

**T.C  
TUNCELİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**MALZEME BİLİMİNDE KATILARDA GENLEŞME KATSAYISININ  
HESAPLANMASINDA YENİ BİR ÖLÇME YÖNTEMİNİN GELİŞTİRİLMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Osman ERHAN**

**Anabilim Dalı: Makine Mühendisliği**

**DANIŞMAN**

**Doç. Dr. Oğuz TEKELİOĞLU**

**HAZİRAN – 2014**

**T.C  
TUNCELİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**MALZEME BİLİMİNDE KATILARDA GENLEŞME KATSAYISININ  
HESAPLANMASINDA YENİ BİR ÖLÇME YÖNTEMİNİN GELİŞTİRİLMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Osman ERHAN**

**(111107102)**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 10/07/2014**

**Tezin Savunulduğu Tarih : 22/07/2014**

**Tez Danışmanı: Doç. Dr. Oğuz Tekelioğlu**

**Diğer Jüri Üyeleri: Yrd. Doç. Dr. Ali Aşkın**

**Yrd. Doç. Dr. Ertuğrul Çelik**

**Yrd. Doç. Dr. Ömer Çelik**

**Yrd. Doç. Dr. Yılmaz Kısmet**

**HAZİRAN-2014**

Osman ERHAN tarafından hazırlanan **MALZEME BİLİMİNDE KATILARDA GENLEŞME KATSAYISININ HESAPLANMASINDA YENİ BİR ÖLÇME YÖNTEMİNİN GELİŞTİRİLMESİ** adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

**Doç. Dr. Oğuz Tekelioğlu**

Tez Yöneticisi

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği /oy çokluğu ile Makine Mühendisliği Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir. Bu tez, Tunceli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.

Başkan : Doç. Dr. Oğuz Tekelioğlu

Üye : Yrd. Doç. Dr. Ali Aşkın

Üye : Yrd. Doç. Dr. Ömer Çelik

Tarih : 22/07/2014

## ÖNSÖZ

Isıl genleşme katsayısı birçok bilim dalında kullanılan önemli bir fiziksel büyüklüktür. Malzemelerin genleşme katsayılarının ölçümünde hassasiyet ve kullanılabilirlik önemli olduğundan bu konuda birden fazla metod geliştirilmiş ve halen geliştirilmektedir. Malzemelerin genleşme katsayılarının hesaplanması için çok ileri teknolojiye sahip laboratuvarlar kurulmuş ve bu laboratuvarlarda çalışmalar yapılmıştır. Bizim çalışmamızda diğer ölçme yöntemlerine alternatif olabilecek, optik yansıma dilatometre yöntemi olarak tanımladığımız, yeni bir ölçme yöntemi tanıtılmıştır.

Yüksek lisansım boyunca yardımlarını benden esirgemeyen hocam Doç. Dr. Oğuz Tekelioğlu'na danışmanlığımı üstlenerek araştırma konusunun seçimi ve yürütülmesi sırasında değerli vakitlerini ayırarak bilimsel alanda gelişmeye büyük katkılar sağlamıştır. Ufkumu genişletici ve motive edici konuşmaları ile çalışmalarım aşk ve şevk veren, bilim adamı kimliği ile insani yönünü birleştirmeyi başarabilen değerli hocama, teşekkürlerimi sunarım.

Yüksek lisans tezinin deney aşamasında, alınan ölçümlerde yardımlarını esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Ömer Çelik'e teşekkürlerimi sunarım.

Deney aşamasında sıcaklığın kontrol edilmesinde kendi tezinden faydalandığımız Serkan Erkan Bey'e teşekkürlerimi sunarım.

**Osman ERHAN**

**2014 TUNCELİ**

## İÇİNDEKİLER

	<b><u>Sayfa</u></b>
<b>ÖNSÖZ</b>	II
<b>İÇİNDEKİLER</b>	III
<b>ÖZET</b>	V
<b>SUMMARY</b>	VI
<b>ŞEKİLLER LİSTESİ</b>	VII
<b>TABLolar LİSTESİ</b>	IX
<b>SEMBOLLERLİSTESİ</b>	X
<b>1. GİRİŞ</b>	
1.1. Straunge Yöntemi	1
1.1.1. Gerilme	2
1.1.2. Gauge Faktörü	3
1.1.3. Wheston Köprüsü	6
1.1.4. Çeyrek Köprü	7
1.1.5. Yarım Köprü	8
1.1.6. Tam Köprü	9
1.1.7. Genleşmenin Straingauge Yöntemi ile Ölçülmesi	10
1.2. Kondansatör Yöntemi	11
1.2.1. Kondansatörde Depolanan Enerji	13
1.2.2. Dielektrikli Kondansatörler	15
1.2.3. Genleşmenin Kondansatör Yöntemi İle Ölçülmesi	15
1.3. XRD Yöntemi	20
1.3.1. X Işınlının Özellikleri	20
1.3.2. X Işını Tüpü	21
1.3.3. Sürekli X Işını	22
1.3.4. Karakteristik X Işını	22
1.3.5. Işığın Tek Yarıktaki Kırınımı	24
1.3.6. X ışınının Kırınımı	26
1.4. Girişimölçer(İnterferometre)	35
1.4.1. Tek Yarıktaki Girişim	35
1.4.2. Çift Yarıktaki Girişim	37
1.4.3. İnce Zarda Girişim	38
1.4.4. Hava Kaması İle Genleşme Katsayısının Hesaplanması	41
1.4.5. Michelson Morley Deneyi	42
<b>2. MATERYAL METOD</b>	44
1.1. Isı Kontrollü Su Kazanı	47
2.2. Su Pompası	49
2.3. Optik düzenek ve destek ayaklar	50
2.4. Isıtıcı	53
2.5. Su Sıcaklığının Kontrol Edilmesi	53
2.6. Güç Kontrol Ünitesi	54
2.7. Veri Kazanım Birimleri	56
2.8. LabVIEW Ortamında Hazırlanmış VI	57
2.9. Sistemin Çalıştırılması	59
<b>3. BULGULAR</b>	60

<b>4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA</b>	64
<b>5. ÖNERİLER</b>	68
<b>KAYNAKLAR</b>	70

## ÖZET

Bu çalışmada, malzemenin genleşme katsayısını hesaplayabilen yeni bir ölçme yöntemi geliştirildi. Geliştirilen yöntem ışığın yansıma prensibine dayanmaktadır. Bu yöntemde ayna üzerine düşürülen ışık, aynanın normali ile eşit açı yapacak şekilde yansımaya uğrar. Malzemenin uzamasından dolayı ayna, bir miktar itilir ve kendi eksenini etrafında  $\theta$  kadar döner, bunun sonucu olarak yansıyan ışın ilk konumuna göre  $2\theta$  kadar aynanın dönüş yönünde yansır ve ekran üzerine düşürülen lazer ışını yer değiştirmiş olur.

Genleşme katsayısı hesaplanacak malzeme, sıcaklığı kontrol edilebilen su dolu bir kazana yerleştirildi. Genleşmenin tek tarafa doğru olması için malzemenin bir ucu sabitlendi bir ucu serbest bırakıldı. Numunenin genleşmesini algılaması için malzemenin serbest ucuna yatay eksen etrafında dönebilen bir ayna yaslandı/yerleştirildi. Lazer ışını ekrana dik olarak düşürüldü. Suyun ısınmasıyla genleşmeye başlayan numune aynayı iterek döndürdü ve lazer ışınının ekran üzerinde kaymasını sağladı. Suyun sıcaklık kontrolü LabVIEW programı ve National Instrument donanımı ile sağlandı. Numune sıcaklığına göre aynanın dönmesi sonucunda lazer ışınının ekran üzerinde kayma mesafesi ölçüldü.  $15,8^{\circ}\text{C}$  ile  $53,15^{\circ}\text{C}$  arasındaki yapılan ölçümlerde alüminyum malzemenin genleşme katsayısı  $23,39 \cdot 10^{-6}$  olarak bulundu. Ölçümlerde malzemenin sıcaklığı ile aynanın dönme açısının tanjantı arasında  $R^2$  değeri 0,998 gibi çok yüksek bir ilişki bulundu. Geliştirilen optik yansıma yönteminin malzemenin genleşme katsayısı ölçümlerinde güvenilir bir şekilde kullanılabileceği görüldü.

**Anahtar Kelimeler:** Genleşme Katsayısı, Yeni Ölçme Yöntemi, Sıcaklık Kontrolü, Lazer Işını, Yansıma, Ekran

## SUMMARY

### To Develop A New Measuring Method On The Measuring Of Expansion of Solids At Matter(Material) Science

In this study, a new measuring method that can calculate the coefficient of expansion of matter has been developed. The developed method has been based on the reflection of the light. In this method, the light that is fallen onto mirror, undergoes reflection that makes equal angles with its normal. Due to the expansion of matter the mirror is pushed a little and rotates around its axis with the amount of  $\theta$ , as a result of this, the reflected ray reflects to the direction of mirror rotation with the amount of  $2\theta$  according to its first location.

The material that its coefficient of expansion is going to be calculated was placed in a boiler which is heat controlled. The tip of the material was fastened to be the expansion one sided, the other side was freed. The mirror that rotates its horizontal axis was placed the free side of material to sense the expansion of specimen. The laser ray was fallen uprightly on the mirror specimen, starting to expand with the heating water rotated the mirror pushing and the skidding of laser ray onto mirror was provided. The controlling of water temperature was provided by LabView and National Instrument. Due to the rotation of mirror according to temperature of specimen, the skidding distance of laser ray on the screen was measured. The coefficient of expansion of aluminium material was found as  $23,39 \cdot 10^{-6}$  between the temperatures  $15,8^{\circ}\text{C}$  and  $53,15^{\circ}\text{C}$ . A high relation  $R^2$  value as 0,998 was found between the temperature of material and the tangent of rotation triangle of mirror on measurements. It was seen that the developed optical reflection method will be able to used in a reliable way on the measurement of coefficient of expansion of material.

**Key Words:** Coefficient of Expansion, New Measurement Method, Temperature Control, Laser Beam, Screen, Reflection



## ŞEKİLLER LİSTESİ

	<b><u>Sayfa No</u></b>
Şekil 1.1.1. Wheston köprüsü	2
Şekil 1.1.2. Gerilmenin tanımı	2
Şekil 1.1.3. İletkenin direnç değişimi	3
Şekil 1.1.4. Wheston köprüsünde potansiyel fark	6
Şekil 1.1.5. Çeyrek köprü devresi	8
Şekil 1.1.6. Yarım köprü devresi	9
Şekil 1.1.7. Tam köprü devresi	10
Şekil 1.2.1. Paralel plakalı kondansatör	11
Şekil 1.2.2. Paralel plakalı kondansatörün depoladığı enerji	13
Şekil 1.2.3. Üçlü kondansatör şeması	16
Şekil 1.2.4. Kaldıraçlı kondansatör şeması	18
Şekil 1.2.5. Genleşmenin cryostat ile ölçümü	19
Şekil 1.3.1. Elektromanyetik spektrum	21
Şekil 1.3.2. X Işını tüpü	22
Şekil 1.3.3. Elektronun atomun yörüngesinden elektronu çıkarması	23
Şekil 1.3.4. Karakteristik X ışınları	23
Şekil 1.3.5. Sürekli ve karakteristik ışın grafiği	24
Şekil 1.3.6. Tek yarıktaki girişim deseni	25
Şekil 1.3.7. X Işınının kırınımı	26
Şekil 1.3.8. NaCl için kristal yapı deseni	27
Şekil 1.3.9. Kristal yapıları atomların paralel düzlemleri	27
Şekil 1.3.10. Paralel düzlemlerden yansıyan ışınlar	28
Şekil 1.3.11. Toz yöntemi metodu	29
Şekil 1.3.12. Döner kristal metodu	30
Şekil 1.3.13. Kübik yapı	31
Şekil 1.3.14. Kübik yapıda örnek düzlemler	32
Şekil 1.3.15. XRD şeması	33
Şekil 1.4.1. Çift yarıklı girişim deney şeması	36
Şekil 1.4.2. Çift yarıklı girişim deseninde elde edilen saçaklar	37
Şekil 1.4.3. Kırmızı ışığın saçak aralığı	38
Şekil 1.4.4. İnce zarda girişim	39
Şekil 1.4.5. Hava kamasında girişimi oluşturan ışınlar	40
Şekil 1.4.6. Hava kamasının şeması	40
Şekil 1.4.7. Michelson Morley deneyi	43
Şekil 1.4.8. Michelson Morley deneyi ile genleşme düzeneği	45
Şekil 2.1. Yalıtılmamış kazan	47
Şekil 2.2. Yalıtılmış kazan	48
Şekil 2.3. Su motoru	49
Şekil 2.4. Kazandan bağımsız destek çubuklar	50
Şekil 2.5. Kazandaki destek	51
Şekil 2.6. Lazer ışınının yansıtıldığı ayna düzeneği	51
Şekil 2.7. Sıcaklık dengesini sağlayan akvaryum motoru	52
Şekil 2.8. Isıtıcının motor ve kazan bağlantısı	53
Şekil 2.9. LabVIEW programı ve sistemi	54
Şekil 2.10. Güç kontrol ünitesi	55
Şekil 2.11. Termokupl	56

Şekil 2.12.	LabVIEW ortamında hazırlanmış VI'in ön paneli	57
Şekil 2.13.	Deney düzeneği şeması	58
Şekil 3.1.	Alüminyumun sıcaklığa bağlı olarak malzemenin genişmesi sonucu ışının ekran üzerinde kayma grafiği	62
Şekil 3.2.	Optik yansıma yöntemiyle malzemenin genişleme katsayısının ölçüldüğü deney düzeneği şeması	62
Şekil 4.1.	Işının ekran üzerinde kayma miktarı ve sıcaklık arasındaki ilişki	64
Şekil 4.2.	Işının ekran üzerinde kayma miktarı ile farklı sıcaklık aralıklarının gösterilişi	65
Şekil 4.3.	Numunenin sıcaklık değişimi ile aynanın dönme açısında oluşan tanjant değerleri arasındaki ilişki	65

## TABLULAR LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 3.1. Numunenin sıcaklığa göre, lazer ışınında oluşturduğu kayma miktarı	60

## KISALTMALAR

<b>GF</b>	: Gauge Faktörü
<b>XRD</b>	: X Ray Difraktion
<b>VI</b>	: Virtual Instrument

## SEMBOLLER LİSTESİ

<b><math>V_{AB}</math></b>	: A,B arasındaki potansiyel fark
<b><math>N_A</math></b>	: Avakadro sayısı
<b><math>\alpha</math></b>	: Aynanın dönme açısı
<b><math>\alpha_0</math></b>	: Birim hücrenin sabiti
<b><math>d_c</math></b>	: Cismin kalınlığı
<b><math>d_1</math></b>	: Cismin genleşmeden önceki kalınlığı
<b><math>d_2</math></b>	: Cismin genleştikten sonraki kalınlığı
<b><math>R_1, R_2, R_3, R_4</math></b>	: Devre dirençleri
<b><math>V_w</math></b>	: Dünyanın hızı
<b><math>L_i</math></b>	: Ekran ile yarıklar arası mesafe
<b><math>k</math></b>	: Gauge faktörü
<b><math>\varepsilon</math></b>	: Gerilme
<b><math>C_1</math></b>	: Hareketli levhanın yerdeğiştirilmesiyle oluşan yeni kapasite
<b><math>\varepsilon_d</math></b>	: Herhangi bir ortamın dielektrik katsayısı
<b><math>X_i</math></b>	: Herhangi bir saçığın merkezi orta aydınlık saçığa olan uzaklığı
<b><math>\lambda_i</math></b>	: Işığın dalga boyu
<b><math>c</math></b>	: Işık hızı
<b><math>t_1</math></b>	: Işığın A yolunu alma süresi
<b><math>t_2</math></b>	: Işığın B yolunu alma süresi
<b><math>b</math></b>	: Işığın aynaya düştüğü noktanın dönme noktasına olan uzaklığı
<b><math>\Delta x</math></b>	: Işıklar arasındaki yol farkı
<b><math>R_c</math></b>	: İletkenin direnci
<b><math>L_c</math></b>	: İletken direncin uzunluğu
<b><math>\Delta L_c</math></b>	: İletken direncin uzunluğundaki değişim
<b><math>\lambda_c</math></b>	: İletkenin boyca genleşme katsayısı
<b><math>\rho_c</math></b>	: İletkenin öz direnci
<b><math>v_c</math></b>	: İletkenin hacmi
<b><math>A_c</math></b>	: İletkenin kesit alanı
<b><math>\Delta A_c</math></b>	: İletkenin kesit alanındaki değişim
<b><math>x_c</math></b>	: İletken kare levhanın boyutu
<b><math>\Delta x_c</math></b>	: İletken kare levhanın boyutundaki değişim
<b><math>C_c</math></b>	: Kondansatörün sığası
<b><math>V_c</math></b>	: Kondansatörün potansiyel farkı
<b><math>Q_c</math></b>	: Kondansatörün yükü
<b><math>S_c</math></b>	: Kondansatör levhasının yüzey alanı
<b><math>d_c</math></b>	: Kondansatörün levhaları arasındaki uzaklık
<b><math>W_c</math></b>	: Kondansatörü doldurmak için yapılan iş
<b><math>U_c</math></b>	: Kondansatörün enerjisi

$u_c$	: Kondansatörün enerji yoğunluğu
$C$	: Kondansatör devresinde plaka hareket etmeden önceki kapasite değeri
$C_0$	: Kondansatör devresinde istenmeden oluşan kapasite
$\Delta d$	: Kondansatörde hareketli levhanın yerdeğiştirmesi
$\Delta C$	: Kondansatörün kapasitesindeki değişim
$E_c$	: Kondansatörün elektrik alanı
$a$	: Kübik yapıda birim hücrenin sabiti
$\Delta t$	: Michelson Morley deneyinde $t_1$ ve $t_2$ zaman farkı
$(hkl)$	: Miller indisleri
$L_0$	: Numunenin ilk boyu
$\Delta L$	: Numunenin boyundaki genleşme miktarı
$d_p$	: Paralel düzlemler arası mesafe
$V_p$	: Pil gerilimi
$I_1$	: $R_1$ ve $R_2$ dirençlerinden geçen akım
$I_2$	: $R_3$ ve $R_4$ dirençlerinden geçen akım
$n_i$	: Saçak numarası
$\Delta X_i$	: Saçak aralığı
$\Delta T$	: Sıcaklık değişimi
$d_1$	: $T_1$ sıcaklığındaki numunenin kalınlığı
$d_2$	: $T_2$ sıcaklığındaki numunenin kalınlığı
$k_x$	: $T_1$ sıcaklığındaki saçak numarası
$k_y$	: $T_2$ sıcaklığındaki saçak numarası
$d_i$	: Yarıklar arası mesafe
$W_i$	: Yarık genişliği
$\Delta R_i$	: İki ışının yol farkı
$\sigma$	: Yüzeysel yük yoğunluğu
$d_z$	: Zar kalınlığı

## 1.GİRİŞ

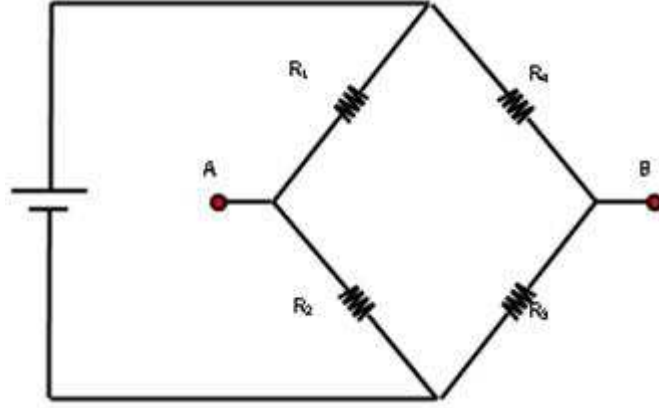
Maddelerin sıcaklığını artırdığımızda atomlar arasındaki uzaklık artar. Bu sıcaklık artışı katı maddelerde bütün boyutların genişlemesine sebep olur. En, boy ve yükseklikte meydana gelen bu genişlemeye lineer genişleme denir. Maddelerin sıcaklıkları artırıldığında atomlar arasındaki genişleme maddeden maddeye farklılık göstermektedir. Katıların aynı sıcaklıktaki atomlar arasındaki uzaklığının farklı olması atomların eşit sıcaklık değişiminde farklı oranda birbirinden uzaklaşmasına neden olur. Katıların genişleme miktarı ilk boyuta, sıcaklık değişimine ve genişleme katsayısına bağlıdır. Genleşme miktarını  $\Delta L = L_0 \cdot \lambda \cdot \Delta T$  şeklinde ifade edebiliriz. Burada  $\Delta L$ 'ye katının boyutundaki genişleme miktarı,  $L_0$ 'a katının ilk boyutu,  $\Delta T$ 'ye sıcaklık değişimi,  $\lambda$  katsayısına da ısı genleşme katsayısı veya boyca genişleme katsayısı denir. Genleşme katsayısı maddeleri için karakteristik bir özelliktir. Katılar genişlediği gibi sıvılar ve gazlar da genişler. Katılarda ve sıvılarda genişleme ayırt edici bir özellik iken gazlarda genişleme ayırt edici bir özellik değildir.

Malzemelerin genişleme katsayısı birçok yöntemle ölçülmüştür. Bunları sırasıyla straingauge yöntemi, sığa yöntemi, Xrd ve girişim yöntemi olarak sıralayabiliriz. Bu yöntemlerin genel özelliklerine baktığımızda çok hassas hareketleri algıladıklarını görürüz. Malzemelerin genişmesi de mikrometre mertebesinde olduğundan genişmeyi ölçecek yöntemlerin çok hassas olması gerekir. Bu nedenle genişleme katsayısının ölçümünde bu yöntemler kullanılmıştır (Ketan, 2009).

Bu bölümde genişleme katsayısının ölçümünde kullanılan yöntemleri ve aygıtları tanıtmaya çalışacağım.

### 1.1.Straingauge Yöntemi

Straingauge zorlanma anlamına gelir. Numuneler üzerine yapıştırılarak basınç ölçümü yapılır. Straingauge üzerinde oluşan basınç elektriksel sinyallerle algılanır. Yapıları esnek bir direnç gibidir. Yapıştırıldığı numunenin uzaması veya kısılması durumunda straingauge de uzar veya kısalmır. Böylece değişen direnç ile numunenin uzaması veya kısılması hakkında bilgi edinilir. Bu bilgiler Wheston elektrik devresi yardımıyla alınır (Ketan, 2009).

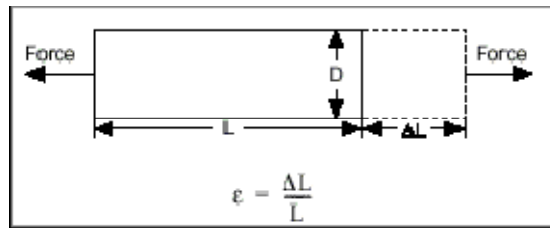


Şekil 1.1.1. Wheston köprüsü

Wheston köprüsü basit olarak şekil 1.1.1'deki gibi gösterilebilir. Bu elektrik devresinde  $R_1.R_3=R_2.R_4$  olduğunda  $V_{AB}$  arasındaki potansiyel fark sıfır olur. Eğer dirençlerden bir tanesi değiştirilirse  $V_{AB}$  arasındaki potansiyel fark sıfırdan farklı bir değer alır. Bu devreyi numune üzerine kurduğumuzda  $V_{AB}$  arasındaki potansiyel fark değerlerinin değişiminden faydalanılarak numuneye ait tork, ağırlık, yer değiştirme ve basınç gibi bilgiler hesaplanır (Ketan, 2009).

### 1.1.1. Gerilme

$L$  uzunluğunda bir numuneyi  $F$  kuvveti ile  $\Delta L$  kadar uzattığımızda veya sıkıştırdığımızda numunede meydana gelen uzunluk değişiminin numunenin uzunluğuna oranı gerilmeyi verir (Desai, 2007). Gerilme  $\epsilon$  ile gösterilir. Eşitlik 1.1.1'deki gibi tanımlanır.



Şekil 1.1.2. Gerilmenin tanımı (Ketan, 2009).

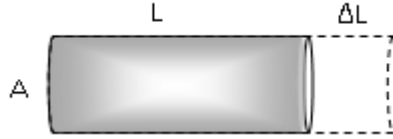
$$\epsilon = \Delta L / L$$

$$(1.1.1)$$

Gerilme numunedeki kısmi değişiklik olarak da tanımlanabilir (Ketan, 2009). Numuneye uygulanan kuvvet ne kadar fazla olursa gerilme de o kadar fazla olur. Gerilme hem uygulanan kuvvete hem de uzama miktarına bağlıdır.

### 1.1.2. Gauge Faktörü

Gauge faktörü dirençteki değişimin mekanik gerilime oranı veya dirençteki değişimin gaugenin boyundaki değişime oranı olarak tanımlanabilir (Ketan, 2009). Gauge faktörü genellikle imalatçı firmalar tarafından seçilir. Tel ve folyo için gauge faktörü 2 iken bu değer 1.7- 4 arasında da olabilir. Kullanılacak malzemenin yapısına göre gauge faktörü tercih edilir. Gauge faktörünü matematiksel olarak da hesaplayabiliriz. Gauge faktörü hem direnç değişimine hem de uzunluk değişimine bağlı olduğuna göre öncelikle iletken bir direnç üzerinde bu değerleri bulmaya çalışalım (Ketan, 2009):



Şekil 1.1.3. İletkenin direnç değişimi

Şekil 1.1.3'te görüldüğü gibi bir iletkenin direnci iletkenin uzunluğuna, kesit alanına ve öz direncine bağlıdır.

$$R_c = \frac{\rho_c}{A_c} L_c \quad (1.1.2a)$$

Eşitlik 1.1.2a' nın pay ve paydasını  $L_c$  ile çarpıp sonra  $L_c$ 'ye göre türevini alalım:

$$R_c = \frac{\rho_c}{A_c} L_c \left( \frac{L_c}{L_c} \right) \quad (1.1.2b)$$

$$R_c = \rho_c \frac{L_c^2}{v_c} \quad (1.1.2c)$$



$$\frac{dR_c}{dL_c} = 2 \frac{\rho_c L_c}{v_c} \quad (1.1.2d)$$

1.1.2d 'deki eşitliğin pay ve paydasını iletkenin uzunluğu ile çarpalım:

$$\frac{dR_c}{dL_c} = 2 \frac{\rho_c L_c}{v_c} \left(\frac{L_c}{L_c}\right) = \frac{2R}{L_c} \text{ olur.} \quad (1.1.2e)$$

Direnç değişiminin uzunluk değişimine oranını eşitlik 1.1.2f 'deki gibi ifade edilebilir.

$$\frac{dRc/Rc}{dLc/Lc} = 2 \quad (1.1.2f)$$

Gauge faktörünü basit olarak bu şekilde hesaplayabiliriz. Yukarıda da bahsedildiği gibi tel ve folyonun gauge faktörü 2 olmasına rağmen bütün gauge faktörleri 2 değildir. Çünkü direncin uzaması veya kısılması durumunda öz direnç ifadesi de değişir (Hoffmann,1989). Gauge faktörü sıcaklığa bağlı olarak aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$R_c = \frac{\rho_c}{A_c} L_c \quad (1.1.3a)$$

Direnç; uzunluk, kesit alanı ve öz dirence bağlı olarak değiştiğinden eşitlik 1.1.3a' nın kısmi türevi 1.1.3b' deki gibi alınır.

$$dRc = \frac{L_c}{A_c} d\rho_c - \frac{\rho_c L_c dAc}{A_c^2} + \rho_c \frac{dL_c}{A_c} \quad (1.1.3b)$$

1.1.3b eşitliği 1.1.3a eşitliğine bölünürse 1.1.3c eşitliği elde edilir.

$$\frac{dRc}{Rc} = \frac{d\rho_c}{\rho_c} - \frac{dAc}{A_c} + \frac{dL_c}{L_c} \quad (1.1.3c)$$

Eşitlik 1.1.3c'de görüldüğü gibi straingauge direncinin değişimi; uzunluğa, kesit alanına ve öz dirence bağlıdır. Birim yüzeydeki alan değişimini tanımlamak için A kesit

alanlı, kenarı  $x$  olan kare levha düşünelim. İletkenin sıcaklığı artırıldığında kesit alanındaki değişim 1.1.4a'daki eşitlik ile ifade edilebilir.  $x_c$

$$\Delta A_c = (x_c + \Delta x_c)^2 - x_c^2 = x_c^2 + \Delta x_c^2 + 2x_c \cdot \Delta x_c - x_c^2 \quad (1.1.4a)$$

$$\frac{\Delta A_c}{A_c} = \frac{\Delta x_c^2}{x_c^2} + \frac{2\Delta x_c}{x_c} \quad (1.1.4b)$$

1.1.4b eşitliğinde birinci terim çok küçük olduğundan ihmal edilebilir. Dolayısı ile alan değişimi eşitlik 1.1.4c'deki gibi ifade edilir.

$$\frac{\Delta A_c}{A_c} = \frac{2\Delta x_c}{x_c} \quad (1.1.4c)$$

$$\frac{dR_c}{R_c} = \frac{d\rho_c}{\rho_c} - \frac{2\Delta x_c}{x_c} + \frac{dL_c}{L_c} \quad (1.1.4ç)$$

İletkenin enine uzunluk değişiminin boyuna uzunluk değişimine oranı poisson oranı olarak adlandırılır.

$$\frac{dx_c}{x_c} = -\nu_c \frac{dL_c}{L_c} \quad (1.1.4d)$$

1.1.4d' deki eşitliği 1.1.4ç eşitliğinde yerine koyalım:

$$\frac{dR_c}{R_c} = \frac{d\rho_c}{\rho_c} + 2\nu_c \frac{dL_c}{L_c} + \frac{dL_c}{L_c} = \frac{d\rho_c}{\rho_c} + \frac{dL_c}{L_c} (2\nu_c + 1) \quad (1.1.4e)$$

$$\frac{dR_c}{R_c} = \frac{d\rho_c}{\rho_c} + \varepsilon (2\nu_c + 1) = \left( \frac{d\rho_c}{\rho_c} \frac{L_c}{\Delta L_c} + (2\nu_c + 1) \right) \frac{\Delta L_c}{L_c} \quad (1.1.4f)$$

1.1.4f eşitliğinde parantez içindeki ifadeye  $k$  dersek:

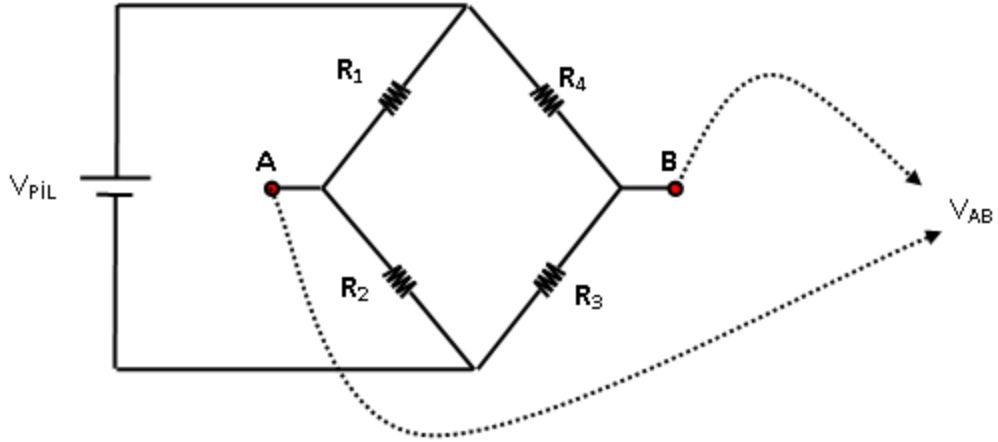
$$\frac{dR}{R} = k\varepsilon \text{ ifadesi elde edilir.}$$

(1.1.4g)

1.1.4g'deki k ifadesi gauge faktörü,  $\varepsilon$  ise gerilimdir. Böylece gauge faktörü sıcaklığa bağlı olarak hesaplanmıştır. Sıcaklık değişiminde öz direncin sabit kaldığını düşündüğümüzde gauge faktörü formül 1.1.2f'de hesaplandığı gibi 2 değerini almaktadır. Fakat öz direnç sıcaklıkla değiştiğinden gauge faktörü farklı değerler alabilmektedir. Bilimsel araştırmalarda veya yapılan deneylerde gauge faktörü çalışmanın çeşidine göre belirlenir (Wilson, 2002).

### 1.1.3. Wheston Köprüsü

Wheston köprüsü dört dirençten oluşan basit bir elektrik devresidir. Bilinmeyen dirençleri bulmak için kullanılır. Şekil 1.1.4'de gösterildiği gibi Wheston köprüsünde pil ve dört direnç vardır. A-B noktaları arasındaki gerilimi ölçmek için voltmetre kullanılır. Dirençlerin değerine göre A-B arasındaki gerilim farkı değişir.



Şekil 1.1.4. Wheston köprüsünde potansiyel fark

Dirençler ayarlanarak A-B arasındaki potansiyel fark sıfırlanabilir. Eğer dirençler değişken dirençlerden oluşuyorsa A-B arasındaki gerilim farkı değişken dirençlerin değerlerine göre artar veya azalır. A-B arasındaki bu çıkış gerilimini pil gerilimi cinsinden bulmaya çalışalım (Desai, 2007):

$$V_P = I_1(R_1 + R_2) = I_2(R_3 + R_4) \quad (1.1.5a)$$

$$V_{AB} = \frac{V_P}{R_1 + R_2} R_2 - \frac{V_P}{R_3 + R_4} R_3 = V_P (R_2 \cdot R_4 - R_1 \cdot R_3) / (R_1 + R_2)(R_3 + R_4) \quad (1.1.5b)$$

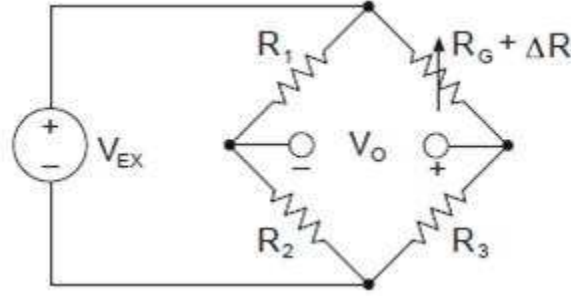
$$V_{AB} = V_P (R_2 \cdot R_4 - R_1 \cdot R_3) / (R_1 + R_2)(R_3 + R_4) \quad (1.1.5c)$$

Wheston köprüsünde  $V_{AB}$  gerilimi, devre dirençleri ve pil gerilimi cinsinden eşitlik 1.1.5c'deki gibi ifade edilir. Bu ifadeye göre Wheston köprüsünde  $R_2 \cdot R_4 = R_1 \cdot R_3$  eşitliği sağlandığında  $V_{AB} = 0$  olur (John, 1989).  $R_2$  ve  $R_4$  dirençlerinin değerleri artırıldığında  $V_{AB}$  arasındaki potansiyel farkın artacağını söyleyebiliriz. Wheston köprüsünün dirençlerinin bir tanesinin yerine straingauge konulursa straingauge direncinin değişimine göre A-B arasında potansiyel fark alınır. Dolayısı ile bu potansiyel farktan faydalanılarak numune hakkında uzama, basınç, tork gibi bilgilere ulaşabiliriz. Straingauge Wheston köprüsünde farklı şekillerde kullanılabilir. Devrede bir tane straingauge varsa devre çeyrek köprü olarak adlandırılır. Devrede iki tane straingauge varsa devre yarım köprü olarak adlandırılır. Eğer devrede dört tane straingauge varsa devre tam köprü olarak adlandırılır.

#### 1.1.4. Çeyrek Köprü

Wheston köprüsünde bütün dirençlerin birbirine eşit olduğunu düşünelim. Bu durumda başlangıçta  $V_{AB}$  arasındaki potansiyel fark sıfır olacaktır. Straingauge direnci  $\Delta R$  kadar değiştiğinde  $V_{AB}$  arasında oluşan potansiyel farkı ifade etmeye çalışalım:

1.1.5c eşitliğinde A-B arasındaki potansiyel fark  $R_2$  direncinin değerine göre değişir. Straingauge devresi kurulduktan sonra devrede A-B arasındaki potansiyel fark sıfırlanarak balans ayarı yapılır. Bunun için devrede kullanılan üç tane direnç ile straingauge direnç değerlerinin birbirine eşit seçilmesi gerekir (Hoffmann, 1989). Eşitlik 1.1.5c'de bütün dirençlerin değerini  $R$  olarak alalım. Straingauge direnci  $\Delta R$  kadar artırıldığında pil gerilimi ve  $V_{AB}$  gerilimi arasındaki ifadeyi bulmaya çalışalım:



Şekil 1.1.5. Çeyrek köprü devresi (Ketan, 2009).

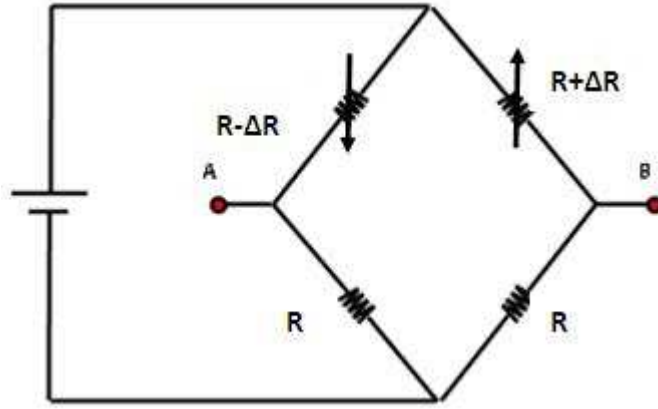
$$\frac{V_{AB}}{V_P} = \frac{(R+\Delta R)R - (R \cdot R)}{(R+R+\Delta R) \cdot 2R} = \frac{R \cdot \Delta R}{4R^2 + 2R \cdot \Delta R} = \frac{\Delta R}{4R + 2\Delta R} = \frac{\frac{\Delta R}{R}}{4 + 2\frac{\Delta R}{R}} \quad (1.1.6a)$$

$$\frac{V_{AB}}{V_P} = \frac{GF \cdot \varepsilon}{4\left(1 + \frac{GF \cdot \varepsilon}{2}\right)} \quad (1.1.6b)$$

Çeyrek köprüde pil gerilimi, çıkış gerilimi, gauge faktörü ve gerilme arasındaki eşitlik 1.1.6b ile ifade edilir (Ketan, 2009).

### 1.1.5. Yarım Köprü

Numuneye bir tane strain gauge yapıştırılabildiği gibi iki tane de strain gauge yapıştırılabilir. Whetstone köprüsünde iki tane strain gauge kullanılırsa buna yarım köprü devresi denir. Yarım Whetstone köprüsünü şekil 1.1.6'daki gibi gösterebiliriz. Şekil 1.1.6'da numunenin üstündeki strain gauge uzanımı ölçerken altındaki strain gauge sıkışmayı ölçer. Yarım köprü devresi ile ölçüm yapmadan önce devrenin balans ayarının yapılması gerekir. Devredeki dirençler ve strain gauge direnç değerleri birbirine eşit alınırsa başlangıçta A-B arasındaki potansiyel fark sıfırlanarak balans ayarı yapılmış olur.



Şekil 1.1.6. Yarım köprü devresi (Ketan, 2009).

Yarım köprü devresindeki giriş gerilimini, gauge faktörü cinsinden bulmaya çalışalım:

1.1.5c eşitliğinde  $R_4$  direnci yerine  $R + \Delta R$ ,  $R_3$  direnci yerine  $R - \Delta R$  değerlerini yazalım:

$$\frac{V_{AB}}{V_P} = \frac{R(R+\Delta R) - R(R-\Delta R)}{(R+R)(R-\Delta R + R+\Delta R)} = \frac{2R \cdot \Delta R}{4R^2} = \frac{2\Delta R}{4R} = \frac{GF \cdot \varepsilon}{2} \quad (1.1.7)$$

Şeklinde ifade edilir (Ketan, 2009).

### 1.1.6. Tam Köprü

Wheston köprüsünde dört tane straingauge kullanılırsa tam köprü devresi oluşur.

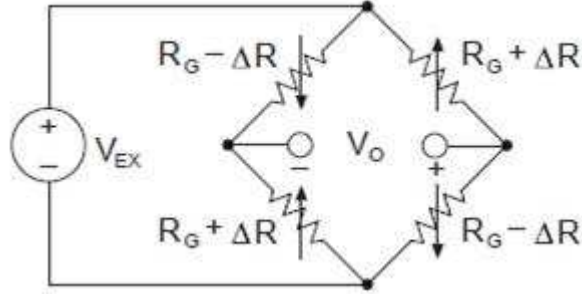
Kullanılan straingauge dirençleri birbirine eşitlenerek balans ayarı yapılır (Desai, 2007).

Çıkış gerilimi, gauge faktörü cinsinden 1.1.9 eşitliğindeki gibi bulunur.

$$V_{AB} = V_P (R_2 \cdot R_4 - R_1 \cdot R_3) / (R_1 + R_2)(R_3 + R_4) \quad (1.1.8)$$

$$\frac{V_{AB}}{V_P} = \frac{(R+\Delta R)(R+\Delta R) - (R-\Delta R)(R-\Delta R)}{(R-\Delta R + R+\Delta R)(R-\Delta R + R+\Delta R)} = GF \cdot \varepsilon \quad (1.1.9)$$

Şeklinde ifade edilir (Ketan, 2009).



Şekil 1.1.7. Tam köprü devresi (Ketan, 2009).

### 1.1.7. Genleşmenin Strain Gauge Yöntemi ile Ölçülmesi

Strain gauge bir numune üzerine yapıştırılıp numune,  $\Delta T$  sıcaklık değişiminde genişletilirse, strain gauge direnç değişimi, potansiyel farkı oluşturur. Devrenin çıkış gerilimi ile giriş gerilimi arasındaki bağıntı Wheaton köprüsünün bağlanma şekline göre hesaplanır. Örneğin Wheaton köprüsü numuneye şekil 1.1.7'deki gibi tam köprü devresi olarak bağlanırsa numunenin çıkış geriliminin giriş gerilimine oranı  $GF \cdot \varepsilon$  olarak verilir. Bu ifadede numunenin birim uzunluğundaki değişimi eşitlik 1.1.10b'deki gibi ifade edilir.

$$\frac{V_{AB}}{V_P} = \frac{\Delta R/R}{\Delta L/L} \varepsilon \quad (1.1.10a)$$

$$\Delta L/L = \frac{V_P \left( \frac{\Delta R}{R} \right)}{V_{AB}} \varepsilon \quad (1.1.10b)$$

Malzemelerin boyca genleşme katsayıları eşitlik 1.1.10c'deki gibi ifade edilir.

$$\Delta L = L \lambda_c \Delta T \quad (1.1.10c)$$

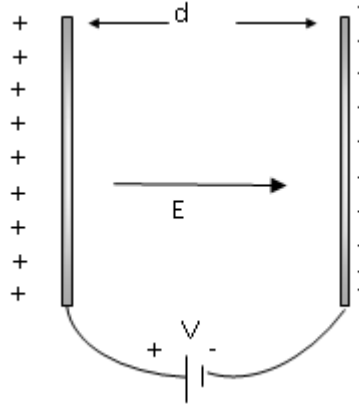
$\frac{\Delta L}{L} = \lambda_c \Delta T$  ifadesini eşitlik 1.1.10b'de yerine koyalım:

$$\lambda_c = \frac{V_P \left( \frac{\Delta R}{R} \right)}{V_{AB}} \frac{\varepsilon}{\Delta T_c} \quad (1.1.10d)$$

Eşitlik 1.1.10d ifadesi malzemenin genleşme katsayısının, tam köprü yöntemi ile hesaplanmasını sağlar (John, 1989).

## 1.2. Kondansatör Yöntemi

Kondansatör yük depolamak için kullanılan bir aygıttır. Kondansatör çeşitli elektrik devrelerinde yaygın olarak kullanılır. Örneğin radyo alıcılarının frekans ayarının yapılmasında, otomobil ateşleme sistemindeki kıvılcımların yok edilmesinde, elektronik flaş ünitelerinde enerji depolanmasında ve güç kaynaklarında filtre olarak kullanılır (Serway ve Beichner, 2000; Çolakoğlu, 2002). Kondansatör esas olarak iki iletken ve arasına konulan bir yalıtıcıdan ibarettir.



Şekil 1.2.1. Paralel plakalı kondansatör

İki iletken paralel levha birbirine değmeyecek şekilde yaklaştırılıp yüklendiğinde, paralel levhalar arasında düzgün bir elektrik alanı oluşur. Bu durumda levhalarda +q ve -q yükleri depolanır. Yükler levhalar üzerine düzgün bir şekilde dağılmıştır. Levhalar arasında E'nin düzgün olmasının sebebi bu homojen yük dağılımıdır.

Kondansatörün yük depolama kapasitesine sığa denir. C ile gösterilir. Bir kondansatörün sığası yükün gerilime oranı olarak ifade edilir.

$$C_c = \frac{Q_c}{V_c} \quad (1.2.1)$$



Eşitlik 1.2.1’de  $q$  ifadesi, her bir plakada yüklenen yük miktarını,  $V$  ise bu yük miktarının depolanması için gerekli potansiyel farkı gösterir. Sığa ifadesini aynı zamanda kondansatörün özelliklerinden faydalanarak da ifade edebiliriz (Serway ve Beichner, 2000; Çolakoğlu, 2002). Bir kondansatörün sığası 1.2.2 eşitliğindeki gibi olur.

$$C_0 = S_c \frac{\epsilon_0}{d_c} \quad (1.2.2)$$

$A$ , herbir levhanın alanı,  $d$  levhalar arasındaki uzaklık,  $\epsilon_0$  ise boşluğun veya havanın dielektrik katsayısıdır. Bu kondansatörün arasına dielektrik katsayısı  $\epsilon$  olan bir yalıtkan malzeme konulduğunda yeni kondansatörün sığası 1.2.3 eşitliğindeki gibi olur.

$$C_c = \epsilon C_0 \text{ olur} \quad (1.2.3)$$

Kondansatörün levhalarına elektrostatik yüklerin homojen olarak dağılmasını, birim yüzey başına düşen yük yoğunluğu  $\sigma$  ile tanımlarız (Serway ve Beichner, 2000; Çolakoğlu, 2002). Birim yüzey başına düşen yük yoğunluğu  $\sigma$  eşitlik 1.2.4 ile ifade edilir.

$$Q_c = \sigma_c \cdot S_c \quad (1.2.4)$$

Paralel levhaların yük yoğunluğunun sabit olması levhaların arasında düzgün bir elektriksel alanın oluşmasını sağlar. Bu elektrik alanını gauss yasasına göre ifade edebiliriz. Gauss yasası herhangi bir yükün elektriksel akısının  $q/\epsilon_0$  olduğunu ifade eder (Serway ve Beichner, 2000; Çolakoğlu, 2002).

$$E_c \cdot 2S_c = \frac{Q_c}{\epsilon_0} \quad (1.2.5)$$

Eşitlik 1.2.5’de  $Q$  yerine eşitlik 1.2.4 ifadesi konulursa 1.2.6 eşitliği elde edilmiş olur.

$$E_c = \frac{Q_c}{2S_c \epsilon_0} = \frac{\sigma_c S_c}{2S_c \epsilon_0} = \frac{\sigma_c}{2\epsilon_0} \quad (1.2.6)$$

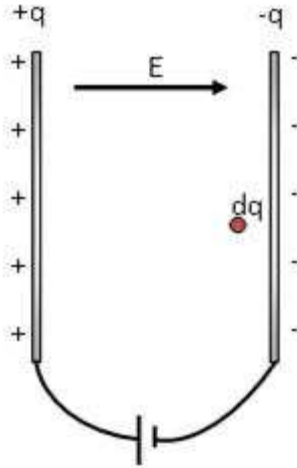
1.2.6'daki elektrik alan ifadesi, tek bir levhanın levhalar arasında oluşturduğu elektrik alanıdır. Dolayısıyla iki levhanın levhalar arasında oluşturduğu elektriksel alanı 1.2.7' deki gibi olur.

$$E_c = \frac{\sigma_c}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma_c}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma_c}{\epsilon_0} \quad (1.2.7)$$

### 1.2.1. Kondansatörde Depolanan Enerji

Kondansatör, belli bir potansiyel fark altında yüklenmeye başladığında plakaların birinde negatif yükler toplanırken diğerinde pozitif yükler toplanır. Kondansatörün yüklenmesi belirli bir zaman dilimi içinde gerçekleştiğinden zamanla plakaların hem yükü hem de plakalar arasındaki potansiyel fark artar.

Kondansatörün yüklenmesi sırasında herhangi bir anda plakaların yükü  $q$  ve plakalar arası potansiyel fark  $\Delta V_c$  olsun. Böyle bir durumda  $dq$  yükünü negatif plakadan pozitif plakaya doğru taşıdığımızı düşünelim. Plakalar arasındaki  $E$  alanı  $dq$  yükünün taşınması sırasında iş yapar.



Şekil 1.2.2. Paralel plakalı kondansatörün depoladığı enerji

Taşınan yük çok küçük olduğundan bu yükü taşımak için yapılan iş  $dW$  olsun. Böyle bir durumda kondansatörü tamamen doldurmak için yapılan işi eşitlik 1.2.8 ile gösterebiliriz (Serway ve Beichner, 2000; Çolakoğlu, 2002):

$$dW_c = \Delta V_c dq = \frac{Q_c}{C_c} \cdot dq \quad (1.2.8)$$

$$W_c = \int \frac{Q_c}{C_c} dq = \frac{1}{C_c} \int_0^{Q_c} q dq = \frac{1}{2} \frac{Q_c^2}{C_c} \quad (1.2.9)$$

Eşitlik 1.2.9’da ifade edilen bağıntı kondansatörü yüklemek için yapılan iştir. Bu eşitlik aynı zamanda kondansatörün depoladığı enerjiyi gösterir. Bir kondansatörde depolanan enerjiyi elektrik alanın depolanması gibi düşünebiliriz. Buradaki elektrik alan kondansatör yüklenirken plakalar arasında oluşan alandır (Serway ve Beichner, 2000; Çolakoğlu, 2002).

Plakalar arasındaki elektrik alan, eşitlik 1.2.10 ile ifade edilir.

$$E_c = \frac{\Delta V_c}{d_c} \quad (1.2.10)$$

1.2.10 eşitliğinde potansiyel fark ifadesini eşitlik 1.2.9’da yerine koyarsak kondansatörün enerjisini E cinsinden buluruz.

$$U_c = \frac{1}{2} \frac{Q_c^2}{C_c} = C_c \frac{\Delta V_c^2}{2} = S_c \frac{\epsilon_0 \cdot E_c^2 d_c^2}{2} = \frac{\epsilon_0 S_c d_c}{2} E_c^2 \quad (1.2.11)$$

Eşitlik 1.2.11’de  $S_c \cdot d_c$  ifadesi paralel plakalı levhanın arasında kalan bölgenin hacmidir. Eşitlik 1.2.11 ifadesi kondansatör enerjisinin elektrik alan ve hacim cinsinden ifadesidir. Enerjinin birim hacim başına düşen miktarına enerji yoğunluğu denir. Enerji yoğunluğu eşitlik 1.2.12’deki gibi ifade edilir (Serway ve Beichner, 2000; Çolakoğlu, 2002).

$$u_c = \frac{\epsilon_0 E_c^2}{2} \quad (1.2.12)$$

1.2.12 eşitliğine göre herhangi bir elektrostatik alandaki enerji yoğunluğu, verilen bir noktadaki elektrik alan şiddetinin karesi ile orantılıdır.

### 1.2.2. Dielektrikli Kondansatörler

Dielektrikli kondansatörlere dielektriklastik, cam veya mumlu kâğıt gibi iletken olmayan maddeleri örnek olarak gösterebiliriz (Serway ve Beichner, 2000; Çolakoğlu, 2002). Bu maddeler kondansatörün arasına konulduğunda kondansatörün depolama kapasitesi yani sığası artar. Dielektrik katsayısı  $\epsilon_d$  olan yalıtkan malzeme kondansatör arasına konulduktan sonra yeni oluşan kapasiteyi eşitlik 1.2.13'deki gibi yazabiliriz.

$$C_c = \epsilon_d C_0 \quad (1.2.13)$$

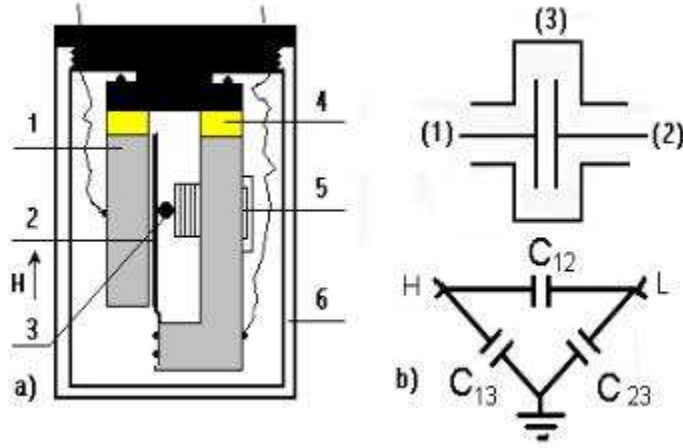
Burada  $C_0$  levhaların dielektrik malzeme konulmadan önceki sığasıdır.  $C_c$  sığası ise dielektrik malzeme konulduktan sonra yeni oluşan sığadır.  $C_c$  sığasını levhaların alanı,  $\epsilon$  sabiti ve levhalar arası uzaklık cinsinden eşitlik 1.2.14'deki gibi ifade edebiliriz.

$$C_c = \epsilon_d S_c \frac{\epsilon_0}{d_c} \quad (1.2.14)$$

### 1.2.3. Genleşmenin Kondansatör Yöntemi ile Ölçülmesi

Kondansatör, potansiyel fark altında yükü depolayan elektriksel bir alettir. Depolanan yükün miktarı levhaların alanlarına, levhalar arasındaki uzaklığa ve aradaki yalıtkanın cinsine bağlıdır. Aradaki yalıtkanın cinsini değiştirmeden levhalar birbirlerine doğru yaklaştırılıp uzaklaştırılırsa kondansatörün kapasitesi değişir. Kondansatörün kapasitesi levhaların etkin alanına da bağlıdır. Bir kondansatörün kapasitesini değiştirmek için kondansatörün ya levhaları arasındaki uzaklık ya da levhaların etkin alanı kullanılır. Kondansatör arasındaki mesafenin mikro seviyede bile değişmesi kapasitenin değişmesine sebep olur. Bu hassaslık kondansatörün iyi bir ölçüm aracı olmasını sağlar. Kondansatörün mikro seviyede hareketi algılayabilmesi genleşme ölçümlerinde de kullanılmasını sağlamıştır (Kundys vd., 2004). Bu alandaki ilk ölçüm LC devresinden oluşmuş iki kutuplu bir dilatometre ile yapılmıştır. Bu ölçümde rezonans frekans aralığından faydalanılmıştır (Subrahmanyam ve Subramanyam, 1986). Önceleri basit kondansatör devreleri kullanılmış daha sonra bunlar geliştirilerek üç terminalli kondansatörler geliştirilmiştir. Bu

kondansatörde numune iki levha arasına konulduktan sonra belirli sıcaklık değişiminde kapasite ölçümü yapılmıştır. Üç terminalli kondansatör şekil 1.2.3'deki gibi gösterilebilir.



Şekil 1.2.3. Üçlü kondansatör şeması (Kundys vd., 2004).

Şekil 1.2.3'de 1 numaralı parça sabit elektrot, 2 numaralı parça hareketli elektrot, 3 numaralı parça genişleme katsayısı ölçülecek numune, 4 numaralı parça diferansiyel vida, 6 numaralı parça kondansatörün yalıtımında kullanılan malzemedir. Burada 2 numaralı parça numunenin genişlemesine bağlı olarak her iki yönde de hareket eder. Sabit ve hareketli elektrotların birisi yüksek gerilime diğeri ise düşük gerilime bağlanmıştır. Hareketli elektrot ve sabit elektrot arasındaki kapasite  $C_{12}$  olsun. Bu kondansatöre değeri bilinmeyen  $C_{13}$  ve  $C_{23}$  kondansatörleri bağlanır. Burada düşük gerilimli elektrot topraklanarak  $C_{23}$  kondansatörü devre dışı bırakılır. Ve böylece iki kondansatörün birbirine paralel olması sağlanır (Kundys vd., 2004).  $C_{12}$  kondansatörün kapasitesi aynı zamanda istenmeyen kapasiteyi gösterir. Kablolarla çevrelenmiş cisim, kabloların uzunluğu ile doğru orantılı olacak şekilde kapasitans oluşturur. Bundan dolayı  $C_{12}$  kondansatörü sağlıklı bir şekilde ölçülemez. Bu, genişlemenin hassaslığını olumsuz etkileyen önemli bir faktördür.  $C_{12}$  kondansatörü çevre etmenlerin oluşturduğu  $C_{13}$  kondansatöründen çok daha büyük olduğunda sağlıklı ölçümler yapılabilir (Kundys vd., 2004).

Hareketli plaka  $\Delta d$  kadar yer değiştirdiğinde kondansatörün değeri değişir. İlk durumdaki kondansatörün değerinin  $C$  olduğunu düşünelim. Hareketli elektrot  $\Delta L$  kadar yer değiştirdiğinde yeni oluşan kondansatörün kapasitesinin de  $C_1$  olduğunu düşünelim.

Kondansatör hücresinde istenmeden oluşan kapasite  $C_0$  olsun. Hareketli plaka yer değiştirmeden önce toplam kapasite 1.2.15a'daki gibi ifade edilsin (Swann, 2011).

$$C = \frac{S_c \varepsilon}{d} + C_0 \quad (1.2.15a)$$

Hareketli elektrot  $\Delta d$  kadar yer değiştirdiğinde oluşan yeni kapasitans eşitliği 1.2.15b'deki gibi olur.

$$C_1 = \frac{S_c \varepsilon}{d - \Delta d} + C_0 \quad (1.2.15b)$$

$$\Delta d = - \frac{S_c \varepsilon}{c_1 - c_0} + d \quad (1.2.15c)$$

$$\Delta d = S_c \varepsilon \left( \frac{-1}{c_1 - c_0} + \frac{S_c \varepsilon}{d} \right) \quad (1.2.15d)$$

$$\Delta d = S_c \varepsilon \left( \frac{-1}{c_1 - c_0} + \frac{1}{c - c_0} \right) \quad (1.2.15e)$$

$$\Delta d = S_c \varepsilon \frac{c - c_1}{(c_1 - c_0)(c - c_0)} \quad (1.2.15f)$$

$$\Delta d = S_c \varepsilon \frac{(-c + c_1)}{(c - c_0)} \frac{1}{c_1 - c_0} \quad (1.2.15g)$$

Bu eşitlikte kondansatörün kapasitesi  $\Delta C$  kadar değişmiştir. Değişen bu kapasiteyi eşitlik 1.2.15g'deki gibi ifade edebiliriz.

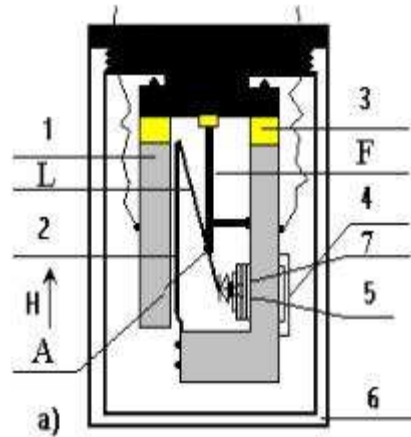
$$\Delta C = c - c_1 \quad \text{ve} \quad c_1 = c - \Delta C \quad (1.2.15h)$$

$$\Delta d = S \varepsilon \frac{(-c + c - \Delta C)}{c - c_0} \left( \frac{1}{c - \Delta C - c_0} \right) \quad (1.2.15i)$$

$$\Delta d = S \varepsilon \Delta C \frac{1}{(-c + c_0)^2} \quad (1.2.15i)$$

1.2.15i eşitliğinde  $\Delta d$  hareketli plakanın yer değiştirmesi,  $\Delta C$  kondansatörün kapasitans değişimi,  $C$  ilk durumda kondansatör hücresinin toplam kapasitesi,  $C_0$  istenmeden oluşan kapasite olarak tanımlanabilir (Kundys vd., 2004).

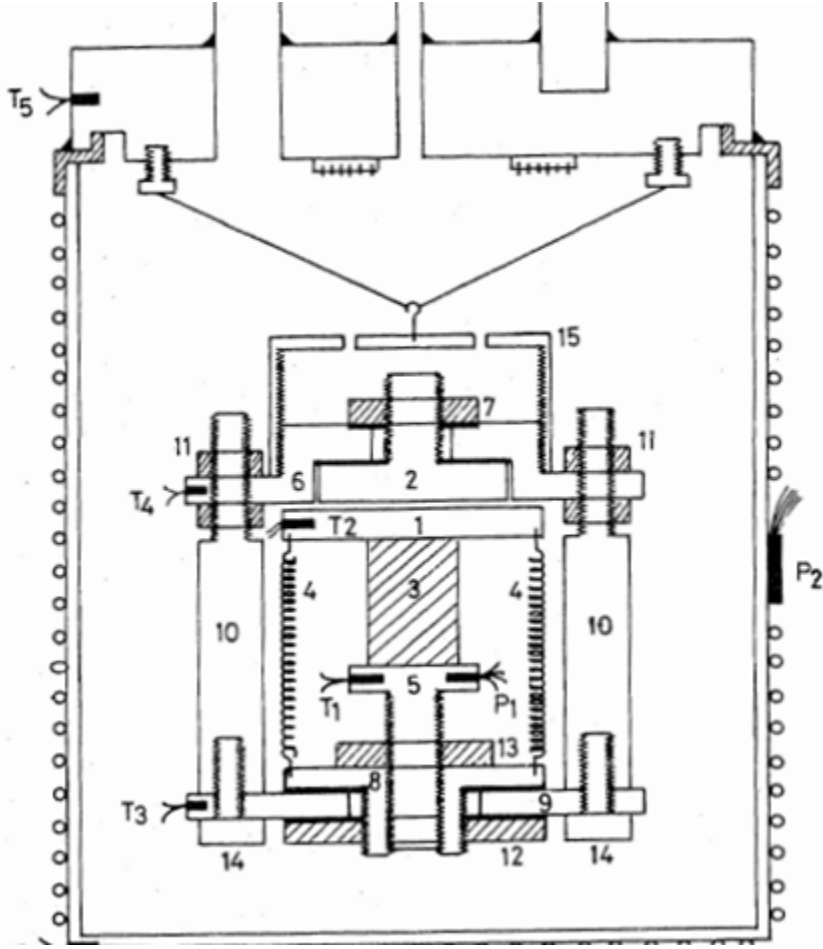
Bu düzeneğin hassaslığını arttırmak için şekil 1.2.4'teki kondansatörün içine kaldırılacak benzeyen bir kol yerleştirilmiştir. Bu kolun bir ucu hareketli plakaya sabitlenirken diğer ucu da numuneye temas ettirilmektedir. Kol aynı zamanda A noktasından serbest olacak şekilde tutturulmuştur. Kolun hareketli elektrotta değdiği nokta ile A noktası arası uzaklık, kolun numuneye değdiği nokta ile A noktası arası uzaklığın iki katına eşittir. Bu da numune  $\Delta d$  kadar geniştiğinde hareketli elektrotun  $2\Delta d$  kadar yer değiştirmesini sağlar. Ve düzenekte kondansatör üzerinde yapılan ölçümlerde hassaslık iki katına çıkarılmış olur (Kundys vd., 2004).



Şekil 1.2.4. Kaldıraçlı kondansatör şeması (Kundys vd., 2004).

Genleşme yüksek sıcaklıklarda olduğu gibi düşük sıcaklıklarda da önemlidir. Çok düşük sıcaklıklarda malzemenin nasıl bir davranış sergilediğini normal şartlarda ölçmek oldukça zordur. Günlük yaşamda  $-150^{\circ}\text{C}$ 'ye ulaşmak veya bu sıcaklıkta bir ortam bulmak neredeyse imkânsızdır.

Bilim adamları çok düşük sıcaklıklarda malzemelerin davranışlarını incelemek için şekil 1.2.5'te şeması görülen cryostat kullanmışlardır. Katıların genleşmeleri, çok düşük sıcaklıklarda bu ölçüm aracı ile ölçülmüştür (Subrahmanyam ve Subramanyam, 1986). Cryostat aygıtında  $80\text{K}$ ' kadar inilmiş ve bu sıcaklık mertebelerinde malzemelerin genleşme katsayıları hesaplanmıştır.



Şekil 1.2.5. Genleşmenin cryostat ile ölçümü (Subrahmanyam ve Subramanyam,1986).

Malzemelerin genleşme katsayıları cryostatta kullanılan kondansatör sayesinde de hesaplanmıştır. Kullanılan kondansatörün levhalarından biri sabit diğeri hareketlidir. Levhalar arasına konulan numune sıcaklık değişimine bağlı olarak hareketli levhayı hareket ettirir. Hareketli levhanın yer değiştirmesi kondansatörün kapasitesini değiştirir. Dolayısıyla değişen bu kapasite değerine göre numunenin sıcaklık değişiminde ne kadar genleştiği hesaplanır. Yüksek sıcaklıklarda ölçülen genleşme, cryostat sayesinde çok düşük sıcaklık değerlerinde de ölçülmüş olur (Subrahmanyam ve Subramanyam,1986).

Şekil 1.2.5'te kondansatörün ve cryostatın çalışma şemasında 1 numaralı levha numunenin üzerine 3 yay ile etkin bir şekilde oturtulmuş ve malzemenin genleşmesi ve büzülmesine göre aşağı yukarı hareket etmesi sağlanmıştır. 2 numaralı levha ise kondansatörün sabit levhasıdır. Bu levha sabitlendiğinden dolayı herhangi bir hareketi söz konusu değildir. 1 numaralı levha yarıçapı 1cm kalınlığı 0.25cm boyutunda bir parça iken



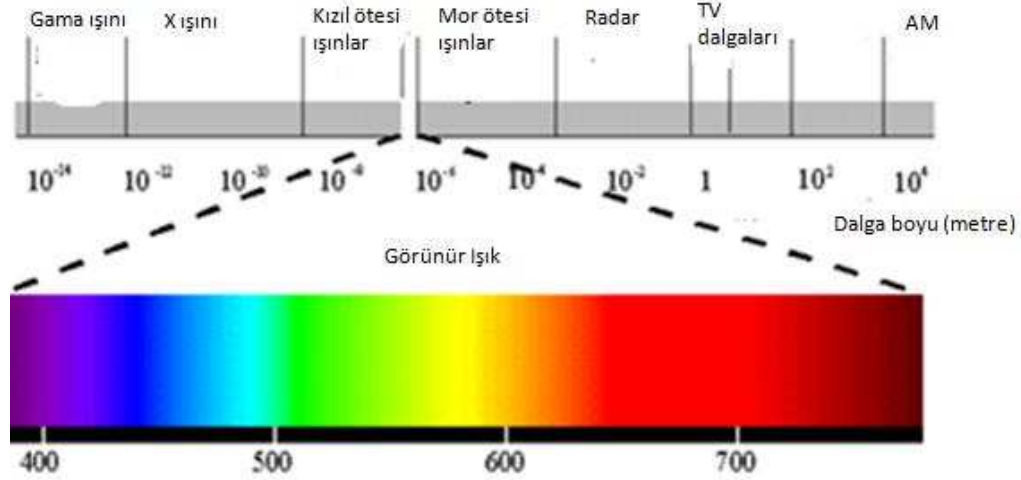
2 numaralı levha ise 0.75cm yarıçapındadır. Croyostatın yalıtımı mikadan yapılmıştır. İçinde kullanılan yaylar ve yalıtımında kullanılan malzeme dışında Croyostat içinde kullanılan bütün parçalar süper iletken özelliğine sahip bakırdan yapılmıştır (Subrahmanyam ve Subramanyam,1986).

### **1.3. XRD Yöntemi**

X ışınları yüksek frekanslı ve küçük dalga boylu elektromanyetik dalgalardır. X ışınlarını ilk önce 1895 yılında Alman fizikçi Wilhelm Conrad Rontgen bulmuş, tam olarak tanımlayamadığından dolayı buna X ışını demiştir. Bu ışınlar şekil 1.3.1'deki gibi görünür ışın ile gama ışınları arasında yer alır.

#### **1.3.1. X ışınlarının özellikleri**

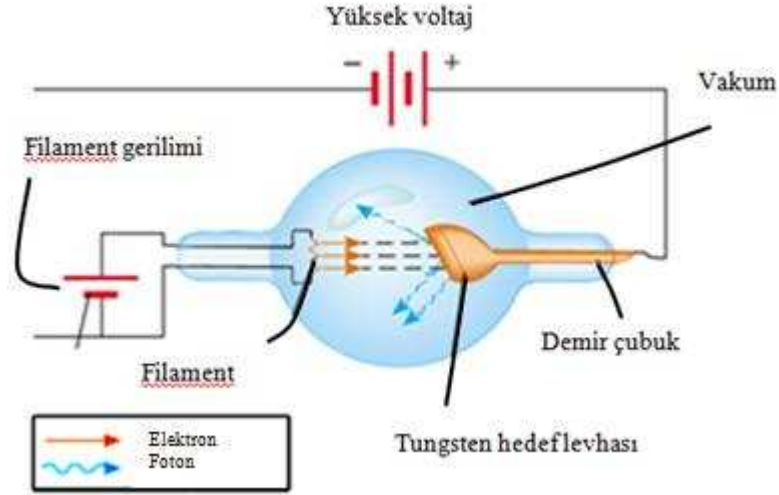
- X ışınları hem dalga özelliğini hem de tanecik özelliğini gösterir.
- Dalga boyu küçük, frekansı büyüktür.
- Kırınım, girişim ve saçılma olaylarını gerçekleştirir.
- Karakteristik ve sürekli olmak üzere ikiye ayrılır.
- X ışınları boyar maddelerin ve solüsyonlarının renk değişimine sebep olur.
- X ışınları kimyasal çözeltilerin değişmesine yol açar. Çünkü X ışını etkisiyle suda oluşan yüksek reaktiviteye sahip OH iyonları, çözülenle etkileşir.
- X ışınları enzimlerin mayalanma özelliklerini tahrip eder.
- X ışınları uyarıcı etkileri sebebiyle kötü huylu tümörlerin tedavisinde kullanılır.
- X ışınları aynı zamanda bakterileri öldürür.
- X ışınları deride yanığa veya kan dolaşımındaki değişimlerle deri kanserine sebep olur.
- X ışınları fotoğraf filmi üzerinde görüntü oluşturur.



Şekil 1.3.1. Elektromanyetik spektrum (Arslan, 2010).

### 1.3.2. X Işını Tüpü

Yüksek voltajlı bir katot ışını tüpüdür. Tüp yüksek vakumda havası boşaltılmış cam bir kılıftan oluşmuştur. Şekil 1.3.2’de görüldüğü gibi X ışını tüpünün bir ucunda anot diğer ucunda katot bulunur. Katot, ısıtıldığında elektron salan tungsten materyalinden yapılmış bir flamandır. Anot, kalın bir çubuk ve bu çubuğun sonundaki metal hedeften oluşur. Anot ve katot arasına yüksek voltaj uygulandığında katot tarafından elektron yayınlanır. Bu elektronlar yüksek gerilim altında anota doğru hızlandırılır ve hedefe çarpmadan önce yüksek hızlara ulaşır. Yüksek hızlı elektronlar metal hedefe çarptıklarında atomları uyararak ışımaya yaparlar. Bu ışımalara X ışınları denir. Elektronların atom ile etkileşim durumlarına göre X ışınları ikiye ayrılır. Bunlar sürekli X ışınları ve karakteristik X ışınlarıdır (Arslan, 2010).



Şekil 1.3.2. X Işını tüpü (Arslan, 2010).

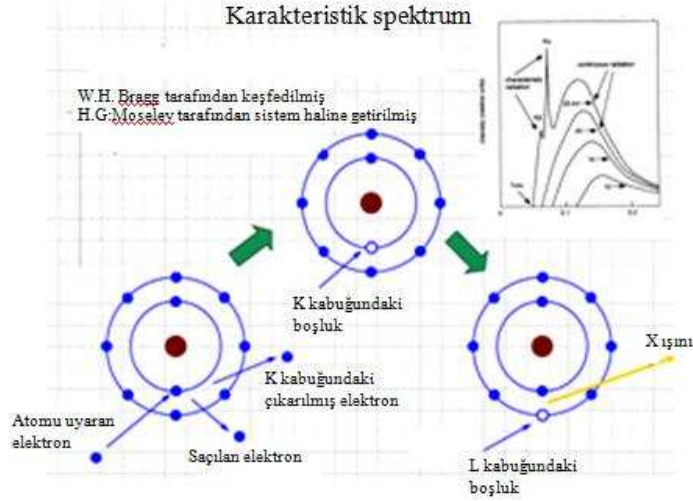
### 1.3.3. Sürekli X Işını

X ışınları, hızlandırılmış elektronların hedef metale çarpıp durmaları sonucu oluşuyorsa oluşan bu ışınlar sürekli X ışınları denir. Bu ismi almasının nedeni elektronların ivmeli bir şekilde metal levha tarafından durdurulması sonucu geniş bir dalga boyunda ışınların oluşmasıdır. Çoğu elektron hedef metale tam olarak çarpmaz. Çarpan elektronlarda ise elektronun kinetik enerjisindeki azalma miktarı kadar X ışını yayılır. Bu ışın elektronun ivmeli hareketi sonucu olduğundan sürekli X ışını olarak adlandırılır.

### 1.3.4. Karakteristik X Işını

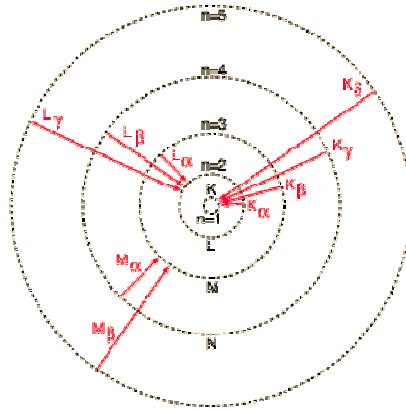
Hızlandırılmış yüksek enerjili elektronlar, metal levhaya çarptığında levhadaki atomların “iç yörüngelerindeki” bir elektronu koparıp bu yörüngeden uzaklaştırabilir. Yörüngeden ayrılan elektronun yerinde bir boşluk oluşacağından yüksek orbitallerde bulunan başka bir elektron şekil 1.3.3’te görüldüğü gibi aniden alt seviyeye inerek ayrılan bu elektronun boşluğunu doldurur. Yörünge değiştiren elektron enerji kaybeder. Üst yörüngelerden alt yörüngeye gelen elektronunun kaybettiği enerji farkı kadar bir enerjiye sahip foton yayınlanır. Yörüngeler arası yayınlanan bu enerjiye karakteristik X ışını denir. Elektronun kopartıldığı yörüngeye bağlı olarak X ışınları farklı adlar alır. K enerji kabuğundan kopartılmış bir elektronun oluşturduğu boşluk daha üst enerji seviyesindeki

bir elektron tarafından doldurulabilir. Sonuçta oluşan ışınım K ışını olarak adlandırılır. K'daki boşluğun L seviyesindeki bir elektrona doldurulması ile  $K_{\alpha}$ , M seviyesindeki bir boşluk tarafından doldurulması ile  $K_{\beta}$  ışınması oluşur (Arslan, 2010).

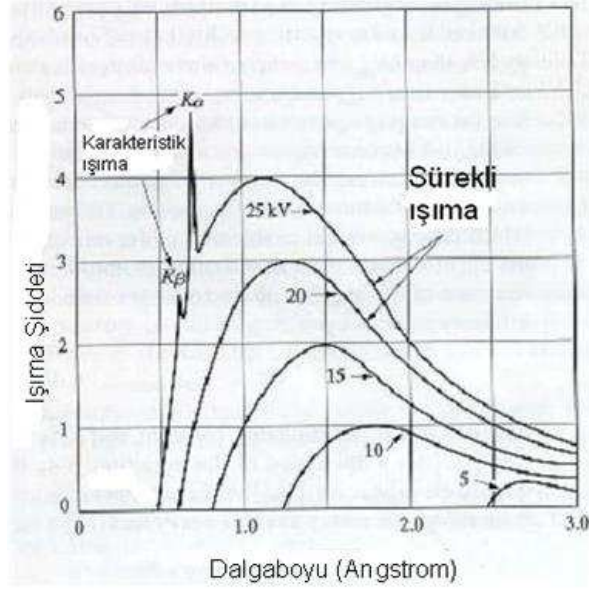


Şekil1.3.3. Elektronun atomun yörüngesinden elektron çıkarması (Arslan, 2010).

Karakteristik X ışınının elde edilebilmesi için tüpteki voltajın kritik bir değerin üzerine yükseltilmesi gerekir. Karakteristik X ışını, hedef metalin elektronlarının bağlanma enerjisi ile ilgilidir. Yani hedef metalden elde edilen karakteristik radyasyonun özellikleri o metalin karakteristiğidir ve sabittir. Tüp voltajının daha da yükseltilmesi karakteristik radyasyonun özelliklerini (frekans ve dalga boyu) değiştirmez, sadece şiddetini artırır. (Arslan, 2010).



Şekil 1.3.4. Karakteristik X ışınları (Arslan, 2010).



Şekil 1.3.5. Sürekli ve karakteristik ışın grafiği (Arslan, 2010).

Şekil 1.3.5'te görüldüğü gibi sürekli X ışını geniş bir dalga boyu aralığında iken karakteristik X ışını dar aralıklı dalga boyundadır. Bütün atomların karakteristik dalga boyları birbirinden farklıdır. Bu özellik, numune içerisindeki atomların ayırt edilmesine imkân vermektedir (Arslan, 2010).

### 1.3.5. Işığın Tek Yarıkta Kırınımı

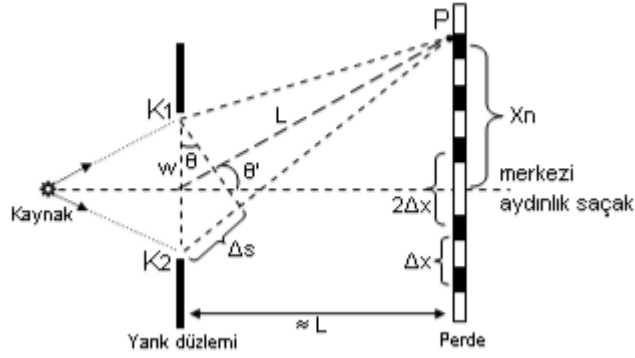
Görünür ışık, dalga boyu mertebesinde ince bir yarıkta geçirildiğinde, yarıklar arasındaki her bir nokta kaynakmış gibi davranarak şekil 1.3.6'da görüldüğü gibi girişim deseni oluşturur. Işığın tek yarıklı dar bir aralıktan geçerek oluşturduğu girişim desenine ışığın kırınımı denir. Girişim deseni, yarık arasındaki farklı noktalardan gelen ışınların yol farkından dolayı ekran üzerinde aydınlık ve karanlık saçaklar şeklinde oluşur. Bu desende orta aydınlık saçak aralığı diğer aydınlık saçak aralıklarının iki katına eşit olur. Ekran üzerinde oluşan aydınlık ve karanlık saçaklar, noktasal ışık kaynaklarından gelen ışınların yol farkına bağlıdır. Yol farkı dalga boylarının tam katlarına eşit ise saçak karanlık olur. Karanlık saçak şartını eşitlik 1.3.1'deki gibi ifade edebiliriz.

$$\text{Yol farkı} = W_i \sin \theta = n_i \lambda_i \quad n=1,2,3,4,\dots \quad (1.3.1)$$

Eşitlik 1.3.1'deki  $n_i$  saçak numarası,  $\lambda_i$  kullanılan ışığın dalga boyudur.

Noktasal kaynaklardan gelen ışınların yol farkı dalga boylarının buçuklu katlarına eşit ise ekran üzerinde bu noktalar aydınlık olarak gözükür. Aydınlık şartını 1.3.2'deki eşitlik ile ifade edebiliriz.

$$\text{Yol farkı} = \left[ n_i + \frac{1}{2} \right] \lambda_i = 0, 1, 2, 3, 4 \dots \quad (1.3.2)$$



Şekil 1.3.6. Tek yarıktaki girişim deseni (Arslan, 2010).

Girişim deseninde, saçak aralığı, iki aydınlık saçak arasında veya iki karanlık saçak arasında olan uzaklık olarak tanımlanır. Kırınım deseninde saçak aralığı eşitlik 1.3.3 ile ifade edilir.

Işığın kırınımında merkezi aydınlık saçak hem geniş hem de daha aydınlıktır. Merkezi saçak aralığından uzaklaştıkça aydınlık saçakların parlaklıkları azalır.

$$\Delta X_i = \frac{L_i \lambda_i}{d_i} \lambda_i \quad (1.3.3)$$

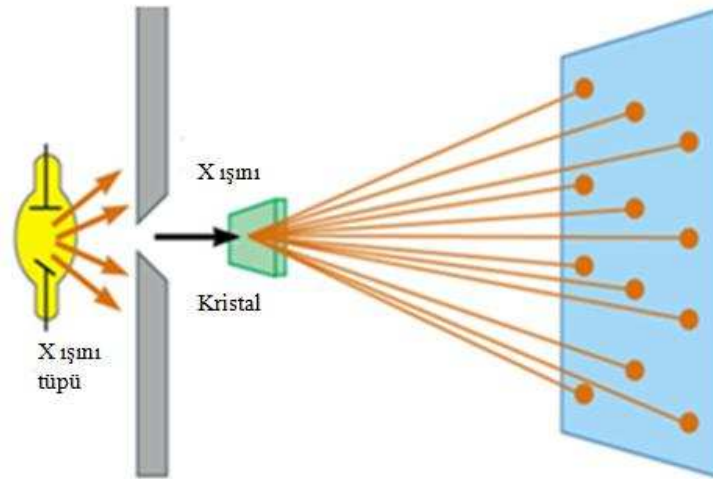
Işık dalgalarının bu kırınım özelliğini ses ve su dalgaları da gerçekleştirir. Doğrusal su dalgalarının küçük bir yarıktan geçerek daireselleşmelerine su dalgalarının kırınımı denir. Su dalgalarında kırınımı gözlemleyebilmemiz için dalga boyunun yarık mesafesinde olması gerekir. Gelen su dalgasının boyu, yarık genişliğinden büyük veya en az eşit olursa kırınım gözlenir. Fakat gelen dalganın boyu yarık genişliğinden küçük ise kırınım gerçekleşmez. Bu kural ışık için de geçerlidir. Tek yarıktan geçirilen tek renkli ışık demetinin dalga boyu, yarık genişliğinden küçük ise ışık kırınımına uğramaz. Dolayısıyla ile

kırınım hangi dalga ile yapılırsa yapılsın kullanılan dalga boyu, yarıklar arası mesafe boyutunda veya yarıklar arası mesafe boyutundan büyük olmalıdır.

### 1.3.6. X Işının Kırınımı

Atomun üç boyutlu uzayda madde içinde kendisini düzgün olarak tamamlamasına kristal yapı denir (Dikici, 2013). Bütün atomların kristal yapıları birbirinden farklıdır. Kristal yapı atom için parmak izi gibidir. Bu nedenle katıların kristal yapısı yani atom dizilişleri katıya özgüdür. Kristal yapı, atom dizilişleri bilinmeyen katıların belirlenmesinde ve yapısal parametrelerin tayin edilmesinde kullanılmaktadır (Arslan, 2010).

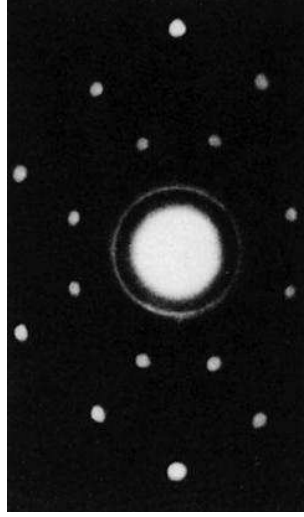
Kristal yapı ve atomların dizilişleri ilk kez Max Van Laue tarafından X ışını kırınım desenleri kullanılarak incelenmiştir. X ışınlarının dalga boyu atomlar arası mesafe boyutunda olduğundan X ışını kullanılarak kırınım oluşturulmuştur. Kristal yapı moleküllerde atomlar arası mesafeler 0.15-0.4nm arasındadır. Bu mesafe 3 keV ve 8 keV arasında foton enerjilerine sahip X ışınlarının elektromagnetik spektrum dalga boyuna karşılık gelir. Bundan dolayı, kristal yapı moleküller X ışınlarına maruz kaldığında, yapıcı ve yıkıcı girişim deseni gözlemlenebilmektedir (Arslan, 2010).



Şekil 1.3.7. X Işınının kırınımı (Kırmızıgül, 2008).

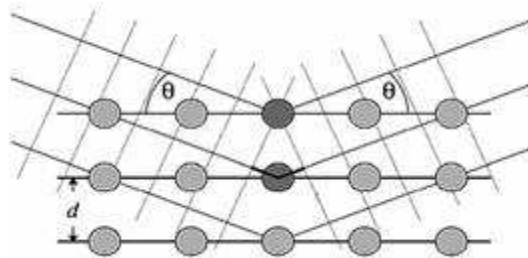
Kristal üzerine gönderilen sürekli bir X-ışını demeti kristal içinde kırınıma uğrar. Kristal yapıya sahip numuneden X ışını geçtikten sonra Şekil 1.3.7’de görüldüğü gibi farklı doğrultularda saçılır. Bu doğrultular kristalin tabakalarından yansıyan dalgalar arasındaki

yapıcı girişime karşılık gelir. Şekil 1.3.8’de fotoğraf filmi üzerine kaydedilmiş bir kırınım deseni görülmektedir.



Şekil 1.3.8. NaCl için kristal yapı deseni (Kırmızıgül, 2008).

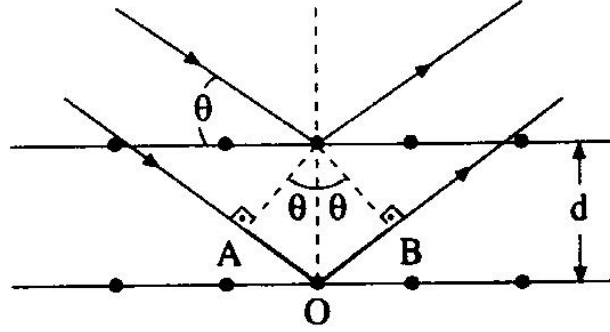
Şekil 1.3.8’de aydınlık nokta dizileri Laue desenleri adını alır. Atomun kristal yapısı bu noktaların parlaklıkları ve aralarındaki mesafenin analizi ile belirlenir. X ışınları kristal yapı üzerine düşürüldüğünde, ışınlar katı yüzeyinden küçük geliş açılıyla tam yansımaya uğrarlar. Bu olay kristal yapıdaki atomların paralel düzlemleri tarafından gerçekleştirilir. Kristal yapıdaki bu saçılımlar kırınım olarak adlandırılır ve kırınım çok sayıda atomu içeren saçılmalardan meydana gelir. Işınlar saçılırken bir kısmı yüzeyden yansırken bir kısmı paralel düzlemlerin alt kısımlarından yansır (Kırmızıgül, 2008).



Şekil 1.3.9. Kristal yapı atomların paralel düzlemleri (Arslan, 2010).



Yansıyan bu iki ışın arasında yol farkı oluşacağından X ışını kırınımı gözlenir. X ışınlarının kristal yapıdaki kırınımı Bragg Kanunu ile açıklanır. Bu olay şekil 1.3.9'daki gibi gösterilebilir. Kristal yapının düzlemlerini duvardaki tuğlaların dizilişine benzetebiliriz. Işınlar bu kristal yapının paralel düzlemlerinden ayrı ayrı yansıyarak kırınım oluşturur.



Şekil 1.3.10. Paralel düzlemlerden yansıyan ışınlar (Arslan, 2010).

Şekil 1.3.10'da üst düzlemden yansıyan X ışını ile bir alt düzlemden yansıyan X ışını arasında oluşan yol farkı  $2d\sin\theta$  kadardır. Yol farkı dalga boyunun tam katları olduğunda yapıcı girişim oluşur. Yapıcı girişimin oluşabilmesi için gelen ışın ile düzlemlerden yansıyan ışın arasında faz farkı olmaması gerekir. Faz farkı olduğu zaman gelen ışın ile yansıyan ışın birbirini sönmüleyebilir. Bu durumda kırınım gözlenmez (Arslan, 2010). Kristal yapıdaki malzemelerin kırınımı eşitlik 1.3.4'teki Bragg Kanunu ile ifade edilir.

$$2d_b\sin\theta=n_i\lambda_i \quad (1.3.4)$$

$\theta$  açısı Bragg kırınımını sağlayan ışığın gelme ve yansıma açısı,  $\lambda$  ışığın dalga boyu,  $d$  ise paralel düzlemler arası mesafedir. X ışınının paralel düzlemlerde kırınıma uğrayarak yapıcı girişim oluşturması numune hakkında birçok bilgiye ulaşılmasını sağlar. Kristallerde X ışını kırınımı ve diğer kırınım teknikleri ile sağlanan bilgiler şunlardır:

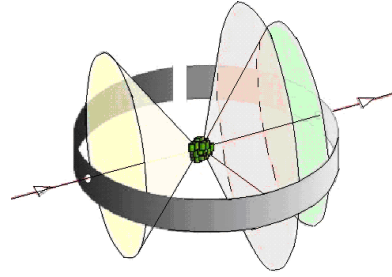
- Kristalin yapısını belirleme,
- Kristalin mükemmelliğini veya fazın saflığını belirleme,
- Kristalin doğrultularını belirleme,
- Kristalin örgü sabitlerini belirleme (Arslan, 2010).

X ışını demeti ile bu bilgilere ulaşılabilmesi için numunenin mutlaka kristal yapıda olması gerekir. XRD yönteminde, kristal yapıya sahip olmayan malzemelerin analizi

yapılamaz. Kristal yapıya sahip numunelerde kırınım deseninin oluşması için kullanılan ışığın X ışınının dalga boyu mertebesinde olması gerekir. Örneğin görünür ışık ile kristal yapı malzemelerde kırınım oluşturulamaz. Çünkü görünür ışığın dalga boyu, atomlar arası mesafeye göre oldukça büyüktür.

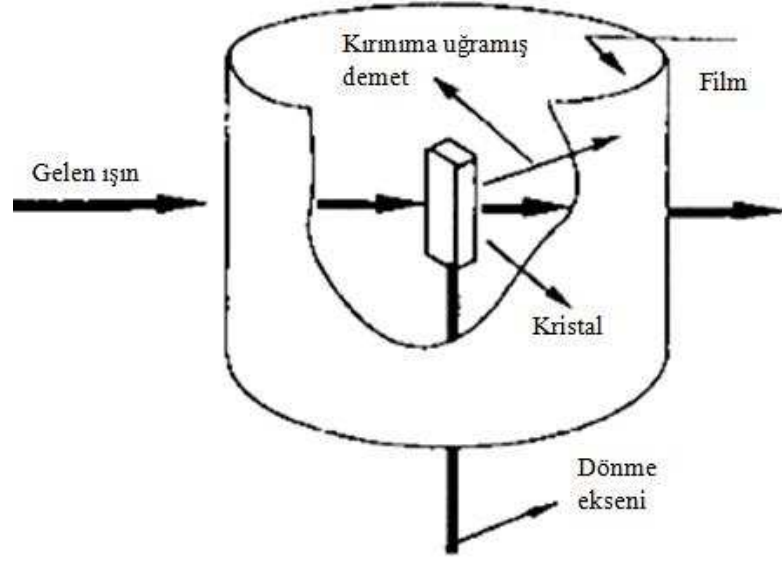
Kimyasal bir analizde, malzemede hangi elementlerin bulunduğu tespit edilebilirken, XRD yönteminde ise malzemede bulunan kimyasal bileşenlerin malzeme içinde hangi fazda buldukları ve cinsleri tespit edilebilir. Aynı zamanda numunede kırınım sonucu elde edilen piklere bakılarak numune içinde bileşenlerin hangi şiddette bulunduğu anlaşılabilir (Kırmızıgül, 2008).

XRD analizinde toz yöntemi kullanılarak numunenin analizi yapılabilir. Toz yönteminde isminden de anlaşılacağı gibi numune öncelikle toz haline getirilerek silindirik şeklindeki cam kabın içerisine konulur. Silindirik kap kendi ekseninde rahatça dönebilir. Numune üzerine X ışını demeti dik olarak gönderildiğinde X ışını toz parçacıklarından birisiyle mutlaka kırınım oluşturacaktır. Burada kullanılan X ışını demetleri çok ince seçilmelidir. X ışınının numuneden başka yerlere çarpması önemlidir. Çünkü ışınların numuneden başka bir cisme veya tutturucuya çarpması analizin güvenilirliğini azaltır.



Şekil 1.3.11. Toz yöntemi metodu (Kırmızıgül, 2008).

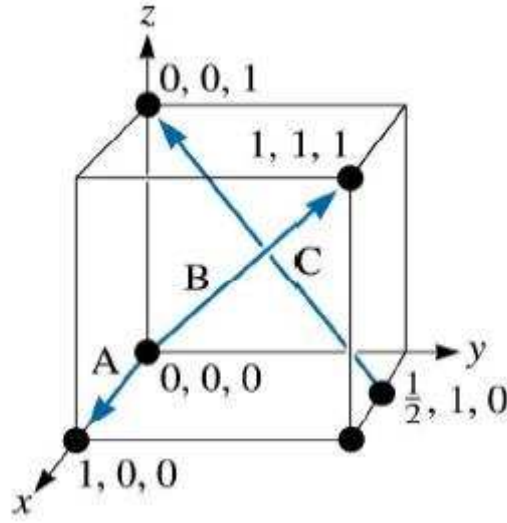
Toz parçalarının dönen bir silindire konulmasının sebebi numune içindeki birçok bileşenle uygun açıda kırınım oluşturulmak istenmesidir (Göller vd., 2003). Toz metodu şekil 1.3.11’de gösterilmiştir. XRD veya diğer analizlerde elde edilen kafes yapı daha önceden tespit edilip bilgisayara aktarıldığı için analiz sonucunda bileşenlerin hangi kristal yapıda olduğu tespit edilebilir (Kırmızıgül, 2008).



Şekil 1.3.12. Döner kristal metodu (Kırmızıgül, 2008).

XRD yönteminde toz metodu kullanıldığı gibi döner kristal metodu da kullanılabilir. Döner kristal metodu şekil 1.3.12’de gösterilmiştir. Kristal yapıya sahip numune toz metodunda olduğu gibi kendi eksenini etrafında dönebilen bir tutturucuya yerleştirilir. X ışını çok ince bir demet halinde numune üzerine gönderilir.

Numunenin Bragg yasasına uygun kırınımı gerçekleştirebilmesi için numune kendi eksenini etrafında döndürülür. Işınlardan numune düzlemine dik olmasına dikkat edilerek bu dik düzlemlerde kırınımın gerçekleşmesi sağlanır. Atomların kristal yapıda belirli bir düzene göre dizilirler. Bu diziliş daha önceden de bahsettiğimiz gibi tekrarlayan bir yapıdır. Bu düzene hacim kafes ve bu hacim kafesi oluşturan basit geometrik şekillere de birim hücre denir. Birim hücrelerin kenar uzunluklarına ve kenarlar arasındaki açılara “kafes parametreleri” adı verilir. Doğada 7 tane kafes sistemi bulunur. Kafes sistemlerinde birim hücrelerin çeşitli yüzeylerinin ve yönlerinin anlatımı için Miller İndisleri denen koordinasyon sayıları kullanılır. Miller indisleri tam sayılarla ifade edilir (Dikicioğlu, 2012).



Şekil 1.3.13. Kübik yapı (Ergun, 2008).

Kafes parametreleri, numunenin tanınmasında fayda sağlar. Kafes parametrelerinin tanınmasının bir kuralı vardır. Bu kurala göre birim hücrenin bir köşesi koordinat sisteminin orijini ya da başlangıç noktası olarak alınır. Bu başlangıç noktasına göre kafes yapısındaki doğrultu, yüzey ve hacim gibi büyüklükler, miller indisleri ile ifade edilir (Chandran vd.,1992). Bir doğrunun, kafes yapıda miller indisleri ile tanınmasını aşağıdaki yöntemlerle belirleyebiliriz:

- Koordinat sistemini kullanarak doğrunun başlangıç ve bitiş koordinatlarını belirleme,
- Bitiş nokta koordinatlarından başlangıç nokta koordinatlarını çıkarma,
- Kesirli değerleri tüm koordinat değerlerini tam sayı haline getirecek şekilde düzenleme,
- Köşeli parantezleri kullanarak doğrultuyu düzgün şekilde gösterme,
- Negatif işaretler varsa sayıların üstüne yerleştirme.

Şekil 1.3.13'teki kübik yapıya göre,

A doğrusu için:

Bitiş 1, 0, 0 ve başlangıç 0, 0, 0 olarak tanımlanır. İkinci aşamada bitiş noktalarının koordinatlarından başlangıç noktalarının koordinatları çıkarılır. Bunlar arasındaki fark

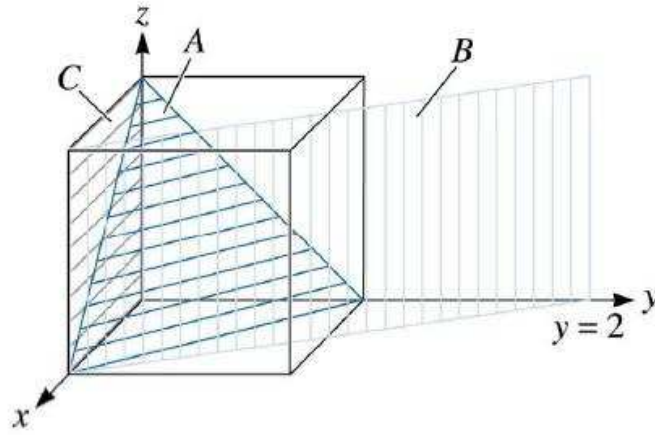
$1, 0, 0 - 0, 0, 0 = 1, 0, 0$  şeklinde bulunur. Gösterim  $[100]$  şeklinde olur (Göller vd., 2003).

B doğrusu için:

Bitiş 1,1,1 ve başlangıç 0,0,0 olarak tanımlanır. Aradaki fark  $1,1,1,-0,0,0 = 1,1,1$  şeklinde bulunur. Gösterimi  $[111]$  şeklinde olur.

C doğrusu için:

Bitiş 0,0,1 ve başlangıç  $1/2,1,0$  olarak bulunur. Aradaki fark  $0,0,1 - -1/2,1,0 = -1/2,-1,1$  fark kesirli çıktığından kesirden kurtarmak için en küçük sayı ile çarpılır. Farktan çıkan sonucu 2 ile çarparsak sonuç  $=-1,-2,2$  olur (Göller vd., 2003).



Şekil 1.3.14. Kübik yapıda örnek düzlemler (Ergun, 2008).

Düzlemlerin, miller indislerini belirlemek için şu aşamalar takip edilmelidir:

- Düzlemlerin koordinat sistemlerini kesen noktalarını belirleme,
- Terslerini alma,
- Kesirli ise tamamlama,
- Uygun gösterimde yazma.

A düzlemi için:

Koordinat sistemlerini kesen noktaları belirleyelim:  $x=1, y=1, z=1$

Terslerini alırsak  $1/x=1, 1/y=1, 1/z=1$  gösterimi  $(111)$  şeklindedir (Göller vd., 2003)..

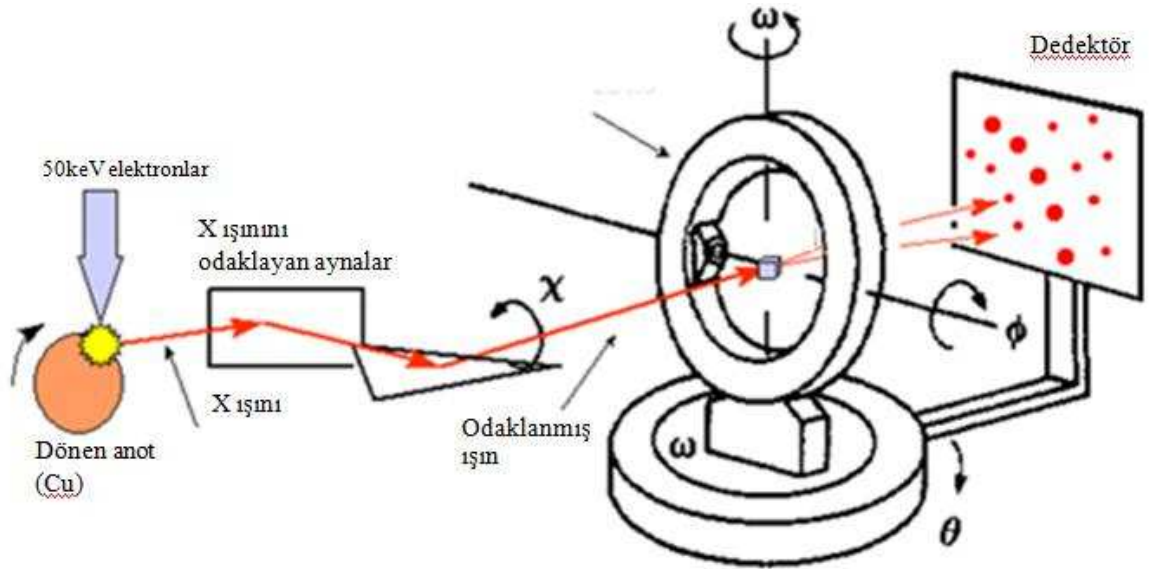
B düzlemi için:

Koordinat sistemlerini kesen noktaları belirleyelim:  $x=1, y=2, z=\infty$  Bunların terslerini alırsak  $1/x=1, 1/y=1/2, 1/z=0$  sonuç kesirli olduğundan bunu en küçük tamsayı ile çarpalım.  $1/x=2, 1/y=1, 1/z=0$  gösterimi  $(210)$  şeklindedir (Göller vd., 2003).

C düzlemi için:

Koordinat sistemlerini belirlemeden önce düzlemi -y yönünde bir birim kaydıralım. Çünkü düzlem 0.0.0 koordinatını kesmektedir. C düzlemini -y yönünde 1 birim kaydırıktan sonra  $x = \infty$ ,  $y = -1$  ve  $z = \infty$  olur. Bunların terslerini alırsak  $1/x = 0$ ,  $1/y = -1$ ,  $1/z = 0$  gösterimi (010) şeklindedir (Göller vd., 2003).

Kafes parametreleri birim hücrenin boyutunu ve şeklini tarif eder (Göller vd., 2003). Miller indisleri ile birim hücre içinde doğrunun, yüzeyin ve hacmin koordinatları belirlenebilir. Birim hücrenin miller indisleri ile ifade edilmesi Bragg yasasında belli bir açı ve paralel düzlemler arası mesafeye karşılık gelir. XRD yöntemiyle yapılan numune analizinde malzemede hangi elementlerin bulunduğu miller indisleri ile tespit edilebilir (Corsepius vd., 2007).



Şekil 1.3.15. XRD şeması (Corsepius vd., 2007).

XRD sadece mühendislik alanında değil, Jeolojide minerallerin ve kayaçların tanımlanmasında, metal ve alaşım analizlerinde, seramik ve çimento sanayisinde, ince film kompozisyonu tayininde, polimerlerin analizinde, ilaç endüstrisinde belli bir malzeme içindeki polimorfların ve safsızlıkların tespitinde, arkeolojide tarihi yapıları oluşturan malzemelerin tayininde kullanılır. X ışınlarının numuneden kırılan yoğunluğu XRD'nin sonuçları açısından önemlidir. X ışınlarının yoğunluğunu; kırınım açısı, polarizasyon, dalga boyu ya da enerji değişkenleri etkiler (Corsepius vd., 2007).

XRD yöntemiyle numunenin genleşme katsayısı ölçülebilir. Çünkü genleşme, temelde atomlar arası mesafenin artması ile gerçekleşir. X ışınının dalga boyu atomik düzeyde olduğundan X ışınının atomlar arası boyutta kırınımı, bize atom düzlemleri arası mesafenin sıcaklıkla nasıl değiştiğini gösterir (Corsepius vd., 2007). Bu bilgiden yola çıkılarak numunenin ısı genleşme katsayısı hesaplanır.

X ışınının kırınımı karakteristik olduğundan numunenin özelliğine uygun sonuçlar alınabilir. XRD yöntemi ile ilk önce MgO maddesinin genleşme katsayısı hesaplanmış ve bulunan sonuçlar ders kitaplarında kullanılmıştır. Bu malzemenin tercih edilmesinin sebepleri; malzemenin yüksek genleşme katsayısına sahip olması, kübik yapıda olması ve datalarının basit olmasıdır (Corsepius vd., 2007).

Genleşme katsayısı eşitlik 1.3.5'teki gibi tanımlanır.

$$\alpha = \frac{1}{V_m} \left( \frac{\partial V_m}{\partial T} \right)_p \quad (1.3.5)$$

Eşitlik 1.3.5'te  $\alpha$  genleşme katsayısı,  $V_m$  molar hacim, T ilgili sıcaklıktır.

XRD kullanılarak farklı sıcaklık altında birim hücrenin parametreleri bulunarak genleşme katsayısı hesaplanabilir (Corsepius vd., 2007). Kübik hacimli kristal yapıda, birim hücrenin parametreleri ile molar hacim arasındaki bağıntı 1.3.6'daki gibidir.

$$V_m = \frac{a_0^3 N_A}{Z} \quad (1.3.6)$$

1.3.6 eşitliğinde  $a_0$  kübik yapıda birim hücrenin sabiti,  $N_A$  avakadro sayısıdır.

Kübik kristal kafeste (hkl) miller indisli bir yüzey için, birim hücrenin boyutu ve paralel düzlemler arası uzaklık eşitlik 1.3.7 denkleminde ifade edilir.

$$d_b = \frac{a_0}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (1.3.7)$$

Yapılan ölçümde  $\lambda_i$  ışığın dalga boyudur.  $\theta$  analiz sırasında Bragg eşitliğinde kırınımı sağlayacak açı değeridir. Bu açı değeri ölçülebilecek bir değerdir. Bragg yasasında, dalga boyu ve Bragg kırınımını oluşturan açı değeri bilindiğinden kristal yapıdaki düzlemler

arası d mesafesi hesaplanabilir. Sonra bu kübik yapı için geçerli olan 1.3.7 denkleminde yerine konularak  $a_0$  değeri bulunur (Ergun, 2008).

Numunenin sıcaklık değişiminde genleşmesi, atomik boyutta birim hücrede başlar. Birim hücrede sıcaklık değişimiyle oluşan büyüme, birim hücre parametrelerini değiştirir (Ergun, 2008). Değişen bu parametrelerden faydalanılarak numunenin genleşme katsayısı hesaplanır. XRD yöntemi ile malzemelerin genleşme katsayılarının ölçümü gelişmiş bir laboratuarda yapılabilir. Bu yöntemin kullanılabilmesi için XRD analizi yapan düzeneğe ihtiyaç vardır. Birçok laboratuarda bu düzeneğe olmadığından XRD çok tercih edilen bir yöntem değildir (Chandran vd., 1992).

#### **1.4. Girişimölçer (İnterferometre)**

Bütün dalgalar, süper pozisyon dediğimiz bir durumda üst üste gelerek girişim oluştururlar. Girişim deseni, ekran üzerinde ışık dalgalarının bazı noktalarda birbirini güçlendirmesi ve bazı noktalarda birbirini sönmülemesiyle oluşur (Ozansoy, 2008).

##### **1.4.1. Tek Yarıkta Girişim**

İnce bir yarıktan tek renkli bir ışık geçirildiğinde, ışınlar arasında şekil 1.4.1’de görüldüğü gibi yol farkı oluşur. Işınların ekran üzerinde üst üste binmeleri sonucu aydınlık ve karanlık bölgeler meydana gelir. Ekran üzerinde ışık dalga tepelerinin üst üste veya çukurlarının üst üste binmeleri sonucu oluşan bölgeye aydınlık saçak, ışığın tepesi ile çukurunun üst üste geldiği noktaya karanlık saçak denir (Ozansoy, 2008).

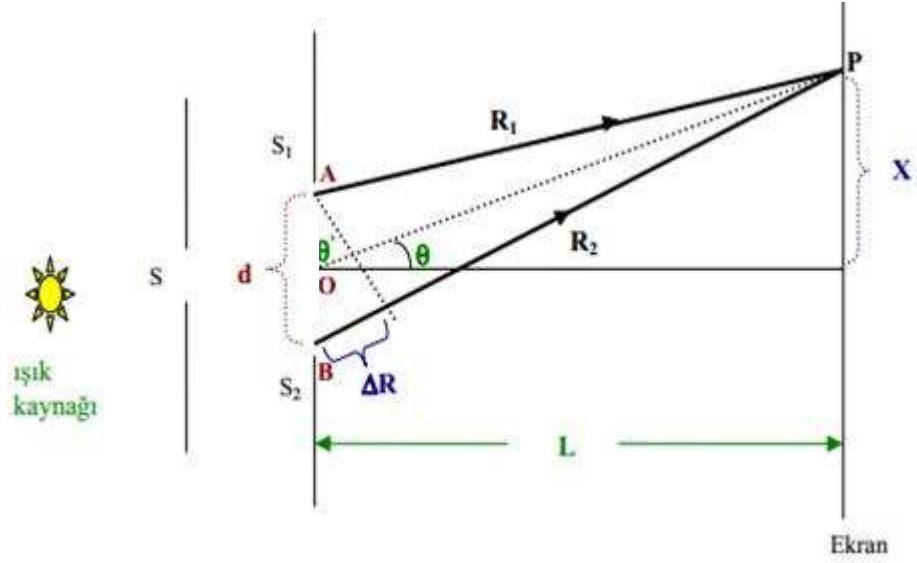
Yarığın uçlarından çıkan ışınlar arasındaki yol farkı 1.4.1’deki eşitlik ile ifade edilir.

$$\Delta R_i = W_i \cdot \sin\theta \quad (1.4.1)$$

Ekran üzerindeki noktaların aydınlık veya karanlık olması yol farkına bağlıdır. Yol farkı dalga boyunun tam katlarına eşit ise ekran üzerindeki nokta karanlık olur. Bu durumda yol farkını dalga boyu cinsinden eşitlik 1.4.2’ deki gibi ifade ederiz.

$$\Delta R_i = d_i \cdot \sin\theta = n_i \lambda_i \quad n_i = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots \quad (1.4.2)$$





Şekil 1.4.1. Tek yarıklı girişim deney şeması (Ozansoy, 2008).

$\Delta R_i$  ışınlar arasındaki yol farkı,  $n_i$  saçak numarası,  $\lambda_i$  kullanılan ışığın dalga boyudur. Yol farkı dalga boyunun buçuklu katlarına eşit ise ekran üzerinde aydınlık noktalar oluşur. Bu durumda yol farkını dalga boyu cinsinden eşitlik 1.4.3'deki gibi ifade edebiliriz.

$$\Delta R_i = d_i \cdot \sin\theta = \left[ n_i + \frac{1}{2} \right] \lambda_i \quad n_i = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots \quad (1.4.3)$$

Şekil 1.4.1 den  $\sin\theta = \frac{\Delta R_i}{d_i}$   $\sin\theta = \frac{X_i}{L_i}$  bu iki ifade eşitlenirse

$$\frac{\Delta R_i}{d_i} = \frac{X_i}{L_i} \text{ ise } \Delta R_i = d_i \frac{X_i}{L_i} \text{ bağıntısı elde edilir.} \quad (1.4.4)$$

1.4.4 eşitliğinde X herhangi bir saçığın orta aydınlık saçığa olan uzaklığı,  $L_i$  ekran ile yarıklar arası mesafedir (Ozansoy, 2008).

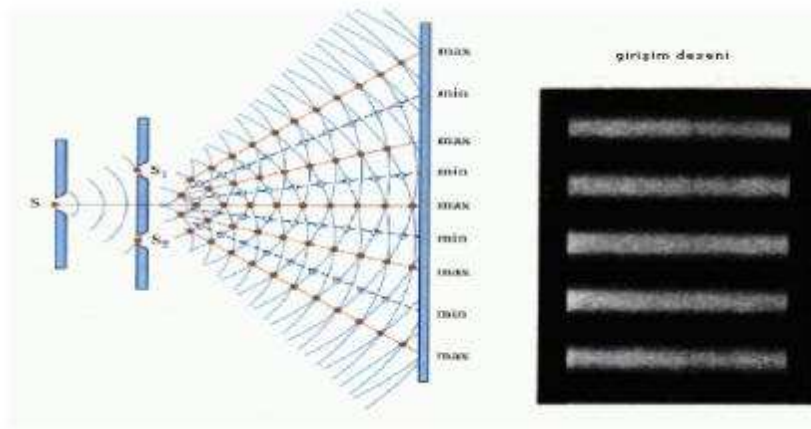
### 1.4.2. Çift Yarıқта Girişim

Çift yarıklı girişim deneyinde ışık dar yarıklardan geçerek ekran üzerinde tek yarıқта olduğu gibi aydınlık ve karanlık saçaklar oluşturur. Ekran üzerinde aydınlık ve karanlık saçak oluşması yol farkına bağlıdır. Yol farkı, dalga boyunun tam katlarına eşit ise ekran üzerinde aydınlık saçak oluşur.

$$\Delta R_i = d_i \cdot \sin\theta = n_i \lambda_i \quad (1.4.5)$$

Yol farkı dalga boyunun buçuklu katlarına eşit ise ekran üzerinde karanlık saçak oluşur.

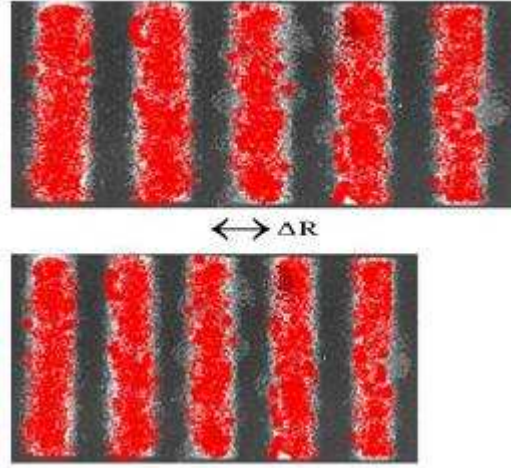
$$\Delta R_i = d_i \cdot \sin\theta = \left[ n_i - \frac{1}{2} \right] \lambda_i \quad n_i = 1, 2, 3, 4, 5, \dots \quad (1.4.6)$$



Şekil 1.4.2. Çift yarık girişim deseninde elde edilen saçaklar (Ozansoy, 2008).

Çift yarık girişim deseninde saçak aralığını 1.4.7'deki eşitlik ile ifade ederiz.

$$\Delta X_i = \frac{L_i \lambda_i}{d_i} \quad (1.4.7)$$



Şekil 1.4.3. Kırmızı ışığın saçak aralığı (Erbahar, 2006).

Girişim deneyinde, oluşan saçak aralığı kullanılan ışığın dalgaboyu ve ekranın yarıklar düzlemine olan uzaklığı ile doğru orantılı, yarıklar arası mesafe ile ters orantılıdır. Aynı düzenekte kırmızı ışığın saçak aralığı mor ışığın saçak aralığından daha büyüktür.

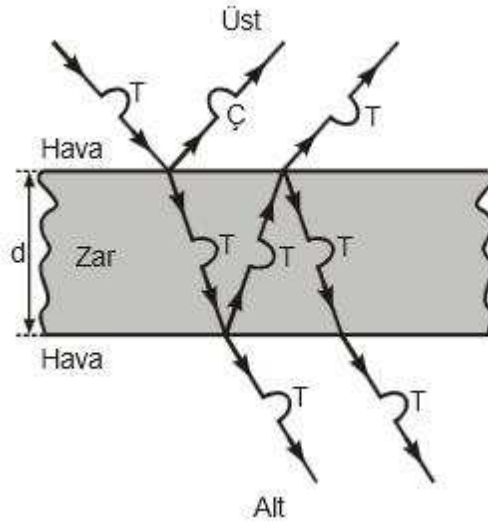
### 1.4.3. İnce Zarda Girişim

Girişim olayını, çift yarıklı deney düzeneğinde görebildiğimiz gibi sabun köpüğünde veya ışığı hem yansıtacak hem de geçirecek ince bir maddesel ortamda da görebiliriz. Şekil 1.4.4'te ince bir zar üzerine gelen ışın demetinin bir kısmı zarın üst tarafından yansırken bir kısmı zarın alt tarafından yansır. Zarın üst tarafından yansıyan ışın çukur olarak yansırken zarın alt tarafından yansıyan ışın tepe olarak yansır. Zarın üst tarafında bu iki ışın arasında yol farkından dolayı girişim oluşur. Bu iki ışın zara üst taraftan bakan bir gözlemci için zıt fazlı kaynak gibidir. Zara üst taraftan bakan bir gözlemci için yol farkı  $2d_z + \frac{\lambda_i}{2}$  kadardır. Bu yol farkı dalga boyunun tam katlarına eşit ise zara üstten bakan bir gözlemci zarı aydınlık görür (Serway ve Beichner, 2000; Çolakoğlu, 2002).

Aydınlık şartı 1.4.8'deki eşitlik ile ifade edilir.

$$2d_z + \frac{\lambda_i}{2} = n_i \lambda_i \quad n_i=1,2,3,4,5,\dots \quad (1.4.8)$$

Buna göre zarın minimum kalınlığı  $\frac{\lambda_i}{4}$  olur.



Şekil 1.4.4. İnce zarda girişim (Tekin vd., 1998).

Yukarıdan bakan birisi için aydınlık görme şartı 1.4.9'daki eşitlik ile ifade edilir.

$$2d_z + \frac{\lambda_i}{2} = n_i \lambda_i \quad n_i = 1,2,3,4,5,\dots \quad (1.4.9)$$

Yukarıdan bakan bir gözlemci için karanlık görme şartı 1.4.10'daki eşitlik ile ifade edilir.

$$2d_z + \frac{\lambda_i}{2} = (n_i - \frac{1}{2}) \lambda_i \quad n_i = 1,2,3,4,5,\dots \quad (1.4.10)$$

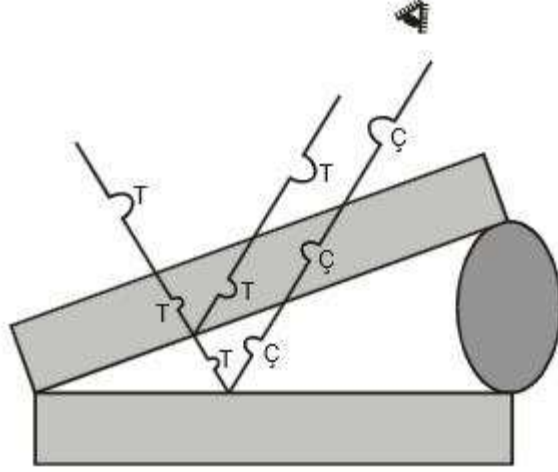
İnce zarda zar kalınlığı çok küçük olduğundan  $n_i=1$  olduğunda zar kalınlığı sıfır olur. Fakat minimum zar kalınlığı  $\frac{\lambda_i}{2}$  dir (Tekin vd., 1998).

$$d_z = n_i \frac{\lambda_i}{2} \quad (1.4.11)$$

Zara alttan bakan gözlemcinin zarı aydınlık veya karanlık görme şartı zara üstten bakan bir gözlemcinin karanlık veya aydınlık görme şartının tersine eşittir.

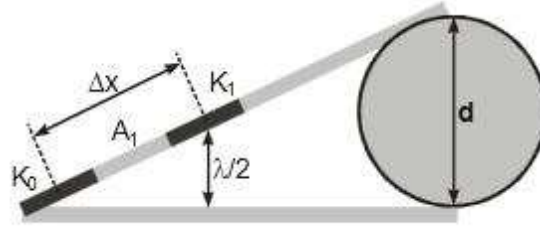
İnce zara benzer başka bir sistem de hava kamasıdır. Hava kaması çok ince numunelerin kalınlıklarını ölçmek için kullanılan, şekil 1.4.5'deki gibi bir düzendir. Hava

kamasını aslında ince zar gibi düşünebiliriz. Hava kaması iki ince cam arasına, kalınlığı küçük olan bir cisim yerleştirilerek oluşturulan bir düzendir.



Şekil 1.4.5. Hava kamasında girişimi oluşturan ışınlar (Tekin vd., 1998).

Bu düzende üstteki camın alt yüzünden yansıyan ışın ile alttaki camın üst yüzünden yansıyan ışınlar arasında yol farkı oluşur. Oluşan bu yol farkı üst camın üzerinde şekil 1.4.6'daki gibi aydınlık ve karanlık saçaklar oluşturur (Tekin vd.,1998).



Şekil 1.4.6. Hava kamasının şeması (Tekin vd., 1998).

Oluşan bu saçaklara bakılarak cismin kalınlığı hesaplanır.

$$d_c = (2n_i - 1) \frac{\lambda_i}{4} \quad (1.4.12)$$

Hava kamasına yukarıdan bakan birisi için aydınlık saçak şartı 1.4.13'teki eşitlik ile ifade edilir.

$$2d_c + \frac{\lambda_i}{2} = n_i \lambda_i \quad n_i = 1,2,3,4,5,\dots \quad (1.4.13)$$

Yukarıdan bakan birisi için karanlık saçak şartı 1.4.14'teki eşitlik ile ifade edilir.

$$2d_c + \frac{\lambda_i}{2} = (n_i - \frac{1}{2}) \lambda_i \quad n_i = 1,2,3,4,5,\dots \quad (1.4.14)$$

#### 1.4.4. Hava Kaması ile Genleşme Katsayısının Hesaplanması

Hava kamasında üst levhanın alt yüzeyinden yansıyan ışın ile alt levhanın üst yüzeyinden yansıyan ışın arasında girişim oluşur. Girişimölçer bu deneyde kullanılan en önemli alet olup özenle işlenmiş iki parça kuvars camdan ibarettir. Girişim saçakları bu iki parçanın oluşturduğu hava kaması sayesinde oluşur. Kuvarslardan altta olanının üst yüzeyi altın ile kaplanmış olup tam yansıtıcılık özelliği gösterir. Üstte olan parçanın yüzeyi ise yarı geçirgen bir film ile kaplanmış (Erbahar, 2006). Kuvarslar üzerindeki kaplama girişimin daha net bir şekilde görülmesini sağlar. Kuvars camların kullanılmasının sebebi ise yüzeylerinin pürüzsüzlüğüdür. Bu, hava kaması prensibiyle işleyen düzenekte hayati öneme sahiptir. Çünkü yüzeyde lazerin yaydığı ışığın dalga boyu mertebesi olan 102 nm mertebesindeki girinti ve çıkıntılar girişim saçaklarının olması gereken yerlerinden farklı yerlerde görülmesine sebebiyet verebilir ki bu durum ölçüm hassasiyetini çok büyük oranda etkiler (Erbahar, 2006). Bu girişim bilgilerinden faydalanarak hava kamasındaki numunenin kalınlığını hesaplayabiliriz. Hava kamasına numune yerleştirildikten sonra  $\Delta T$  sıcaklık değişiminde, numune  $\Delta L$  kadar genişler. Numunenin genişmesi girişim saçaklarının konumlarını ve saçak aralığını değiştirir. Numunenin genişmeden önceki boyu  $d_1$   $\Delta T$  sıcaklık artışından sonraki boyu  $d_2$  olsun. Numune genişmeden önce  $n_x$  mertebesindeki aydınlık saçığın genişlettikten sonra  $n_y$  mertebesindeki aydınlık saçığa karşılık geldiğini düşünelim.

$$d_1 = (2n_x - 1) \frac{\lambda_i}{4} \quad d_2 = (2n_y - 1) \frac{\lambda_i}{4} \quad (1.4.15a)$$

Numunenin  $\Delta L$  kadar genişmesini  $d_2 - d_1$ 'e eşitleyebiliriz. Hava kaması ile numunenin genişme katsayısını 1.4.15b'deki eşitlik ile hesaplayabiliriz.

$$d_2 - d_1 = d_1 \alpha \Delta T \quad (1.4.15b)$$

Hava kaması ile yapılan genleşme ölçümleri havasız ortamda yapılmaktadır. Çünkü girişimölçer yöntemi ile yapılan deneylerde ışığın kırıcılık indisi, yüksek sıcaklıklarda ölçümün hassaslığını etkileyebilir (Unkuri vd., 2003). Hava kaması kullanılarak yapılan girişimölçer deneyinde malzemenin genleşme katsayısını hesaplamak için cryostat içerisine düzenek yerleştirilir. Ölçümlerin sağlıklı olabilmesi için cryostatın sarsılmaması ve hava kaması düzeneğinin kaymaması önemlidir (Erbahar, 2006).

### 1.4.5. Michelsonmorley Deneyi

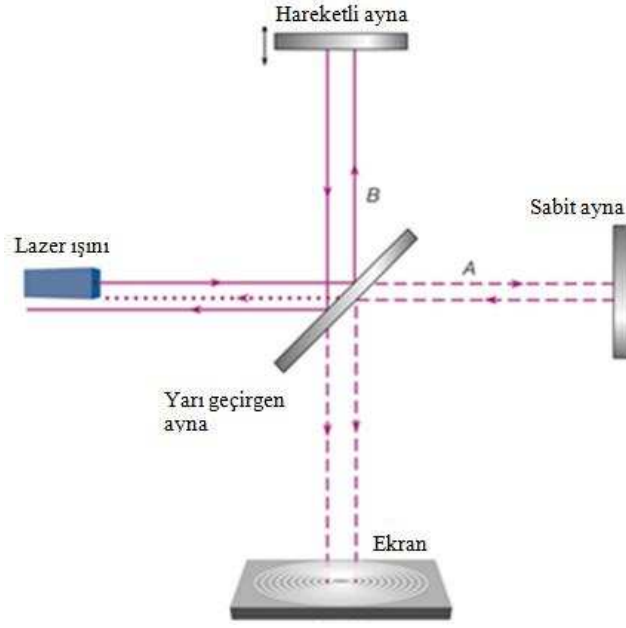
Albert Michelson ve Edward Morley 1887 yılında esirin varlığını ispatlamak için bir deney düzeneği kurmuşlardır. Bu iki bilim adamına göre uzayın her tarafını dolduran hareketsiz bir madde olmalıydı. Bununda esir maddesi olduğunu düşünüyorlardı. Deneylerine göre dünyanın hareketi yönünde bir ışık gönderdiklerinde bu ışık esir maddesinin direnci ile karşılaşacaktı. Bu, denizde giderken elin suda karşılaştığı dirence benzetilebilirdi (Orhun ve Tanışlı, 1998). Dünyanın hareketi yönünde gönderilen ışığın gecikmesi ile esir maddesinin varlığı böylece ispatlanmış olacaktı. Şekil 1.4.7'de gerçekleştirdikleri deneyde ışık kaynağından çıkan ışınlar, 45 derecelik açıyla duran yarı gümüşlenmiş ayna tarafından ikiye ayrılır. Bu iki ışının biri dünyanın hareketi yönünde, diğeri bu doğrultuya dik bir yönde ilerler. Daha sonra bu iki ışın, yarı gümüşlenmiş aynadan eşit uzaklıktaki özdeş aynalardan yansyarak geri döner (Orhun ve Tanışlı, 1998).

Işın şekil 1.4.7' de B yolunu  $\sqrt{c^2 - V_w^2}$  hızıyla alır.

Işın, A yolunu  $c - V_w$  ve  $c + V_w$  gidiş dönüş hızlarıyla alır. Burada dünyanın hareketi yönünde  $c + V_w$  hızıyla hareket ederken, dünyanın hareketine ters yönde  $c - V_w$  hızıyla hareket eder. Bu iki ışın arasındaki zaman farkını ve yol farkını tanımlayalım.

Işının A yolunu alma süresine  $t_1$ , B yolunu alma süresine  $t_2$  diyelim.

$$t_1 = \frac{l}{c - V_w} + \frac{l}{c + V_w} \quad (1.4.16a)$$



Şekil 1.4.7. Michelson Morley deneyi (Wolff, 2003).

Eşitlik 1.4.16'dan  $t_1 = \frac{2lC}{C^2 - v_w^2}$  şeklinde bulunur. Bu ifadenin pay ve paydasını ışık hızına bölersek, eşitlik 1.4.16b elde edilir.

$$t_1 = \frac{2l}{c} \frac{1}{1 - \frac{v_w^2}{c^2}} \quad (1.4.16b)$$

Eşitlik 1.4.16b ifadesine binom yaklaşımı uygulandığında ışığın A yolunu alması için geçen süre, eşitlik 1.4.16c'deki gibi olur.

$$t_1 = \frac{2l}{c} \left[ 1 + \frac{v_w^2}{c^2} \right] \quad (1.4.16c)$$

Işığın B yolunu alması için geçen süre  $t_2$  olarak tanımlanmıştı. Durgun esir maddesinden yansıyan ışığa bakan bir gözlemci ışığın  $\sqrt{C^2 - v_w^2}$  ile hareket ettiğini görür. Dolayısıyla B yolunu alması için geçen süre eşitlik 1.4.17a'daki gibi tanımlanır.

$$t_2 = \frac{2l}{\sqrt{C^2 - v_w^2}} \quad (1.4.17a)$$



Eşitlik 1.4.17a'daki ifadenin pay ve paydasını C ışık hızına bölersek eşitlik 1.4.17b elde edilir.

$$t_2 = \frac{2l}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_w^2}{c^2}}} = \frac{2l}{c} \left(1 - \frac{v_w^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (1.4.17b)$$

1.4.17b eşitliğine binom yaklaşımı uygulanırsa,  $t_2$  süresi eşitlik 1.4.17ç'deki gibi olur.

$$(1 - x)^n = 1 - nx \quad (1.4.17c)$$

$$t_2 = \frac{2l}{c} \left[1 + \frac{v_w^2}{2c^2}\right] \quad (1.4.17ç)$$

1.4.17ç ifadesi ışığın B yolunu alması için geçen süredir.  $t_1$  ve  $t_2$  değerlerinden de anlaşılacağı gibi ışığın A yolunu alması için geçen süre daha uzundur. Eşitlik 1.4.16c ve eşitlik 1.4.17ç'deki ışınlar arasında oluşan zaman farkını eşitlik 1.4.18'deki gibi ifade edebiliriz.

$$\Delta t = \frac{l \cdot v_w^2}{c^3} \text{ olur.} \quad (1.4.18)$$

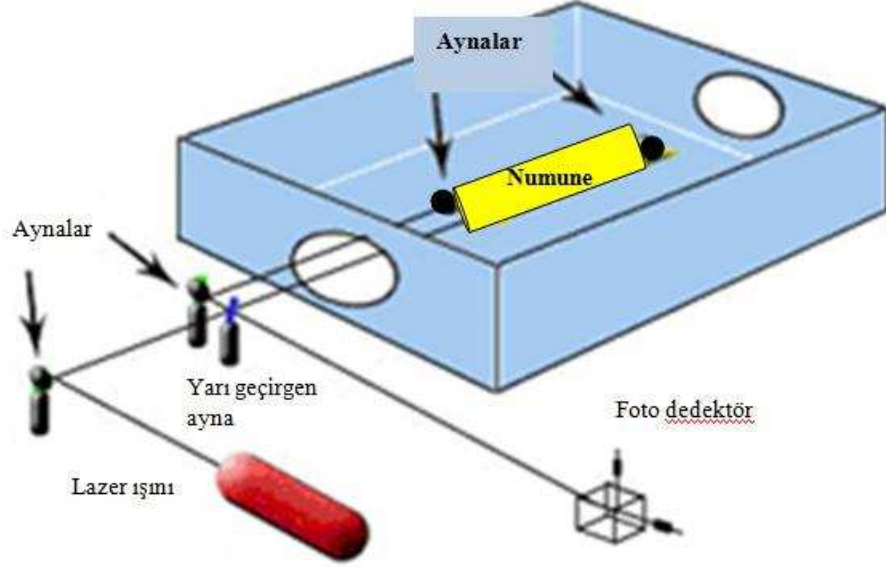
Bu iki ışın arasındaki yol farkı 1.4.19'daki eşitlik ile ifade edilir.

$$\Delta x = \frac{l \cdot v_w^2}{c^2} \quad (1.4.19)$$

Michelson Morley deneyinde geciken ışınların girişim saçakları incelenmiştir. Deney düzeneği döndürüldüğünde girişim saçakları herhangi bir sapmaya uğramamıştır. Bunun sonucunda evreni kaplayan bir esir maddesinin olmadığı kanısına varılmıştır (Wolff, 2003).

Michelson-Morley deneyinden faydalanılarak malzemenin genleşme katsayısı hesaplanabilir (Scholl ve Liby, 2009). Şekil 1.4.8'de numunenin ön ve arkasına birer adet ayna yerleştirilmiştir. Bu iki aynadan yansıyan ışınlar alıcıya yol farkı ile geldiklerinden girişim oluşur. Eğer aynaların yapıştırıldığı numune ısıtılırsa aynalardan yansıyan ışınların yol farkı değişeceğinden girişim saçakları kayar.  $\Delta T$  sıcaklık farkında numune  $\Delta L$  kadar

genleşir. Genleşme miktarı; sıcaklık farkı, genleşme katsayısı ve numunenin ilk boyu cinsinden 1.4.20'deki eşitlik ile ifade edilir (Wolff, 2003).



Şekil 1.4.8. Michelson-Morley deneyi ile genleşme düzeneği (Hassan ve Anwar, 2010).

$$\Delta L = L_0 \cdot \alpha \cdot \Delta T \quad (1.4.20)$$

Numune  $\Delta L$  kadar genleştiğinde iki ışık için yol farkı  $2\Delta L$  kadar olur (Hassan ve Anwar, 2010). Çünkü malzemenin genleşmesi, ışığın hem gelişinde hem de yansımada yol farkının oluşmasını sağlar (Scholl ve Liby, 2009). Işıklar için uzunluktaki değişmeyi 1.4.21'deki eşitlik ile tanımlayabiliriz.

$$2\Delta L = n_i \lambda_i \quad (1.4.21)$$

1.4.20 ve 1.4.21 eşitliklerinden faydalanılarak eşitlik 1.4.22 elde edilir.

$$\lambda_c = \frac{n_i \lambda_i}{\Delta T \cdot 2L_0} \quad (1.4.22)$$

$\alpha$  malzemenin boyca genleşme katsayısı,  $n$  saçak numarası,  $L_0$  malzemenin ilk boyu  $\Delta T$  sıcaklık değişimi,  $\lambda$  deneyde kullanılan ışığın dalga boyunu gösterir.

Michelson-Morley deneyine göre malzemenin genleşme katsayısı çok küçük sıcaklık değişimlerinde hesaplanabilmektedir (Schollve Liby, 2009).

## 2. MATERYAL METOD

Malzemelerin genleşme katsayıları giriş bölümünde de bahsedildiği gibi farklı yöntemlerle bu zamana kadar ölçülmeye çalışılmıştır. Bütün yöntemlerde genleşme miktarını algılayabilecek hassas aygıtlar kullanılmıştır. Girişim, straingauge, xrd ve kondansatörün kullanılması gibi yöntemler mikrometre düzeyindeki hareketleri algılayabilecek tekniklerdir. Geliştirmeye çalıştığımız yöntemde ise ışığın yansıma kanunu kullanılarak malzemenin genleşme katsayısı hesaplanmaya çalışıldı. Literatürde bulunan veya bulunmayan bir malzemenin genleşme katsayısı hesaplanmak istendiğinde, donanımı yüksek olan bir laboratuara ihtiyaç duyulur. Geliştirmiş olduğumuz yöntemde ise normal bir laboratuarda ısıl genleşme katsayısını basit ve hassas bir şekilde ölçmek mümkündür. Bu ölçme yöntemi; Alüminyum profil malzeme(1m), su kazanı, sirkülasyon pompası ve donanımı, optik ayna ve sistemi, ısıtıcı, yansıyan ışının düştüğü ekran, suyun sıcaklığını kontrol eden bilgisayar programı (LabVIEW) gibi ana bölümlerden oluşmaktadır.

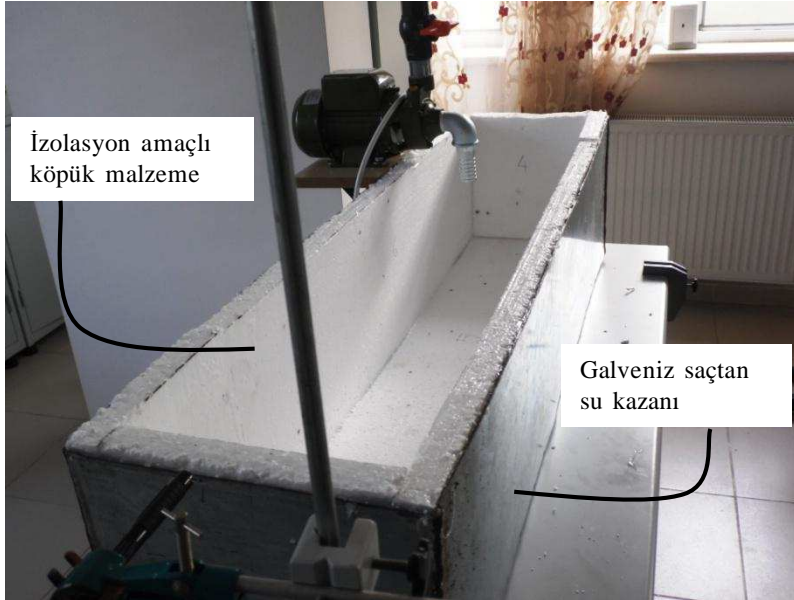
### 1.3. Isı Kontrollü Su Kazanı



Şekil2.1 Yalıtılmamış ısı kontrollü su kazanı

Kullandığımız kazanın ölçüleri 120cm/40cm/40cm boyutlarında dikdörtgen prizma şeklindedir. Kazanın büyük ve uzun olmasının bize sağladığı avantajlar vardır. Bunlardan birincisi kazan büyük olduğunda suda ani sıcaklık değişimleri oluşmayacaktır. Çünkü suyun öz ısı çok büyük olduğundan ölçüm esnasında ortamın ani sıcaklık değişiminden etkilenmeyecektir. Bir diğeri ise numuneyi uzun seçebileceğimiz bir ortamın oluşturulmasıdır. Malzemeler genişirken boyu ile orantılı olarak genişir. Boydaki uzunluk genişleme miktarının daha da belirginleşmesini sağladığı için genişleme değerleri daha ölçülebilir hale gelmektedir.

Galveniz saçtan yapılmış kazanın içindeki suyun ani sıcaklık değişimine uğraması yukarıda da bahsedildiği gibi ölçüm esnasında hata payı oluşturabilir. Dolayısıyla ani sıcaklık değişimlerinin kontrol altına alınması gerekmektedir.



Şekil 2.2.Yalıtılmış ısı kontrollü su kazanı

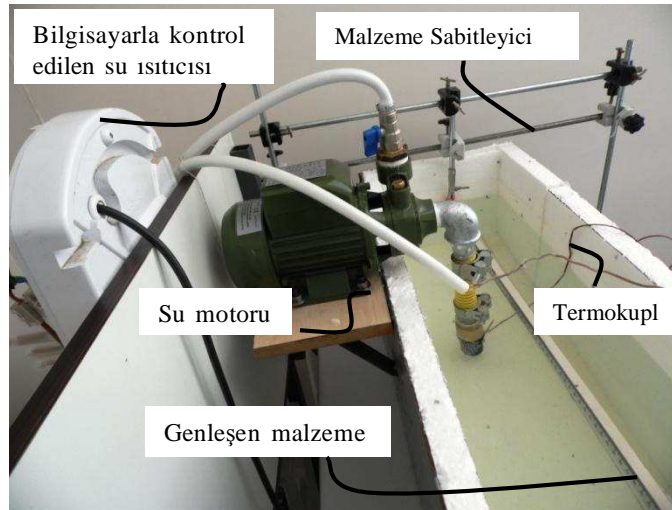
Bu problemi ortadan kaldırmak için şekil 2.1'deki kazan içine izolasyon amaçlı köpük malzemesi dökünerek silikonla yapıştırıldı. Suyun, köpüklerin eklem yerlerinden girerek ısı alışverişi oluşturmaması için hem eklem yerleri hem de köpük ile kazan arasına özenle silikon sürüldü. Bu da ölçüm esnasında hızlı ısı kaybının sebep olacağı sıcaklık değişimlerini engellemiş oldu.

Bilindiği gibi galvaniz saç, ısı iletkenliği iyi olan bir malzemedir. İçindeki suyun sıcaklığını ölçüm esnasında kaybettiği ısı ile değiştirebilir. İçine yerleştirdiğimiz yalıtkan

köpük malzeme şekil 2.2’de görüldüğü gibi ani sıcaklık değişimlerini ve bunun sonucu oluşacak hata paylarını önlemiştir.

## 2.2. Su Pompası

Sıcaklığın kazan içerisinde her bölgede homojen bir şekilde sabit kalması için ve sıcaklık artışını ısıtıcı üzerinden kontrol etmek için küçük bir su pompası şekil 2.3’te görüldüğü gibi kullanıldı. Su pompası, kazandaki suyu belli bir basınçta ısıtıcıya göndermektedir. Pompanın su döngüsünü sağlayan giriş ve çıkışı vardır. Pompa, düzenekte kazanın hemen yanına monte edilerek su döngüsünün kısa mesafede olması sağlandı. Motor ile ısıtıcı arasındaki kısa mesafe suyun döngüsünde ısı kaybını minimum seviyeye indirmiş oldu. Sudaki sıcaklık artışının yavaş ve kontrollü olması için pompanın su debisi azaltıldı.

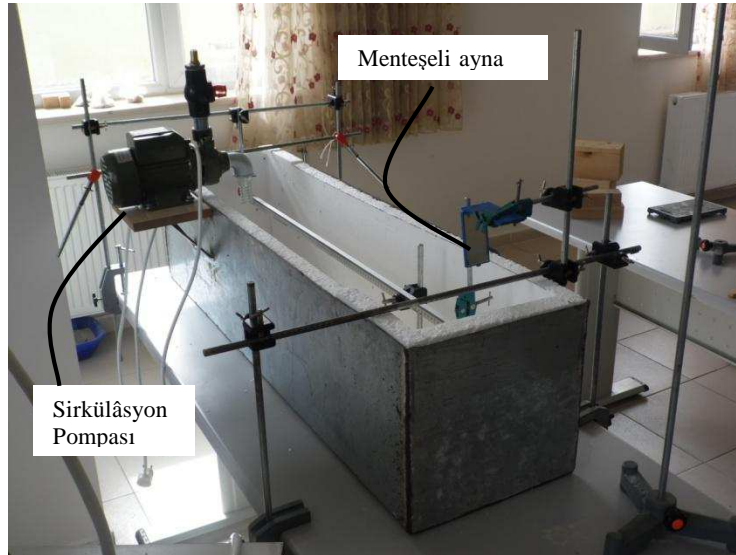


Şekil 2.3. Su motoru

Genleşme, malzemenin bütün moleküllerini ilgilendiren bir olaydır. Sadece yüzeydeki moleküllerin değil malzemenin içindeki moleküllerin de aynı sıcaklığa ulaşması gerekir. Pompanın istenilen sıcaklığa ayarlanıp bilgisayar desteği ile gerektiği zaman çalışıp gerektiği zaman durdurulması ile malzemenin tüm moleküllerinin istenilen sıcaklığa ulaşması sağlandı.

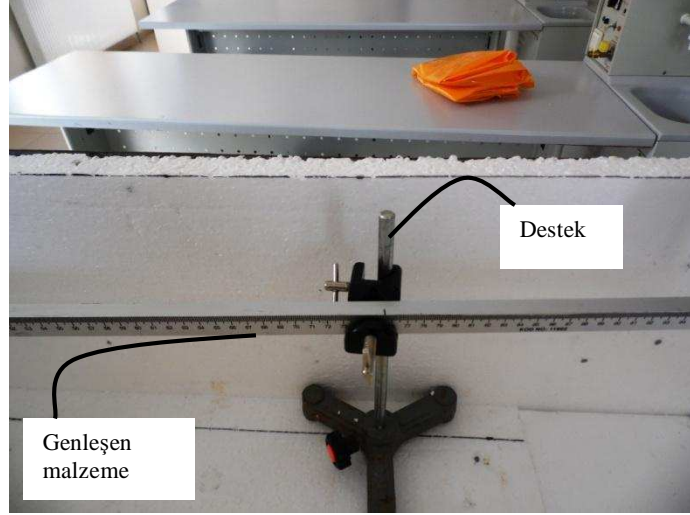
### 2.3. Optik Düzenek ve Destek Ayaklar

Su kazanındaki sıcaklık artışı suyun içindeki numunenin genleşmesini etkilerken aynı zamanda kazanın da genleşmesini etkiler. Kazana monte edeceğimiz her bir cisim ve düzenek bu genleşmeden etkilenecektir. Optik sistemin bundan etkilenmemesi için kazandan tamamen bağımsız bir düzenek kuruldu. D zeneğimiz kazanın önüne ve arkasına sabitlediğimiz demir çubuklar üzerine kuruldu. Şekil 2.4'te görüldüğü gibi bu demir çubuklar masaya monte edildiğinden ve kazandan tamamen bağımsız olduğundan kazanın genleşmesinden olumsuz etkilenmediği görüldü. Kazanın arka tarafındaki demir çubuklar masaya paralel iki demir çubukla sabitlendi ve olası titreşim hareketlerini ve numunenin kazanın arka tarafına doğru genleşmesini engellemiş oldu.



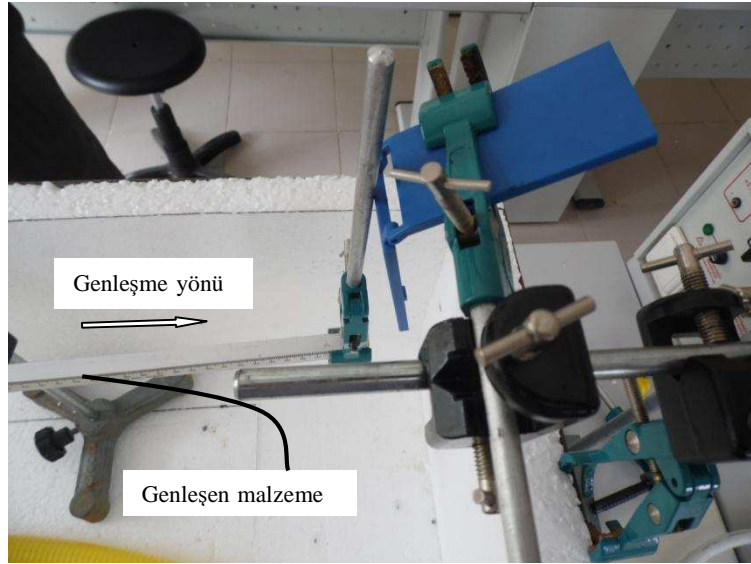
Şekil 2.4. Kazanın içindeki malzemenin desteği

Kazanın arka tarafındaki masaya sabitlenmiş paralel çubuklara bir tutturucu takılarak numunenin kazan içinde kalması sağlandı. Numunemizin su içinde sarkmaması ve genleşmenin tamamen masaya paralel olması için Şekil 2.5'teki gibi kazan için numunenin ortasına gelecek Şekilde bir destek yerleştirildi.



Şekil 2.5. Kazandaki destek

Lazer ayna düzeneğinde Şekil-2.6'da gösterildiği gibi numuneye monte edilmiş demir çubuk numunenin genleşmesi sonucu aynayı  $1^\circ$  mertebesinde döndürerek lazerden gelen ışığın saparak geri yansımaya neden olur. Düzenekte kullandığımız ayna, orta noktasına göre dönebilen bir aynadır.

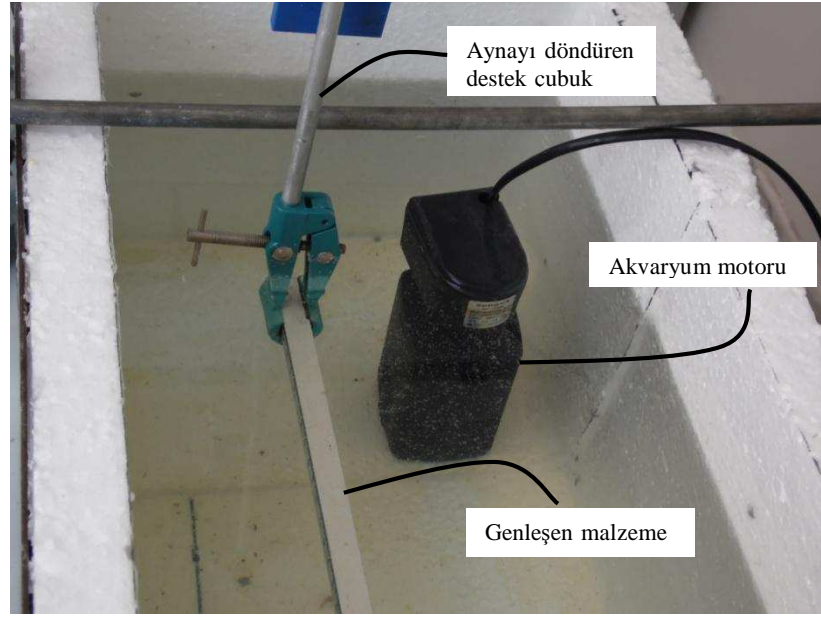


Şekil 2.6. Lazer ışınının yansıtıldığı ayna düzeneği

Lazerden çıkan ışın aynanın dönme noktasına çok yakın olacak şekilde gönderildi. Buradaki amacımız aynanın dönmesi durumunda ayna duvar arasındaki mesafenin değişmesini engellemektir. Eğer biz ışını aynanın en alt noktasına gönderseydik aynanın



dönmesi sonucunda aynanın duvara olan mesafesi yaklaşık 3-4mm civarında değişebilirdi. Bu problemi ortadan kaldırmak için ışın dönme noktasına olabildiğince yakın gönderildi. Aynadan yansıyor ekran üzerine gelen ışının ölçüm değerlerinin doğru olması için ekrana dik düşmesi sağlandı. Işının ekran üzerine dik düşmesi bize trigonometrik bağıntıları kullanma imkânı sağladı.

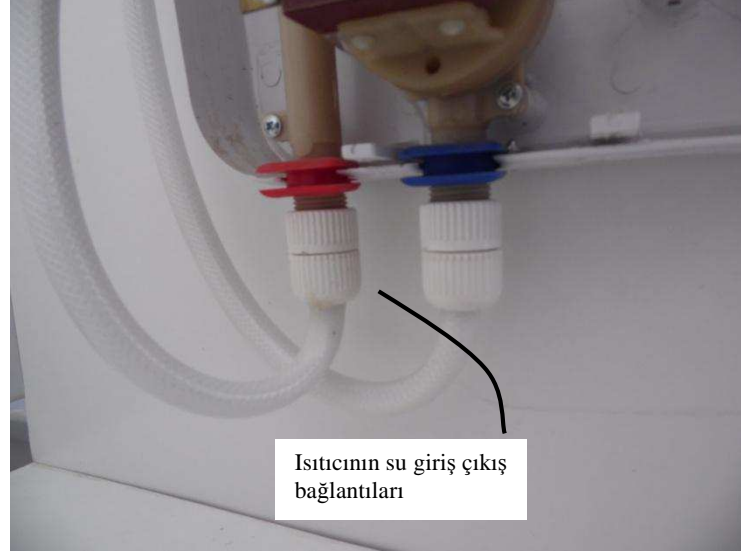


Şekil 2.7. Sıcaklık dengesini sağlayan akvaryum motoru

Su kazanında sıcak su döngüsü tamamlandıktan sonra suyun homojen olarak kazanın her yerinde aynı sıcaklığa ulaşması önemlidir. Su kazanının farklı noktalarında  $1C^{\circ}$  mertebesinde bile sıcaklık farkının olması bizim istediğimiz bir durum değildir. Malzemenin farklı noktalarında farklı sıcaklıklara maruz kalması maddenin homojen bir şekilde genişmesini önler. Bu durum genişleme ölçümlerinde çok küçük de olsa hata payı oluşturur. Aynı sıcaklık değişiminde malzemenin bütün noktalarının aynı oranda genişmesini sağlamak için kazan içine şekil-2.7’de görüldüğü gibi akvaryum sirkülasyon pompası yerleştirildi. Akvaryum sirkülasyon pompası, suya kazandırdığı sirkülasyon etkisi ile kazan içerisinde tüm noktaların homojen sıcaklıkta olmasını sağladı.

## 2.4. Isıtıcı

Suyun istenilen sıcaklığa çıkarılması düzeneği dijital olarak kontrol edilebilen ısıtıcı sayesinde gerçekleştirildi. Isıtıcının alt tarafındaki girişi pompaya bağlandı. Şekil-2.8’de görüldüğü gibi çıkış ucu ile kazan arasına su döngüsünü sağlayacak bir hortum yerleştirildi.



Şekil 2.8. Isıtıcının motor ve kazan bağlantısı

Kazandan pompa sayesinde alınan su belirli bir debide ısıtıcıya basılıp burada suyun ısıtılması sağlandı. 4kw’lık ısıtıcının gücü su kazanındaki suyun sıcaklığını istenilen oranda ve hızda artırdı. Isıtıcının pompaya olan bağlantısı olabildiğince yakın tutuldu. Bağlantıların yakın tutulması giriş sıcaklığı ile çıkış sıcaklığı arasında farkın minimum olmasını sağladı.

## 2.5. Su Sıcaklığının Kontrol Edilmesi

Kazan içerisindeki suyun sıcaklığı (Erkan 2012)’nin yüksek lisans çalışmasında geliştirdiği düzenek ile sağlandı.

Sistemin çalışması en genel haliyle şöyledir: Bilgisayarda kurulu olan LabVIEW programıyla oluşturulan VI (Virtual Instrument) üzerinden girilen kontrol parametreleri LabVIEW programı aracılığıyla düzenlenerek istenilen sıcaklığı sağlayacak olan güç miktarı güç kontrol panosu üzerinden ani su ısıtıcısı girişine uygulanmaktadır. Ani su ısıtıcısının giriş ve çıkışına bağlanan iki adet k tipi Termokupl National Instruments firmasınca üretilen NI-

9211 termokupl analog girişi ve bu modüle bağlı NI cDAQ-9174 şasesine USB hattı üzerinden bilgisayara bağlanmaktadır. Sistemin temsili bağlantısı Şekil 2.9’da görüldüğü gibidir (Erkan, 2012).



Şekil 2.9. LabVIEW programı ve sistemi (Erkan, 2012).

LabVIEW programı kullanılarak bir gç kontrol panosu aracılığıyla 7 kW ile sınırlı üç kademeli (3kW – 4kW – 7kW) bir ani su ısıtıcıdan çıkan suyun sabit sıcaklıkta elde edilmesini sağlayacak bir sistemin tasarlanması ve kullanılan ölçüm yöntemlerinin öğrenilmesi amaçlanmıştır. Sistem üç kısımdan oluşmaktadır. Bunlar:

- Gç kontrol nitesi,
- Su ısıtıcısı,
- LabVIEW ortamında hazırlanmış VI,
- Algılayıcı birimler.

## 2.6. Gç Kontrol nitesi

Güç kontrol nitesi ana elemanları Ludre VTK-4 marka röle, gç nitesi, triyaka enerji gönderecek kontaktör röle, triyak tetikleme devresi ve tetikleme devresince sürülen triyaktan oluşmaktadır. Sistem ana elemanlarının yanı sıra koruyucu elemanlar olan sigorta (25 Amper)

kaçak akım rölesi, acil durdurma düğmesinin yanı sıra pano üzerinde kablo bağlantılarının yapıldığı klemensler bulunmaktadır (Erkan, 2012).



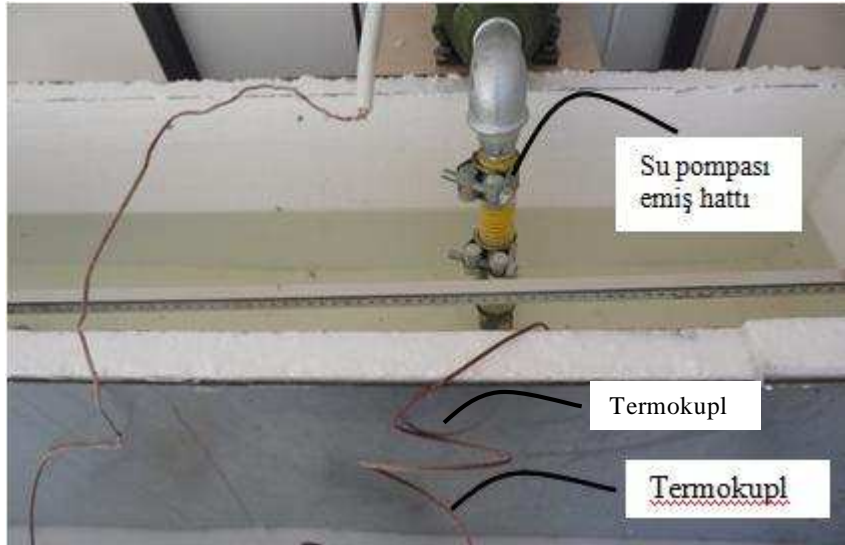
Şekil 2.10. Güç kontrol ünitesi (Erkan, 2012).

Hazırlanan güç kontrol ünitesi Şekil-2.10’da gösterilmiştir. Güç kontrol panosunun güç bağlantısı pano üzerinden çıkan kablo üzerinden şebekeye bağlıdır. Şebekeden alınan enerji kablosunun belirlenen faz ucunun mutlaka şebekenin fazına bağlanması gerekir. Şebeke fazından alınan enerji pano üzerindeki güç sistemi üzerinden tristör tetikleme devresine aktarılır. Tristör devresinin çıkışında bulunan yükü ani su ısıtıcı sistem temsil etmektedir. Sistemde kullanılan ani su ısıtıcısı üç kademelidir. (3kW – 4kW – 7kW). Triyak devresinin nominal akım değerlerini en iyi ikinci kademe sağlamaktadır. Oluşturulan sistem iki adet USB kablo bağlantısı içermektedir (Erkan, 2012). Bu kablolardan biri güç kontrol panosu üzerindeki ludre dtk4 röle ile bağlı olup LabVIEW üzerinden programlanan VI kontrolü bu bağlantı üzerinden yapmaktadır (Erkan, 2012).

“Diğer USB bağlantısı ise National Instruments firması tarafından geliştirilen LabVIEW ile uyumlu NI 9211 termokupl modülünün yerleştirildiği NI cDAQ-9281 şasesi üzerinden VI (Virtual Instruments) LabVIEW program arayüzüne bağlıdır. Güç kontrol ünitesi kontrolü ludre dtk4 röle üzerinden LabVIEW programı ile oluşturulmuş olan VI üzerinden kontrol edilmektedir. VI üzerinden ayarlanan sıcaklık ve PID katsayıları değerlerine göre ludre dtk4 röle üzerinden güç ünitesi kontaktörü enerjilendirilerek ısıtıcıya gidecek olan enerjinin önünü açmakta aynı zamanda triyak tetikleme devresi üzerinden sisteme sağlanacak olan enerjinin miktarı ayarlanmaktadır” (Erkan, 2012).

## 2.7. Veri Kazanım Birimleri

Veri kazanım sistemi NI cDAQ-9281 olarak adlandırılan şase kısım ve bu şaseye monte edilebilen NI 9211 termokupl modül ve bu modüle bağlanan iki adet k tipi termokupldan oluşmaktadır. Şekil 2.11’de hazırlanan algılama biriminin resmi gösterilmektedir.

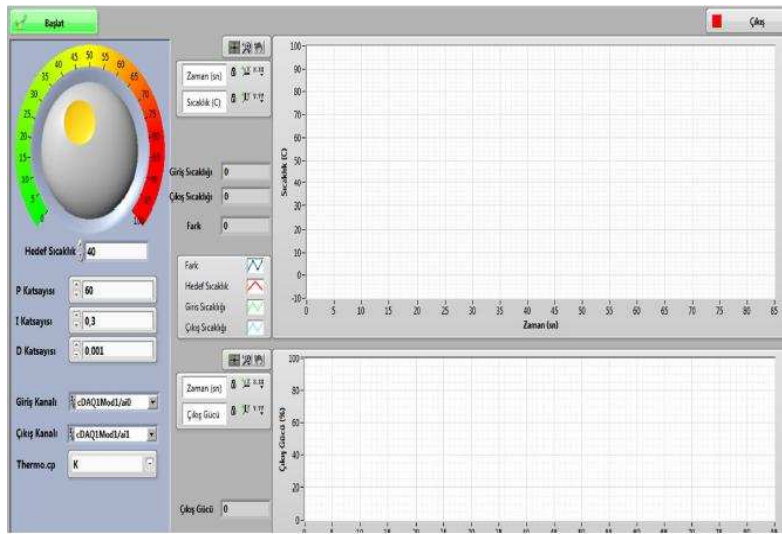


Şekil 2.11. Termokupl

“Bu girişlerden çeşitli ölçüm modülleri (NI C serisi giriş/çıkış modülleri) bağlanarak farklı ölçüme dayalı işlemler (analog giriş, analog çıkış, dijital giriş/çıkış ve counter/timer ölçüm sistemi) yapılabilir. NI 9211 termokupl modül cDAQ ve cRIO tip şaselerle uyumlu çalışabilmektedir. 24 bit çözünürlüklü olması ve 50/60 Hz lik gürültü çözünürlüğü ile oldukça düşük hatalı ölçümler yapmaya imkân sağlamaktadır” (Erkan, 2012).

## 2.8. LabVIEW Ortamında Hazırlanmış VI

LabVIEW Academic Suite ortamında hazırlanmış VI (Virtual Instrument) ön paneli Şekil 2.12’de gösterilmiştir. Arka ana panel çeşitli alt VI’lar içermektedir. Hazırlanan VI’in çalışabilmesi için sisteme bağlantılı olan lüdevtk 4 röle, NI cDAQ-9281 şase ile NI 9211 termokupl modüllerinin sürücü programlarının program çalıştırılmadan önce bilgisayara tanıtılmış olması gerekir (Erkan, 2012).



Şekil 2.12. LabVIEW ortamında hazırlanmış VI' in ön paneli (Erkan, 2012).



Lazer ışınının düştüğü nokta  
(Malzeme ısıldıkça yükseliyor)



Lazer ışınının düştüğü ekran



Lazer kaynağı

Lazer ışınının aynadan  
yansıdığı nokta



Şekil 2.13. Deney düzeniği

Sistemde sıcaklık kontrolü PID yöntemine göre gerçekleştirilmekte olup amacına uygun PID katsayılarının bulunması için deneme yanılma yoluyla elde edilen çıkarımlardan faydalanılmıştır. LabVIEW PID klasik işleyiş tarzını barındıran algoritmalarını kullanıcıya hazır olarak sunmaktadır. Yazılan program içerisinde iç içe programlar mevcuttur (Erkan, 2012).

## **2.9. Sistemin Çalıştırılması**

Şekil 2.13'te düzenek kurulduktan sonra lazer ışınının ekrana dik olarak düşmesi sağlandı. Ekran üzerindeki lazerin yeri işaretlendi. Pompa çalıştırıldıktan sonra labVIEW programı ile ısıtıcının çalıştırılmasıyla beraber sıcaklık kontrolünün yapıldığı sıcaklık denetim sistemi de aktifleştirildi. Suyun sıcaklığının homojen bir şekilde artması için kazan içindeki akvaryum sirkülasyon pompası çalıştırıldı. Suyun sıcaklığının artmasıyla malzeme genleşmeye başladığı için aynaya yaslanmış durumda olan malzeme, aynayı iterek aynanın açısının değişmesine neden olur. Aynanın yansıyan ışınları kendi dönüş açısının iki katı kadar döndürmesiyle ekran üzerinde lazer ışınının hareket ettiği görüldü. labVIEW 0.5 saniye aralıklarla sıcaklık değişimini grafik üzerinde göstermenin yanı sıra ölçüm süresi boyunca sıcaklık değerlerini veri olarak kaydetme imkanı sağlar. Değişen sıcaklığa göre uzama miktarının ölçülmesi için belli zaman aralıklarıyla motorlar durdurularak sıcaklığın sabitlenmesi için beklenildi. Isı kontrollü su kazanındaki suyun sıcaklığı ve ekran üzerindeki lazer ışınının kayma miktarları kaydedildi.



### 3. BULGULAR

Deney düzeneğinde aynadan yansıyan lazer ışını öncelikli olarak ekrana dik bir şekilde düşürüldü. Numunenin genişmesi ve aynanın dönmesi sonucu ekran üzerinde lazer ışını yükselmeye başladı. Işının düştüğü noktanın ekranın en alt noktasına olan uzaklığı, sıcaklık değerlerine göre ölçüldü. Işının düştüğü noktanın ekranın en alt noktasına olan uzaklığı ile sıcaklık değerleri kaydedildi.

Ölçümde alınan sıcaklık ve ekrandaki lazer ışınının kayma mesafesi tablo 3.1’de verildi. Deney düzeneğinde aynanın ekrana olan mesafesi 705cm, malzemenin aynanın dönme noktasına olan uzaklığı 2,1cm olarak alındı.

**Tablo 3.1.** Numunenin sıcaklığa göre, lazer ışınında oluşturduğu kayma miktarı

Ekrandaki lazer ışınının referans noktasına uzaklığı(cm)	Suyun sıcaklığı (°C)
0	25,8
1	26,25
3	27,3
5	28,83
7	30,07
9	31,41
11	32,83
13,5	34,45
15	35,15
17	36,2
19	37,74
21,5	39,3
23	40,33
25	41,78
27	43,3
29	44,8
31	46,26
33	47,6
35	48,92
37	49,95
39	51,2

Ekrandaki lazer ışınının referans noktasına uzaklığı(cm)	Suyun sıcaklığı (°C)
41	52,25
43	53,15
45	54,2
47	55,04
51	56,08
53	56,87
55	57,4
58	58,8
59	59,93
61,5	60,19
63	60,5
65	61,45
67	62,57
69	63,4
71	64
73	65
75	66,2
77	67,2
79	68,03
81,5	69
82,5	70,1

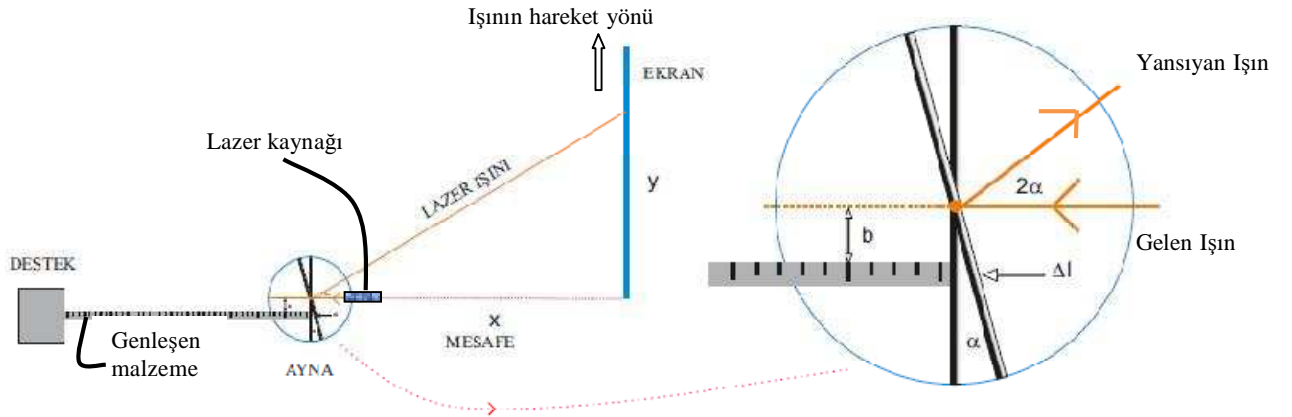
Tablo 3.1'deki değerler numunenin belirli sıcaklık değerlerine karşı genleşme sonucunda ışının ekran üzerinde ne kadar kaydığını ifade eder. Ekran üzerinde ışının yer değiştirmesi ile sıcaklık arasındaki grafik şekil 3.1'deki gibidir.

Genleşen malzeme aynayı ittiği için ayna döner. Aynanın dönmesi lazer ışınını ekran üzerinde yer değiştirmesine sebep olur. Malzeme ne kadar genişirse lazer ışını ekran üzerinde o kadar yukarıya doğru yer değiştirir. Dolayısı ile ekran üzerinde ışının referans noktasına (ışığın ekrana düştüğü ilk nokta) olan uzaklığı ile sıcaklık değişiminin doğru orantılı olduğunu söyleyebiliriz.



Şekil 3.1. Alüminyumun sıcaklığa bağlı olarak malzemenin genişmesi sonucu ışının ekran üzerinde kayma grafiği

Yapılan ölçüm sonucunda lazer ışınının ekran üzerindeki kayma miktarı (ışığın referans noktasına göre konumu) ile malzeme sıcaklığı arasında lineer bir ilişki olduğu görülmektedir. Isınan malzemenin genişmesiyle aynanın dönmesi sonucu aynanın açısı değişmiş olur. Bundan dolayı ayna üzerinden yansıyan lazer ışınının referans/başlangıç noktasından itibaren ekran üzerinde yukarı doğru kaydığı görülür (şekil 3.2).



Şekil 3.2. Optik yansıma yöntemiyle malzemenin genişleme katsayısının ölçüldüğü deney düzeneği şeması

Şekil 3.2'deki deney düzeneğinden faydalanılarak malzemenin genleşme katsayısı bulunur.

Isınan numune genleşmesinden dolayı aynayı  $\alpha$  kadar döndürecektir.

$$\tan\alpha = \frac{\Delta L}{b} \quad (3.1)$$

$\tan\alpha$  : Aynanın dönme açısının tanjantı ( $^\circ$ )

$\Delta L$ : Isınan malzemenin genleşmesinden dolayı boyundaki değişim miktarı (m)

$b$  : Numunenin aynaya temas ettiği nokta ile aynanın dönme eksenini arasındaki dik uzaklık (m)

Şekil 3.2'de ayna  $\alpha$  açısı kadar döndüğünde yansıyan ışının açısı gönderilen düzleme göre  $2\alpha$  kadar döner. Aynı şekil üzerindeki x ve y mesafelerini eşitlik 3.2'deki gibi tanımlayabiliriz.

$$\tan 2\alpha = \frac{y}{x} \quad (3.2)$$

$\tan 2\alpha$  : Gelen ışın ile yansıyan ışın arasındaki açının tanjantı ( $^\circ$ )

$y$  : Başlangıçta, ışığın ekrandaki yeri ile yansıdıktan sonra düştüğü nokta arasındaki mesafe (m)

$x$  : Işının ayna üzerine düştüğü nokta ile ekran arasındaki dik uzaklık (m)

Malzemenin genleşme miktarı eşitlik 3.3'teki gibi ifade edilebilir.

$$\Delta L = L_0 \cdot \lambda_c \cdot \Delta T \quad (3.3)$$

$\Delta L$  : Isınan malzemenin genleşmesinden dolayı boyundaki değişim miktarı (m)

$L_0$  : Malzemenin ilk sıcaklığındaki boyu (m)

$\lambda_c$  : Malzemenin genleşme katsayısı ( $^\circ\text{C}$ )<sup>-1</sup>

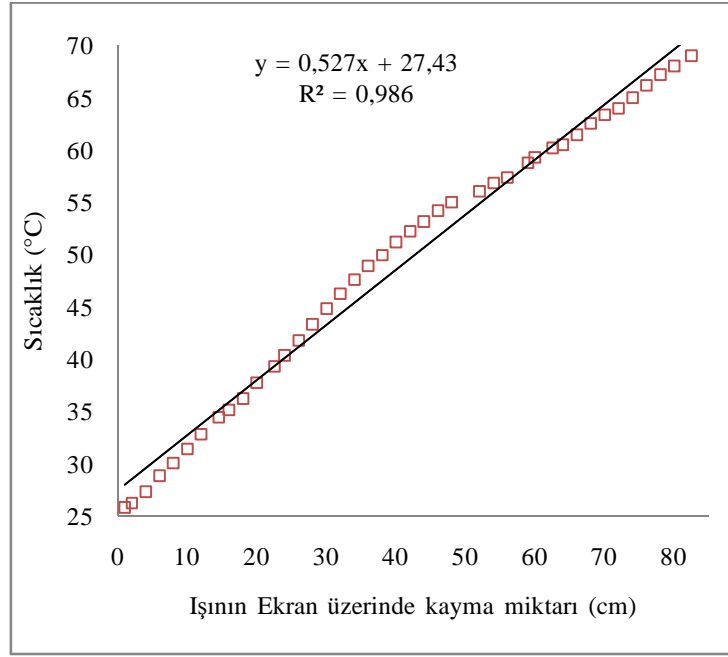
$\Delta T$  : Malzemedeki sıcaklık değişimi ( $^\circ\text{C}$ )

Eşitlik 3.1'deki  $\Delta L$  eşitlik 3.3'te yerine konulduğunda malzemenin genleşme katsayısı elde edilir.

$$\lambda_c = \frac{b \cdot \tan\alpha}{L_0 \cdot \Delta T} \quad (3.4)$$

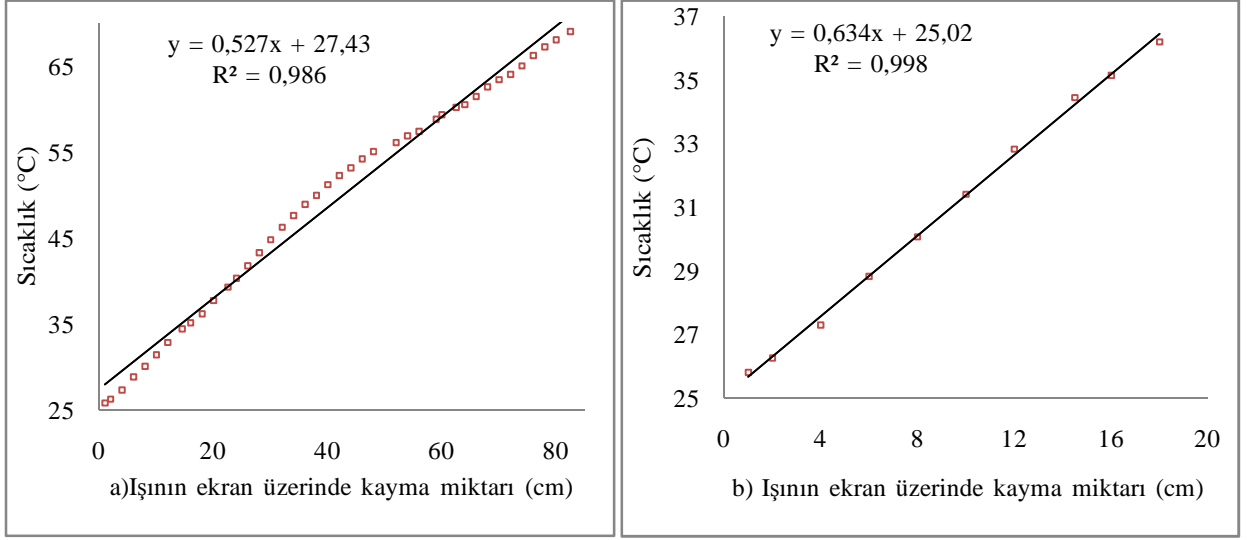
#### 4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

İleri teknoloji gerektirmeyen bir ortamda Normal Şartlar Altında malzemenin genleşme katsayısı bu çalışmada geliştirilen yeni bir yöntem olan optik yöntemi ile ölçüldü. Malzemenin genleşmesiyle oluşan ekran üzerindeki ışının kayma miktarı ile numunenin sıcaklık değişimi arasındaki ilişki şekil 4.1’de gösterilmiştir.



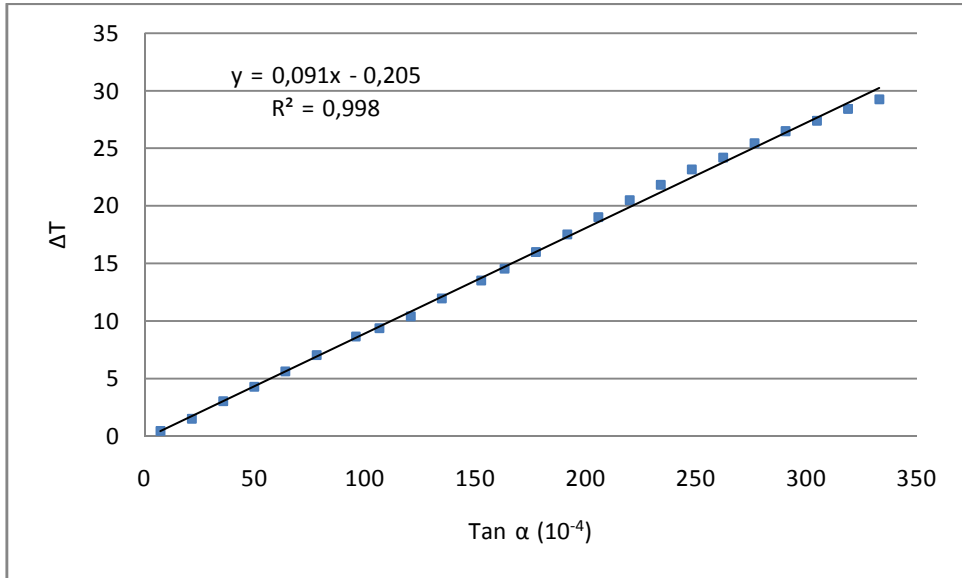
Şekil 4.1. Işının ekran üzerinde kayma miktarı ve sıcaklık arasındaki ilişki

Numune sıcaklığı ile ışının ekran üzerinde kayma miktarı arasındaki grafik şekil 4.1’de verilmiştir. Bu verilerdeki grafiğin lineer  $R^2$  değeri, 0,986 olarak bulunmuştur.



Şekil 4.2. Işının ekran üzerinde kayma miktarı ile farklı sıcaklık aralıklarının gösterilişi

Şekil 4.2'deki grafiği düşük sıcaklık ve dar aralıkta seçtiğimizde, ( $25,8^{\circ}\text{C} - 36,2^{\circ}\text{C}$ ) şekil 4.2b'de görüldüğü gibi  $R^2$  değeri 0.998 değerine yükselmektedir. Dolayısı ile bu sonuçlara göre en düşük sıcaklıklarda dar aralığa ait grafiğin daha fazla lineerleştiği görülmektedir (şekil 4.2).



Şekil 4.3. Numunenin sıcaklık değişimi ile aynanın dönme açısında oluşan tanjant değerleri arasındaki ilişki

Şekil 4.1 ve 4.2'deki grafiklerde yatay eksendeki ışının ekran üzerinde kayma miktarı yerine aynanın dönme açısının tanjantı alınırsa grafik şekil 4.3'teki gibi oluşmaktadır.

Şekil 4.3'de görüldüğü gibi malzemenin sıcaklık değişimi ile aynanın dönme açısının tanjant değerleri arasında % 99,8'lik doğrusal bir ilişki olduğu görülmektedir.

Elde edilen sonuçlara göre yatay düzlemde malzemenin genleşme katsayısının hesaplanmasında ışının ekran üzerinde kayma verileri yerine aynanın dönme açısının tanjant değerleri seçildiğinde daha doğru ve güvenilir sonuçlar elde edildiği görülmüştür. Bunun nedeni eşitlik 3.4'teki gibi aynanın dönme açısının tanjantı ile sıcaklık değişiminin doğru orantılı olmasıdır. Bundan dolayı hesaplamalarda x düzleminde aynanın dönme açısında oluşan tanjant değerlerinin kullanılması daha doğru sonuçların elde edilmesini sağlayacaktır.

Bilimsel araştırmalar sonucunda literatürde verilen alüminyumun genleşme katsayısı  $23,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  dir (Akdoğan, 2008). Yeni geliştirilen yöntemle elde edilen genleşme katsayısı değeri literatürde belirtilen değere oldukça yakın bulunmuştur.

Tablo 3.1'deki veriler eşitlik 3.4 te yerine konularak numunenin genleşme katsayısı hesaplandı. Malzemeye ait  $25,8\text{C}^\circ$  ile  $53,15\text{C}^\circ$  sıcaklıkları arasında yapılan hesaplamalarda malzemenin genleşme katsayısı  $\lambda=23,39 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  olarak bulundu (b=2,1cm ve x=705cm olarak ölçülmüştür). Geliştirilen yöntemle elde edilen malzemenin genleşme katsayısı değeri ile literatürde verilen malzemenin genleşme katsayısı değeri arasında  $10^{-8}$ 'lik düzeyde bir fark olduğu gözlenmiştir. Bunun nedeni ya deneysel hatalardan dolayı ya da seçilen malzemenin % 100 saf olmama ihtimalinden kaynaklı olabileceği düşünülmektedir.

Sonuç olarak  $298^\circ\text{K}$  ile  $343^\circ\text{K}$  ( $25\text{C}^\circ$  ve  $70\text{C}^\circ$ ) aralığında optik yöntemle yapılan ölçümde malzemenin sıcaklığı ile aynanın dönme açısının tanjantı arasında ( $R^2=0.998$ ) çok önemli bir ilişki bulunmuştur.

## 5. ÖNERİLER

Endüstride kullanılan malzemelerin genişleme katsayısını hesaplamak için mevcut kullanılan her bir yöntemin kendine göre avantajları olduğu gibi dezavantajları da bulunmaktadır. Bu çalışmayla geliştirmiş olduğumuz yeni yöntem; diğer yöntemler kadar hassas ölçüm yapabilen bir yöntem olduğu görülmüştür. Bu ölçme yönteminin hassas olmasının nedeni aynanın  $\alpha$  açısı kadar dönmesi durumunda, yansıyan ışının  $2\alpha$  kadar dönmesinden dolayıdır. Yansıyan ışının daha fazla yer değiştirmesi malzemenin mikro seviyedeki genişmesini ölçmemizi sağlar.

Ayrıca, deney düzeneğinin hassaslığını arttırmak için ekran ile ayna düzeneği arası olabildiğince geniş alınmalıdır. Bu mesafenin uzun olması, çok küçük açılarda bile ışının ekran üzerindeki yer değiştirmesini belirginleştirip hassas ölçümler alınmasını sağlar.

Malzemenin genişleme katsayısı hesaplanırken numunenin tek tarafa (ayna tarafına) doğru genişmesi çok önemlidir. Çünkü malzemenin genişmesinden dolayı oluşan uzama geliştirilen bu yöntemde malzemenin tek tarafından alınmaktadır. Bundan dolayı malzemenin diğer tarafı sabitlenmelidir. Genleşmenin her iki tarafa doğru olması ölçümlerde hata oluşturur. Genleşme sırasında çok küçük hareketler bile ölçümler için önemlidir. Düzenegimizde bu sorunu ortadan kaldırmak için numune tek taraflı olarak sabitlenmiş ve malzemenin genişlediği kadarki uzunluğun ( $\Delta L$ ) tamamı aynayı döndürmede kullanılmıştır.

Ölçümler sırasında ısıtılan su ile numunenin sıcaklık dengesi çok önemlidir. Çünkü bilgisayar programı deneyde suyun sıcaklığını göstermektedir. Suyun sıcaklığı ile numunenin sıcaklığı arasında çok küçük de olsa sıcaklık farkı olabilir. Bu fark ölçüm sırasında mikro seviyede bir hata oluşturabilir. Bu hatayı ortadan kaldırmak ve malzemenin denge sıcaklığına gelmesi için ölçüm alınmadan önce malzeme ince ise en az 4-5 dakika beklenmesi önerilir.

Genleşmenin büyüklüğü genişlemeye maruz bırakılan malzeme boyu ile doğru orantılıdır. Malzeme boyunun büyük seçilmesi genişleme miktarını arttırırken malzeme boyunun küçük seçilmesi genişleme miktarını azaltacaktır. Bundan dolayı deneylerde genişleme katsayısı belirlenecek malzemenin boyu ne kadar uzun seçilirse o kadar sağlıklı ve doğru sonuçlar alınmasına neden olacaktır. Geliştirilen yöntemde malzeme boyu 1m



alınmış ve genişlemenin belirgin bir şekilde ölçülmesi sağlanmıştır. Malzeme boyunun daha büyük seçilmesi durumunda ölçümlerin hassaslığını daha da artırmış olacaktır.

Bu çalışmamızda geliştirilen, katı malzemelerin genişmesini mikro düzeyde ölçebilen optik yansıma prensibine dayanan bu ölçme yöntemi; hem pratik, hem de ucuz olmasına rağmen son derece başarılı bulunmuştur. Yüksek maliyet gerektirmeyen ve normal şartlar altında kolay bir şekilde kurulabilen ve malzemelerin genişme katsayısının belirlenmesinde son derece başarılı bulunan bu yöntem, mevcut ölçme yöntemlerinin yanı sıra alternatif bir yöntem olarak endüstride yer alabilme potansiyeline sahip olduğu görülmüştür.

## KAYNAKLAR

- Akdoğan, A.E.**, 2008. Al ve Alaşımları, Yıldız Üniversitesi Mühendislik Bölümü, Ders Notları, Gebze, syf 2-5.
- Altın, S.**, 2013. X-Işını Kırınımı (XRD) ile Malzeme Analizleri, Ders Notları, İnönü Üniversitesi Fizik Bölümü, Malatya, syf 1-99.
- Arslan, T.**, 2010. X-Işınları ve Kullanım Alanları, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fizik Eğitim Anabilim Dalı, , Ankara, syf 1-24.
- Chandran, B., Calvingoforth, R., Nasrazadani, S.**, 1992. Measurement of The Coefficient of Thermal Expansion of Superconducting Thin Films Using Powder X-ray Diffraction, Article of Department of Mechanical Engineering University, Arkansas, syf 29-32.
- Corsepius, N.C., Devore, T.C., Reisner, B.A., Warnaar, D.L.**, 2007. Using Variable Temperature Powder X-ray Diffraction To Determine the Thermal Expansion Coefficient of Solid MgO, Article of James Madison University, Harrisonburg, syf 818-820.
- Desai, J.**, 2007. Using a Strain-gauge Transducer in a Wheatstone Bridge Configuration, Amplifier Product Division National Semiconductor Corp, İndiana, syf 1-3.
- Dikici, B.**, 2013. Kristal Yapılar, Yüzüncü Yıl Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümü, Ders Notları, Malatya, syf 1-6.
- Dikicioğlu, A.**, 2012. Mal 201 Malzeme Bilimi, İstanbul Teknik Üniversitesi, İstanbul, syf1-144.
- Erkan, S.**, 2012. Labview Tabanlı Bir Ani Su Isıtıcı Sisteminin Tasarlanması Labview Based System Design of An Instantaneous Water Heater, Elektrik ve Elektronik Mühendisliği, Yüksek Lisans Tezi, Tunceli, syf 49-57.
- Ergun, C.**, 2008. Malzeme Bilimi Mal 201 Kristal Yapı, Ders Notları, İstanbul, syf 1-14.
- Erbahar, D.**, 2006. Katılarda Isıl Genleşmenin İnterferometrik Metodlarla Ölçümü, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Mühendislik Bilimleri Fakültesi, Yüksek Lisans Tezi, Gebze, syf 1-39.
- Göller, G., Keleş, Ö., Akın, İ.**, 2003. Malzeme Bilimi Atomik ve İyonik Düzenler, İstanbul Teknik Üniversitesi, Ders Notları, İstanbul, syf 1-112.
- Hoffmann, K.**, 1989. An Introduction to Measurements Using Strain Gages, Hottinger Baldwin Messtechnik GmbH, Darmstadt, Almanya, syf 141-180.

- Hassan, U., Anwar, M.S.**, 2010. Michelson Interferometry, Lums School of Science and Engineering, Pakistan, syf 1-5.
- John, N.F.**, 1989. Measurement of Thermal Expansion Coefficients Using a Strain Gauge, Department of Physics, Indiana University, Article, Indiana, syf 875-877.
- Ketan, R.**, 2009. Strain Gauge, Santa Clara University, Article, Amerika, syf 1-14.
- Kırmızıgül, F.**, 2008. CdO İnce Filmlerin Püskürtme Yöntemi ile Hazırlanması, Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Adana. syf 22-41.
- Kundys, B., Bukhantsev, S, Vasiliev.**, 2004. Three Terminal Capacitance Technique for Magnetostriction and Thermal Expansion Measurements, Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Polonya, syf 1-6.
- Ozansoy, A.**, 2008. Girişim, Ankara Üniversitesi, Ders Notları, Ankara, syf 1-9.
- Orhun, Ö., Tanışlı, M.**, 1998. İlköğretim Öğretmenliği Lisans Tamamlama Programı, Anadolu Üniversitesi Yayınları Fen Bilgisi Öğretmenliği, Eskişehir, syf 3-5.
- Subrahmanyam, H.N., ve Subramanyam, S.V.**, 1986. Accurate Measurement of Thermal Expansion of Solids Between 77 K and 350 K by 3-Terminal Capacitance Method, Department of Physics, Indian Institute of Science, Bangalore, India, syf 647-660
- Swann, B.M.**, 2011. The Design and Construction of a Cryostat for Thermal Battery Investigations, University of Kwazulu-Natal, Güney Afrika, syf 5-15.
- Scholl, R., Liby, W.B.**, 2009. Using a Michelson Interferometer to Measure Coefficient of Thermal Expansion of Copper, Manhattan College Department of Physics, Meksika, syf 316-317.
- Serway, R.A., Beichner, R.J., Çolakoğlu, K.**, 2002. Fen ve Mühendislik İçin Fizik Beşinci Baskıdan Çeviri, Palme yayıncılık, Ankara, syf 805-830.
- Tekin, L., Özer, A., Candan, H., Aksoy, S., Yaz, A.M., Kahraman, Z.**, 1998. Sürat Fizik-4 Dalgalar ve Atom, Sürat Basım Yayın ve Dağıtım Anonim Şirketi, İstanbul, syf 72-136.
- Unkuri, J., Manninen, J., Lassila, A.**, 2003. Accurate Linear Thermal Expansion Coefficient Determination By Interferometry, Centre for Metrology and Accreditation (MIKES), Helsinki, Finland, syf 221-223.
- Wilson, E.J.**, 2002. Strain-Gage Instrumentation Columbia University, New York, syf 1-14,
- Wolff, E.G.**, 2003. Fundamentals of Optical Interferometry for Thermal Expansion Measurements, For presentation at the 27<sup>th</sup> International Thermal Conductivity Conference and 15<sup>th</sup> International Thermal Expansion syf 103.