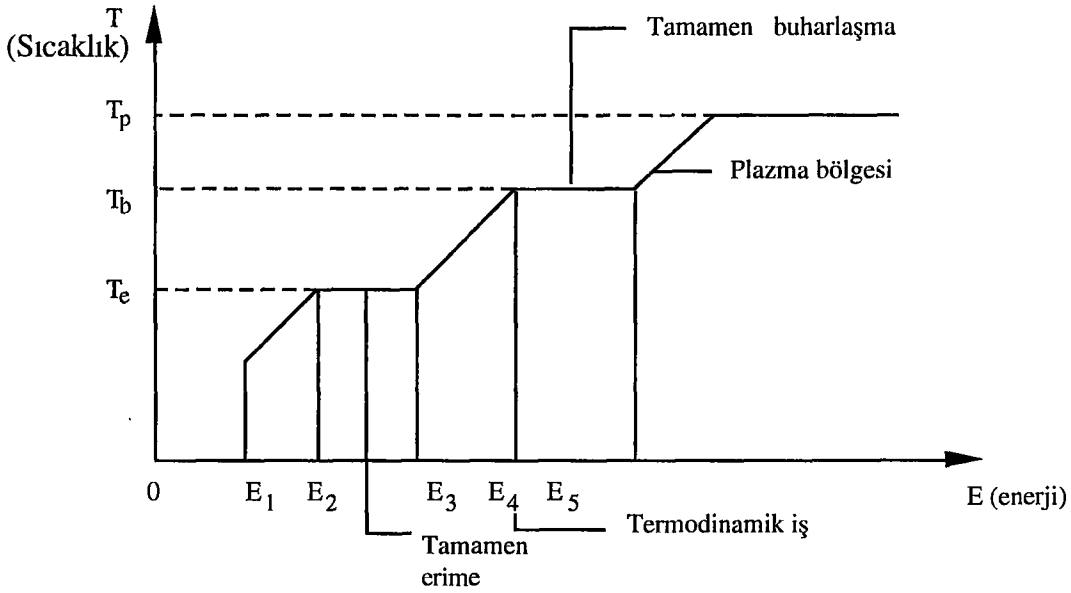
ile ifade edilir. Burada, x malzeme mesafesidir.

Soğurma işleminin malzeme üzerindeki dağılımı Şekil 7.3’de gösterilmiştir.



Şekil 7.3 Soğurma olayı

Yukarıdaki ifadede belirtilen ışın enerjisi malzeme tarafından soğurulur ve malzemenin iç enerjisi artar. Termodinamiğin birinci ve ikinci kanunlarına göre bir enerji denklemi yazılabilir. Öyle bir noktaya gelinir ki, malzeme erime noktasına ulaşınca, erime gizli ısısına yenilir ve buharlaşma sıcaklığına kadar enerji alır ve sonra da buharlaşmayla beraber iş üretilmiş olur. Bu olayı Şekil 7.4 ile gösterebiliriz.



Şekil 7.4 Erime, buharlaşma ve plazma durumu

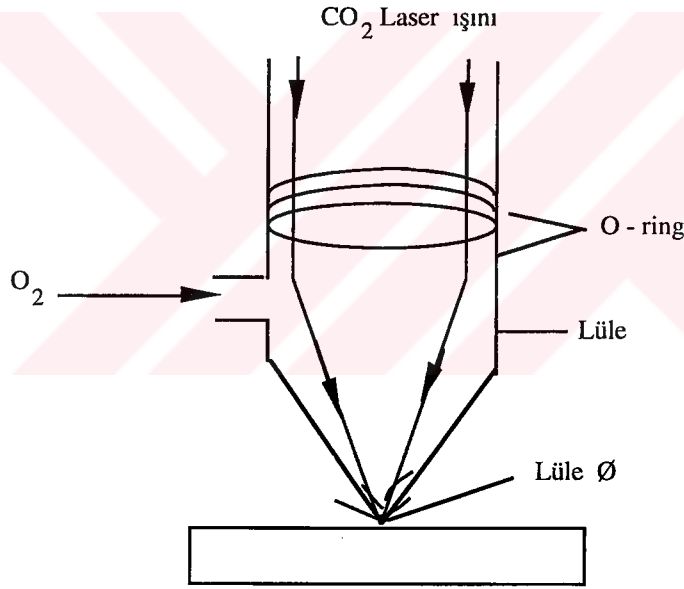
Buharlaşma sırasında sıvının dışarıya saçılması sözkonusudur. Saçılma basınç yardımıyla olur.

$$\text{Sıvının boşalması} = \text{Teknik iş} = dW = VdP$$

$$\text{Buharın boşalması} = \text{Termodinamik iş} = dW = PdV$$

Kesme işleminde güç şiddeti  $I = 10^{10}-10^{12}$  W/m<sup>2</sup> civarındadır. Laser 4 mm'ye kadar kalınlıktaki parçaların kesilmesinde daha elverişlidir. Bundan dolayı fazla kalınlıktaki parçalarda elverişli değildir (Williams, 1993).

Kesme işleri, bir gaz ortamının hazırlanması, şu şekilde olur; mercek o-ring ile sıkıştırılır ve bir lüle oluşturulur Şekil 7.5.



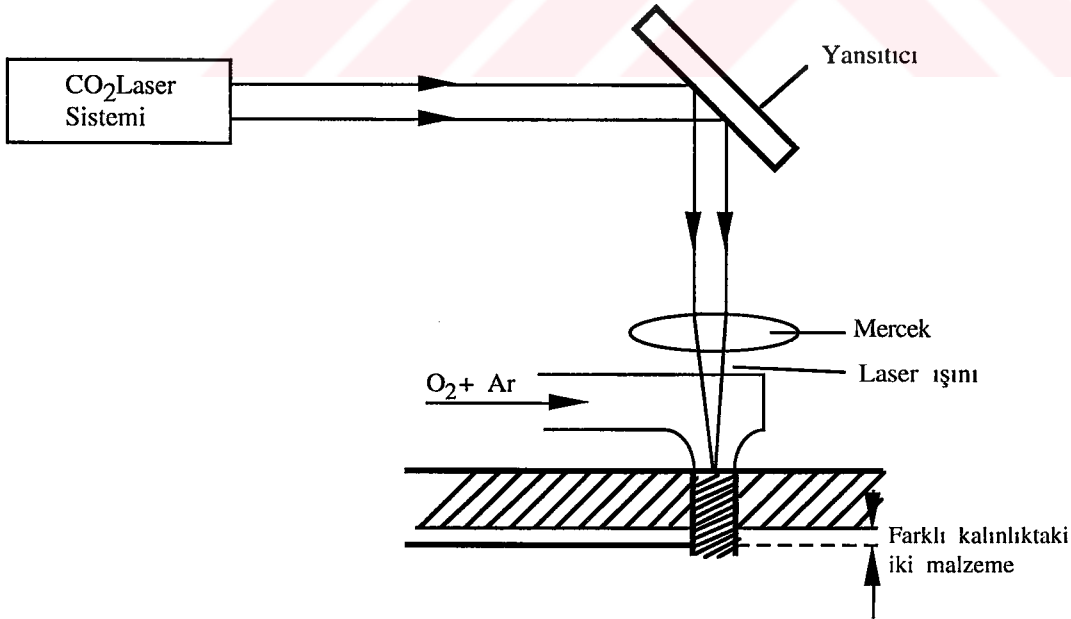
Şekil 7.5 CO<sub>2</sub> laseriyle kesme

Lüleye, O<sub>2</sub> gönderildiğinde dolayısıyla ekzotermik reaksiyon olur. Açıĝa çıkan enerji, malzemenin erimesini sağlar. Erime sonrası yüzde oksit tabakası oluşur. Bir kısım malzeme sanki yanıyor gibi dışarı fışkırır, o anda malzeme tutuşma sıcaklığına ulaşmıştır. Çıkan O<sub>2</sub> miktarı ve basınç kesme için çok önemlidir. Bu esnada malzeme buharlaşır ve kesme aralıĝında malzeme püskürür. Alttan tazyik gören dinamik yapı kalıcı gibi görünen ve ısı tesir alanlarının büyümesine sebep olmaktadır.

$O_2$  ile etkileştiğinde yanan bir maddeyi kesmek istiyorsak %60 Argon-%40  $O_2$  karıştırılmalıdır. Burada Argon ekzotermik reaksiyon sıcaklığını düşürmektedir. Plastik, tahta, bakalit ve kumaş kesme işleminde  $O_2$  kullanılmaz.  $O_2$  kullanılması faydası soğumayı artırır, enerji açığa çıkar, merceğin soğumasına yardımcı olur, artık malzemenin ortamdaki uzaklaştırılmasını sağlar. Geriye gidecek malzemenin merceği tahrip etmesini önler.

### 7.2.2 $CO_2$ Laseriyle Kaynak

Birçok metal veya metal alaşımlarının kaynağında  $CO_2$  laser ışını kullanılmaktadır.  $CO_2$  laseriyle alın kaynağı (dikiş kaynağı), nokta kaynağı (punta kaynağı), yan yüzeylerin kaynağı (dikiş kaynağı) yapılabilmektedir.  $CO_2$  laser ışınıyla kaynak, bir eritme kaynağı şeklindedir. Güç şiddeti, malzeme kuvvetle buharlaşmadan eriyecek şekilde ayarlanmalıdır. Kaynak için yeterli enerji çok kısa bir zaman aralığında  $CO_2$  laser sistemi tarafından verilebilir. Laser sisteminden çıkan ışın kümesinin mercekler yardımıyla odaklanarak mikron düzeyinde bir çapa karşılık gelen alanlarda çok yüksek enerjinin açığa çıkarılması kaynak işleminin esasını oluşturur. Kaynak işleminin mükemmeliyeti bir lüleye belirli oranlarda ( $CO_2+Ar$ ) karışımı göndermekle sağlanmaktadır Şekil 7.5.



Şekil 7.6  $CO_2$  Laseriyle kaynak düzeneği

Bu işlemde O<sub>2</sub> gazının Argon gazına oranı önemli rol oynar. Eğer O<sub>2</sub> basıncı az ise tabanda kaynak yapma durumu azalır. Fazla ise erozyon olur. O<sub>2</sub> gazının Ar'a oranı;

$$\frac{P_{O_2}}{P_{Ar}} = 1.5-2 \quad \text{ise,}$$

kaynak dikişi iyi olmaktadır. Laser sistemiyle yapılan kaynaktaki gerekli enerji, aynı ölçüdeki bir malzemeyi kaynatmak için ark kaynağında kullanılan enerjinin 1/10'u kadardır.

CO<sub>2</sub> laserinin enerji kaynağı ışıktır ve az enerji ile çok küçük alanda yüksek güç alanları elde edilir. Kaynak bölgesinde bir magnetik alan oluşmadığı için magnetik alandan etkilenme söz konusu değildir. CO<sub>2</sub> laser ışını mercekler yardımıyla istediğimiz şekilde yönlendirebiliriz. Ayrıca cam, su v.b. gibi değişik ortamlarda dahi kaynak yapılabilir. Çok hızlı soğuma isteyen metallerin kaynağında laserle yapılabilir. Sürekli CO<sub>2</sub> laseriyle delme işlemi yapılamaz. Çünkü, delme işlemi darbelerle sağlanır bizim laserimiz sürekli olduğu için delme yapılamamaktadır.

### 7.2.3 CO<sub>2</sub> Laseriyle Yüzey Sertleştirme

Yüzey sertleştirme işlemi sürtünen parçaların yüzey dirençlerini arttırmak için yapılır. Laserle yapılan yüzey sertleştirme işleminde ilave bir malzemeye gerek yoktur. İşlemin oluşabilmesi için malzeme erime sıcaklığının altındaki bir sıcaklığa kadar hızlı bir şekilde ısıtılır ve daha sonra aniden soğutulur. Çelik yüzeylerin sertleştirilmesinde yüzey ostenit fazında hızlı bir soğuma ile martenzit fazına getirilir. Ancak martenzit fazının oluşabilmesi için soğuma hızına bağlı olarak karbon miktarında önemlidir (Yılbaş, 1989), (Williams, 1993).

Bir çok malzemenin ısı olarak işlenebilmesi için laser güç şiddeti 10<sup>3</sup> ile 10<sup>7</sup> W/cm<sup>2</sup> arasında olmalıdır. CO<sub>2</sub> laser ışınının malzeme yüzeyindeki soğurulmasını arttırmak için malzeme yüzeyine manganez fosfat, grafit veya siyah renkli boya sürülebilir. Yüzey sertleştirme işlemlerinde genellikle CO<sub>2</sub> laseri kullanılır.

### 7.3 Türkiye’de Laser Çalışmaları

#### 7.3.1 Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi

Doktora öğrencilerinden oluşan bir grup tarafından yapılan bu CO<sub>2</sub> laseri prototip olarak yapılmış bir CO<sub>2</sub> laseridir. Bu laserlerin iç ve dış payrex cam tüpleri, ayna tutucuları, elektrodları, rezonatörler, tüp destekleri, gaz tüpleri, soğutma elemanları vanalar ve pompa gibi elemanlar iç piyasadan temin edilmiş, mekanik kısımların imalı ile montaj “ANAEM” araştırmacıları tarafından yapılmıştır (Tan, 1990).

Güç kaynağı, güçmetre, vakum pompası, vakum kontrol cihazı iğneli vana, vakum ölçer, dedektör ve aynalar ise ithal edilmiştir.

Bu CO<sub>2</sub> laser bir laboratuvar çalışması durumundadır ve henüz sanayide veya başka bir alanda etkin bir biçimde kullanılması mümkün değildir. Güç kaynağı, vakum pompası, ve soğutma suyu faaliyete geçtiğinde ve tabii gaz akışı sağlandığında deşarj olayı gerçekleşmekte ve sonuç’ta yaklaşık 10 mm demet çapında görünmez (infraruj) ışın elde edilmektedir.

Bu ışın sürekli bir ışındır. Harcanan güç, voltaj ve vakum tesbit edilebilirken dalga boyunu tespit etme imkanı olmamıştır.

Gaz olarak, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He karışımının kullanıldığı bu CO<sub>2</sub> laserinin özellikleri aşağıdaki gibidir.

**Tablo 7.1 ANAEM Sonuçları**

Gücü	: 5 kilowatt. 750 miliamper
Rezonatör	: 600 + 600 = 1200 mm üç elektrodlu ikisi (-) katot, biri (+) anot elektrodlar alüminyumdan yapılmıştır.
Tüpleri	: Ø = 60 mm dış, Ø = 20 mm iç ve boyu = 600 mm
Aynalar	: ZnSe (çinko selenür) birisi düz diğeri küresel iç bükey ayna %100 yansıtıcı düz ayna %15 geçirgen
Gaz Oranları	: CO <sub>2</sub> : 6, N <sub>2</sub> : 7 He : 20 3 torr toplam basınçta 4.5. kV delme gerilim elde edilmiştir.
Odaklama Laseri	: He-Ne laseri 0.95 mW 6300 A° çıkışlı kırmızı görünür ışın
Optik çıkış çapı	: Ø = 10 mm'dir.

### 7.3.2 Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesinde Laser Çalışmaları

Mühendislik fakültesindeki laser çalışmaları Prof. Dr. Bekir Sami Yılbaş'ın başkanlığında yapılmaktadır. Sürekli CO<sub>2</sub> laser'in güç kaynağı, soğutma sistemi, elektrodları, ayna tutucu ve diğer mekanik aksamları kendileri tasarlamış ve imal etmişlerdir. Aynalar, vakum pompası, vakum ölçer gibi diğer bazı elemanlar ithal edilmiş deşarj tüpleri ise iç piyasada imal edilmiştir (Yılbaş, 1992).

Erciyes Üniversitesi Mühendislik Fakültesinde'ki CO<sub>2</sub> laserinin özellikleri aşağıda verilmiştir:

**Tablo 7.2 Erciyes Sonuçları**

Gaz karışımı	: CO <sub>2</sub> : N <sub>2</sub> : He
Gücü	: 10'ar kW'lık üç adet güç kaynağı
Rezonatör	: 1120 + 1120 + 1120 = 3360 mm dört elektrodlu, elektrodlar alüminyum ve bakırdan imal edilmiştir.
Deşarj tüpleri	: Ø = 65 mm dış, Ø = 34 mm iç, boyu 1120 mm
Aynalar	: ZnSe (çinko selenayt) her ikisinde düz birisi %99.9 yansıtıcı bu aynanın dış çapı : 35 mm dalga boyu ise 10.6 µm dir. Diğer ayna laser ışının dışarı çıkarılacağı %30 geçirgen (70/30) dış çapı; 50 mm ve kalınlığı: 6 mm'dir.
Odaklama laseri	: He-Ne laseri 0.95 miliWatt, 6300 A° çıkışlı kırmızı görünür ışın
Odaklama merceği	: Infrared, 10.6 µm dalga boyunda, çapı: 2 inçdir.

## BÖLÜM 8

### 8.1. TARTIŞMA VE SONUÇ

Günümüzde Laser teknolojisi sanayi, tıp, uzay ve bilimsel çalışmalarda oldukça yoğun bir ilgiyle uygulanmaktadır. Bu doktora çalışmasında yüksek-güçlü sürekli-dalgalı infared CO<sub>2</sub> laseri dizayn edilmiştir. Dizaynda karbondioksit gaz laserinin teorik modellenmesi yapılmıştır.

Çalışmadaki amaç, laser sistemini meydana getiren parametreler, laser tüpü uzunluğu ve yarıçapı, laser aynalarının, yansıtıcılıkları, eğrilik yarıçapları gibi optiksel parametreler, deşarj ortamındaki CO<sub>2</sub>;N<sub>2</sub>; He gazlarının karışım oranları, sisteme uygulanacak akım ve gerilim gibi fiziksel ve optiksel parametrelerin formülleri ve şekilleri ayrıntılı olarak açıklanmıştır. Yüksek-güçlü bir karbondioksit yapmak için bu parametreler ve teorik modellenmesinin kullanılması gerekmektedir. Bu tez çalışmasının geçerliliği teorik olarak ispat edilmiştir.

Yüksek-güçlü karbondioksit laserinin çıkış gücü çeşitli parametrelere bağlıdır. Ortama uygulanan akım, gerilim, basınç, deşarj tüpünün malzemesi soğutucu, elektrodlar, gazların kalitesi ve oranları, laser aynalarının kırınım kayıpları, gazların kirliliği, elektrodların kirliliği, gaz akış hızı gibi parametreler yüksek-güçlü karbondioksit laserinin çıkış gücünü etkilemektedir.

Teorik bir model olarak çıkış gücünü hesaplamak bu bilgilerle mümkündür. Bu dizaynı deneysel olarak ele aldığımızda teorik çıkış gücü deneysel olarak kurulan dizaynın çıkış gücüne eşit çıkması için kayıp parametrelerini en aza indirmemiz gerekmektedir.

Yüksek-güçlü sürekli-dalgalı infared karbondioksit laser dizaynında kullanılan malzemeler kaliteli ve verimli olması bu teorik dizaynın istenilen çıkış gücünü vermesini sağlar. Bu dizaynı, sanayide kesme, kaynak ve yüzey sertleştirme amacıyla kullanmak mümkündür. Sanayi üniversite iş birliğiyle bu dizayn ortak olarak Fizikçi, Makina Mühendisi ve Elektronik Mühendisi ve teknisyenlerden oluşan bir ekiple 4-5 yıllık bir zamanda yapılarak sanayide kullanılabilir. Bu dizayn günümüz fiyatlarıyla 200.000 DM'a mâl olabilir.

Laser tasarım parametrelerini dikkate alarak incelediğimiz sistemlere göre dizaynlar yapabiliriz.

E. Tan ve arkadaşlarının dizaynları, CO<sub>2</sub>: 6, N<sub>2</sub>: 7, He: 20 oranlarında ve 3 torr toplam basınçta, kullanılan güç kaynağı 5 kV, 750 mA olup akım, 80 kohm 250 W'lık iki adet direncin seri bağlanmasıyla, 5 W çıkış gücü elde etmişlerdir. Sistemin delme gerilimi 4.5 kV'dur (Tan, 1990).

Bizim tezdeki amacımız yüksek güçlü bir CO<sub>2</sub> laser dizaynı idi. Daha önceki bölümlerde beş sıcaklık modeline göre 20-30 W çıkış gücüne ulaşabilmek için güç kaynağını daha yüksek gerilimde çıkışı olan bir akım kaynağı ile beslemeliyiz.

35 W çıkış gücü için CO<sub>2</sub>: 2, N<sub>2</sub>: 7, He: 16 oranlarında güç kaynağı 21.5 kW gücünde olmalıdır. Rezonatörün uzunluğu 1130 mm olması gerekir (1130 mm x 1138 mm x 544 mm). 60 W çıkış gücü için, güç kaynağı 24 kW, 75 W çıkış gücü için, güç kaynağı 27, 5 kW, 110 W çıkış gücü için CO<sub>2</sub>: 1.5, N<sub>2</sub>: 6, He: 18, oranlarında güç kaynağı 35 kW, resonatör 1130 mm x 1020 mm x 588 mm olmalıdır. 130 W çıkış gücü için, güç kaynağı 41 kW olması gerekir.

Yukarıda görüldüğü gibi her sisteme göre değişik parametrelerle hesaplamalar yapılabilir. Güç kaynağının daha yüksek gerilimlere çıkararak, sistemin çıkış gücü artırılabilir. Dizaynda diğer parametreler basınç, eğrilik yarıçapı, rezonatör boyu ...vb. parametreler teorik olarak hesaplanabilirler.

145 kV/150 mA 21,5 kW'lık bir güç kaynağından 35 W çıkış güçlü bir yüksek-güçlü sürekli-dalgalı Infrared CO<sub>2</sub> laseri dizayn edilebilir. Aynı şekilde, 133 kV/180 mA 24 kW'lık bir güç kaynağından 60 W çıkış gücü, 145 kV/190 mA 27.5 kW'lık bir güç kaynağından 75 W'lık çıkış gücü, 159 kV/220 mA 35 kW'lık bir güç kaynağından 110 W'lık çıkış gücü, 170 kV/240 mA 41 kW'lık bir güç kaynağından 130 W'lık bir çıkış gücü elde edilebilir. Bu sonuçlara  $P = IV$  ve teorik hesaplamalarla ulaşılabilir.

Daha yüksek-güçler için ise CO<sub>2</sub>: 1.5, Ne<sub>2</sub>: 6.5, He: 32 oranlarında, 140 kV/350 mA 49 kW'luk bir güç kaynağından 150 W çıkış gücü elde edilebilir. 200 kV/410 mA 82 kW'lık bir güç kaynağından 300 W'lık bir çıkış gücü elde edilebilir. Rezonatör boyu 1600 mm dir.

600 W çıkış gücü için CO<sub>2</sub>: 2, N<sub>2</sub>: 10, He: 48 oranlarında rezonatör boyu 1600 mm güç kaynağı 242 kVA olmalıdır.

Çıkış gücü	35 W	60 W	75 W
Dalga boyu	10.6 $\mu\text{m}$	10.6 $\mu\text{m}$	10.6 $\mu\text{m}$
Demet modu	TEM <sub>00/01</sub>	TEM <sub>00/01</sub>	TEM <sub>00/01</sub>
Gate frekansı	100 Hz	100 Hz	100 Hz
CO <sub>2</sub>	2	2	2
N <sub>2</sub>	7	7	7
He	16	16	16
Güç kaynağı	21.5 kW	24 kW	27.5 kW
	145 kV/150 mA	133 kV/180 mA	145 kv/190 mA

600 W	110 W	130 W	150 W	300 W
10.6 $\mu\text{m}$	10.6 $\mu\text{m}$	10.6 $\mu\text{m}$	10.6 $\mu\text{m}$	10.6 $\mu\text{m}$
TEM <sub>00/01</sub>	TEM <sub>00/01</sub>	TEM <sub>00/01</sub>	TEM <sub>00/01</sub>	TEM <sub>00/01</sub>
100 Hz	100 Hz	100 Hz	100 Hz	100 Hz
2	1.5	1.5	1.5	1.5
10	6	6	6.5	6.5
48	18	18	32	32
242 kVA	27 kW	41 kW	49 kW	82 kW
	159 kV/220 mA	170 kV/240 mA	140 kV/350 mA	200 kV/410 mA

## KAYNAKLAR DİZİNİ

- Abrams, R. L., 1971, Laser Handbook, Vol. 3, Stitich, Amsterdam, 23 p.
- Adams, M. J., 1993, Laser Processing in Manufacturing, London 12 p.
- Alto, P., 1980, Lasers, Mc Graw Hill California, 14 p.
- Altuner, M., 1992, CW CO<sub>2</sub> Laser Elektriksel Deşarj Parametrelerinin Belirlenmesi, Elek. Müh. 5. Ulusal Kong. 1099-1103.
- Aslan, S., 1987, Laserin Yeni Uygulamaları, Cilt 20, sayı 235, Haziran, 46-47.
- Aygün, E. ve Zengin, M., 1990, Kuantum Fiziği, Ankara Üniversitesi, 3 s.
- Aygün, E. ve Zengin, M., 1992, Atom ve Molekül Fiziği, Ankara Üniversitesi, 4 s.
- Banwell, C.K.N., 1983, Fundamentals of Molecular Spectroscopy, London, 65 p.
- Beaulieu, A.J., 1970, Transversely Excited Atmospheric Pressure CO<sub>2</sub> Laser, Appl. Phys. Lett., 574-590.
- Bennett, W, R., 1962, Optical Masers, 24 p.
- Bennett, W, R., 1965, Chemical Lasers, Applied Opt. Suppl. 21-24.
- Brens, W.M., 1992, Cerrahın Elindeki Sihirli Neşter Laser, Bilim ve Teknik, cilt 25, sayı 294, 14-19.
- Cheo, P.K., and De Maria, A. J., 1974, Lasers, Vol 3, Chap. 2, New York, 18 p.
- Cheo, P.K., and De Maria, A. J., 1974, Lasers, Vol 3, Chap. 2, New York, 3 p.
- Cheo, P.K., 1967, Effects of Gas Flow on Gain of 10.6 µm CO<sub>2</sub> Laser Amplifiers, IEEE J. of Q. Elec, 12-15.
- Cherrgton. E.B., 1979, Gaseous Electronics and Gas Lasers, Department of Electrical Engineering University of Florida, 25 p.
- Cobine, J.D., 1958, Gaseous Conductor, Dover Pub. Inc. N.Y. New York, 35 p.
- CRC, 1971, Handbook of Lasers with Selected Data on Optical Technology, USA, 13 p.
- CRC, 1981, Handbook of Chemistry and Physics, 60 th Ed., Florida, 8 p.
- Danışman, K., 1989, CW CO<sub>2</sub> Laser Dizaynında Elektronik Yapının İncelenmesi, Doktora Tezi, Erciyes Üniversitesi.
- Danışman, K., 1995, Şahsi görüşme.

**KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)**

- Davies, A.R., Smith, K., and Thomson, R.M., 1975, TLaser CO<sub>2</sub> Laser, C. Phys-Com., Holland, 117-133.
- Demtröder, W., 1982, Laser Spectroscopy, Springer Series in Chemical Physics, Berlin, 5 p.
- De Maria, A. J., 1973, High Power CO<sub>2</sub> Lasers, Proc. IEEE, 731-761.
- Dıcke, R. and Wittke, P.J., 1969, Introduction to Quantum Mechanics, Princeton University, 3 p.
- Duley, W.W., 1976, CO<sub>2</sub> Laser Effect and Applications, Acedemic Press, New York, 15 p.
- Eisberg, R. and Resnick, R., 1974, Quantum Physics I, University of California, 4 p.
- Eisberg, R. and Resnick, R., 1974, Quantum Physics II, University of California, 6 p.
- Erbil, H., 1990, Kuantum Fiziği II, Ege Üniversitesi, 8 s.
- Erbil, H., 1991, Atom ve Çekirdek Fiziği, Anadolu Üniversitesi, 6 s.
- Frapparad, C., 1966, CO<sub>2</sub> Lasers, IEEE J. Quantum Electronics QE-N4.
- Gasiorowicz, S., 1976, Quantum Physics, University of Minnesota, USA, 10 p.
- Gündüz, T., 1993, İnrümentel Analiz A.Ü.3, Ankara, 5 s.
- Hanna, M.W., 1969, Quantum Mechanics in Chemistry, California, 4 p.
- Hecht, J., Understanding Lasers, New York, 27 p.
- Herzberg, G., 1945, Molecular Spectra and Molecular Structure 2 p.
- Howe, J. A., 1965, CO<sub>2</sub> Lasers, App. Phys. Let., 21-27.
- Kakaç, S., 1983, Örneklerle Isı Transferi, ODTÜ, Mühendislik Fakültesi Yayını, No:11.
- Karaoğlu, B., 1993, Kuantum Mekaniğine Giriş, 9 s.
- Kılıçkaya, M.S., 1991, Yüksek Enerji Laseri, A.Ü. Fen-Ed. Fak. Dergisi, C:3, s:2, 193-205.
- Kılıçkaya, M.S., 1991, Modern Fizik Anadolu Üniversitesi, Eskişehir, 5 s.
- Kogelnik, H., 1966, Laser Resonators, App. Optics 5, 1550-1560.
- Köksal, F. ve Gümüş, H., 1989, Atom ve Molekül Fiziği, Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, 14 s.

**KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)**

- Kuruya, V.P. 1983, Calculation of the Voigt Function at the Center of A line, Opt. Spec., 55-113.
- Lehisa, N., Fukaya, K., et al, 1986, Performance of Sealed-off CO<sub>2</sub> Laser with La<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub> CoO<sub>3</sub> oxide cathode, J. Appl. Phys. 59-61.
- Liboff, R., 1989, Introductory Quantum Mechanics, Cornell University, 13 p.
- Lowke, J.J. Phelps, A.V. and Irwin, B., 1973, Predicted Electron Transport Coefficients and Operating Characteristics of CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-He Laser mixtures, J. of App, Phys. 46-64.
- Marcus, S. and Stein, D.T., 1986, The Effect of He on CO<sub>2</sub> Laser Power J. Appl. Phys., 59.
- Mc Gubbin, T.K. and Darone, R., 1966, CO<sub>2</sub> Lasers, J. Applied Physics Letters, 118-124.
- Messer Griesheim., 1996, CO<sub>2</sub> Laser Beam Technology, Germany, 35 p.
- Moore, C. B., 1966, Vibrational Energy Transfer in CO<sub>2</sub> Lasers, University of California 5 p.
- Mooller, G. and Ridgen, J.O., 1966, CO<sub>2</sub> Lasers, IEEE J. Quantum. Electronics QE-2, N4.
- Patel, C.K.N., 1964, High-Power CO<sub>2</sub> Lasers, Phys. Rev. Lett., 588-600.
- Patel, C.K.N., et al, 1964, CO<sub>2</sub> Lasers, Amer. Phys. Soc., 500-509.
- Patel, C.K.N., 1965, High Power CO<sub>2</sub> Lasers, Appl. Phys. Lett., 290-297.
- Rhodes, C.K. and Szoke, A., 1972, Laser Handbook, Vol. 1 Arecchi, Amsterdam, 15 p.
- Ross, M., 1971, Laser Applications, Weaver, L. A., London, 4 p.
- Sugarawa, H., et al, 1987, Gas Flow and Chemical Lasers, Springer Berlin, 8 p.
- Scott, M.W., 1984, Steady-State Laser Model, App. Opt., 17-23.
- Svelto, O., 1982, Principles of Lasers, Hanna, D.C., New York, 18 p.
- Şenvar, C., 1982, Atom ve Molekül ve Çekirdek Fiziği, Hacettepe Üniversitesi, Cilt V, 28 s.

**KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)**

- Tan, E., Alaçakır, A., Kuşdemir, Ö. ve Aydınli, A., 1990, Sürekli Gaz Akışlı bir CO<sub>2</sub> Laser, Doğa-Tr. J. of Phys. 14 , 443-454.
- Tan, E., Özmen. A., 1993, A Computer Program for the Determination of the Operating Parameters of a Continuous Wave CO<sub>2</sub> Laser, Doğa Tr. J. of Phys. V. 17, N. 12, 958-965.
- Tarasov, L., 1983, Laser Physic and Applications, Printed, USSR, 6 p.
- Tiffany, W. B., 1969, Kilowatt CO<sub>2</sub> Gas Transport Laser Appl. Phys., 15.91.
- Verdeyen, T.J., 1981, Laser Electronics 15 p.
- Vincent, W.G., 1965, Introduction to Physical Gas Dynamics, New York, 8 p.
- Yariv, A., 1975, Quantum Electronics, California Institute of Technology, USA, 15 p.
- Yeniçay, F., 1987, Çekirdek Fiziği Cilt III., 4 s.
- Yılbaş, B.S., 1989, Laserin Endüstriyel Uygulamaları, Yüksek Lisans Ders Notları, Kayseri, 18 s.
- Yoshimoto, M., 1984, CO<sub>2</sub> Laser A New Tool of Vitreous Surgery Doc. Opt. Proc. Ser. Vol. 36., 3 p.
- Wichmann, H.E., 1967, Quantum Physics, University of California, Berkeley, USA, 10 p.
- Wilson, J.H, 1983, Introduction to Optoelectronics, Prentice Hall, 8 p.
- Williams. C., 1993, Industrial Laser Systems and Applications, Oakley, London, 19 p.

## ÖZGEÇMİŞ

1967 yılında Eskişehir’de doğdum. 1984 yılında Eskişehir Cumhuriyet Lisesi matematik kolundan mezun oldum. 1984 yılında Ege Üniversitesi Fizik Bölümünde 1 yıl okudum. Sonra Anadolu Üniversitesi Fizik Bölümüne geçtim. 1989 yılı Temmuz’da Fizik Bölümünü başarılı bir dereceleyle bitirdim. Aynı yıl yüksek lisansa başladım. 1991 Temmuz’da yüksek lisansı bitirdim. 1991 yılında sayın Hocam Prof. M.Selami KILIÇKAYA’yla beraber doktora başladım. Evliyim ve bir kız çocuğum var.

Halen kuantum elektronığı, optoelektronik, kuantum mekaniğı atom ve moleköl fiziğinde ve laser fiziğıyle ilgili çalışmalarımı sayın Hocam Prof.M.Selami KILIÇKAYA ile birlikte sürdürmekteyiz.