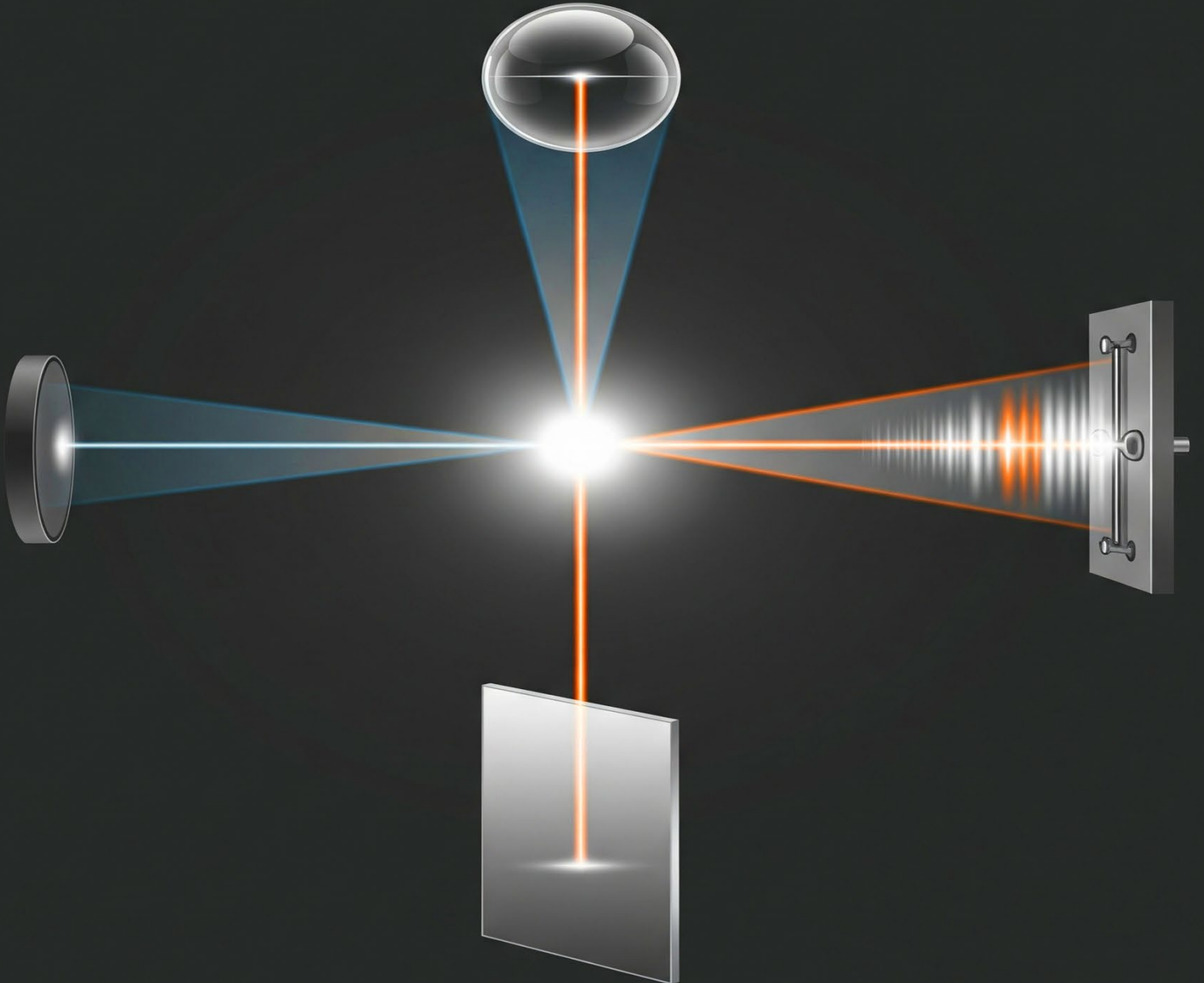




T.C
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN FAKÜLTESİ FİZİK BÖLÜMÜ
Optik Laboratuvarı
FİZ 351



İçindekiler Tablosu

LABORATUVAR KURALLARI.....	i
1. Deney: Yansıma	1
1.1. Deneyin Amacı:	1
1.2. Teorik Bilgiler.....	1
1.3. Deneyin Yapılışı	6
2.Deney: Kırılma	14
2.1. Deneyin Amacı	14
2.2. Teorik Bilgiler.....	14
2.4.Deneyin Yapılışı	25
3.Deney : Mercekler.....	31
3.1. Deneyin Amacı:	31
3.2. Teorik Bilgiler.....	31
3.4. Deneyin Yapılışı	32
4.Deney: Mercek Kusurları.....	34
4.1. Deneyin Amacı	34
4.2 Teorik Bilgi.....	34
4.2. Deneyin Yapılışı	38
5.Deney: Young Deneyi	40
5.1. Deneyin Amacı	40
5.2. Teorik Bilgiler.....	40
5.3. Deneyin Yapılışı	47
6.Deney: Kutuplanma.....	51
6.1. Deneyin Amacı	51
6.2. Teorik Bilgiler.....	51
6.3. Deneyin Yapılışı:	55
7. Deney: Fotometrik Ölçümler	57
7.1. Deneyin Amacı	57
7.2. Teorik Bilgiler.....	57
7.3. Deneyin Yapılışı:	58
8. Deney: Işık Hızı.....	62
8.1. Deneyin Amacı	62
8.2. Teorik Bilgiler.....	62
8.3. Deneyin Yapılışı	63

LABORATUVAR KURALLARI

- Her öğrenci derse gelirken, deney föyünü, çok fonksiyonlu bir hesap makinesini, milimetrik kâğıdını ve en az 20 cm’lik bir cetvelini getirmelidir.
- **Öğrenci derse gelmeden önce, yapacağı deneyin teorik bilgilerini boş beyaz kâğıda siyah veya mavi tükenmez veya pilot kalemle yazacaktır. Ön hazırlığı yapmadan gelen öğrencinin deney raporu 60 puan üzerinden değerlendirilecektir.**
- İlgili asistanlar, teorik bilginin hazırlanıp hazırlanmadığını paraf atarak kontrol edeceklerdir.
- Deneyin yapılışı yazılırken, kullanılan deney düzeneği çizilecektir.
- **Zaman kalması durumunda telafi deneyi yapılacaktır.**
- Belirtilen süre içinde gelmeyen raporlar değerlendirmeye alınmayacaktır.
- Öğrencinin gelmediği veya teslim etmediği deneye ait rapor notu, 0 (sıfır) olarak değerlendirilecektir.
- **Öğrenci, laboratuvar dersine gelmediği hâlde, yapmadığı deneyin raporunu veremez.**
- Öğrenci, hazırladığı deney raporunun aslını vermek zorundadır. Deney raporunun fotokopisi kabul edilmez. Öğrenciler teslim ettikleri raporlarını geri alamayacaklardır.
- **Rapor, mavi ya da siyah tükenmez veya pilot kalem ile yazılacaktır.**
- Hesaplamalar kısmında, hesaplamalarda kullanılan formüller belirtilecek, en az bir örnek hesaplama gösterilecek, bulunan değerlerin birimleri yazılacak, varsa ilgili tablo veya tablolar doldurulacaktır.
- Grafik çizim kurallarına uygun olarak, grafikler, milimetrik kâğıda kurşun kalem ile çizilecektir.
- **Ara sınav haftasında, laboratuvar dersi yapılmayacaktır.**

Öğrenciler tüm rapor notlarını ve ortalamasını dönem sonunda öğrenir.

1. Deney: Yansıma

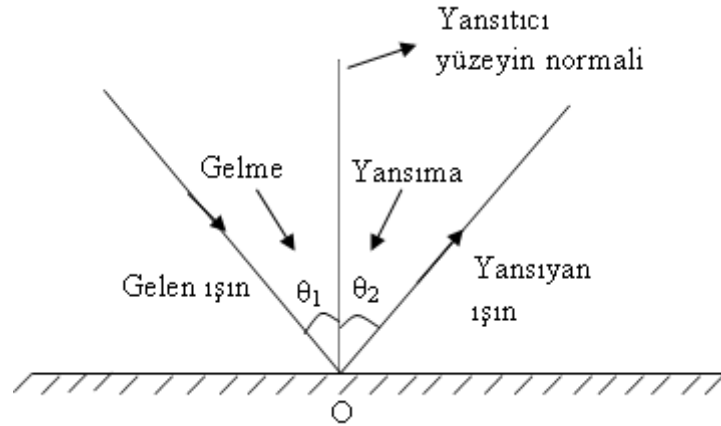
1.1. Deneyin Amacı: Işığın farklı yüzeylerden yansımalarını inceleyerek yansımanın temel yasalarını belirlemek ve yansıtıcı yüzeylerde oluşan görüntülerin incelenmesi.

1.2. Teorik Bilgiler

Bir ortamda ışığın yönünün veya doğrultusunun değişmesiyle, aynı ortamda ilerlemeye devam etmesine “yansıma” adı verilir. Yansıtıcılık özelliğine sahip optik cihazlar "ayna" olarak adlandırılır. Aynalar genellikle tek yüzü sırlanmış ya da gümüş kaplanmış metal levhalardan üretilir; bu işlem yansıtıcı özelliğin kazandırılmasını sağlar. Yansıtıcı yüzeyin geometrisine göre farklı isimlerle anılan bu yüzeyler için, ışığın yansıma yasaları tüm durumlarda geçerliliğini korur. Yansıtıcı yüzey geometrisine göre yansıma düzlem ve küresel yüzeyler olarak iki ana başlık altında toplanır.

1.2.1. Düzlem yüzeylerde yansıma

Yüzeyin bir düzlem olması halinde, gelen ışığın yansıması Şekil 1.1’de gösterildiği şekilde gerçekleşir. Bu durumda, yüzeye ulaşan ışın, geldiği ortamda farklı bir doğrultu ve yönde yayılmaya devam eder.



Şekil 1.1. Bir ışının düzlem aynadan yansıması.

Işığın bir yüzeye ulaştığı noktada, yüzeye çizilen hayali dik doğruya “yüzeyin normali” adı verilir. Yansıtıcı yüzeye ulaşan ışık demetine “gelen ışın”, yüzeyden yansıdıktan sonra yayılan ışık demetine ise “yansıyan ışın” denir. Şekil 1.1’de gösterildiği gibi, gelen ışınla yüzeyin normali arasında kalan açı “gelme açısı” (θ_1) olarak, yansıyan

ışın ile yüzeyin normali arasında kalan açı ise “yansıma açısı” (θ_2) olarak tanımlanır.

Yansıma olayı detaylı olarak incelendiğinde aşağıdaki temel yasalara ulaşılır:

- Gelme açısı, yansıma açısına eşittir. Yani, bir ışık ışınının yüzeye geliş doğrultusu ile yüzey normali arasında yaptığı açı (θ_1), yüzeyden yansdıktan sonraki doğrultusu ile normali arasında yaptığı açıya (θ_2) eşittir: Yani; $\theta_1 = \theta_2$
- Gelen ışın, yansıyan ışın ve yüzey normali aynı düzlemde yer alır. Yani, yansıma olayına konu olan bütün doğrular, ortak bir düzlemde bulunur.

Bu iki temel yasa, yalnızca düzlem aynalarda değil, tüm yansıtıcı yüzeylerde geçerliliğini korur. Düzlem aynaların ve diğer yansıtıcı yüzeylerin önüne ışıklı bir cisim yerleştirildiğinde, bu cisimden çıkan ışınlar yansıtıcı yüzeye ulaştığında yukarıda belirtilen yasalar doğrultusunda yansır.

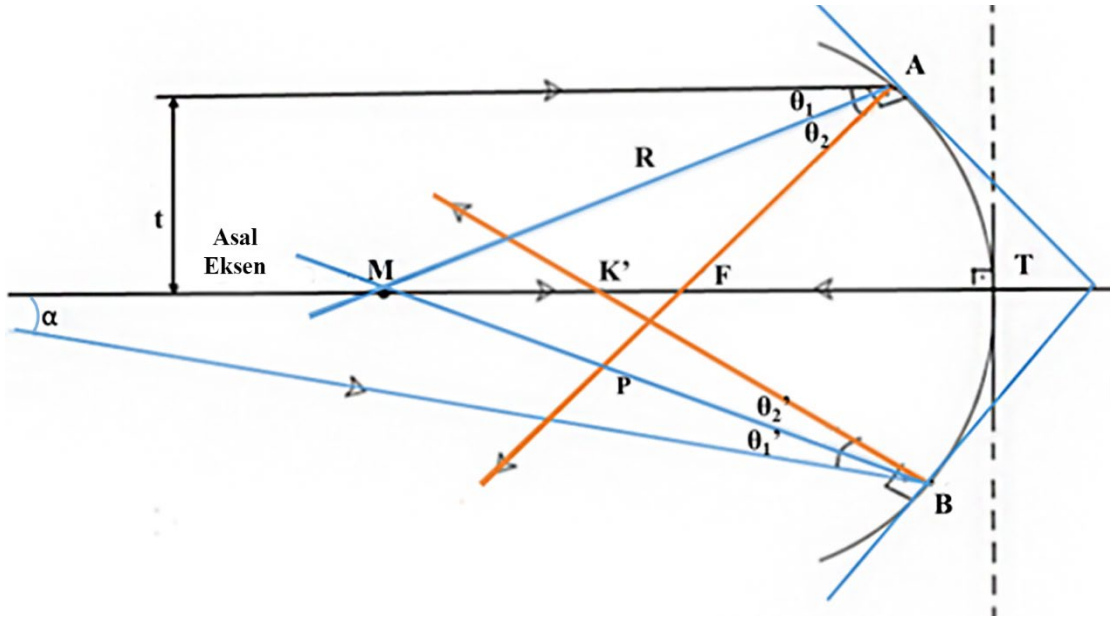
1.2.2. Küresel yüzeylerde yansıma

Düzlem yüzeylerde geçerli olan yansıma yasaları, küresel yüzeylerde de aynen uygulanır. Ancak, küresel yüzeylerin özgün geometrik özellikleri nedeniyle yüzey normalleri her noktada değişiklik gösterir. Temel olarak, küresel yüzeyler iç bükü (çukur) ve dış bükü (tümsek) olmak üzere iki ana biçimde sınıflandırılır. Bu sınıflandırmaya bağlı olarak, çukur ve tümsek aynalar elde edilir. Yansıma olayı her iki tip küresel aynada da aynı fiziksel prensiplerle gerçekleşir; ancak, oluşan görüntünün özellikleri ve yönü bakımından farklılıklar ortaya çıkar.

Çukur Aynalar, küresel bir yüzeyin çukur kısmının parlatılmasıyla elde edilen optik sistemlerdir. Yüzeyin bir küre parçası olması nedeniyle bir M merkezi ve bir R yarıçapı vardır. Böyle bir küresel yüzeyde M merkezinden geçen herhangi bir doğruya aynanın “asal eksen” denir. Asal eksenin küresel yüzeyi kestiği noktalara da “tepe noktası” (T) denir. Kürenin geometrik özelliği nedeniyle merkezden geçen her doğru yüzeye dik olduğundan normal, daima küresel yüzeyin her noktasında M merkezinden geçmek zorundadır.

Şekil 1.2’deki gibi böyle bir aynaya gelen herhangi iki ışının A ve B noktalarından yansımaya uğradığını kabul edelim. Bu noktalarda yüzeyin teğetine dik olan doğrular M merkezinden geçeceği için MA ve MB yarıçap doğrultuları, A ve B noktasında yüzeyin normalleri olacaklardır. Bu durumda A noktasına θ_1 açısı ile gelen ışın, $\theta_1 = \theta_2$ olacak şekilde bir θ_2 yansıma açısıyla yansıyacaktır. Çünkü tüm yüzeylerde olduğu gibi burada

da yansıma yasası geçerlidir. Aynı yasa, B noktasına gelen ışın içinde geçerlidir ve $\theta'_1 = \theta'_2$ olacak şekilde yansır. Asal eksen üzerine gelen bir ışın T noktasında yüzeye dik geldiğinden geliş açısı sıfır olacak ve yine sıfır yansıma açısıyla yansıyacaktır.



Şekil 1.2. Çukur aynada yansıma.

Bu ise ışığın ilk geldiği doğrultuda geri döneceği anlamına gelir. Başka bir ifadeyle ışın kendi üzerinden geri yansıyacaktır. Asal eksen üzerinde, herhangi bir K noktasından çıkan ışın yansıdıktan sonra asal eksen K' noktasında kesiyorsa K' noktasına K 'nın görüntü noktası denir. Yansıyan ışınlar kesişebiliyorsa bu kesişme noktalarında bir “gerçek görüntü” oluşur. Eğer asal eksene yakın ($t \ll R$) ve eksene paralel ışınlar gönderilirse, bu ışınların hepsinin asal eksenini bir tek noktada kestikleri görülür. Bu noktaya F “odak noktası” ve bunun T tepe noktasına olan uzaklığına da aynanın “odak uzaklığı” denir. Matematiksel olarak incelendiğinde eksene paralel veya eksene çok küçük açılar yapan ışınlar için yani φ 'nin küçük değerleri için,

$$\frac{1}{KT} + \frac{1}{K'T} = \frac{2}{MT} = \frac{1}{FT} \quad (1.1)$$

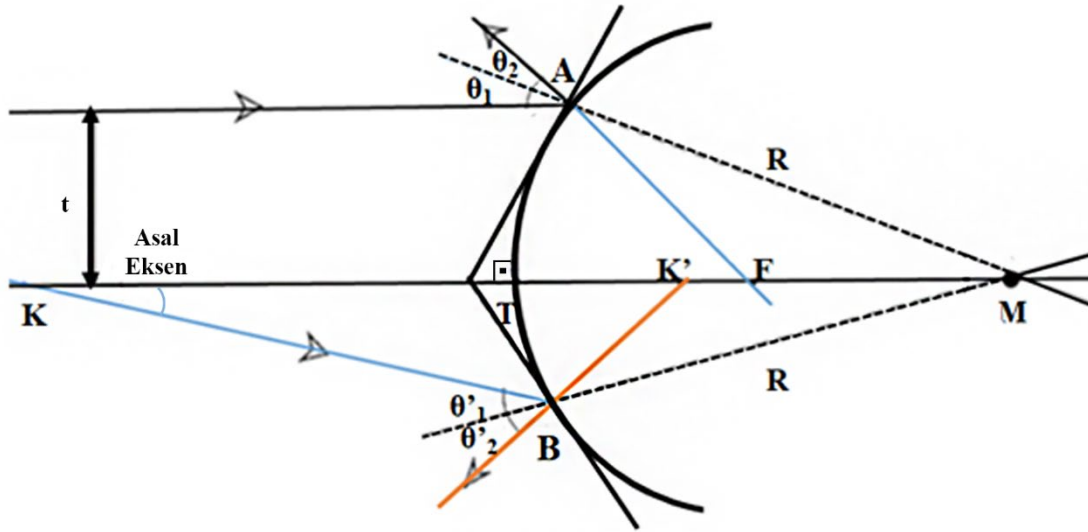
olduğu gösterilebilir. Burada $KT = u$ (cismin uzaklığı), $K'T = u'$ (görüntü uzaklığı) $MT = R$ (yarıçap) ve $FT = f$ (odak uzaklığı) olduğundan denklem 1.1 yeniden düzenlenirse

$$\frac{1}{u} + \frac{1}{u'} = \frac{2}{R} = \frac{1}{f} \quad (1.2)$$

şeklinde ifade edilir. O halde bir çukur aynada odak uzaklığı yarıçapın yarısı kadardır denilebilir. Odak uzaklığının yarıçap ile matematiksel olarak ilişkisi aşağıdaki Denklem 1.3'deki gibidir

$$f = \frac{R}{2} \quad (1.3)$$

Küresel bir yüzeyin dış bükey (tümsek) kısmının parlatılmasıyla elde edilen optik sisteme de tümsek ayna denir. Yüzeyin geometrik özelliği nedeniyle bir M merkezine ve bir R yarıçapına sahiptir. R yarıçapı yine küresel yüzeye her noktada diktir ve M merkezinden geçen ve aynayı T tepe noktasında kesen çaplardan birine de aynanın “asal eksen” denir. Bu ifadeler Şekil 1.3'te gösterilmiştir. Görüldüğü gibi çukur ve tümsek ayna için aynı ifadeler geçerlidir. Ancak her iki ayna arasındaki tek fark R 'nin işareti çukur aynalarda (+), tümsek aynalarda ise (–) olarak alınmasıdır.



Şekil 1.3. Tümsek aynada yansıma.

Bir tümsek aynaya gelen herhangi iki ışının A ve B noktalarından yansımaya uğradığını kabul edelim. A noktasında yüzeyin normali yarıçap olacağından, gelen ve yansıyan ışınların yarıçap (normal) doğrultusu ile yapacakları açılar yansıma yasalarının değişmezliği nedeniyle eşit olacaktır ($\theta_1 = \theta_2$). Aynı durum B noktası içinde geçerlidir ($\theta'_1 = \theta'_2$). Ancak dikkat edilirse, yansıyan ışınlar birbirlerinden uzaklaşarak

gitmektedirler. Bu nedenle de hiçbir zaman ışınlar birbirleriyle kesişerek gerçek bir görüntü oluşturmazlar. Fakat yansıyan ışınların uzantılarının kesişmesiyle “zahiri görüntü” oluştururlar. Zahiri görüntüler de perde üzerine düşürülemezler. Olay matematiksel olarak incelenirse, asal eksenle küçük açılar yapan ışınlar ($\varphi < 5^\circ$) veya asal eksene yakın ($t \ll R$) ışınlar için,

$$\frac{1}{KT} + \frac{1}{K'T} = -\frac{2}{MT} = -\frac{1}{TF} \quad (1.4)$$

elde edilir. Buna göre, burada sonsuzdaki bir cismin görüntüsünün odak noktasında oluşacağı hipotezi kullanılmıştır. $KT = u$ (cismin uzaklığı), $K'T = u'$ (görüntü uzaklığı) $MT = R$ (yarıçap) ve $FT = f$ (odak uzaklığı) dir ve $u = \infty$ ise $u' = f$ olmalıdır. O halde Denklem 1.2 bağıntısı burada,

$$\frac{1}{u} + \frac{1}{u'} = -\frac{2}{R} = -\frac{1}{f} \quad (1.5)$$

şeklinde ifade edilir ve çukur aynada olduğu gibi $\frac{2}{R} = \frac{1}{f}$ veya $f = \frac{R}{2}$ ifadeleri tümsek ayna içinde geçerlidir. Buna göre, $u' = \infty$ ise $u = f = \frac{R}{2}$ olmalıdır. Ancak, tümsek aynalarda bu f 'in ve buna bağlı olarak R 'nin değeri negatiftir. Çünkü zahiri bir değere sahiptir. Aynı şekilde $K'T = u'$ nün değerinin de zahiri olması nedeniyle negatif olduğu açıktır. Yansıtıcı yüzeyin tipi ve şekli ne olursa olsun, yansıyan ışığın yolu ve oluşturduğu görüntü fizik kurallarıyla belirlenebilir. Bu temel yansıma yasaları, optik olayları anlamak ve açıklamada hem deneylerde hem de günlük yaşamda güvenilir şekilde kullanılır.

1.2.3. Yansıtıcı yüzeylerde görüntü

Daha önce, cisim uzaklığı ile görüntü uzaklığı arasındaki ilişki Denklem 1.2 ile verilmiştir. Görüntü boyunun, cisim boyuna oranı ise yansıtıcı yüzeyin büyütme oranı olarak adlandırılır. Buna göre,

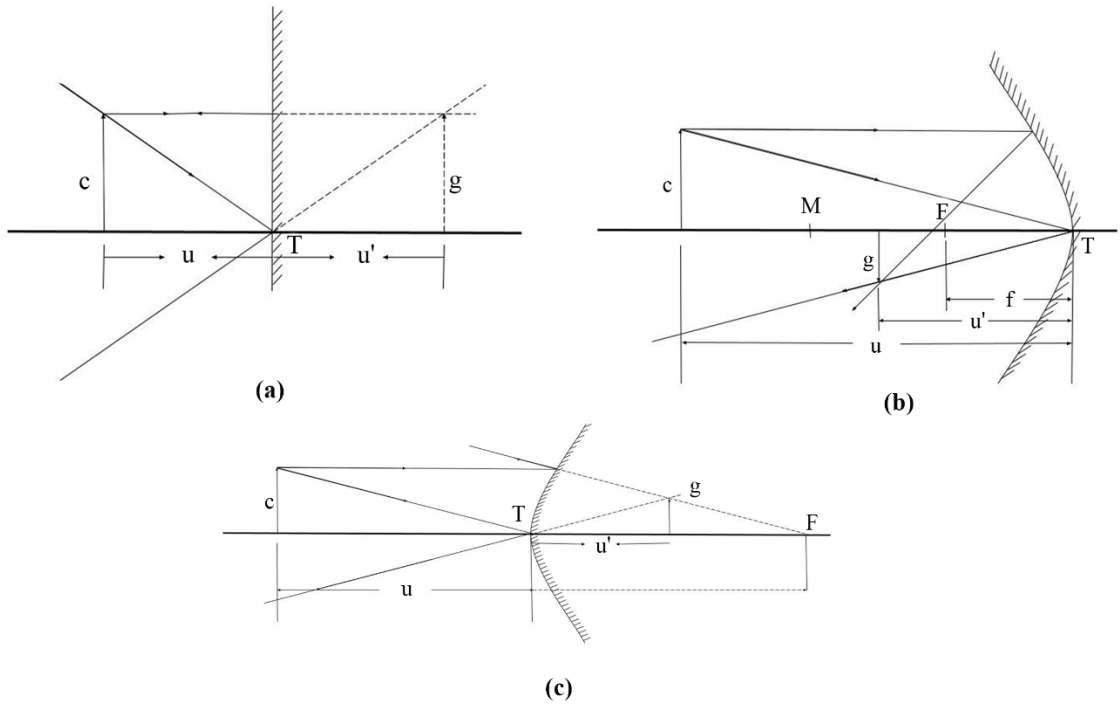
$$m = \frac{g}{c} \quad (1.6)$$

dir. Eğer Şekil 1.4 incelenirse, geometrik olarak eksene yakın ışınlar için büyütme oranı

$$m = \frac{u'}{u} \quad (1.7)$$

olduğu açıkça görülür.

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.

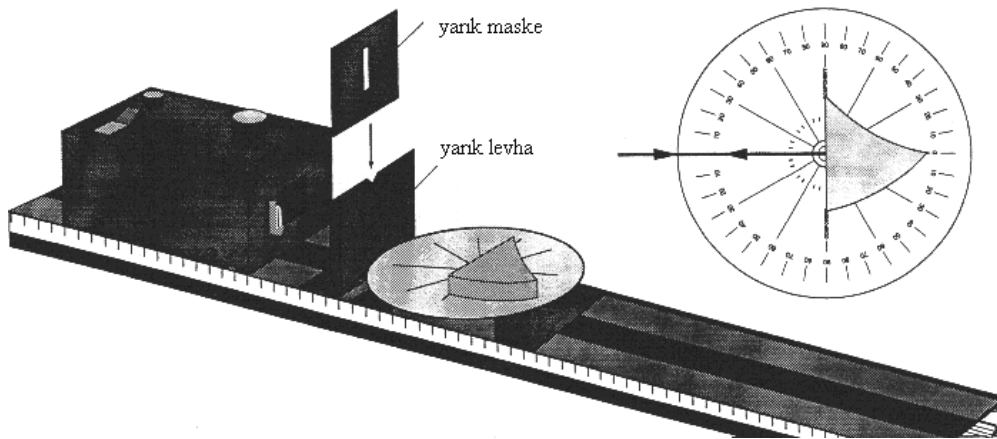


Şekil 1.4. (a) Düzlem, (b) çukur ve (c) tümsek aynada görüntü oluşumu.

1.3. Deneyin Yapılışı

1.3.1. Düzlem Aynada Yansımada

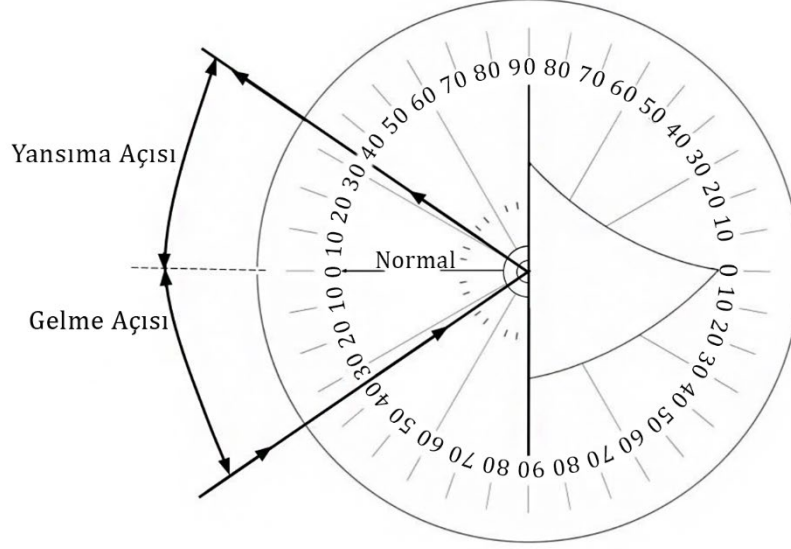
Optik sistemi Şekil 1.5'deki gibi kurunuz. Deneyde tek ışın elde etmek için yarıık levha üzerine yarıık maske yerleştiriniz. Tek bir ışık ışınıını derece ölçekli ışın tablasının normaline gelecek şekilde ayarlayınız. Dikkatli bir şekilde aynanın düz yansıtıcı yüzeyini ışın tablasındaki etiketlenmiş siyah çizgilerle hizalayınız. Ayna düzgün olarak yansıtırıldıktan sonra, ışın tablasındaki ok yansıtıcı yüzeye dik açıda olmalıdır.



Şekil 1.5. Işığın düzlem aynadan yansıması.

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.

Işın masasını döndürerek ışık ışını gözlemleyiniz. Gelme ve yansıma açısı Şekil 1.6'deki gibi ışığın normalle yaptığı açılarla ölçülür.



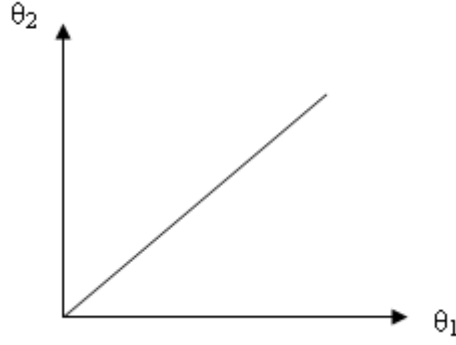
Şekil 1.6. Işın tablasındaki gelen ve yansıyan ışınlar.

Işın tablasını döndürmek suretiyle bu ölçümleri farklı gelen ve yansıyan ışınların oluşturduğu açılar cinsinden ölçerek Tablo 1.1'i tekrar oluşturunuz ve $\theta_2 = f(\theta_1)$ grafiğini çiziniz. Bu grafikten faydalanarak ne gibi sonuçlar çıkarabilirsiniz.

Tablo 1.1. Düzlem aynalarda gelme açısı ve yansıma açısının değerleri.

θ_1	θ_2 (DeneySEL)	θ_2 (Teorik)
0°		
10°		
20°		
⋮		
90°		

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.



Şekil 1.7. Düzlem aynalarda yansıyan ışın açısının, gelen ışın açısıyla değişimi.

NOT: Grafikler üzerinde deneysel olarak elde edilen değerlerden ve teorik olarak beklenen değerlerden oluşan iki eğri olmalıdır. Yorumunuzda bu iki eğri arasındaki farkın nedenini anlatmaya çalışınız.

1.3.2.Küresel yüzeylerde yansıma

Çukur Aynada Yansıma

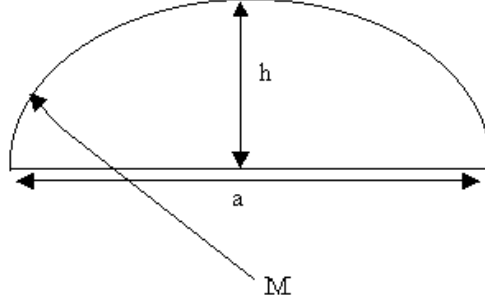
Şekil 1.5 ile verilen optik sistemi kurunuz. Deney setinde yarıık maskeyi yarıık levha üzerine yerleştiriniz. Aynanın çukur yansıtıcı yüzeyini ışık tablasında, ışık kaynağının karşısına gelecek şekilde yerleştiriniz. Işın tablasını döndürerek belirli açılarla ışık ışınını gönderiniz. Ayarlı olan bu gelme açısına karşılık yansıma açılarını ölçün ve tabloyu tekrar oluşturun. Ayrıca bu gelme açılarına karşılık gelen teorik yansıma açılarını da tabloya kaydediniz. Asal eksenle sıfır derece yapacak şekilde ışın göndererek yansıma açısını ölçünüz. Daha sonra asal eksene yakın ve paralel ışınlar göndererek, bunların hepsinin asal eksenini kestiği noktayı tespit ediniz (F). Bu noktanın tepe noktasına olan uzaklığını ölçüp (odak uzaklığı) Tablo 1.2'ye kaydederek gerekli grafikleri çizin.

Tablo 1.2 : Çukur aynada cismin asal eksene olan uzaklığına bağlı parametreler.

t (cm)	f (Deneysel)	R (Deneysel)	θ_1	θ_2 (Deneysel)	θ_2 (Teorik)
0,5					
1,0					
1,5					
2,0					

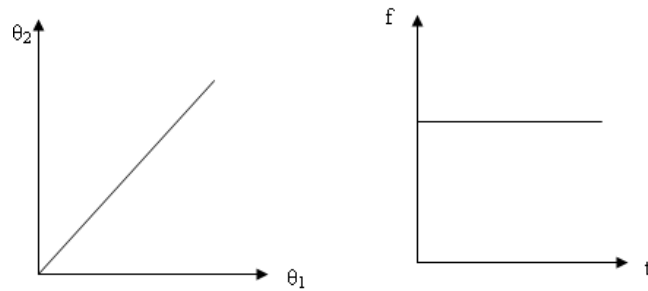
Çukur aynanın eğrilik yarıçapı teorik olarak, aynanın a açıklığı ve h yüksekliği ölçülerek aşağıdaki bağıntı ile hesaplanır.

$$R = \frac{a^2}{8h} + \frac{h}{2} \quad (1.8)$$



Şekil 1.8: Çukur aynada yarıçap, yükseklik ve a genişliğinin gösterimi.

Kullanılan paralel çizginin asal eksene olan uzaklığını ve buna karşılık gelen f 'i ölçerek Tablo 1.2'de belirtiniz. Daha önce belirttiğimiz gibi $R = 2f$ ($MT = 2FT$) olacağından R 'yi hesaplayıp, Şekil 1.8 ve Tablo 1.2 üzerinde belirtiniz. Paralel çizgiler için de yaparak tabloyu tamamlayınız. Tablodaki değerlerden faydalanarak $\theta_2 = f(\theta_1)$ ve $f = f(t)$ grafiklerini çiziniz. Bu grafik Şekil 1.9'daki gibi olmalıdır.



Şekil 1.9: Çukur aynadaki yansıyan ışın parametrelerinin birbirlerine göre değişimlerine ait grafiklerin tasviri.

Bu grafiklerden faydalanarak ne gibi sonuçlar çıkarıyorsunuz? Grafikleri yorumlayarak, teorik bilgide yer verilen ifadelerle bağlantılarını söyleyiniz.

Tümsek Aynada Yansıma

Şekil 1.5 ile verilen optik sistemi tekrar kurunuz. Deney setinde yarık levha üzerine yarık maskeyi yerleştiriniz. Aynanın tümsek yansıtıcı yüzeyini ışın tablasında ışık

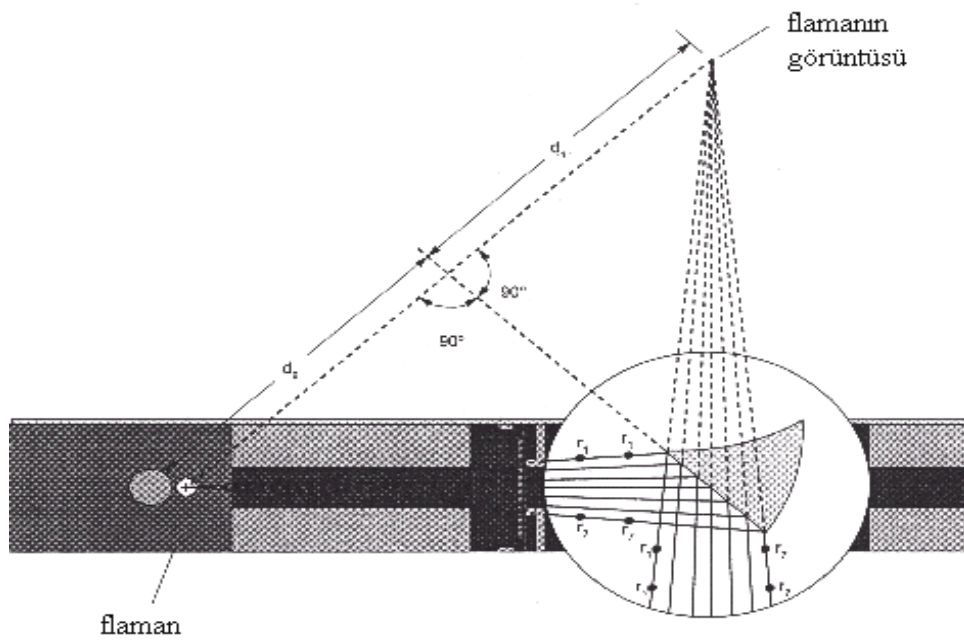
kaynağının karşısına gelecek şekilde yerleştiriniz. Işın masasını döndürerek belirli açılarla ışık ışını gönderiniz. Ayarlı olan bu gelme açısına karşılık yansıma açılarını ölçerek tabloya kaydedin. Asal eksene yakın ve paralel ışınlar gönderiniz, uzantıları bir noktadan geçecektir (f). Bu noktanın tepe noktasına uzaklığını ölçerek Tablo 1.3'e kaydederek gerekli grafikleri çiziniz. 5 ışın göndererek tabloyu tamamlayınız. Tablodaki değerlerden faydalanarak $\theta_2 = f(\theta_1)$ ve $f = f(t)$ grafiklerini çiziniz. Çizilecek bu grafikler de Şekil 1.9'daki gibi çukur aynada çizilen grafikler ile oldukça benzer olmalıdır. Ayrıca çizilen grafikleri teorik bilgiye başvurarak yorumlayınız.

Tablo 1.3: Tümsek aynada cismin asal eksene olan uzaklığına bağlı parametreler.

t (cm)	f (Deneysel)	R (Deneysel)	θ_1	θ_2 (Deneysel)	θ_2 (Teorik)
0,5					
1,0					
1,5					
2,0					

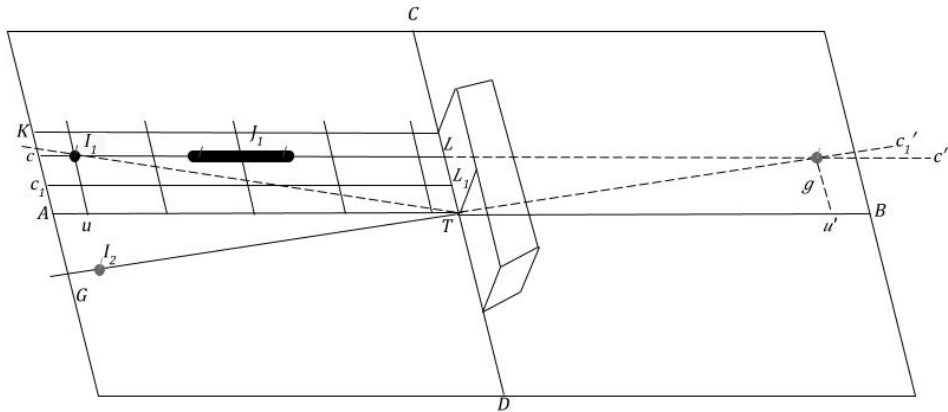
1.3.3. Düzlem Aynada Görüntünün İncelenmesi

Sistemi Şekil 1.10'deki gibi kurunuz. Işık kaynağı ve yarık levha pozisyonlarını dikkatli ve ışınları kolay görülecek şekilde ayarlayınız. Öncelikle milimetrik bir kâğıdı dörde bölecek şekilde çiziniz. Bu kâğıdı ışın masasının üzerine koyunuz. Işın optik aynasını kâğıttaki çizgilerin orta noktasına gelecek şekilde yerleştiriniz. Aynanın düz yüzeyinin pozisyonunu işaretlemek için kâğıda çizgi çiziniz. Aynayı bütün ışık ışınları düzlem yüzeyinden yansıyacak şekilde yerleştiriniz. Yarık levhanın görüntüsünü ve yarıklara rağmen ışık kaynağının flamanını görebilmek için yansıyan ışınların yolu boyunca aynaya bakınız. Aynayı ışık kaynağının flamanını görünceye kadar çeviriniz. Bir kalem ile yansıyan ve gelen ışınlar boyunca iki nokta işaretleyiniz (r_1 ve r_2 vb). Böylece hangi noktaların hangi ışınlara ait olduğunu bulabilirsiniz. Bu uzantıların kesiştiği nokta flamanın görüntüsüdür ve çizimle flamanın pozisyonunu ve görüntünün pozisyonunu belirleyin



Şekil 1.10.: Düzlem aynada görüntü oluşumu.

Bir milimetrik kağıt üzerine ATB ve CTD dik çizgilerini çiziniz. AT 'ye paralel olacak şekilde üç tane, farklı aralıklarla cL çizgisi çiziniz ve Lc' olacak şekilde uzatınız. Bunları kesecek şekilde beş tane çizgiyi de AT 'ye dik olacak şekilde çiziniz.

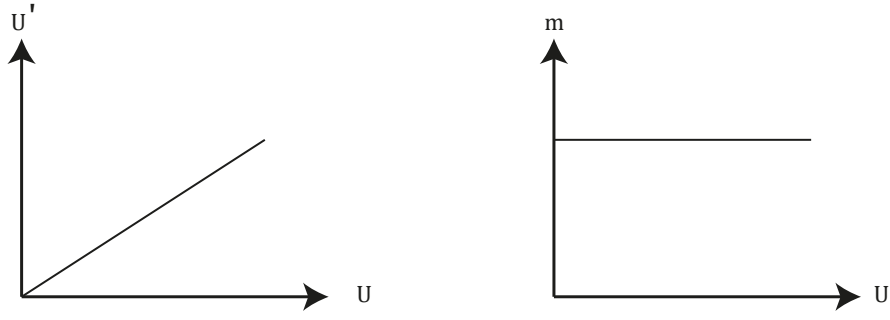


Şekil 1.11. Düzlem aynada görüntü oluşumu.

Daha sonra düzlem ayna modelini CD çizgisi ile çakışacak şekilde ve ayna üzerindeki çizgiyi de T ile çakışacak şekilde kağıt üzerine yerleştiriniz. Sistemi bozmadan aynanın durumunu kağıt üzerine çizerek belirtiniz (Şekil 1.11).

AT 'ye paralel çizgilerden biri üzerine dik çizgilerden kesişen herhangi bir noktaya I_1 tek elamanlı cismi yerleştirerek bunun görüntüsünü arayınız. Bu görüntüyü ayna üzerindeki çizgi ile çakıştırınız ve bu doğrultu üzerine tek elamanlı I_2 cismini

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.



Şekil 1.12. Düzlem aynada cisim ve görüntü parametrelerinin değişimlerine ait grafiklerin tasviri.

Bütün bunlardan faydalanarak ne gibi sonuçlar çıkarıyorsunuz? Grafikleri teorik bilgilerden faydalanarak yorumlayınız.

2.Deney: Kırılma

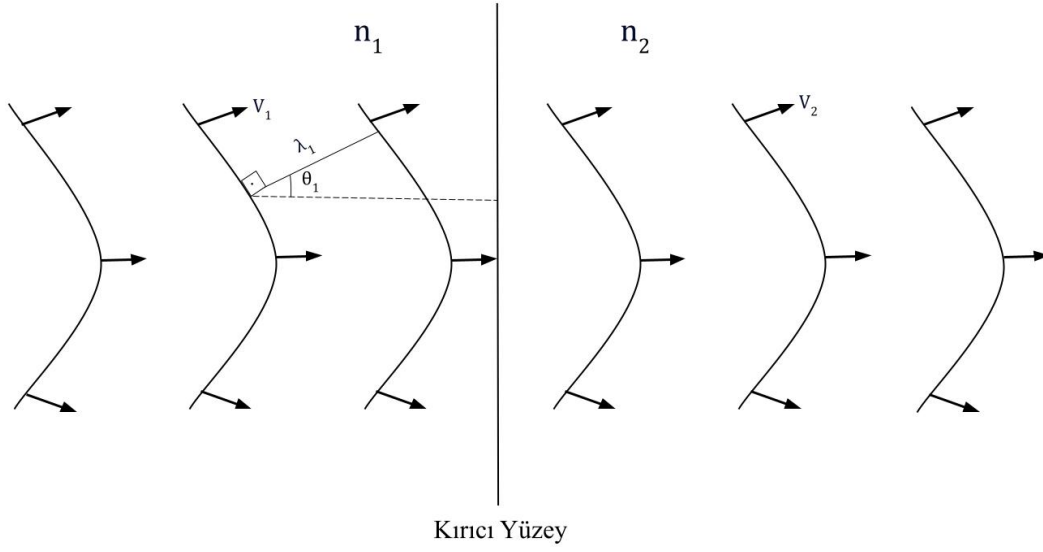
2.1. Deneyin Amacı: Işığın kırılmasını inceleyerek kırılma yasalarını belirlemek ve ortamların kırma indislerini ölçmek.

2.2. Teorik Bilgiler

Kırılma olayı, insanların ilk çağlardan itibaren bilinçsizce gözlemlediği bir doğa olgusudur. Suya batırılan bir çubuğun hava-su ara yüzeyinde kırık gibi görünmesi veya bir göldeki balığın gerçek derinliğinden daha yakın algılanması, bu tür gözlemlere örnek teşkil etmektedir. Ancak, ilk çağlarda kırılma olayı bilinçli ve sistematik bir biçimde araştırılmamıştır ve bu döneme ait kaynaklar mevcut değildir. Kırılma olayına ilişkin bilinen ilk yazılı çalışma Batlamyus'a aittir. Bu çalışmada, iki ortamı ayıran yüzeye gelen ışının farklı açılarda kırıldığı tablo halinde gösterilmiştir. Bununla birlikte, kırılma yasalarına dair herhangi bir açıklama yapılmamış ve tabloyu oluşturan verilerin belirli bir yasaya uyduğu ortaya konulamamıştır. Bununla beraber, deney ve teorik çalışmalar ile günümüzde kırılma olayının fiziği bilinmektedir.

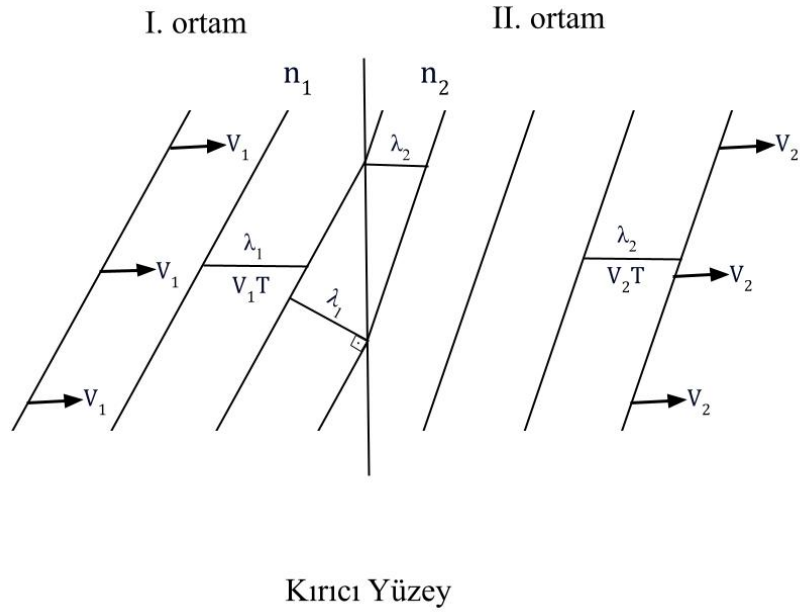
2.2.1. Küresel ve düzlem dalgaların kırılması

Kırılmanın fiziği derinlemesine anlamak için iki farklı ortamı ayıran ara yüzeye küresel bir dalganın geldiğini varsayalım. Dalgalar her ortamda Huygens prensibine uyacak şekilde yayılır. Huygens prensibine göre, ilerleyen bir dalga yüzeyinin her noktası kendisinden sonraki dalgaları oluşturan ve her yöne dalgacıklar yayan yeni bir dalga kaynağı rolü oynar. Herhangi bir anda bu dalgacıkların zarfı da yeni dalga cephesini (yüzeyini) oluşturur. Ancak birinci ortam ile ikinci ortamdaki dalgalar birbirinden farklıdır. Çünkü Şekil 2.1’de görüldüğü gibi dalgaların birinci ortamdaki yayılma hızı V_1 iken ikinci ortamdaki yayılma hızı V_2 olmaktadır. Bu hız değişiminin ara yüzeyi geçerken oluşan dalga şeklinden dolayı ara yüzeyde olduğu açıktır. Huygens prensibine dayanarak bu dalga şeklinin değişme nedeni açıklanabilir. Gelen dalgaların hızı, kırılan dalgaların hızından büyükse n_2 ortamı n_1 ortamından optikçe daha yoğundur. Bu sebeple n_2 ortamında dalgalar daha yavaş hareket edeceklerdir ve λ dalga boyu daha küçük olacaktır.



Şekil 2.1. Küresel dalgaların kırılması.

Düzlem dalgalarda da aynı durum söz konusudur. Şekil 2.2’de görüldüğü gibi birinci ortamda V_1 hızıyla yayılan düzlem ışık dalgaları arasındaki dalga boyu $\lambda_1 = V_1 T$ kadar olacaktır. Burada T ışığın periyodudur. Işın ikinci ortama geçtiğinde rengi ve frekansı değişmeyeceğinden, bunun sağlanabilmesi için hızı ve dalga boyu değişir. Eğer ışığın ikinci ortamdaki yayılma hızı V_2 ise, ikinci ortamdaki dalga cepheleri arasındaki mesafe $\lambda_2 = V_2 T$ kadar olacaktır.



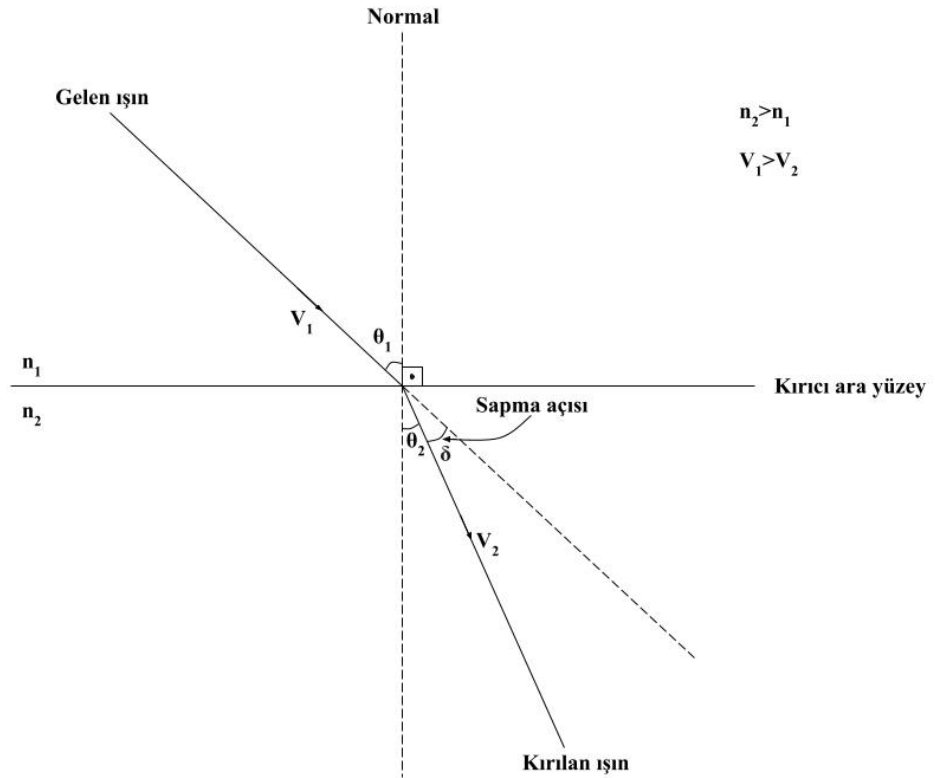
Şekil 2.2. Düzlem yüzeylerde kırılma.

2.2.2. Kırılma yasaları

Işığın, optikçe farklı bir ortamdan diğerine geçtiği zaman yön ve doğrultusunu değiştirmesi olayına “kırılma” denir. Işık bir ortamdan gelip optikçe farklı diğer bir ortama geçerken, Şekil 2.3’teki gibi iki ortamı ayıran ara yüzeyde doğrultusunu değiştirecek şekilde kırılmaya uğrar. Işığın kırıldığı noktadan yüzeye çıkılan dikmeye ara yüzeyin normali denir. Gelen ışınla kırılan ışının yüzeyin normali ile yaptıkları açılar; gelme açısına θ_1 ve yansıma açısına θ_2 diyecek olursak, ışın kırıldıktan sonra ilk doğrultusuna göre,

$$\delta = \theta_1 - \theta_2 \quad (2.1)$$

kadar sapmış olur. Buna sapma açısı denir.



Şekil 2.3. Işığın farklı iki ortamdaki kırılması.

Işığın kırılmasının fiziksel nedeni, ışığın farklı ortamlarda farklı hızlarla yayılmasıdır. Işığın boşlukta yayılma hızı evrensel bir sabittir ve bu hız $c = 3.10^8 m/s$ dir. Eğer ışığın farklı iki ortamdaki yayılma hızları V_1 ve V_2 ise ortamlara kırıcılık özelliği veren ortamın kırma indisi,

$$n_0 = \frac{c}{c} = 1; n_1 = \frac{c}{V_1}; n_2 = \frac{c}{V_2} \quad (2.2)$$

şeklinde tanımlanır. Eğer ifadeler $c = nV$ şeklinde incelenirse ortamın kırma indisi n , ışığın o ortamdaki “yavaşlama katsayısı” olarak da tanımlanabilir. Bu nedenle n , hiçbir zaman 1’den küçük olamaz. Başka bir deyişle gelen ışının hızı hiçbir zaman ışık hızından büyük olamaz.

Kırılma olayı fiziksel ve matematiksel olarak incelendiğinde, kırılma yasaları olarak adlandırılan iki önemli yasa vardır.

1-İşın, kırma indisleri farklı bir ortamdan diğerine geçerken kırılır. Kırılma miktarları,

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.3)$$

şeklinde Snell bağıntısı ile bulunur.

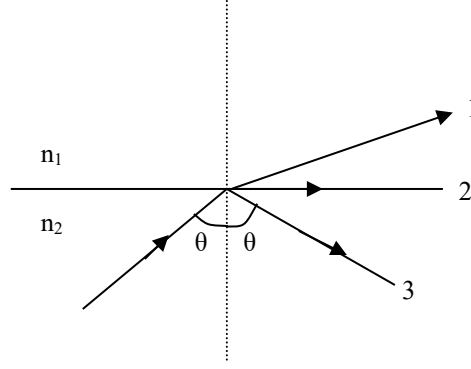
2-Gelen ışın, kırılan ışın ve kırıcı yüzeyin normali aynı düzlem içindedir.

Snell bağıntısı birçok anlama sahiptir. Eğer ikinci ortamın kırma indisi birinci ortamdan büyük ise ($n_2 > n_1$), ikinci ortamın birinci ortamdan daha kırıcı veya optikçe daha yoğun olduğunu söyleyebiliriz. Bu durumda Snell bağıntısının sağlanması için $\sin \theta_1 > \sin \theta_2$ ($n_2 > n_1$) >1 ise $\theta_1 > \theta_2$ olması gerekir. Bu da $n_2 > n_1$ olan iki ortamda ışının birinci ortamdan ikinci ortama geçerken normale yaklaşarak kırıldığını belirtir. Çoğu zaman bu ifade ışın, optikçe az yoğun bir ortamdan çok yoğun bir ortama geçerken normale yaklaşarak kırılır veya ışın, optikçe çok yoğun ortamdan az yoğun ortama geçerken normalden uzaklaşarak kırılır şeklinde ifade edilir. Eğer geliş açısı çok küçük ise ($\theta_1 < 5^\circ$) ise, kırılma açısı daha da küçük olacaktır. Bu durumda açıların sinüs değerleri radyan değerlerine eşit olacağından Snell bağıntısı,

$$n_1 \theta_1 (rad) = n_2 \theta_2 (rad) \quad (2.4)$$

şeklinde yazılır. Ayrıca ışığın optikçe çok yoğun ortamdan az yoğun ortama geçmesi sırasında kırılma açısının 90° olduğu durumlarda gelme açısının aldığı değere sınır açısı denir.

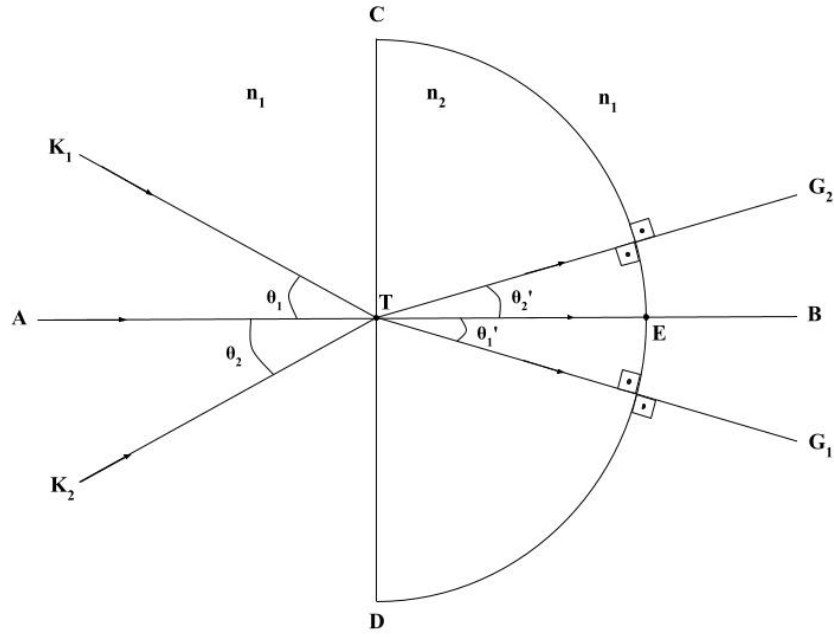
Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.



Şekil 2.4. Farklı θ_1 açısıyla gelen ışının izlediği yollar.

Gelen ışın, $\theta_1 < \theta_{sınır}$ ise 1 nolu ışın, $\theta_1 = \theta_{sınır}$ ise 2 nolu ışın, $\theta_1 > \theta_{sınır}$ ise 3 nolu ışın olarak ilerler.

Bir ortamın kırma indisi en basit şekilde, ışığın o ortamdaki hızı ölçülerek hesaplanabilir. Ancak ışığın hızını ölçmek çoğu zaman güç olduğundan, kırma indisi ışığın izlediği yolun geometrisinden faydalanarak kolayca hesaplanabilir.



Şekil 2.5. Bir yarım dairenin merkezine gelen ışığın kırılması.

Snell bağıntısına göre, geliş açısı sıfır olduğunda kırılma açısı da sıfır olur; yani yüzeye dik gelen ışın, yine dik olarak yoluna devam eder. Şekil 2.5'te, dairenin merkezinden gelen ışınlar yüzeyi dik kestiğinden doğrultularını değiştirmezler. Yarıçap, dairenin yüzeyine daima diktir; bu nedenle merkezden gelen ışınlar sapmadan ilerler. Böylece bu yöntemle bir ortamın kırma indisi pratik olarak ölçülebilir. Havanın kırma indisi

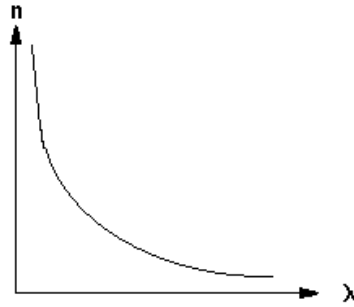
genellikle 1 alındığından, yarım dairelik bir cismin kırma indisi bu şekilde

$$n_2 = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_1'} = \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_2'} \quad (2.5)$$

bağıntısından hesaplanabilir. Ortamların kırma indisini, ortamlardaki hızların oranı (Denklem 2.2) olarak tanımlanır ve ışık hızının farklı ortamlarda farklı olduğunu görülür. Işık dalgasal bir yapıya da sahip olduğundan, hızının değişmesi, dalga boyunun değişmesine neden olur. Fakat frekansı sabit kalır. Çünkü ışığın rengini belirleyen frekanstır ve ışın saydam ortamlarda yayılırken rengi, dolayısıyla frekansı değişmez. Ama dalga boyu, dolayısıyla hızı değişir. Bu nedenle dalga boyu ve hız arasındaki ilişki,

$$\lambda = \frac{V}{\nu} \quad (2.6)$$

şeklinde tanımlanır. Bu tanım gereğince, ortamın kırma indisi ışığın dalga boyuna veya o ortamdaki hızına bağlıdır. Bu nedenle de kırma indisi belirlenirken ışığın dalga boyu da belirlenmek zorundadır. Yani $n = f(\lambda)$ dır. Şekil 2.6'da n 'in λ ile değişimi teorik olarak verilmiştir.



Şekil 2.6. Kırma indisinin gelen ışının dalga boyu ile değişimi.

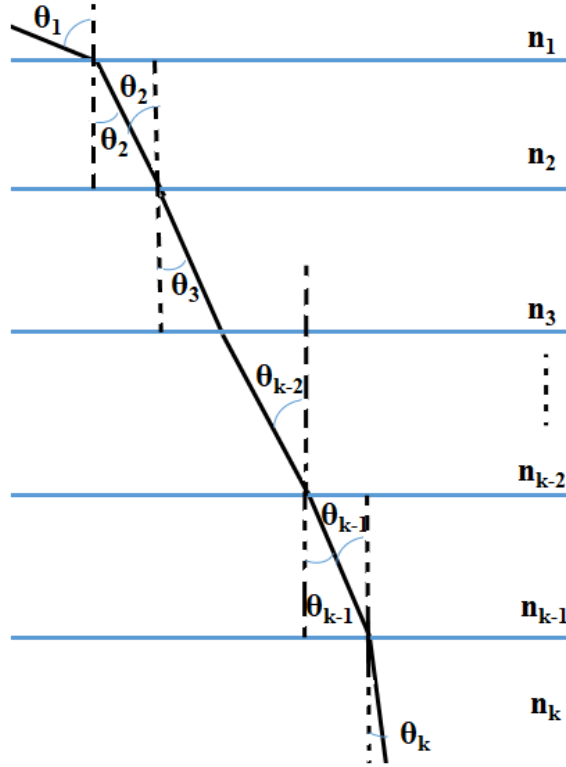
Tablo 2.1'de bazı saydam ortamların $\lambda = 5893 \text{ Å}$ luk ışık için kırılma indisleri verilmiştir.

Tablo 2.1. Bazı ortamların kırma indisleri.

Ortam	Kırma İndisi	Ortam	Kırma İndisi
Hava	1,00029	Cluorit(CaF ₂)	1,434
CO ₂	1,00045	Cam	1,46-1,96
Su(0 °C)	1,334-1,333	Crown Camı	1,517
Gliserin	1,47	Flint Camı	1,655
Etil Alkol	1,354-1,361	Kalsit (CaCO ₃)	1,658
Karbon di sülfür	1,629	Buz (-8 °C)	1,31n
Kuartz (SiO ₂)	1,544	Elmas	2,419-2,421
Tuz (NaCl)	1,544		

2.2.3. Paralel düzlem ara yüzlerde kırılma

Optikçe farklı iki ortamı ayıran ara yüzeyin durumu, bir bütün olarak ele alındığında, her zaman düzlem değildir. Çoğu zaman bu ara yüzeyler düzlem veya küresel yapıya sahiptirler. Bir optik olayda çoğu zaman bir tek ara yüzey yerine birden fazla ara yüzeyle karşılaşılır. Fakat ışığın her ara yüzeydeki kırılması daha önce belirtilen kırılma yasalarına uygun olarak gerçekleşir.



Şekil 2.7. Paralel düzlem ara yüzeyde kırılma.

Şekil 2.7’de görüldüğü gibi optikçe farklı $(n_1, n_2, n_3, \dots, n_k)$ k tane ortamı ayıran birbirine paralel $k - 1$ tane ara yüzey ele alalım. Işın birinci ara yüzeyden girip, diğer ara yüzeylerde kırılma yasalarına uygun olarak kırıldıktan sonra k ’inci ortama çıkar. Işığın her ortamda ara yüzeyin normali ile yaptığı açılara $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_k$ diyecek olursak her ara yüzeydeki kırılma Snell bağıntısından $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 = n_3 \sin \theta_3 = \dots = n_{k-2} \sin \theta_{k-2} = n_{k-1} \sin \theta_{k-1} = n_k \sin \theta_k$ bağıntıları yazılabilir. Bunlar taraf tarafa toplanacak olursa sonuçta

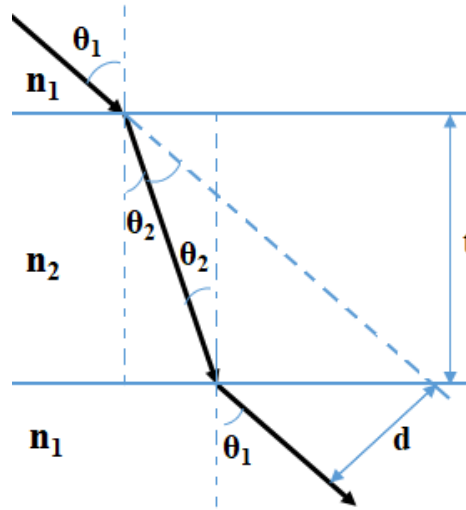
$$n_1 \sin \theta_1 = n_k \sin \theta_k \quad (2.7)$$

elde edilir. Bu ifadeye göre, ara yüzeylerin paralel olması şartıyla, farklı ortamlardaki kırılma sadece ışığın girdiği ve çıktığı ortamlara bağlıdır. Eğer ışığın girdiği ve çıktığı

ortamlar optikçe özdeş iseler ($n_1 = n_k$) $\sin \theta_1 = \sin \theta_k$ veya $\theta_1 = \theta_k$ olacaktır. O halde aynı ortam içinde bulunan bir dizi kırıcı yüzeylerden geçen ışın en son yüzeyden, ilk geldiği açı ile kırılarak çıkmaktadır. Böylece ışık ilk doğrultusuna paraleldir ama Şekil 2.8’deki gibi ilk doğrultusundan kaymaya uğrayacaktır. Bu ifadeyi ilk ve son ortamların aynı olduğu iki ara yüzey için uygulayacak olursak, ışığın kayma miktarı,

$$d = t \frac{\sin \delta}{\cos \theta_2}, \delta = \theta_1 - \theta_2 \quad (2.8)$$

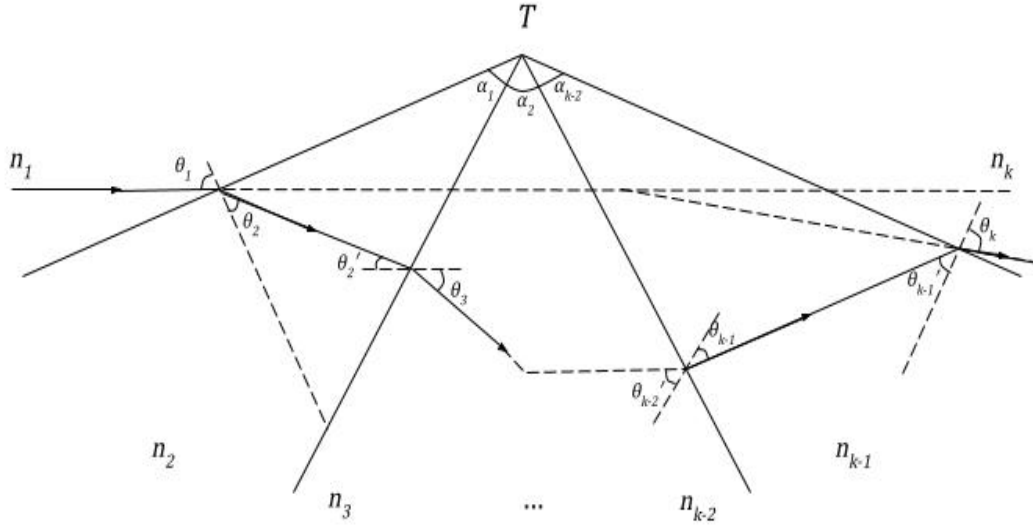
olarak hesaplanır.



Şekil 2.8. Işığın farklı yüzeylerden geçerken oluşan kayma miktarı.

2.3.4. Kesişen düzlem ara yüzeylerde kırılma

Daha önce incelenen paralel ara yüzeylerin paralel olmaması durumunda ara yüzeyler kesişecekler ve sonuçta aralarında $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{k-2}, \alpha_{k-1}, \alpha_k$ açıları oluşacaktır. Bu durumda ışığın takip ettiği yol çok daha farklı, ancak her ara yüzeydeki kırılma olayı yine kırılma yasalarına uygun olarak gerçekleşecektir. Her ara yüzeydeki kırılma için Snell bağıntısından, $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$; $n_2 \sin \theta_2 = n_3 \sin \theta_3$; $n_{k-2} \sin \theta_{k-2} = n_{k-1} \sin \theta_{k-1}$; $n_{k-1} \sin \theta_{k-1} = n_k \sin \theta_k$ bağıntıları yazılabilir.



Şekil 2.9. Kesişen düzlem ara yüzeylerde kırılma.

Şekil 2.9'daki geometrik özelliklerinden ve yukarıdaki bağıntılardan faydalanarak ışığın son çıktığı ortamdaki doğrultusu arasındaki δ sapma açısı,

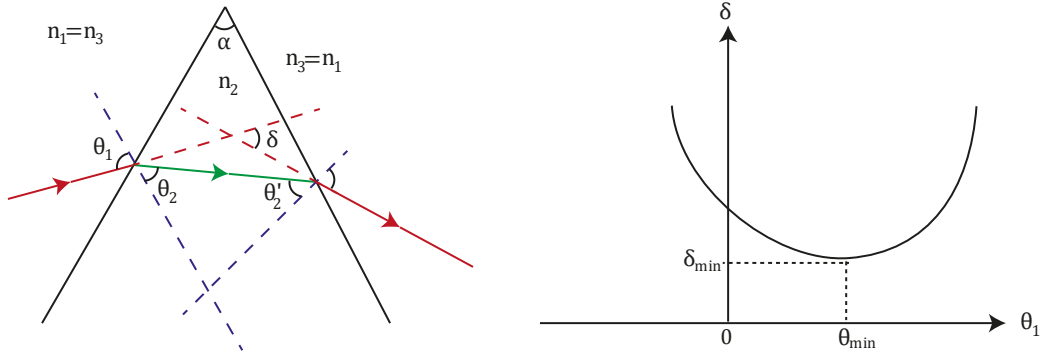
$$\delta = \theta_1 - \alpha_1 - \alpha_2 - \dots - \alpha_{k-2} + \sin^{-1} \left\{ \frac{n_{k-1}}{n_k} \sin \left[\alpha_{k-2} \text{ArcSin} \left\{ \dots \left[\text{ArcSin} \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \right) - \alpha_1 \right] \dots \right\} \right] \right\} \quad (2.9)$$

şeklinde elde edilir. Görüldüğü gibi ara yüzeylerin fazla olması sapma miktarının çok karmaşık yollardan hesaplanmasını gerektirmektedir.

Daha kolay olması amacıyla birbirleri ile kesişen, aralarındaki açı α olan ve üç farklı ortamı ayıran sadece iki ara yüzeyi ele alalım. Eğer bu ortamlarda ilk ve son ortam aynı ise çoğu kez bu durum prizma olarak bilinir. Böyle bir prizmada ışığın yolu takip edilirse her ara yüzeydeki kırılma olayı kırılma yasalarına uygun olarak gerçekleşir. En son çıkan ışığın giren ışıdan sapma miktarı olan δ açısı,

$$\delta = \theta_1 - \alpha + \sin^{-1} \left\{ \frac{n_2}{n_1} \sin \left[\alpha - \text{ArcSin} \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \right) \right] \right\} \quad (2.10)$$

şeklinde elde edilir. Eğer bu ifadenin θ_1 'e karşı grafiği çizilirse, eğrinin bir minimum dan geçtiği görülür.



Şekil 2.10. Işığın prizmada kırılması, sapması ve sapma açısının geliş açısına göre değişimi.

Buradaki δ_{min} 'a, θ_{min} geliş açısına karşılık gelen minimum sapma açısı denir. Bu değer $\delta = f(\theta_1)$ fonksiyonunun birinci türevlerinden elde edilebilir. Minimum sapma durumunda, prizmada ışığa göre veya prizmanın tepe açısının açıortayına göre bir simetri oluşur. Bundan faydalananarak da $n_1 \sin \theta_{min} = n_2 \sin(\alpha/2)$ ifadesinden,

$$\delta_{min} = 2 \sin^{-1} \left[\frac{n_2}{n_1} \sin(\alpha/2) \right] - \alpha; \quad \text{veya} \quad n_2 = n_1 = \frac{\sin \left(\frac{\delta_{min} + \alpha}{2} \right)}{\sin \left(\frac{\alpha}{2} \right)} \quad (2.11)$$

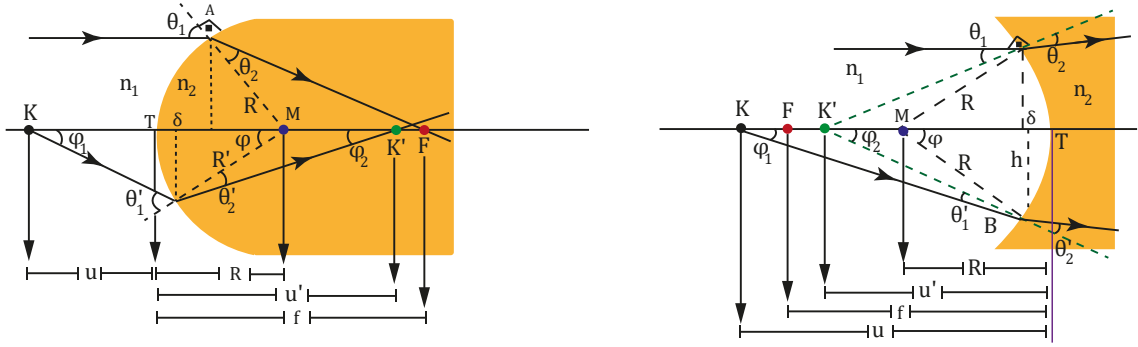
elde edilir. Eğer prizmanın tepe açısı çok küçük ($\alpha < 5^\circ$) ise bu açının Sinüsü yerine açının radyan değeri kullanılabilir. Bu durumda,

$$S_{min} \cong \alpha \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \approx 2 \sin^{-1} \left(\frac{\alpha n_2}{2 n_1} \right) - \alpha; \quad \text{veya} \quad n_2 \cong n_1 \left(\frac{\delta_{min}}{\alpha} + 1 \right) \quad (2.12)$$

elde edilir. Bu ifadelerden görüldüğü gibi belirli bir prizmanın n_1, n_2, α ve minimum sapma açısı da prizmanın sabitlerindendir.

2.3.5. Küresel bir yüzeyde kırılma

Işının kırılmaya uğradığı yüzey küresel bir yapıya sahip olsa da ışının yüzeye geldiği noktada (A ve B) yüzeyinin sahip olduğu teğeti nedeniyle bir düzlem gibi kabul edilebilir. Bu durumda ışığın kırılması yine kırılma yasalarına uygun olarak gerçekleşir. Şekil 2.11'de görüldüğü gibi eğer yüzey dairesel veya küresel bir yapıya sahipse yarıçap yüzeye dik olacağından küresel yüzeyin normali kendi yarıçapı olacaktır.



Şekil 2.11. (a) Dış bükey ve (b) iç bükey Küresel ara yüzlerde kırılma

Şekil 2.11'e dikkat edilirse $\theta_1' = \Phi_1 + \Phi$ ve $\varphi = \theta_2' + \Phi_2$ olduğundan, Snell bağıntısını kullanarak ve eksene yakın ışınlar (küçük ϕ açıları) için,

$$\frac{n_1}{u} + \frac{n_2}{u'} = \frac{1}{R} (n_2 - n_1) \quad (2.13)$$

elde edilir. Eğer böyle bir yüzey karşısına c boyunda bir cisim konulursa ve bunun görüntüsünün boyu g ise yüzeyin enine büyütmesi,

$$m_e = \frac{g}{c} = \frac{n_1 u'}{n_2 u} \quad (2.14)$$

olarak hesaplanır.

2.3.6. Kesişen küresel eğri yüzeylerde kırılma

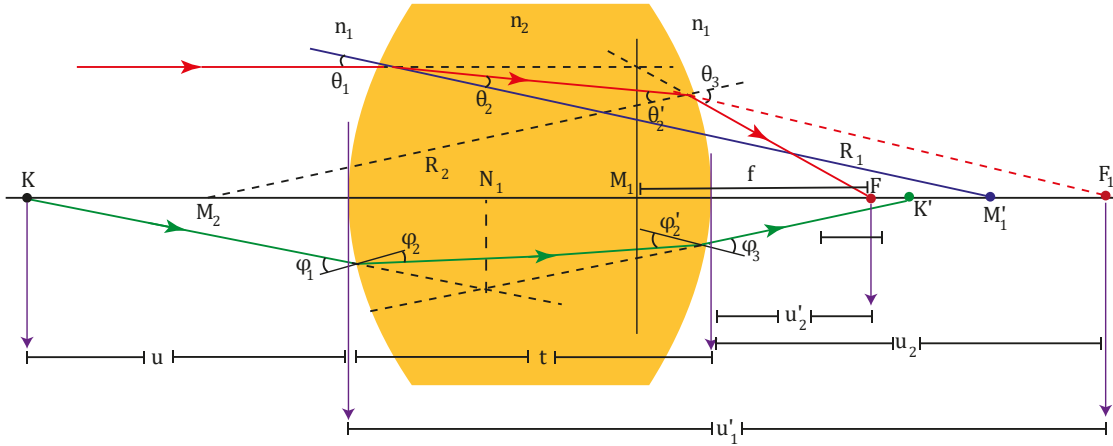
Küresel yüzeylerin birbirine göre durumları ne olursa olsun ışın her yüzeyde kırılma yasalarına uygun olarak kırılır. Buna göre birinci yüzeydeki kırılmada, sanki ikinci yüzey yokmuş gibi farz edilir.

$$\frac{n_1}{u_1} + \frac{n_2}{u_1'} = \frac{n_2 - n_1}{R_1} \quad (2.15)$$

elde edilir. Burada R 'lerin işaretleri önemlidir. Bu işaret daima yüzeyden merkeze göre kabul edilir. Eğer bu yön ışınla aynı yönde ise pozitif (+) ve ters yönde ise negatif (−) olarak işaretlenir. İkinci ara yüzdeki kırılmada,

$$\frac{n_2}{u_2} + \frac{n_1}{u_2'} = \frac{n_2 - n_1}{R_2} \quad (2.16)$$

bağıntısı elde edilir (Şekil 2.12). Genelde küresel yüzeylerden oluşmuş optik sistemlere mercek denir ve her merceğinde bir optik odak uzaklığı vardır. Tanım gereği sonsuzdaki bir cismin görüntüsünün oluştuğu noktaya o cismin odak noktası denir.



Şekil 2.12. Kesişen küresel eğri yüzeylerde kırılma.

Böyle bir sisteminde odak noktasının (f) merceğe olan uzaklığı, dolayısıyla sistemin odak uzaklığı ($HF = f$) hesaplanabilir. Şekil 2.12'ye dikkat edilirse, sistemin hepsi H 'daki asal düzleme indirgenebilir. Çünkü gelen ışınla, çıkan ışının doğruları bu düzlemde kesişirler. Bundan faydalanarak sistemin odak uzaklığı,

$$f = u1' \left(-\frac{u_2'}{u_2} \right) \quad (2.17)$$

veya

$$\frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + \frac{t}{R_1 R_2} \left[\frac{(n_2 - n_1)^2}{n_1 n_2} \right] \quad (2.18)$$

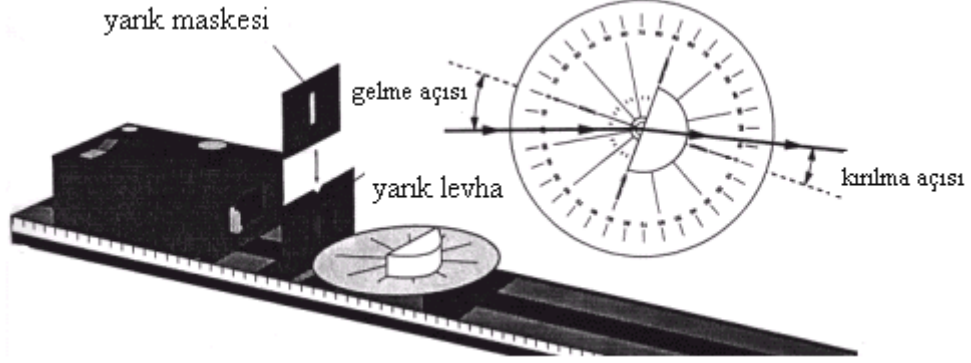
şeklinde elde edilir. Burada R_1 ve R_2 'nin işaretlerine dikkat etmek gerekir.

2.4.Deneyin Yapılışı

Şekil 2.13'te verilen optik sistem düzeneğini kurunuz. Işın Tablasının merkezinden tek ışık ışını geçirmek için yarıklı levha üzerine yarıklı maskeyi yerleştiriniz. Yarıklı daire şeklindeki merceğin düz yüzeyini, üzerinde "Component" yazan çizgi ile

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.

aynı hizaya getiriniz. Işık kaynağını açınız. Tablayı 0° 'den 90° 'ye kadar 10° derecelik gelme açıları için kırılma açılarının değerlerini Tablo 2.2'ye yazınız.

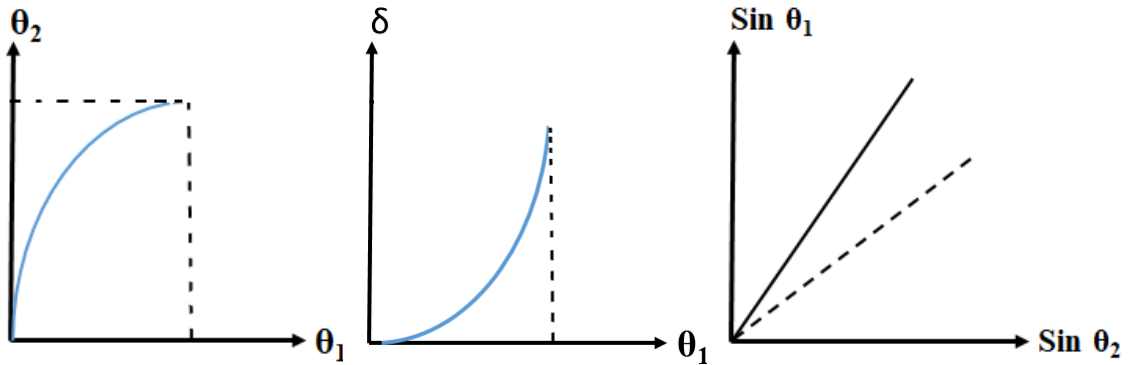


Şekil 2.13. Işığın kırılma sistemi

Tablo 2.2. Gelme ve kırılma açıları, Sinüs değerleri ve ortamın kırılma indisi değerleri.

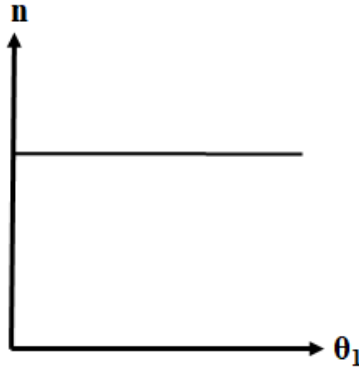
θ_1	θ_2	$\delta = \theta_1 - \theta_2$	$\sin \theta_1$	$\sin \theta_2$	n
0					
10					
20					
$\vdots$					
90					

Tablo 2.2'de gerekli işlemleri yaptıktan sonra tablodan faydalanarak $\theta_2 = f(\theta_1)$, $\delta = f(\theta_1)$ ve $\sin \theta_1 = f(\sin \theta_2)$ fonksiyonlarının grafiğini çizersiniz. Elde edeceğiniz grafikler Şekil 2.14'teki tasvirlerle benzerlidir. Tablo 2.2'deki sonuçlardan ve çizdiğiniz grafiklerden yararlanarak ne gibi sonuçlar çıkarabilirsiniz.



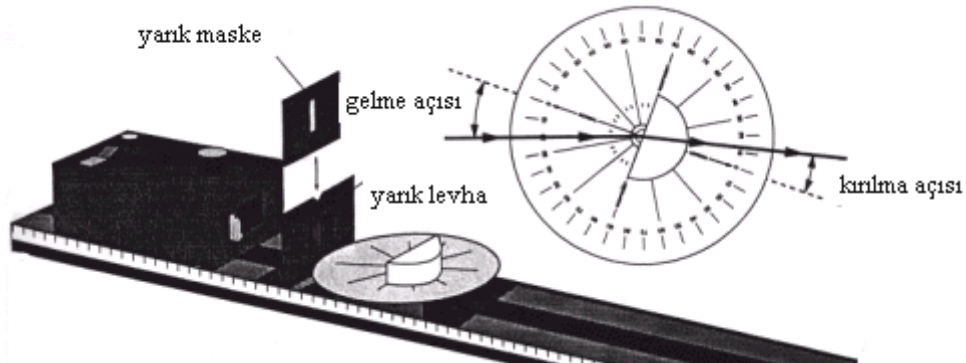
Şekil 2.14. $\theta_2 = f(\theta_1)$, $\delta = f(\theta_1)$ ve $\sin \theta_1 = f(\sin \theta_2)$ fonksiyonlarının grafiksel tasviri.

Tablo 2.2’den faydalanarak n değerleri hesaplanabilir. Bu ışının kırıldığı ortamın kırma indisidir. Bu değerlerden faydalanarak $n = f(\theta_1)$ grafiği çizilebilir. Bundan başka yine tablodaki değerlerden faydalanarak çizdiğiniz $\sin \theta_1 = f(\sin \theta_2)$ grafiğinden ortamın kırma indisini belirleyebilirsiniz.



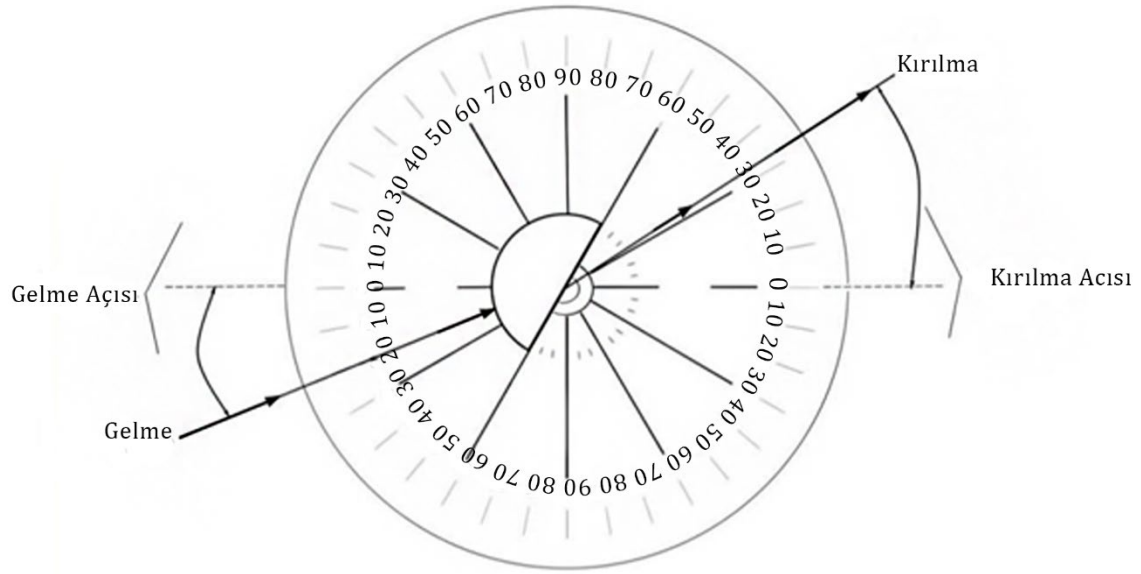
Şekil 2.15. Kırma indisinin geliş açısıyla değişimi.

Deneyin bu bölümünde Şekil 2.16’da görülen optik sistemden yararlanacağız. Optik tezgâhı masanın üstüne yerleştiriniz. Yarık maskeyi yarık levhaya yerleştiriniz. Tablanın üzerine yarım daire şeklindeki cismi yerleştiriniz. Işık kaynağını açınız ve ışının önce düzlem yüzeye gelmesini sağlayın. Böylece düzlem yüzeydeki kırılmayı göreceksiniz. Tablayı döndürerek 10’ar derecelik gelme açıları için kırılma açılarını belirleyiniz. Tablayı döndürmeye devam ederek ışının cismin eğik yüzeyine düşmesini sağlayın. Burada eğik yüzeye gelen ışının gelme açısını 10’ar derece artırarak kırılan ışının kırılma açısını belirleyiniz. Bulduğumuz bu değerleri aşağıdaki Tablo 2.3’e yazınız.



Şekil 2.16. Düzlem ve eğrisel yüzeyler için kırılmanın incelendiği optik sistem.

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.



Şekil 2.17. Düzlem ve eğrisel yüzeyler için gelme ve kırılma açılarının gösterimi.

Tablo 2.3. Düzlem ve eğrisel yüzeyler için gelme ve kırılma açılarının değerleri.

Düz Yüzey		Eğik Yüzey	
Gelme açısı	Kırılma açısı	Gelme açısı	Kırılma açısı
0°		0°	
10°		10°	
20°		20°	
⋮		⋮	
90°		90°	

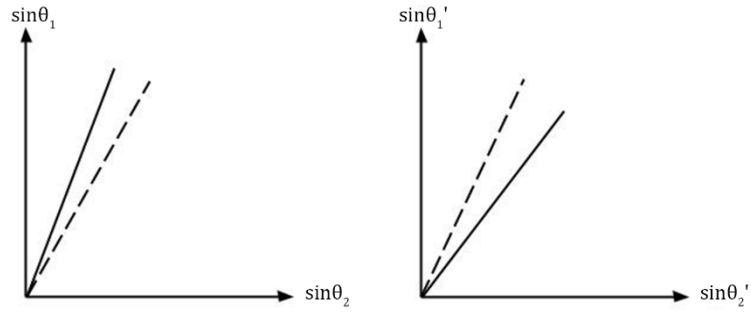
Yukarıdaki tabloya bakarak düzlem yüzeyde kırılma ile eğik düzlemdeki kırılma arasında nasıl bir fark vardır. Grup arkadaşlarınızla sebeplerini tartışınız.

Deneyin bu bölümde paralel düzlem ara yüzeylerde kırılmanın incelenmesi ele alınacaktır. Şekil 2.13'te verilen optik sistemde yarım disk ara yüzeyin yerine paralel düzlem ara yüzeyi yerleştiriniz. Işın Tablasının merkezinden tek ışık ışını geçirmek için yarık levha üzerine yarık maskeyi yerleştiriniz. Paralel düzlem ara yüzeyi "Component" yazan çizgi ile aynı hizaya getiriniz. Işık kaynağını açınız. Tablayı 0°'den 90°'ye kadar 10° derecelik gelme açıları için kırılma açılarının değerlerini Tablo 2.4 yazınız. Bu tablodan faydalananarak $\sin \theta_1 = f(\sin \theta_2)$ ve $\sin \theta_1' = f(\sin \theta_2')$ grafiklerini çizin. Çizeceğiniz grafikler Şekil 2.18'de sunulan grafik tasvirleriyle örtüşmelidir.

Tablo 2.4. Işığın havadan cama ve camdan havaya geçişindeki gelme ve kırılma açıları, Sinüs değerleri ve ortamın kırma indisi değerleri.

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.

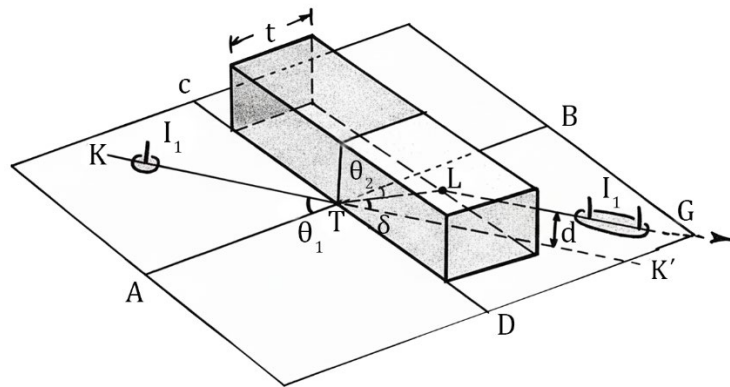
θ_1	θ_2	θ_1'	θ_2'	$\sin \theta_1$	$\sin \theta_2$	$\sin \theta_1'$	$\sin \theta_2'$	$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2}$	$\frac{\sin \theta_1'}{\sin \theta_2'}$
0°									
10°									
20°									
⋮									
90°									



Şekil 2.18. $\sin \theta_1 = f(\sin \theta_2)$ ve $\sin \theta_1' = f(\sin \theta_2')$ fonksiyonlarının grafiksel gösterimi.

Bu grafiklerden yararlanarak ortamın kırma indisini belirleyiniz. Daha önce aynı malzemeden yapılmış yarım disk kırma indisi ile karşılaştırınız. Başka ne gibi sonuçlar çıkarırsınız.

Kalınlığı ve kırılma indisi belli olan paralel düzlem ara yüzey için yukarıda yaptığınız deneydeki her değer için d kayma miktarlarını hesaplayıp Tablo 2.5'e yazınız. Tablo 2.5'ten faydalanarak $d = f(\theta_1)$ grafiğini çizin. Çizeceğiniz grafik Şekil 2.20'deki grafik tasvirine uygun olmalıdır. Bu değer ve grafiklerden faydalanarak ne gibi sonuçlar çıkarıyorsunuz.

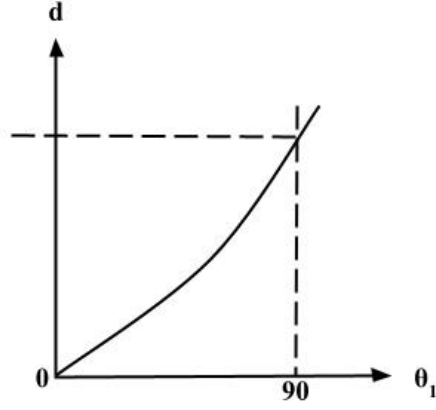


Şekil 2.19. Paralel düzlem ara yüzeylerdeki kırılmanın şematik gösterimi

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.

Tablo 2.5. Paralel düzlem ara yüzeylerdeki kayma miktarları

θ_1	d (DeneySEL)	θ_2	δ	d (Teorik)
10				
20				
$\vdots$				
90				



Şekil 2.20. Düzlem ara yüzeylerdeki kırılmada kayma miktarının geliş açısıyla değişimi.

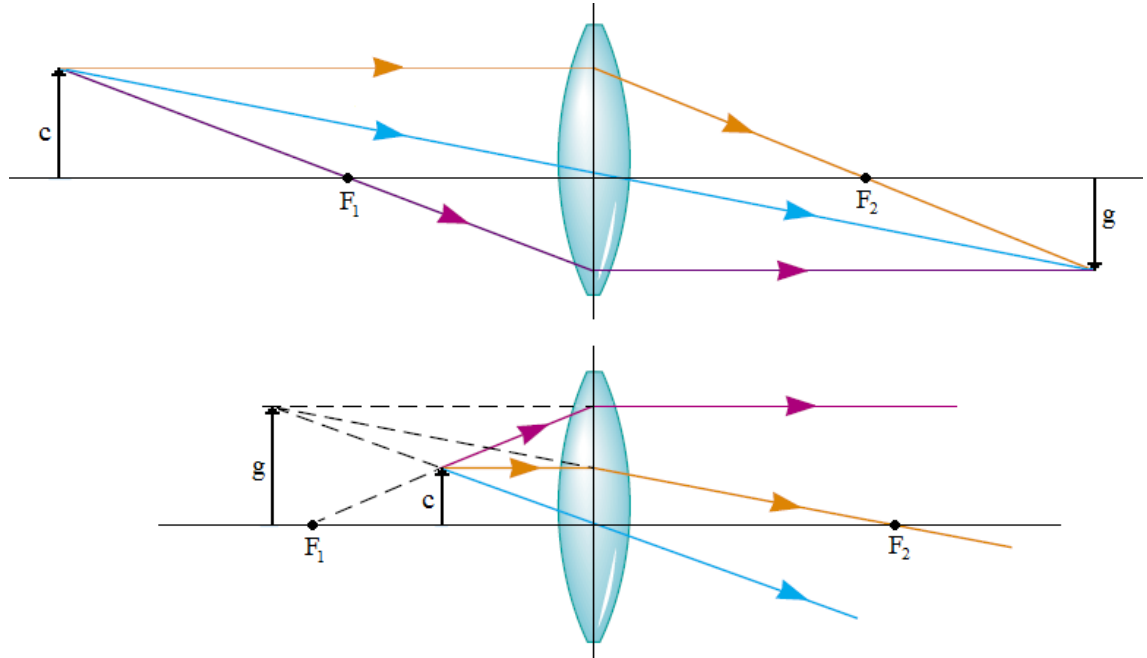
3.Deney : Mercekler

3.1. Deneyin Amacı: Merceklerin incelenerek mercek yasalarının sağlanması ve odak uzaklıklarının hesaplanması.

3.2. Teorik Bilgiler

Genelde iki küresel yüzeye sahip ve bulunduğu ortama göre farklı bir kırma indisinden yapılmış saydam optik aletlere mercek denir. Daha önce küresel yüzeylerde ışınların nasıl kırıldıklarını ve hangi yasalara uyduklarını gördük. Bir mercek durumunda bile kırılma yasaları geçerliliklerini korurlar.

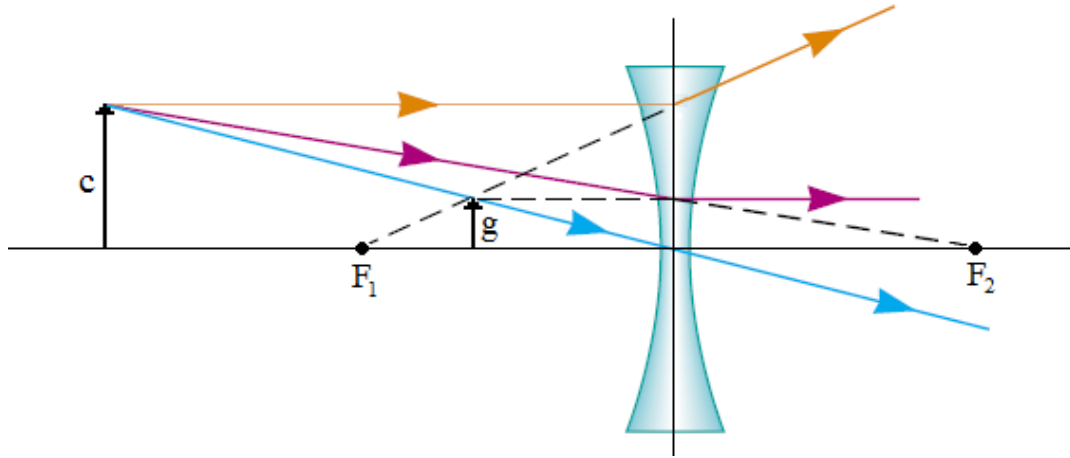
Işıklı bir cismin bir noktasından çıkan ışın demeti mercekte kırıldıktan sonra belirli bir yerde birleşerek o noktanın gerçek bir görüntüsünü oluştururlar. Cismin her noktasından çıkan ışınlar da cismin görüntüsünü oluşturacak şekilde birleşirler. Eğer görüntü, Şekil 3.1'deki gibi ışınların kesişmesiyle oluşmuş ise bu tür görüntüye gerçek görüntü denir ve bir perde üzerine düşürmek mümkündür.



Şekil 3.1. İnce kenarlı mercekte oluşan görüntünün incelenmesi.

Eğer ışınlar birbirlerinden uzaklaşmaları nedeniyle kesişemiyorlarsa bunların uzantıları bir noktada kesişirler ve görüntü burada oluşur. Böyle görüntülere de zahiri

görüntü denir ve bu tür zahiri görüntüler perde üzerine düşürülemezler (Şekil 3.2). Görüntülerin zahiri veya gerçek olmaları cisimler için de geçerlidir.



Şekil 3.2. Kalın kenarlı mercekte oluşan görüntünün incelenmesi.

Herhangi bir cismin, odak uzaklığı f olan bir merceğe uzaklığına u ve bunun görüntüsünün merceğe olan uzaklığına u' diyecek olursak ve kullanılan merceğin ince olması durumunda eksene yakın ışınlar için bu terimler arasındaki bağıntı,

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{u} + \frac{1}{u'} \quad (3.1)$$

şeklinde verilir. Bu sırada görüntü boyunun cisme göre değişimi enine büyütme olarak bilinir ve

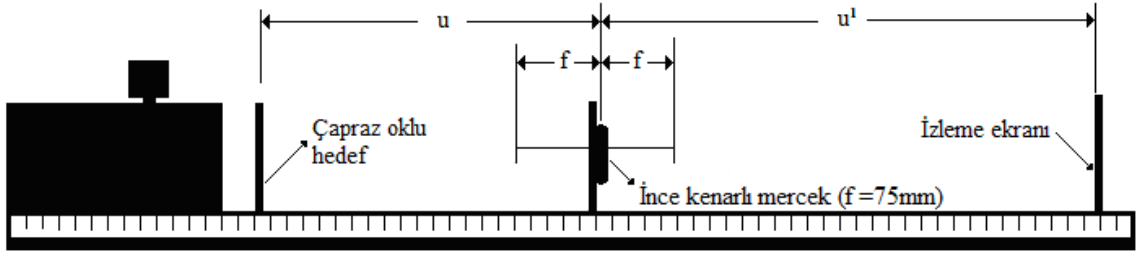
$$M = -\frac{g}{c} = \frac{u'}{u} \quad (3.2)$$

şeklinde tanımlanır. Kullanılan mercekler çoğu zaman kalın merceklerdir. Yani göbek kalınlığı yarıçaplar yanında ihmal edilemeyecek kadar büyüktür (Eğer $t/R < 0,1$ ise mercek ince mercek olarak kabul edilebilir).

3.4. Deneyin Yapılışı

Şekil 3.3'teki düzeneği kurunuz. Işık kaynağını açınız. Hedefin görüntüsünü izleme ekranı üzerine odaklamak için merceği hedef cisme doğru yaklaşırın veya uzaklaştırın. Bu işlemleri yaparken elde edilen cismin izleme ekranındaki görüntüsü neye göre büyür veya küçülür? Oluşan görüntü cisme göre düz mü? Yoksa ters mi? u 'nun artırılması veya azaltılması durumunda f ve u' bunlara bağlı olarak değişir mi?

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.



Şekil 3.3. Deney düzeneğinin kurulumu.

Çapraz oklu hedefi, Tablo 3.1’de listelenen u değerlerine göre yerleştirin ve izleme ekranını net bir görüntü elde edinceye kadar ileri geri hareket ettirin. Görüntü boylarını (g) cetvel yardımıyla ölçün. Denklem (3.1) ve (3.2) yararlanarak, Tablo 3.1’i doldurun (c hedef cisim üzerindeki okun boyudur). $u' = f(u)$ grafiğini çizip yorumlayınız.

Tablo 3.1. Deneyde kullanılacak veriler ve gerekli hesaplamalar.

u (cm)	u' (cm)	g (cm)	f (cm)	M
8				
9				
10				
11				
12				
13				
14				
15				
16				

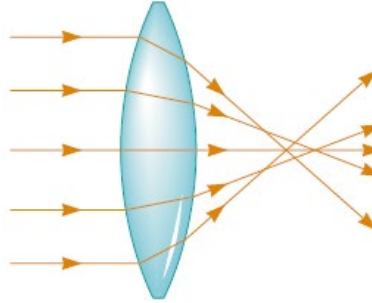
Aynı düzeneği kullanarak ince kenarlı mercek yerine kalın kenarlı bir mercek kullanın. İzleme ekranı üzerinde bir görüntü elde edilip edilmediğini gözlemleyiniz.

4. Deney: Mercek Kusurları

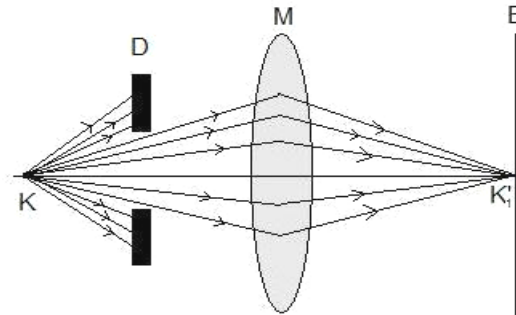
4.1. Deneyin Amacı: İdeal bağıntılar olarak bilinen temel mercek bağıntılarının yaklaşık bağıntılar olduğunu ve bunların bağlı olarak oluşan optik kusurları incelemek.

4.2 Teorik Bilgi

Daha önce gördüğümüz $1/f = 1/u + 1/u' = (n - 1)[1/R_1 - 1/R_2]$ mercek bağıntısı $\sin \theta \cong \theta$ yaklaşımı sonucu elde edilmiştir. Bu ise yukarıdaki bağıntının asal eksene yakın ışınlar için geçerli olduğu anlamına gelir. Çünkü asal eksenenden uzaktaki ışınlar için θ açısı büyük olacağından $\sin \theta \cong \theta$ yaklaşımı yapılamaz ve bu durumda basit mercek bağıntısı bu ışınlar için geçersiz olur. Işınların merceğe geliş açıları arttıkça buna bağlı olarak sistemdeki odak sayısı da artar ve görüntünün netliğinde azalma meydana gelir. Daha sönük ve bulanık bir görüntü oluşur. Bu merceğin yüzeyinin küresel olmasından kaynaklanan bir durumdur ve bu nedenle “küresellik kusuru” denir. Şekil 4.1’de mercekteki küresellik kusuru sonucu ışığın kırılımı verilmiştir.



Şekil 4.1. Bir mercekteki küresellik kusurunun gösterimi.

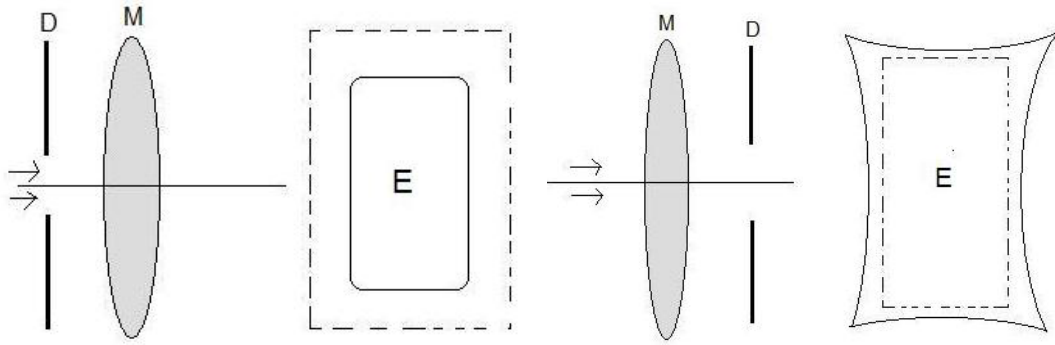


Şekil 4.2. Küresellik kusurunun önlenmesinin şematik olarak gösterimi.

Şekil 4.1 incelendiğinde oluşan görüntüyü bulanıklaştıran ışınların merceğin

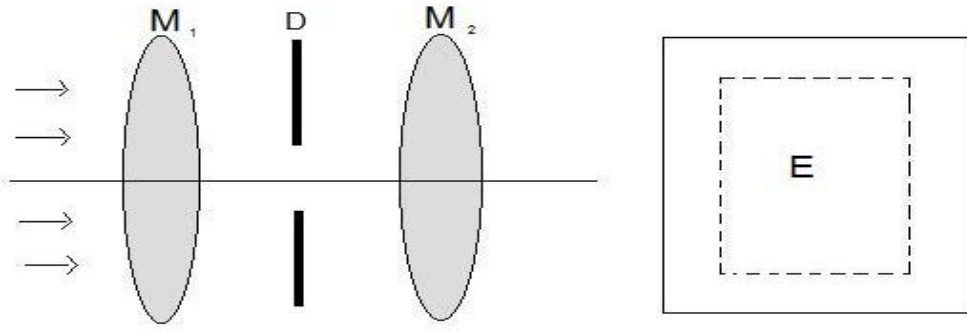
kenarından gelen ışınlar olduğu kolayca anlaşılabilir. Buna göre, elde edilen bulanık görüntü ekranda varken Şekil 4.2'deki gibi mercek önüne konacak bir D diyaframı, mercek kenarlarına gelen ışınları kesip, sadece asal eksene yakın ışınları geçireceğinden, ekranda eskisine nazaran daha net ama sönük bir görüntü oluşur.

Küresellik kusurunu yok etmek veya minimuma indirmek için dairesel bir D diyaframının kullanılmasının bir çözüm olacağını söylemiştik. Oysa bu durumda “distorsiyon” denen başka bir kusur ortaya çıkar. Genel olarak, oluşan görüntünün eksensel büyütmesi ile kenarlardaki büyütmesinin farklı oluşu distorsiyon kusuru olarak bilinir. Diyaframın merceğin önüne veya arkasına konmasına göre iki distorsiyon ortaya çıkar. Bunlar Şekil 4.3'teki gibi merkezdeki büyütmenin kenarlardaki büyütmeden büyük olduğu “fıçı” distorsiyon ve eksensel büyütmenin kenardaki büyütmeden küçük olduğu “iğne yastığı” distorsiyonlarıdır.



Şekil 4.3. Bir mercede oluşan distorsiyonları. **a)** fıçı tipi **b)** iğne yastığı

Şekil 4.3'de diyafram ve merceğin konumuna göre dikdörtgen şeklindeki bir cismin oluşturduğu distorsiyon kusurlu görüntüler görülmektedir. Bu kusuru gidermenin tek yolu diyaframı hem çıkış hem de giriş diyaframı olarak kullanmaktır. Bu da bir tek diyaframı iki mercek arasında kullanmaktır. Buna göre Şekil 4.4'te gösterildiği gibi iki mercek arasındaki diyafram, birinci merceğin oluşturduğu iğne yastığı distorsiyonu, ikinci merceğin oluşturduğu fıçı tipi distorsiyon ile dengeler ve normal görüntü oluşmasını sağlar.



Şekil 4.4. Distorsiyon kusurunun giderilmesinin şematik olarak gösterimi.

Başka bir kusur türü ise koma kusurudur. Bu kusur genellikle merceğin optik ekseninden uzakta bulunan cisimlerin oluşturduğu bir kusurdur. Küresellik kusurunu yok etmek için kullanılan diyafram eğer tam asal eksene yerleştirilirse küresellik kusuru giderilir. Ama buna karşılık eğer cisim asal eksenden uzakta ise görüntüyü oluşturan ışınların bir kısmı yeniden küresellik kusuruna sahip olur ki bu koma kusuru olarak tanımlanır. Çünkü bu durumda kullanılan diyafram bu ışınları kesemez. Bu durumda eksenden uzakta noktasal bir cismin görüntüsü kuyruklu yıldıza benzer, bu nedenle bu kusura “koma” kusuru denir. Koma kusurunu gidermenin tek yolu cismin asal eksen üzerinde bulunmasını sağlamaktır. Oysa çoğu zaman bu mümkün olmadığından, bunun başka bir yolu diyaframı kaydırarak, görüntüyü oluşturacak ışınların merceğin ortasından geçmesini sağlamaktır. Bu durumda küresellik kusuruna sahip ışınlar engellenir ve sanki cisim farklı bir asal eksen üzerinde imiş gibi görünür. Bu durumda diyaframdan geçen ışınlar merceğin merkezinden geçtiğinden küresellik kusuru da minimuma indirgenmiş olur.

Daha önceki koma kusuru, eksenden uzaktaki cisimler tarafından oluşturulmaktaydı. Eksenden uzakta bulunan bu cisimlerin oluşturduğu bir başka kusur da astigmatizm ve buna bağlı olarak alan eğriliği kusurudur. Asal eksenden uzaktaki bir cisim için mercek artık simetrik olmayacaktır. Bu nedenle düzlem bir cismin görüntüsü de düzlem şeklinde değil, eğrisel yüzey şeklinde olacaktır. Ancak merceğin yüzeyleri cisme göre simetrik olmadığından, cisimden gelen ışınlar mercekte antisimetrik bir şekilde kırılmaya uğradığından farklı iki konumda, farklı durumda iki görüntü oluşturacaklardır. Bu görüntülerin birinde cismin kısmının görüntüsü oluşurken ikincisi de cismin diğer kısmının görüntüsünü oluşturur. Bu iki görüntü asal eksen üzerindeki bir

cisim için çakışıktır. Merceğin simetrisizlik nedeni ile oluşturduğu bu iki görüntülü kusura “astigmatizm” denir. Cismin düzlem olması durumunda oluşan duruma da “alan eğriliği kusuru” denir. Eğer Şekil 4.4’deki E ekranı hareket ettirilirse sırasıyla bu iki görüntü görülebilir. Bu iki görüntü arasındaki $\Delta u'$ uzaklığına astigmatlık kusurunun büyüklüğü denir. Astigmatlık kusurunu gidermenin bir yolu, kullanılan diyaframı merceğe çok yakın (mümkünse bitişik) olmasını sağlamaktır. Bu durumda oluşacak iki görüntüden biri engellenir ancak bu durumda görüntü sönükleşir. Tabii başka bir yol da cismin asal eksen üzerinde olmasını sağlamaktır.

Şimdiye kadar yapılan deneylerde doğrudan söylenmese de olayların monokromatik (tek renkli) ışınlarla oluştuğu açıktır. Bu nedenle de cisimlerin kırma indisinin dalga boyu ile değişimi göz önüne alınmamıştır. Genelde maddelerin kırma indisi, dalga boyu ile ters orantılıdır. Bu da ışının rengi kırmızıdan mora kaydıkça saydam malzemenin kırma indisinin büyüdüğü anlamına gelir.

Mercekler de saydam malzemelerden yapıldığı için kırma indisi, dolayısıyla odak uzaklığı, merceği geçen ışının rengine veya dalga boyuna göre değişecektir. Çünkü, $\frac{1}{f} = \frac{1}{u} + \frac{1}{u'} = (n - 1) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right]$ mercek bağıntısında dikkat edilecek olursa odak uzaklığı, veya görüntü ile cisim uzaklığı arasındaki bağıntı sadece R_1 ve R_2 gibi eğrilik yarıçaplarının değil, n kırılma indisine de bağlıdır. Bir merckte (yakınsak) odak uzaklığı kırma indisi ile ters orantılıdır ve kırma indisi büyüdükçe odak uzaklığı küçülür. Dolaylı olarak büyük dalga boylu ışınlar için de büyük odak uzaklığı oluşur. Bu durumdaki gibi, bir yakınsak merceğin karşısına çok renkli (polikromatik) bir cisim konduğunda bunun farklı renkteki görüntüleri farklı uzaklıkta ve farklı büyüklükte olacaklardır. Buna göre,

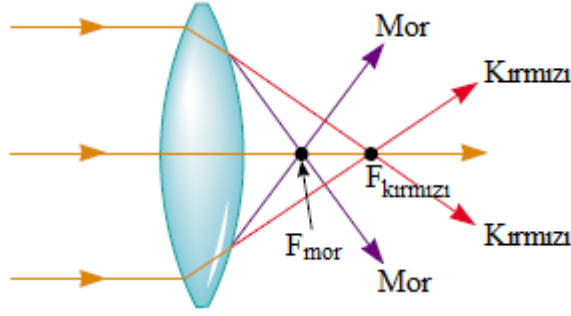
$$\Delta m_e = g_k - g_m \quad (4.1)$$

değerine merceğin “enine renk kusuru” nun büyüklüğü ve

$$\Delta m_b = u'_k - u'_m \quad (4.2)$$

değerine de “boyuna renk kusuru” nun büyüklüğü denir. Şekil 4.5’de yakınsak bir merckte oluşan renk kusuru görseline yer verilmiştir. Renk kusurunun bir tek merckle giderilemeyeceği açıktır. Bu kusuru bir tek mercek için yok etmenin tek yolu monokromatik ışın kullanmaktır. Ancak çoğu zaman bu mümkün değildir ve doğadaki cisimlerde birden fazla renk vardır.

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.



Şekil 4.5. Yakınsak bir mercekte oluşan renk kusuru.

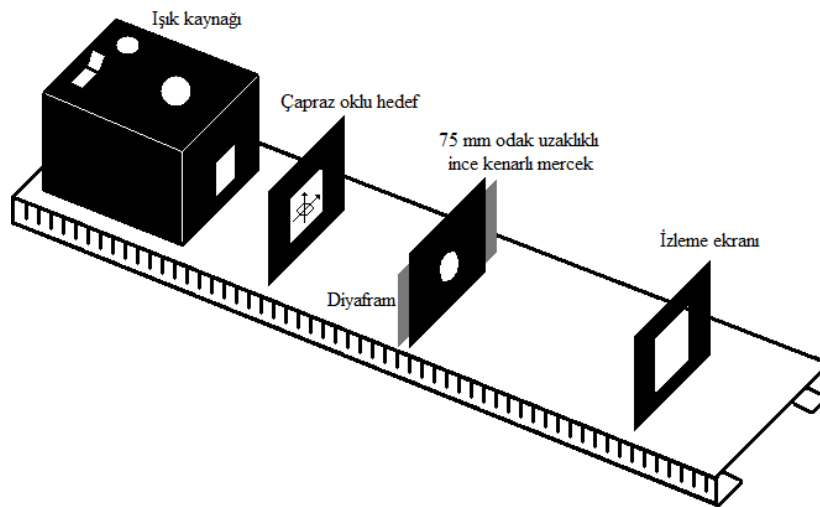
Bu renk kusurunu gidermenin bir başka yol da farklı renkteki bütün görüntüleri üst üste bindirecek kırma indisleri farklı bir yakınsak mercek, bir ıraksak merceği bitişik bir şekilde kullanmaktır. Bu, çoğu zaman laboratuarda gerçekleştirilmesi zor bir yöntemdir. Renk kusurunu gidermenin başka bir yolu da aynı malzemeden yapılmış farklı iki merceği, aralarındaki uzaklık,

$$t = \frac{f_1 + f_2}{2} \quad (4.3)$$

olacak şekilde yerleştirmektir.

4.2. Deneyin Yapılışı

Deney düzeneğini Şekil 4.6’da gösterildiği gibi kurun. Başlangıçta diyaframı tümüyle açık tutun. Ekranda çapraz oklu hedefin görüntüsüne odaklanana kadar ekran ile mercek arasındaki mesafeyi değiştirin.

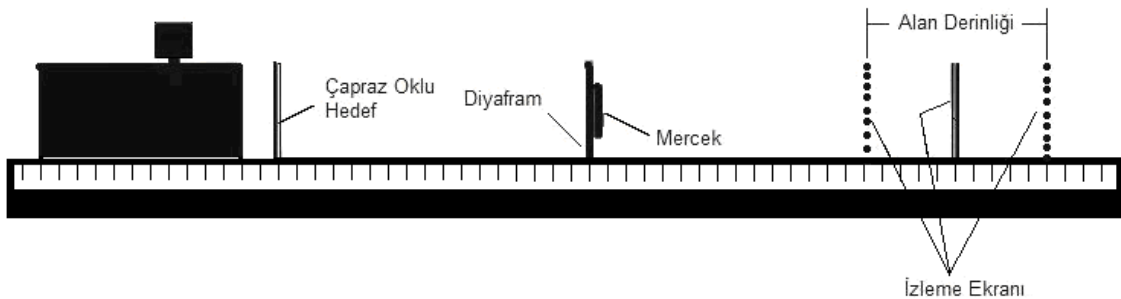


Şekil 4.6. Deney düzeneğinin kurulumu.

Odaklanma sağlandıktan sonra diyaframı yavaşça kapatmaya başlayın. Bu işlemi yaparken diyafram plakalarının oluşturduğu V harfinin eleman taşıyıcı üzerindeki çentik hizasında kalmasına özen gösterin. Çapraz oklu hedefin görüntüsünü ekranda izleyin. Görüntünün odağı diyaframdaki yarığın genişliğinden nasıl etkilenmektedir? En iyi görüntü odaklanması hangi diyafram genişliği ile mümkündür? Bu genişlik neden pratik değildir?

Küresel sapmaya ek olarak, diyafram genişliğinin “alan derinliği” denilen diğer bir görüntü odaklama değişkenine önemli bir etkisi vardır. Alan derinliği, ekrandaki görüntünün netliğini bozmadan mercekle ekran arasındaki uzaklığın ne kadar değiştirilebileceğinin bir ölçüsüdür. Bu durumu gözlemleyebilmek için öncelikle diyaframı tümüyle açık tutun. Alan derinliğini ölçün. Değişik diyafram genişlikleri için alan derinliklerini ölçün. Alan derinliği diyafram genişliğine nasıl bağlıdır? Sonsuz genişlikte bir alan derinliği neden elde edilemez? Diyafram genişliğinin değiştirilmesi görüntünün odağını nasıl etkilemektedir? Diyafram ile ekran arasındaki mesafenin değiştirilmesi görüntünün büyüklüğünü nasıl etkilemektedir?

Şekil 4.7’deki düzenekte çapraz oklu hedefi kaldırın. 2-3mm’lik diyafram genişliği kullanarak ışık kaynağının filamanını ekrana odaklayın. Diyafram plakalarını merceğin optik ekseninden bir tarafa doğru yavaşça uzaklaştırın. Diyaframın genişliğini değiştirmeyin. Diyafram, optik eksenenden yeterince uzaklaştırıldığında kaynağın görüntüsündeki renk ayırımına dikkat edin. Renk sapması, diyafram optik eksenenden uzaklaştırıldığında neden daha belirgin olarak gözlenebilmektedir?



Şekil 4.7. Alan derinliği.

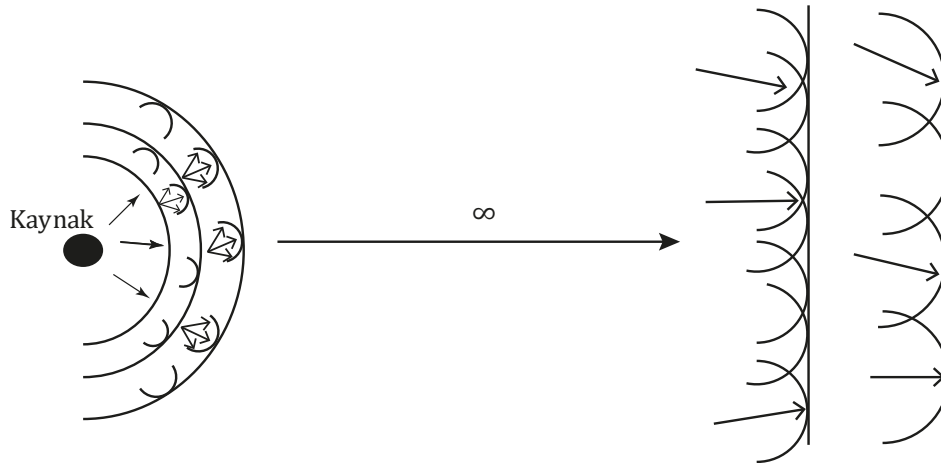
5.Deney: Young Deneyi

5.1. Deneyin Amacı: Işığın dalga yapısına sahip olduğunu görmek, tek yarıktaki kırınım ve çift yarıktaki girişim desenlerini incelemek, oluşan girişim ve kırınım desenlerini karşılaştırmak.

5.2. Teorik Bilgiler

Young deneyi ışığın dalga yapısını, basit bir görsel kanıttır. Işık, boş uzayda olduğu kadar maddesel ortamlarda da yayılabilen bir elektromanyetik dalga enerjisidir. Her ortam farklı bir kırılma indisine sahip olduğundan, ışığın maddesel ortamlardaki hızı boşluktaki hızından farklıdır (genelde küçüktür). Işığın farklı ortamlardaki özellikle yayılma şeklinin açıklanması Huygens prensibiyle mümkündür.

Huygens prensibi, bir dalga cephesinin herhangi bir anda bilinen şeklinden itibaren, daha sonraki bir anda şeklinin ne olacağını bulmaya yarayan geometrik bir metottur. Bu prensip Şekil 5.1’de görüldüğü gibi bir dalga cephesinin her noktasının, küçük ikincil dalgacıklar kaynağı gibi düşünülebileceğini ifade eder. Bu dalgacıklar kendi merkezlerinden itibaren bütün doğrultularda dalganın yayılma hızına eşit bir hızla giderler. Buna göre yeni dalga cephesini bulmak için, ikincil dalgacıklara teğet bir yüzey çizilir buna da dalgacıkların zarfı denir. Eğer dalga cephesini bütün parçacıklarında yayılma hızı aynı değilse, farklı parçacıklar için uygun hızların kullanılması gerekir. ∞

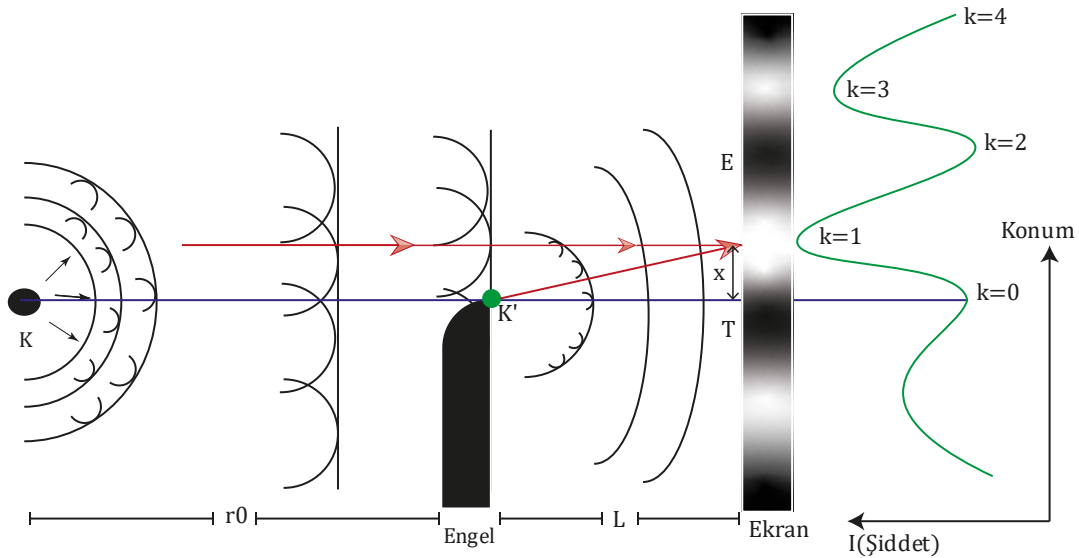


Şekil 5.1. Huygens prensibinin geometrisi.

Ancak engelin ucunda bulunan dalga cephesinin her noktası, kendisinden sonraki dalgacıkların kaynağı olacağından, engelin K' noktası yeni bir dalga kaynağı gibi

davranır. Bu nedenle engele kadar olan bölgede (Şekil 5.2) sadece K kaynağından gelen dalgalar varken, engelden sonraki bölgede hem K ve hem K' kaynağından yayılan dalgalar bulunacaktır. Dolayısıyla ekrandaki bir E noktasında bu iki dalga birlikte bir desen oluşturacaklardır. Böylece asıl dalganın $KK'T$ yayılma doğrultusu, engelin arkasına da kaymış olacaktır. Çünkü engelin arkasında artık K' den gelen dalgalar vardır. İşte dalganın, klasik teoride (dalganın parçacık özelliği) beklenenin tersine, engelin arka tarafına da geçmesi olayına “kırınım” denir. Ancak çoğu zaman, engelin arkasında dalganın var olmadığı sanılabilir. Bunun nedeni o bölgedeki dalga şiddetini fark edilemeyecek kadar küçük olmasıdır.

Buna göre, Şekil 5.2’de gösterildiği gibi eğer bir dalga cephesi bir engele çarparsa, dalganın bir kısmı engel tarafından tutulurken diğer kısmı (engele çarpmayan) yoluna devam eder.

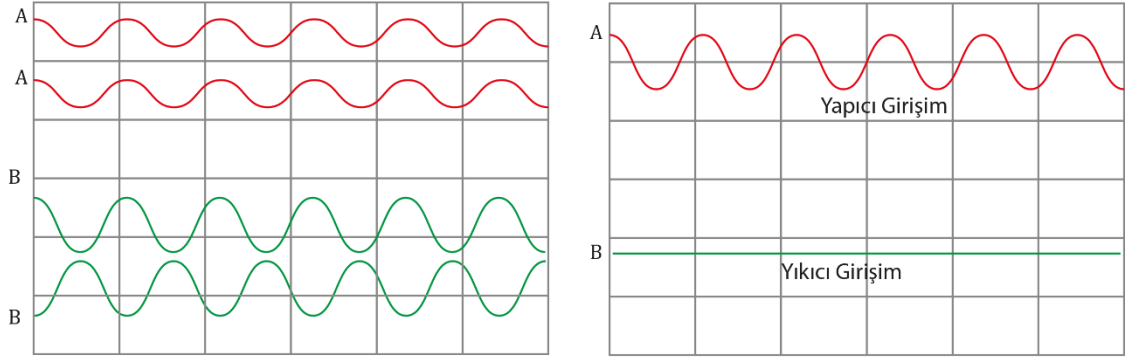


Şekil 5.2. Dalganın kırınımı ve şiddet dağılımı.

Diğer bütün dalgalarda (ses, su...) olduğu gibi ışık dalgalarında da bir noktadaki dalganın varlığı diğer dalgaların varlığını ilgilendirmez. Bu nedenle aynı noktada birçok dalga aynı noktada bir arada olabilirler. Bu durumda o noktadaki bütün dalgaların “süper pozisyon prensibine” göre üst üste bindikleri söylenir. İşte herhangi bir noktada en az iki dalganın üst üste binerek yaptıkları ortak etkiye “girişim” denir.

Frekansları eşit olan iki dalga bir noktaya aynı fazda geldikleri zaman bunların toplam etkisi bir yapıcı girişim oluşturur. Oysa bu iki dalga aynı iki noktada zıt fazda üst üste geldikleri zaman, bunların toplam etkisi bir yıkıcı girişim oluşturur ve bunlar

birbirlerini zayıflatır. Bahsedilen her iki durum Şekil 5.3'te gösterilmiştir.

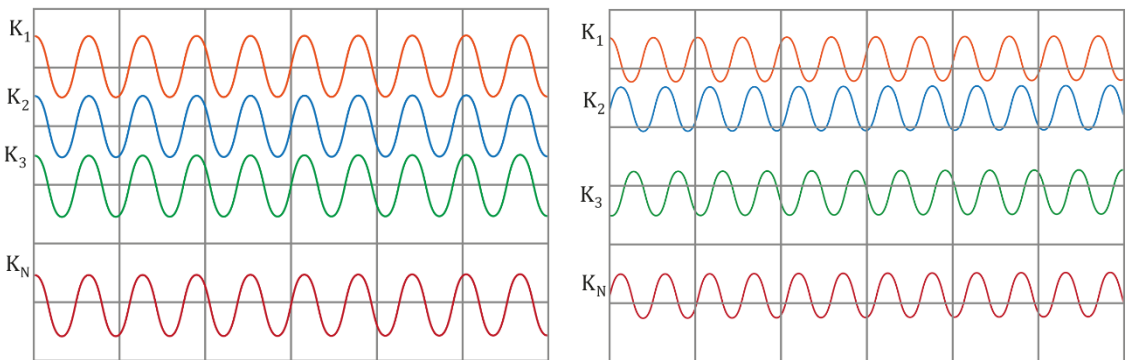


Şekil 5.3. Frekansları eşit olan iki dalga için yapıcı ve yıkıcı girişimi.

Şekil 5.3'teki gibi ışık dalgalarında kararlı bir girişim gözleyebilmek için şu koşullar sağlanmalıdır:

- Kaynaklar Şekil 5.4'teki gibi uyumlu yani koherent (eş fazlı) olmalıdır. Kısaca birbirlerine göre olan sabit fazı korumalıdır.
- Dalgalar tek renkli, yani bir tek dalga boylu olmalıdır.
- Süperpozisyon (üst-üste binme) ilkesine uygulanabilmelidir.

Burada dikkat edilirse uzayın belirli bir noktasına (A, B, ... gibi) dalga gönderen kaynaklar arasında sabit bir faz farkının bulunması gerekir. Şekil 5,4'te gösterildiği gibi aralarında böyle sabit faz farkı bulunan (veya faz farkları sıfır olan) kaynaklara “koherent kaynaklar”, sabit faz farkı bulunmayan kaynaklara da “koherent olmayan kaynaklar” denir.

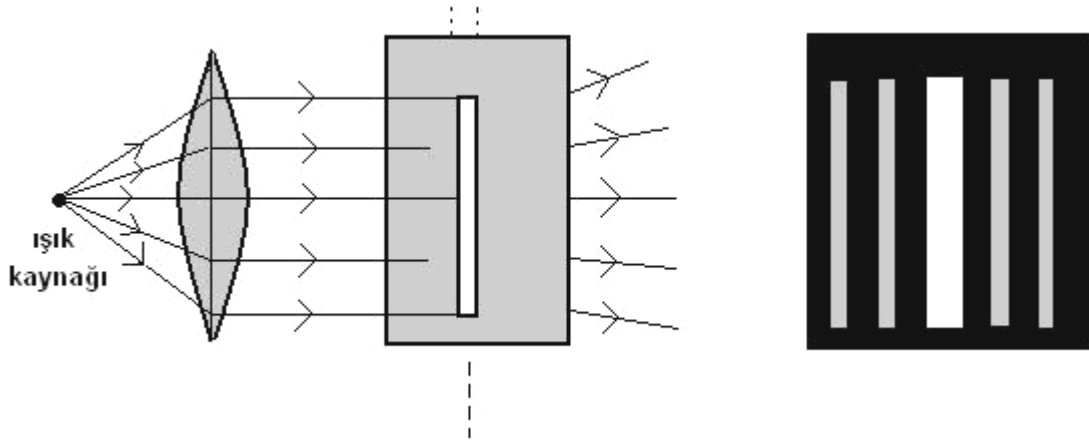


Şekil 5.4. Koherent ve koherent olmayan kaynaklar.

5.2.1. Tek Yarıktaki Kırınım:

Tek yarıktaki kırınım Şekil 5.5'teki gibi perde üzerine düşürülen ışık girişim deseni oluşturur ve merkezde diğer aydınlık saçaklara göre daha parlak ve daha geniş

aydınlık bir saçak, daha sonra ardışık ve aynı genişlikte aydınlık ve karanlık saçaklar oluştuğu gözlenir. Oluşan girişim deseninin nedeni Huygens'in dalga prensibinden yararlanarak açıklanabilir. Huygens'e göre yarık düzlemine ulaşan her bir ışık noktası yeni bir ışık kaynağı gibi davranacağından aydınlatılan yarık aralığı sonsuz küçüklükte birçok ışık kaynağı gibi davranacaktır. Bu kaynaklardan çıkan ışık ışınları perde üzerine düştüğünde aldıkları yol farkına bağlı olarak bazı noktalarda birbirini güçlendirirken bazı noktalarda ise birbirini söndüreceklerdir.



Şekil 5.5. Tek yarıқта kırınımın deneysel gösterimi.

Tek yarıқта kırınım, tek yarıktan geçen lazer ışığı tarafından oluşturulan kırınım desenini incelemesi ve kırınım desenindeki minimumların konumlarının teori tarafından kabul edilen konumlara uyduğunu doğrulamaktır. Işık tek yarıktan geçtiğinde ışık kırınımı meydana geliyorsa, kırınım desenindeki minimum açısı;

$$a \cdot \sin \theta = m \cdot \lambda; \quad (m = 1, 2, 3 \dots) \quad (5.1)$$

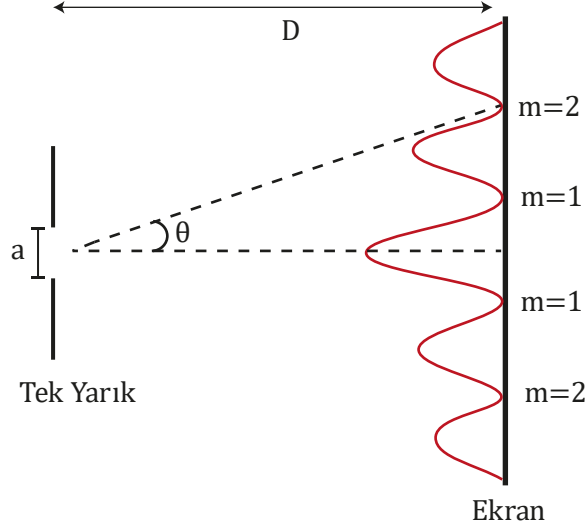
ile verilir. Şekil 5.6 incelendiğinde a , yarık genişliği; θ , desenin merkezinden minimuma olan açı; λ , ışığın dalga boyu ve m , sıra parametresi (m merkezden dışarıya doğru sayılan, değeri birinci minimum için 1; ikinci minimum için 2 olan bir sıra parametresidir) olduğu görülür. Tek yarıқта kırınımın geometrisi Şekil 5.6'da verilmiştir. Çok küçük açılarda (5° ve altındaki açılar için) $\sin \theta \approx \tan \theta$ olduğu varsayılabilir. Şekil 5.6'daki trigonometriden;

$$\tan \theta = \frac{y}{D} \quad (5.2)$$

bulunur. Burada y , perde üzerinde desenin merkezinden m . minimuma olan uzaklıktır ve

D , yarıktan perdeye olan uzaklıktır. Kırınım denklemi yarık genişliği için aşağıdaki şekilde çözülebilir.

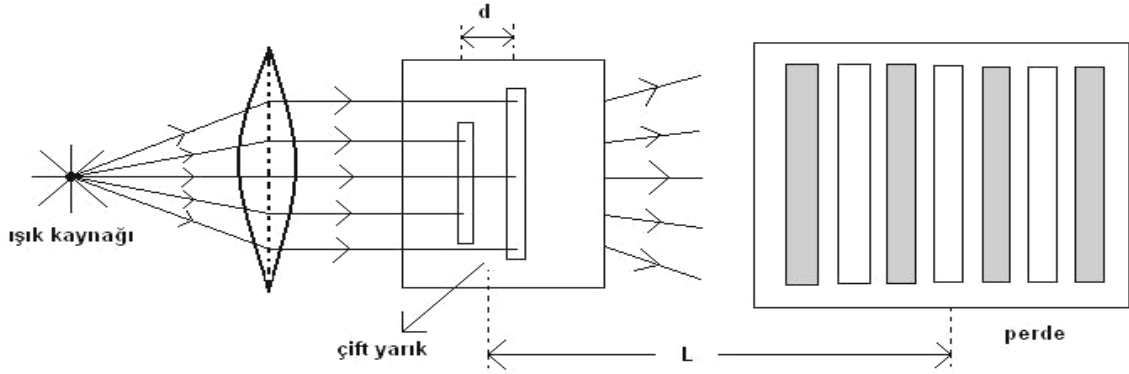
$$a = \frac{m\lambda D}{y}; (m = 1,2,3 \dots) \quad (5.3)$$



Şekil 5.6 : Tek yarıкта kırınım deseni.

5.2.2. Çift Yarıқта Girişim

Çift yarık girişimde yarıklardan geçen ışık perde üzerine düşürüldüğünde tam merkezde aydınlık bölge oluşurken hemen ardında karanlık bölge, onun ardında aydınlık bölge olmak üzere karanlık bölgeler ardışık sıralanır. Oluşan bu desene ait deneysel gösterim Şekil 5.7 sunulur. Bu oluşumu, ışığı tanecik kabul ederek açıklamak mümkün olamamaktadır. Çünkü tanecik modeline göre yarıklardan gelen ışık tanecikleri perdeye ulaşabiliyorsa, perde aydınlık, ulaşamıyorsa perdenin karanlık olması gerekirdi. Yarıklardan gelen ışığın perde üzerinde karşılaştığı noktanın yarıklara uzaklık farkı ortamdaki ışığın dalga boyunun tek katlarının yarısından birine karşılıksa o noktada karanlık bir bölge, yol farkı ortamdaki ışığın dalga boyunun tam katlarından biri ise orada ışığın birbirini güçlendirdiği aydınlık bölge oluşmaktadır.



Şekil 5.7. Çift yarık girişim deneyinin gösterimi.

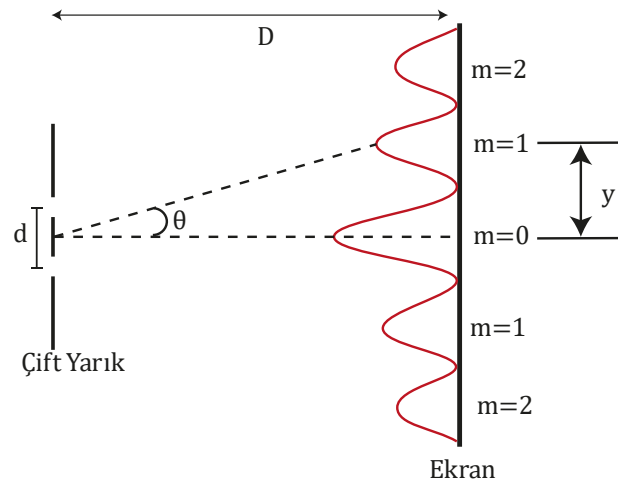
Işık çift yarıktan geçtiğinde, iki ışık ışını üst-üste binerler ve girişim saçacağı oluştururlar. Aydınlık saçak maksimum açılarda girişim deseni ;

$$d \sin \theta = m\lambda; (m = 0,1,2,3, \dots) \quad (5.4)$$

ile verilir. Şekil 5.8’de görüldüğü gibi d, yarık aralığı; θ , desenin merkezinden m. maksimuma olan açı; λ , ışığın dalga boyu ve m, merkezden dışarıya doğru sayılan, birinci aydınlık saçak için 1; ikinci aydınlık saçak için 2 değerini alan bir sıra parametresidir. Yeterince küçük açılarda $\sin \theta \approx \tan \theta$ olduğu kabul edilir. Trigonometriden;

$$\tan \theta = \frac{y}{D} \quad (5.5)$$

bulunur.



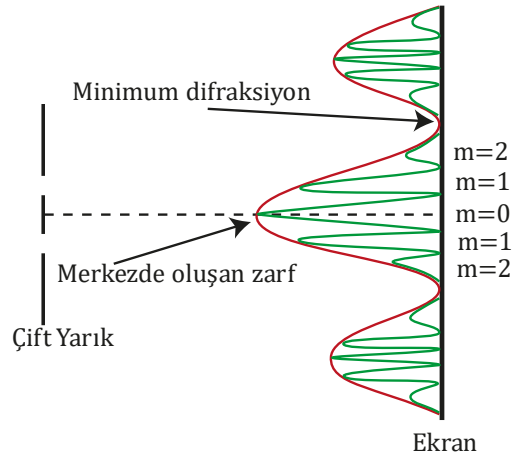
Şekil 5.8. Çift yarıktaki girişim.

Şekil 5.8’de gösterildiği gibi y, perde üzerinde desenin merkezinden maksimuma olan uzaklık ve D ise, yarıktan perdeye olan uzaklıktır. Girişim denklemi yarık aralığı

aşağıdaki şekilde tanımlanır.

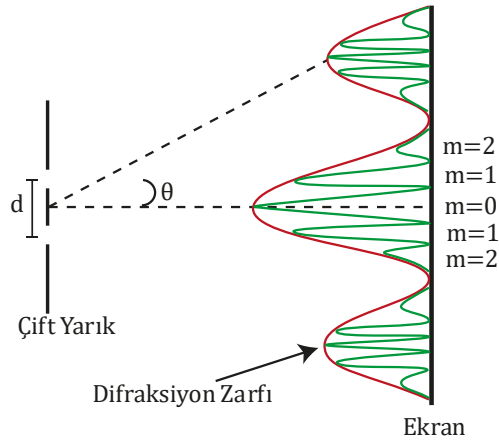
$$d = \frac{m\lambda D}{y}; (m = 0,1,2,3, \dots) \quad (5.6)$$

Girişim saçakları iki yarıktan gelen ışığın girişimi ile oluşturulurken, tek yarık kırınımı yüzünden her bir yarıktan meydana gelen bir kırınım etkisi vardır. Bu olay Şekil 5.9'da görüldüğü gibi bir zarf görünümüne sebep olur.



Şekil 5.9. Tek yarıқта görülen kırınım zarfları. Kırmızı çizgiler difraksiyon zarfları.

Işık iki yarık arasından geçtiği zaman iki ışık ışını üst-üste binerler ve girişim saçakları meydana getirirler. Bu girişim saçakları Şekil 5.10'da gösterilmiştir. Girişim deseninde maksimuma (Aydınlık Saçak) olan açı denklem 5.4 ile ifade edilir.

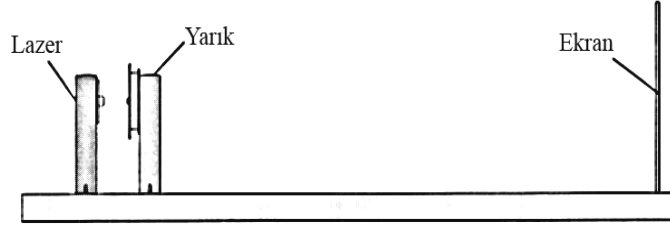


Şekil 5.10. Girişim saçakları.

5.3. Deneyin Yapılışı

5.4.1. Tek Yarıktaki Kırınım

1. Lazeri optik masanın bir ucunda kurun ve lazerin yaklaşık 3cm önünde tek yarık diskini (single slit disk), disk tutucusuna yerleştirin. Şekil 5.11'e bakın.



Şekil 5.11. Optik masanın kurulumu.

2. Bir kâğıt tabakasıyla ekranı kaplayın ve kâğıdın lazerle karşı karşıya gelmesi için, ekranı optik masanın diğer ucuna takın.
3. $0,04mm$ 'lik yarık, disk tutucuda merkezleninceye kadar, yarık diskini döndürerek $0,04mm$ 'lik yarığı seçin.
4. Işın yarıktaki merkezleninceye kadar lazer ışınının konumunu soldan sağa ve aşağı yukarı ayarlayın.
5. Yarıktan ekrana olan uzaklığı belirleyin. Yarığın, yarık tutucunun merkez doğrusundan gerçekten denkleştirildiğine dikkat edin.
6. Ekranın konumunu, yarığın konumunu ve ikisi arasındaki farkı (yarık ile ekran uzaklığını) Tablo 5.1'de kaydedin.
7. Laboratuvar ışıklarını kapatın ve ekran üzerindeki kırınım desenindeki minimum konumlarını işaretleyin.
8. Laboratuvar ışıklarını açın ve birinci sıra ($m = 1$) işaretleri arasındaki uzaklığı ölçün ve bu uzaklığı Tablo 5.1'de kaydedin.
9. Aynı zamanda ikinci sıra ($m = 2$) işaretleri arasındaki uzaklığı ölçün ve Tablo 5.1'de kaydedin.
10. Ölçeklemek için kırınım deseninin bir taslağını hazırlayın.
11. Yarık genişliğini $0,02mm$ ve $0,08mm$ 'e değiştirin ve bu kırınım desenlerinin her birinin ölçeklemek için taslaklar hazırlayın.

12. Desenin merkezinden, birinci ($m = 1$) ve ikinci ($m = 2$) sıra minimumuna olan uzaklıkları elde etmek için yan yana sıralar arasındaki uzaklıkları belirleyin.

Tablo 5.1. 0,04mm tek yarık için veri sonuçları.

Yarık ile ekran uzaklığı (D) =

	Birinci sıra ($m = 1$)	İkinci sıra ($m = 2$)
m. sıralar arası uzaklık		
y		
Hesaplanan yarık genişliği		
% Farklılık		

13. Lazerin ortalama dalga boyunu (diyet lazer için $670nm$) kullanarak, yarık genişliğini birinci sıra ($m = 1$) ve ikinci sıra ($m = 2$) için birer kez hesaplayın.

14. Deneysel yarık genişlikleri ve 0,04mm (teorik olarak yarık genişliği) arasındaki yüzde farklılığı hesaplayarak Tablo 5.1’de kaydedin.

5.4.2. Çift Yarıktaki Girişim

1. Lazeri optik masanın bir ucunda kurun ve lazerin yaklaşık 3cm önünde çok yarık diskini (multiple slit disk), disk tutucusuna yerleştirin. Şekil 5.11’e bakın.
2. Bir kâğıt tabakasıyla ekranı kaplayın ve kâğıdın lazerle karşı karşıya gelmesi için, ekranı optik masanın diğer ucuna takın.
3. İstenen çift yarık, yarık tutucuda merkezleştirilinceye kadar yarık diskini döndürerek 0,04mm yarık genişlikli ve 0,25mm yarık ayırmalı çift yarığı seçin.
4. Işın, yarıktaki merkezleştirilinceye kadar lazer ışınının konumunu soldan sağa ve aşağı yukarı ayarlayın.
5. Yarıklardan ekrana olan uzaklığı belirleyin.
6. Yarıkların, yarık tutucunun merkez doğrusundan gerçekten denkleştirildiğine dikkat edin.
7. Laboratuvar ışıklarını kapatın ve ekran üzerindeki girişim desenindeki maksimum konumlarını işaretleyin.
8. Laboratuvar ışıklarını açın ve birinci sıra ($m = 1$) işaretleri arasındaki uzaklığı ölçün ve bu uzaklığı Tablo 5.2’de kaydedin.
9. Ölçeklemek için girişim deseninin bir taslağını hazırlayın.

10. Aynı yarık genişlikli ($0,04mm$), fakat farklı yarık ayırmalı ($0,50mm$) yeni bir çift yarığa geçin ve bu yeni girişim desenini ölçeklemek için bir taslak hazırlayın.

Tablo 5.2. $0,04mm/0,25mm$ Çift Yarık için veriler ve sonuçlar.

Yarık ile ekran uzaklığı (D) =

	Birinci sıra ($m = 1$)	İkinci sıra ($m = 2$)
m. sıralar arası uzaklık		
y		
Hesaplanan yarık genişliği		
% Farklılık		

11. $0,08mm$ 'lik yarık genişlikli ve orijinal yarık ayırmalı ($0,25mm$) başka çift yarığa geçin ve bu yeni girişim desenini ölçeklemek için bir taslak hazırlayın.

12. Desenin merkezinden, birinci ($m = 1$) ve ikinci ($m = 2$) sıra maksimumuna olan uzaklıkları elde etmek için yan yana sıralar arasındaki uzaklıkları belirleyin.

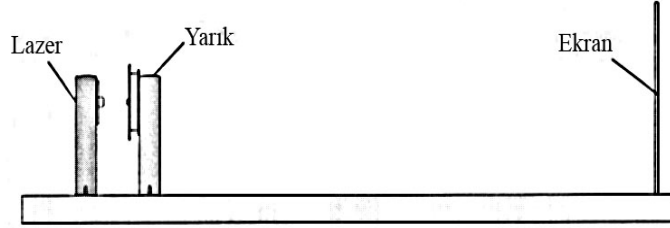
13. Lazerin ortalama dalga boyunu (diyot lazer için $670nm$) kullanarak, yarık ayırma değerini birinci sıra ($m = 1$) ve ikinci sıra ($m = 2$) için birer kez hesaplayın. Sonuçları Tablo 5.2'de kaydedin.

14. Deneysel yarık ayırma (d) ve $0,25mm$ arasındaki yüzde farklılığı hesaplayın ve Tablo 5.2'de kaydedin.

5.4.3. Girişim ve Kırınım Desenlerinin Karşılaştırılması

1. Optik masanın bir ucunda lazeri kurun ve lazerin yaklaşık $3cm$ önünde çok yarık diskini (multiple slit disk) tutucusuna yerleştirin. Şekil 5.12'e bakın.
2. Bir kâğıt tabakasıyla ekranı kaplayın ve kâğıdın lazerle karşı karşıya gelmesi için, ekranı optik masanın diğer ucuna takın.
3. İstenen yarık ayarı, yarık tutucuda merkezlendirilinceye kadar yarık diskini döndürerek tek-çift yarık (single-double slit) karşılaştırmayı seçin.
4. Hem tek hem de çift yarığın eş zamanlı olarak aydınlatılması için, ışın yarık ünitesinde merkezlendirilinceye kadar, lazer ışınının konumunu soldan sağa ve aşağı yukarı ayarlayın.
5. Tek ve çift yarıklardan desenler ekran üzerinde düşey ve yan yana olmalıdır. Ölçeklendirmek için yan yana iki deseni kabataslak çizin.

6. Bir sonraki karşılaştırma ünitesi (aynı yarık genişlikli, fakat farklı yarık ayırmalı 2 çift yarık) için yarık diskini döndürün.
7. Yan yana iki deseni ölçeklendirmek için kabaca çizin.



Şekil 5.12. Optik masanın kurulumu.

8. Bir sonraki karşılaştırma ünitesi (aynı yarık ayırmalı, fakat farklı yarık genişlikli 2 çift yarık) için yarık diskini döndürün.
9. Yanyana iki deseni ölçeklendirmek için kabaca çizin.
10. Bir sonraki karşılaştırma ünitesi (aynı yarık ayırmalı ve aynı yarık genişlikli çift yarık/üçlü yarık) için yarık diskini döndürün.
11. Yanyana iki deseni ölçeklendirmek için kabaca çizin.
12. Tek yarık diski ile çok yarık diskini yer değiştirin.
13. Çizgi/yarık karşılaştırmayı seçin.
14. Yanyana iki deseni ölçeklendirmek için kabaca çizin.
15. Tek yarık diski üzerinde nokta deseni seçin.
16. Sonuçta oluşan kırınım desenini ölçeklendirmek için kabataslak çizin.
17. Tek yarık diski üzerinde deliği (hole) seçin.
18. Sonuçta oluşan kırınım deseninin ölçeklendirmek için kabataslak çizin.

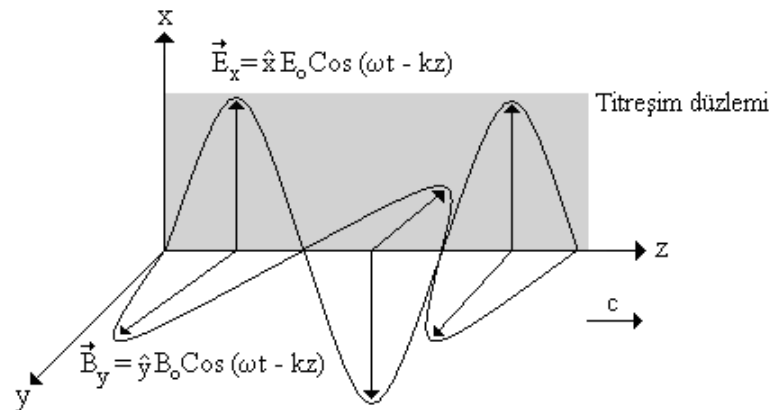
6. Deney: Kutuplanma

6.1. Deneyin Amacı: Seçici soğurma ile çizgisel kutuplanma olayını inceleyerek ışığın da enine yayılan bir elektromanyetik dalga olduğunu gözlemlemek.

6.2. Teorik Bilgiler

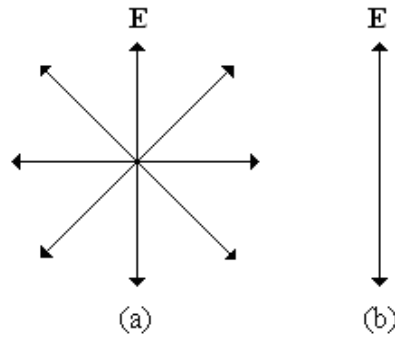
Dalgalar, yayılma doğrultusuna paralel veya bu doğrultuya dik olan düzlem içerisinde titreşerek yayılma özelliklerine sahiptirler. Eğer dalganın titreşme doğrultusu yayılma doğrultusuna paralel ise buna boyuna dalga denir. Bunun tersine dalganın titreşme doğrultusu yayılma doğrultusuna dik ise böyle dalgalara da enine dalgalar denir. Örnek olarak ses dalgaları boyuna, su dalgaları enine, deprem dalgaları ise hem boyuna hem de enine dalgalardır.

Elektromanyetik dalgalar (emd) ise yüklü parçacıkların uzayda salınımları sonucu oluşturdukları bir alan titreşiminden başka bir şey değildir. Buna göre elektromanyetik dalganın bir elektrik alan bileşeni ($\mathbf{E}$) ve bir de manyetik alan bileşeni ($\mathbf{B}$) vardır. Bununla beraber Şekil 6.1’ +z yönünde yayılan x yönünde çizgisel kutuplu bir emd’nin $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{B}$ vektörleri açıkça görülebilir. Yapılan deneylerde elektromanyetik dalga spektrumunun kesikli olmadığını göstermiş ve spektrumun diğer kısımları da ışımlar tarafından oluşturulan dalgalardan meydana gelmiştir. Buna göre ışık dalgaları da bir elektromanyetik dalga gibi düşünülmektedir. Elektromanyetik dalga veya ışık dalgaları madde ile etkileşmeye girdiklerinde elektrik alan bileşeni manyetik alan bileşeninden daha çok etkin olduğundan ışık veya elektromanyetik yalnızca elektrik alan bileşeni ile gösterilir.



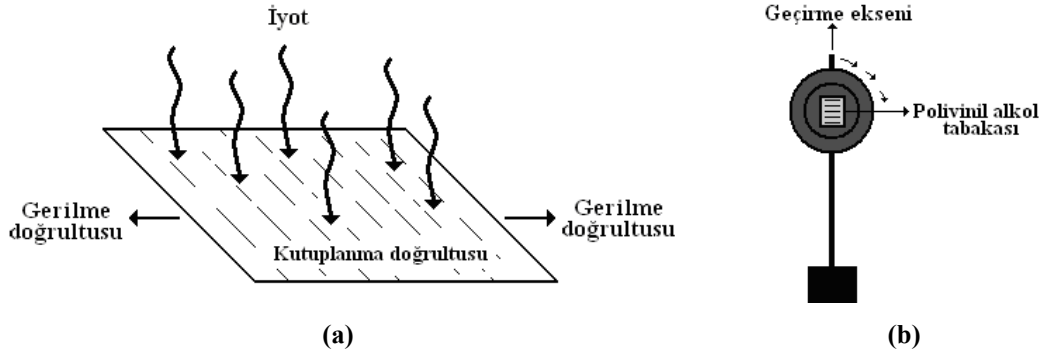
Şekil 6.1. +z yönünde yayılan x yönünde çizgisel kutuplu bir elektromanyetik dalga (emd).

Sıradan bir ışık demeti, ışık kaynağındaki atomlar tarafından yayınlanan çok sayıda dalgalardan ibarettir. Her atom, atomik titreşim yönüne uygun, belirli yönde E elektrik alan vektörü olan bir dalga üretir. Her bir dalganın kutuplanma yönü, elektrik alanın titreşim yaptığı yön olarak tanımlanır. Bir dalga kaynağından çıkan dalgaların bütün yönlerde titreşimi mümkün olabildiğinden, bileşke elektromanyetik dalga, birçok farklı yönde titreşen dalgaların üst-üste gelmesidir. Sonuç ise kutuplanmamış (polarize olmamış) ışık demetidir. Bu durum Şekil 6.2’de gösterilmiştir. Bu şekildeki dalganın yayılma doğrultusu sayfaya diktir. Oklar, bileşke demeti meydana getiren her bir dalga için elektrik alan vektörü yönlerini göstermektedir. Verilen herhangi bir noktada ve herhangi bir anda, bu elektrik alan vektörlerinin hepsi toplanarak bir bileşke elektrik alan vektörü oluşturur. Eğer bileşke elektrik alan E , belirli bir noktada her zaman aynı yönde titreşiyorsa, çizgisel kutuplanmış (lineer polarize) denir. E ile yayılma doğrultusunun oluşturduğu düzlem, dalganın kutuplanma düzlemi adını alır. Başka bir ifadeyle, ışığın sonsuz tane titreşim düzlemlerinden yalnızca bir düzlem boyunca titreşerek yayılması durumuna, ışığın çizgisel veya doğrusal kutuplanması denir.



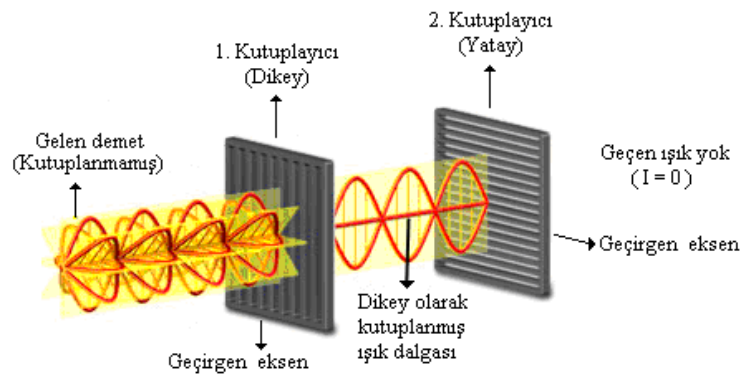
Şekil 6.2.a) Yayılma yönünde gözlenen kutuplanmamış bir ışık demeti (sayfaya dik). Enine elektrik alan, eşit olasılıkla sayfa düzleminde herhangi bir yönde titreşebilir. **b)** Düşey doğrultuda titreşen elektrik alanına sahip çizgisel kutuplanmış ışık demeti.

Kutuplanmamış bir ışık demetinden, çizgisel kutuplanmış bir demeti elde etmek için seçici soğurma, yansıma, çift kırılma ve saçılma olmak üzere dört farklı metot vardır. Yapacağımız deneyde seçici soğurma metodu kullanılacaktır. Seçici soğurmada, doğal (kutuplanmamış) ışıktan kutuplanmış bir ışık demeti elde etmenin en basit yolu H tipi bir kutuplayıcı kullanmaktır. Şekil 6.3’de verilen H tipi kutuplayıcılarda elektrik alan vektörleri belirli bir doğrultuya paralel olarak titreşim yapan dalgaları geçiren, başka yönlerde titreşim yapan dalgaları ise soğuran bir malzeme olarak polivinil alkol kullanılır.



Şekil 6.3 (a) Polivinil alkol tabakası ve (b) H tipi kutuplayıcı

Yönlenmiş moleküllerle seçici soğurma yaparak ışığı kutuplayan bu madde, uzun zincirli hidrokarbonlardan ince tabakalar şeklinde elde edilir. Tabakalar, üretim esnasında uzun-zincir moleküllerinin sıralanmaları için gerilirler. İyot içeren çözeltiye tabaka daldırıldıktan sonra moleküller iyi elektriksel iletken olurlar. Ancak, iletim öncelikle, hidrokarbon zincirleri boyunca meydana gelir. Çünkü elektronlar yalnız zincir boyunca kolayca hareket edebilir. Bir elektromanyetik dalganın elektrik alan vektörü bu zincirlere paralel ise (ya da başka bir deyişle geçirme eksenine dik ise), bu elektromanyetik dalganın elektrik alanı elektronlarla etkileşir. Elektronlar elektromanyetik dalganın enerjisini soğururlar, dolayısıyla geçen dalganın genliği çok azalmıştır. Ancak, gelen dalganın elektrik alan vektörü, bu moleküler zincirlere dik ise (geçirme eksenine paralel ise), elektronlarla etkileşme çok azdır ve gelen dalganın büyük kısmı geçer. Sonuçta moleküller, elektrik alan vektörleri molekül uzunluğuna paralel olan ışığı kolayca soğurur; bu uzunluklara dik olan elektrik alan vektörlü ışığı geçirirler. Moleküler zincirlere dik doğrultuya genellikle geçirme eksenini veya geçirgen eksen denir. İdeal bir kutuplayıcıda, E 'si geçirgen eksene paralel olan ışığın tümü geçer, E 'si geçirgen eksene dik olan ışığın tümü soğurulur. Bu süreç Şekil 6.4'te tasvir edilir.

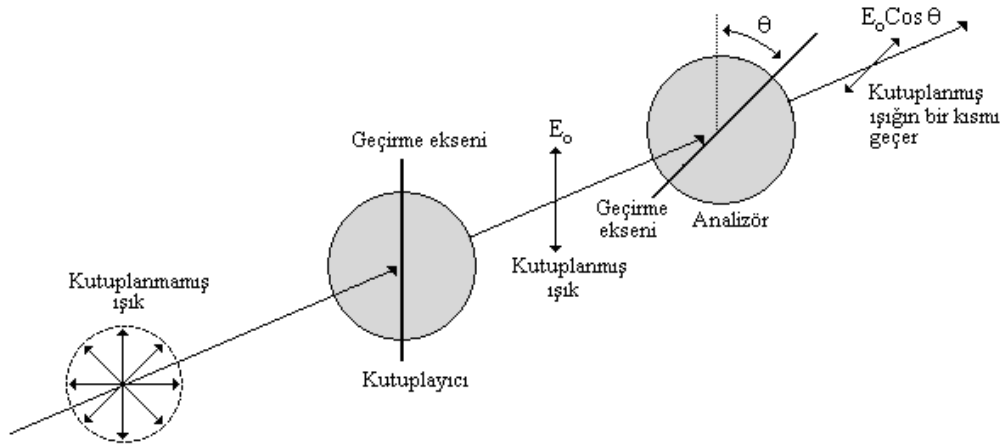


Şekil 6.4. Seçici soğurma yöntemi ile kullanılan kutuplayıcılar tarafından ışığın tamamen soğurulması.

Bir kutuplayıcının ışığı tamamen kutupladığı doğrultusu genelde gerilme doğrultusuna diktir. Gerilme doğrultusuna dik olan bu doğrultuya kutuplayıcının kutuplama doğrultusu denir. Böyle bir kutuplayıcıya giren doğal ışın demeti kutuplanma doğrultusuna paralel bir düzlem içerisinde kutuplanmış olur. Kutuplayıcıdan geçen doğal ışığın şiddeti yarıya düşer. Eğer kutuplayıcıya kutuplanmış bir ışık gelirse, geçen ışığın şiddeti Malus Yasası olarak bilinen,

$$I = I_0 \cos^2 \theta \quad (6.1)$$

ifadesi ile verilir. Bu eşitlikte I_0 , analizöre gelen kutuplanmış ışık demetinin şiddeti; θ , kutuplayıcının geçirme (kutuplanma) eksenini ile kutuplanmış ışığın gelme doğrultusu arasındaki açıdır. Şekil 6.5’de verilen görselde seçici soğurma yöntemi ile ışığın kutuplanması görseli verilir.



Şekil 6.5. Seçici soğurma yöntemi kullanılarak belirli bir θ açısı ile çizgisel kutuplanan ışık.

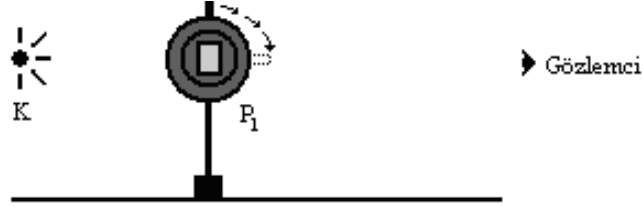
Şekilde verilen elektrik alan genliği E_0 ile I ışık şiddeti arasındaki bağıntı

$$I_0 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_0^2 \quad (6.2)$$

şeklinde ifade edilir. Burada c , ışık hızı, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabitidir. Denklem 6.2’de açıkça görüldüğü elektrik alan genliği E_0 da ortaya çıkan herhangi bir değişim doğrudan I ışık şiddetini etkiler.

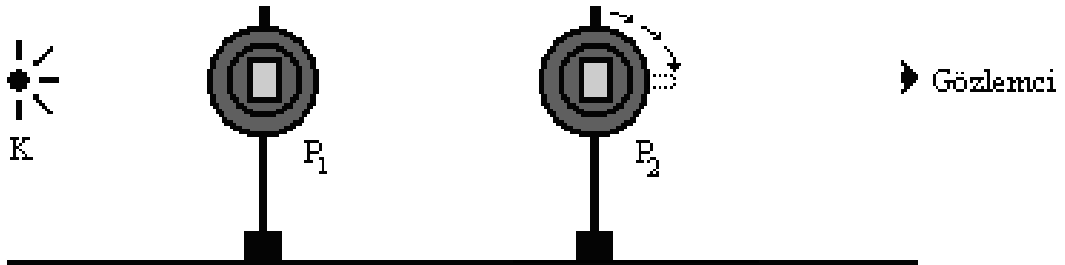
6.3. Deneyin Yapılışı:

1. Işık kaynağının (K) fişini prize takarak ışığın şiddetini belirleyin.
2. P_1 kutuplayıcısının geçirgen eksenini y koordinat eksenı yönünde olacak şekilde ayarlayarak, kutuplayıcısının ışık kaynağı ile aynı hizada olmasını sağlayın.
3. Işık şiddetindeki değişimi belirleyiniz ve elektrik alan vektörünün hangi yönde kutuplandığını açıklayın.
4. Şekil 6.6'da gösterildiği gibi, kutuplayıcısının geçirgen eksenini ilk konumuyla 90° 'lik bir açı yapacak konuma gelinceye kadar saat ivmesi yönünde yavaşça döndürerek ışık şiddetindeki değişimi belirleyin.
5. Kutuplayıcısının geçirgen eksenı x koordinat eksenı yönünde olduğu anda elektrik alan vektörünün hangi yönde kutuplu olduğunu açıklayın.



Şekil 6.6. x ve y eksenı boyunca çizgisel kutuplu bir emd'nın elde edilmesi.

6. P_1 kutuplayıcısının geçirgen eksenini y koordinat eksenı yönünde olacak şekilde tekrar ayarlayın.
7. Şekil 6.7'de gösterildiği gibi ikinci bir P_2 kutuplayıcısını geçirgen eksenı P_1 kutuplayıcısının geçirgen eksenine paralel olacak şekilde yerleştirin.
8. P_2 kutuplayıcısının P_1 kutuplayıcısı ve ışık kaynağı ile aynı hizada (yükseklikte) ve doğrultuda olmasını sağlayarak ışığın şiddetindeki değişimi belirleyin.



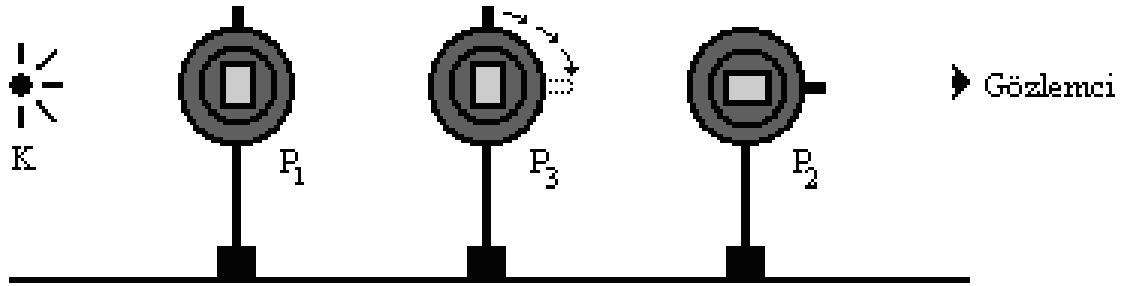
Şekil 6.7. İki kutuplayıcı kullanarak ışığın kutuplandırılması.

9. Koyu mavi tonda bir ışık gözlemleninceye kadar, Şekil 6.7'de gösterildiği gibi, P_2 kutuplayıcısını geçirgen eksenini saat ivmesi yönünde yavaşça döndürerek ışık

şiddetindeki değişimi belirleyin ve ışığın renginin neden koyu mavi olarak gözlemlendiğini açıklayın.

10. Koyu mavi tonda ışığı gözlemlediğiniz anda P_2 ve P_1 kutuplayıcılarının geçirgen eksenleri arasındaki açığı ölçün. Bu açı değerinin teorik olarak kaç derece olması gerektiğini ve ışığı hangi renkte gözlemlemeniz gerektiğini açıklayın.

11. Kutuplayıcıların geçirgenlik eksenlerinin konumunu değiştirmeden üzerinde açı değeri bulunan P_3 kutuplayıcısını (analizörü), P_2 ve P_1 kutuplayıcıları ile aynı hizada olacak şekilde bu iki kutuplayıcının tam ortasına yerleştirin. Bu işlem esnasında, Şekil 6.8'deki gibi analizörün geçirgen ekseninin P_1 kutuplayıcısının geçirgen eksenine paralel konumda olmasını sağlayın.



Şekil 6.8. İki kutuplayıcı kullanılarak ışığın kutuplandırılması.

12. P_3 kutuplayıcısının geçirgen eksenini P_2 kutuplayıcısının eksenine paralel olacak şekilde yavaşça çevirmeye başladığınız anda ışığın şiddetindeki değişimi gözlemleyiniz. Işığın şiddeti maksimum olduğu anda çevirmeyi durdurun ve tam bu anada P_3 kutuplayıcısının geçirgenlik ekseninin gösterdiği açı değerini okuyun.

13. Bu açı değerinin teorik olarak kaç derece olması gerektiğini açıklayın.

7. Deney: Fotometrik Ölçümler

7.1. Deneyin Amacı: Bir ışık kaynağının çevresindeki ışık dağılımını ve elektrikli bir ışık kaynağının verdiği ışık şiddeti ile elektriksel akım şiddeti arasındaki bağıntıyı incelemek, fotometri denklemlerini uygulamak.

7.2. Teorik Bilgiler

Herhangi bir ışık kaynağından çıkan ışının enerjisi $h\nu$ kadarlık enerji paketleri halinde yayınlanır ve bir akışkan gibi düşünülebilir. Bu nedenle kaynağın birim zamanda çevresine yaydığı toplam ışık enerjisine "ışık akısı" denir. Işık akısı birimi "Lümen" dir ve standart noktasal bir ışık kaynağının herhangi bir doğrultuda birim uzay açısı içinde gönderdiği ışık akısı ($\Delta\phi$) olarak tanımlanır. Aynı zamanda noktasal bir ışık kaynağının herhangi bir doğrultuda $\Delta\Omega$ steradyanlık uzay açısı içinde gönderdiği akıya da "ışık şiddeti" denir ve birimi "mum (=lümen/steradyan) " dur.

$$I = \frac{\Delta\phi}{\Delta\Omega} \quad (7.1)$$

Uzay açısı (steradyan), bir ışık kaynağından çıkan ışığın üç boyutlu uzayda bir yüzeye yayılımını ifade eden temel bir geometrik büyüklüktür. Düzlemdeki açı, iki doğru arasındaki açıklığı tanımlarken; uzay açısı, bir noktadan çıkarak belirli bir yüzey parçasını gören tüm doğrultuların oluşturduğu açıklığı ölçer. Matematiksel olarak, uzay açısı Ω , bir kaynağın merkezinden çıkan ışınların r yarıçaplı bir küre üzerindeki ΔS yüzeyini kapsamasıyla tanımlanır ve şu şekilde ifade edilir:

$$\Omega = \Delta S / r^2 \quad (7.2)$$

Burada ΔS , küre üzerindeki yüzey alanını, r ise merkezden yüzeye olan uzaklığı, yani kürenin yarıçapını ifade eder. Uzay açısının SI birimi steradyandır (sr) ve tüm bir kürenin uzay açısı 4π steradyandır. Bir steradyan, merkezden bakıldığında küre üzerinde r^2 'lik bir yüzey alanını gören uzay açısıdır. Bu tanım, fotometrik hesaplamalarda önemlidir; çünkü bir ışık kaynağından belirli bir doğrultuda gönderilen ışık akısının miktarı, gönderildiği uzay açısı cinsinden değerlendirilir. Standart bir ışık kaynağı, birim zamanda bir steradyanlık uzay açısına bir lümenlik ışık akısı gönderdiğinde, bu kaynağın ışık şiddeti bir "mum" olur. Bu bağlamda, uzay açısı hem ışık dağılımının hem de yüzeyde oluşan

aydınlanmanın doğru şekilde hesaplanabilmesi için kritik bir kavramdır. Birim yüzeye dik olarak düşen ışık akısına ise o yüzeyin "aydınlanması" denir ve

$$E = \frac{\Delta\varphi}{\Delta S} \quad (7.3)$$

şeklinde tanımlanır. Aydınlanmanın birimi "lüks" dür ve $1m^2$ 'lik yüzeye dik olarak gelen 1 lümenlik akımın o yüzeyde yaptığı aydınlanma olarak bilinir. Başka bir deyimle, şiddeti 1 mum olan noktasal bir ışık kaynağından 1m uzakta ışınlarla dik tutulan $1m^2$ lik yüzeyde oluşturulan aydınlanmaya "lüks" denir ve $lüks = lümen/m^2$ olarak yazılabilir.

1 mumluk bir K noktasal ışık kaynağından r metre uzakta ve normali ışık doğrultusu ile θ açısı yapan bir yüzeyin aydınlanması için (akının r yarıçaplı bir küre üzerine dağılması nedeniyle),

$$E = \frac{\varphi}{S} = \left(\frac{I}{r^2}\right)\left(\frac{S'}{S}\right) = \left(\frac{I}{r^2}\right)\cos\theta \quad (7.4)$$

yazılabilir. Farklı ışık kaynakları farklı uzaklıklarda iken aynı yüzeyde eşit aydınlanmalar oluşturabiliyorsa,

$$E_1 = E_2 = E_3 = \dots \quad \text{veya} \quad \frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2} = \dots \quad (7.5)$$

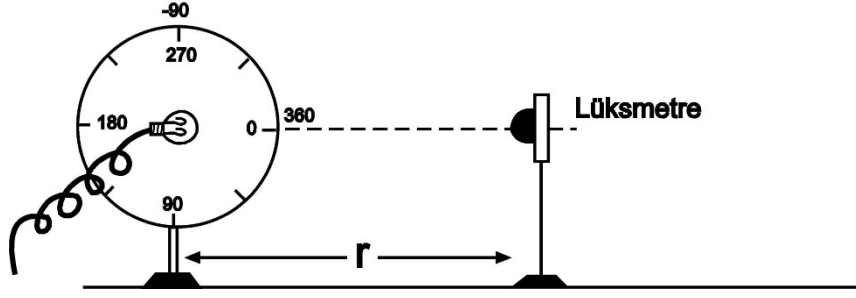
yazılabilir. Buna "fotometri denklemi" denir. O halde bir yüzeyin aydınlanması kaynağın şiddeti ile doğru orantılı, kaynağa olan uzaklığın karesiyle ters orantılıdır. Ayrıca aydınlanma yüzeyin yönelimine de bağlıdır. Eğer yüzey kaynağa dik olarak bakıyorsa ($\theta = 0$ veya $\cos\theta = 1$ olacağından), aydınlanma maksimum olur.

7.3. Deneyin Yapılışı:

7.3.1. Aydınlanmanın ölçümü

Şekil 7.1'de gösterildiği gibi derece bölmeli bir tabloya elektrik ampulünü yerleştiriniz. Ampulün tepesi 0° 'de iken lüksmetreyi ampulün karşısına belirli bir r mesafesinde tutunuz. r 'yi değiştirmeden ampulü 10° 'ar derece aralıklarla 360° 'ye kadar dönderiniz ve her on derece için lüksmetrede okunan değerleri Tablo 7.1'e yerleştiriniz. Daha sonra r 'yi değiştirerek, üç farklı r değeri için aynı işlemleri tekrarlayınız ve tabloyu tamamlayınız.

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.



Şekil 7.1. Lüksmetre ile aydınlanmanın ölçüm düzeneği.

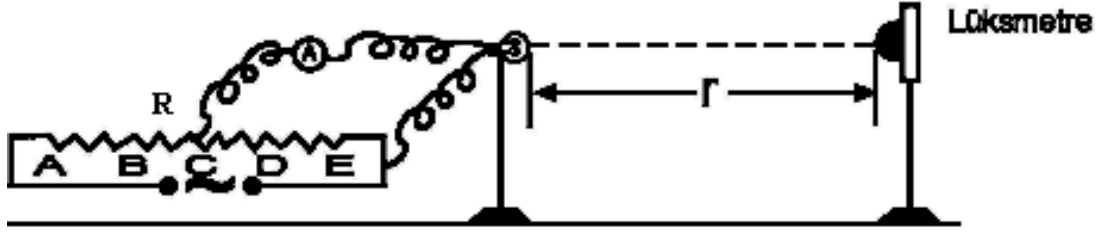
Tablo 7.1. r ve θ değerlerine bağlı olarak değişen E değerleri.

θ	$r_1 = \dots \text{ cm}$ $E_1 (\dots)$	$r_2 = \dots \text{ cm}$ $E_2 (\dots)$	$r_3 = \dots \text{ cm}$ $E_3 (\dots)$	θ	$r_1 = \dots \text{ cm}$ $E_1 (\dots)$	$r_2 = \dots \text{ cm}$ $E_2 (\dots)$	$r_3 = \dots \text{ cm}$ $E_3 (\dots)$
0°				190°			
10°				200°			
20°				210°			
30°				220°			
40°				230°			
50°				240°			
60°				250°			
70°				260°			
80°				270°			
90°				280°			
100°				290°			
110°				300°			
120°				310°			
130°				320°			
140°				330°			
150°				340°			
160°				350°			
170°				360°			
180°							

7.3.2. Işık şiddeti ölçümü

Şekil 7.3 ile verilen devreyi kurunuz. R reostasının üzerinde eşit aralıklı beş farklı konum (A,B,C,...) belirleyiniz. Reosta bu konumlardan birinde sabit dururken, ampermetreden i akımını okuyunuz ve beş farklı r uzaklığı için lüksmetreden okunan değerlerle Tablo 7.2'yi doldurunuz.

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.



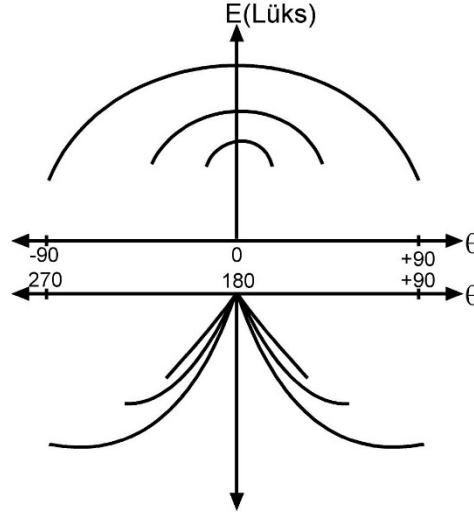
Şekil 7.3. Değişik akım değerlerine karşı aydınlanmanın ölçüm düzeneği.

Daha sonra reostanın diğer konumları için aynı işlemleri yaparak tabloyu tamamlayınız. Tablodaki bu değerlerden faydalananarak ışık şiddeti I 'yı hesaplayınız ve tabloda yerine yazınız.

Tablo 7.2. Reostanın farklı konumları için, r mesafesine bağlı olarak E ve I değerleri.

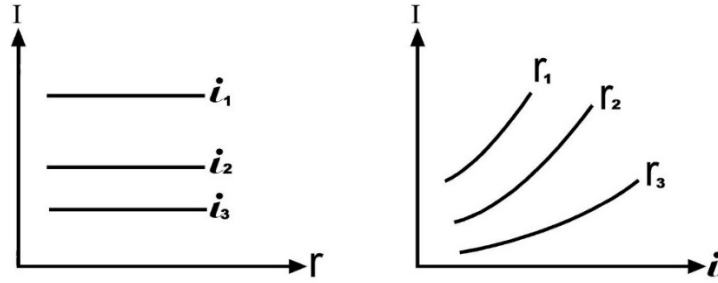
	R = A konumu		R = B konumu		R = C konumu		R = D konumu		R = E konumu	
r (cm)	$i_A = \dots \text{Amper}$		$i_B = \dots \text{Amper}$		$i_C = \dots \text{Amper}$		$i_D = \dots \text{Amper}$		$i_E = \dots \text{Amper}$	
	$E(\dots)$	$I(\dots)$	$E(\dots)$	$I(\dots)$	$E(\dots)$	$I(\dots)$	$E(\dots)$	$I(\dots)$	$E(\dots)$	$I(\dots)$
10										
20										
30										
40										
50										

Deneyin birinci kısmında tamamladığınız Tablo 7.1'den faydalananarak $E = f(r, \theta)$ grafiğini çiziniz. Çizdiğiniz grafik Şekil 7.5'te verilen grafik ile benzeşiyor mu? Bu sonuçlardan faydalananarak ne gibi sonuçlar çıkarıyorsunuz, açıklayınız.



Şekil 7.5. r ve θ ya bağlı olarak E 'nin beklenen değişimi.

Deneyin ikinci kısmında tamamladığınız Tablo 7.2'den faydalanarak $I = f(r)$ ve $I = f(i)$ grafiğini çiziniz. Çizdiğiniz bu grafikler Şekil 7.6 ile verilen grafiklerle benzerlik gösteriyor mu? Bütün bunlardan faydalanarak ne gibi sonuçlar çıkarıyorsunuz, açıklayınız. Son olarak Deneyin üçüncü kısmında tamamladığınız Tablo 7.3'teki sonuçları yorumlayınız



Şekil 7.6. Farklı i değerleri için I 'nın r 'ye bağlı ve farklı r değerleri için I 'nın i 'ye bağlı beklenen değişimi.

8. Deney: Işık Hızı

8.1. Deneyin Amacı: Işığın bir ortamda yayılma hızını ölçerek, ortamın kırma indisini belirlemek.

8.2. Teorik Bilgiler:

Bilinen diğer hızlara göre çok büyük olması ve zaman ölçme araçlarının yetersiz olması nedeniyle, önceleri ışık hızını ölçmek pek mümkün olmamıştır. Işığın boş mekandaki yayılma hızının değeri tabiatın temel sabitlerinden biridir. Bu hız o derecede büyüktür ki (yaklaşık 18600 mi/s , 300.000 km/s veya $3 \times 10^8\text{ m/s}$) 1675'e kadar genelde ışığın sonsuz bir hızla yayıldığına inanılıyordu. 1632'de Galile, 1657'de Floransa (İtalya)'daki "Bilim Akademisi" ve daha sonra Descartes ve Huygens ışık hızını ölçmek için değişik yöntem ve araçlar kullandılar fakat kullanılan yöntem ve araçların yetersiz olması nedeniyle kesin bir değer elde edemediler. Daha sonra 1676'da Roemer, bir tesadüf sonucu, ışığın hızını ölçmeyi başarmıştır. Bundan sonra ışık hızını ölçmek için çok büyük bir mesafeye ve hassas zaman ölçme araçlarına gerek olduğu anlaşıldı. 1727'de ise Bradley ışığın sapıncından faydalanarak ışık hızını ölçmeyi başarmıştır. Ancak ışık hızının yer yüzünde de ölçülebileceğini ilk kez 1849'da Fizeau, dişli çark kullanarak gösterdi. Daha sonra, 1850'de Foucault ve 1927'de Michelson döner ayna sistemleri kullanarak ışığın hızını ölçmeyi başarmışlardır. Ancak bunlar bile yeterince uzak mesafelere gerek duymuşlardır. 1937'de Anderson ilk kez ışığın dalga özelliğinden faydalanarak laboratuvar şartlarında ışık hızını ölçmeyi başarmıştır. Bundan sonra, yeterince hassas araçların yapılabilmesi ile büyük mesafelere gerek duyulmadan, laboratuvar şartlarında da ışık hızının ölçülebileceği anlaşılmış ve günümüze kadar birçok araştırmacı tarafından laboratuvar şartlarında, farklı yöntemlerle bu hız ölçülebilmiştir. Sonuç olarak, Milli Standartlar Bürosundan Dorsay ve Rosa, 1928'den beri yapılan bütün çalışmaların itinalı bir analiz ile, bugünkü en iyi değerin, $c = (2,997925 \pm 0.000001) \times 10^8\text{ m/s}$ olduğunu tespit etmiş ve kabul görmüştür.

Elektronik düzeneklerin de kullanılmasıyla ışık hızının ölçümü artık bir laboratuvarda veya bir masa üzerinde mümkün olabilmektedir. Bu deneyde böyle bir elektronik düzenek kullanılarak ışık hızı ölçülmeye çalışılacaktır. Deney düzeneği dört ana parçadan oluşmaktadır:

a) Optical transmitter(ışık verici) devresi: Bu elektronik devre kare dalga şeklinde ışık pulsları üreten ve frekansı besleme gerilimine bağlı olarak değişen devredir.

b) Receiver(alıcı) devresi: Bu elektronik devre herhangi bir ışık darbesi ile uyarıldığı zaman, bu ışığın darbe frekansı ile orantılı bir elektrik sinyali üretmektedir.

c) Osiloskop: Bu araç, girişlerinden algıladığı elektrik sinyallerinin şekillerini ekranda göstererek bunlar üzerinde ölçüm ve hesap yapma imkanı sağlar.

d) Fiber optik yol: Bu malzeme kırma indisi 1.41 olan saydam plastikten yapılmış bir teldir. Bu plastik telin üzerine tam yansımanın sağlanabilmesi için daha küçük kırma indisli siyah bir plastik kaplanmıştır. Fiber optik yolun uzunluğu yaklaşık $L = 20m$ dir ve bir kangal halindedir. Yapım malzemelerinin tam yansımaya müsait olması nedeniyle fiber optik yolun doğrusal olmasına gerek yoktur.

Çalışma sistemi olarak optical transmitter devresi çalıştırıldığı zaman fiber optik yola gönderilen dalga şekli osiloskopa gözlenir. Daha sonra fiber optik yolun sonuna (çıkışına) yerleştirilen receiver devresine gelen ışık dalgasının etkisi osiloskobun ikinci girişinden gözlenebilir. Prensip olarak bu iki dalga fiber optik yolun başındaki ve sonundaki dalga şekilleridir ve ikisi arasındaki zaman farkı Δt de ışığın fiber optik yolu geçtiği süredir. O halde bu Δt süresi osiloskopta ölçülerek ışığın o ortamdaki hızı,

$$V = \frac{L}{\Delta t} \quad (8.1)$$

bağıntısından hesaplanır. Bu değerden faydalananarak ortamın kırma indisi,

$$n = \frac{c}{V} \quad (8.2)$$

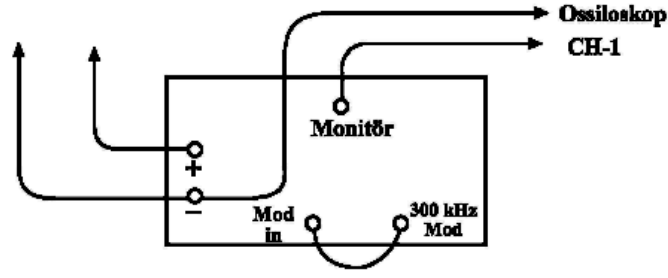
bağıntısından hesaplanabilir.

8.3. Deneyin Yapılışı:

8.3.1. Optical transmitter (ışık verici) devrenin karakteristiği

Deneyin birinci kısmında optical transmitter (ışık verici)'in davranışı incelenecektir. Bunun için Şekil 8.1'de gösterilen üzerinde optical transmitter yazılı elektronik kartın girişine (input) DC güç kaynağının +5V çıkış gerilimini bağlayınız. Kart üzerindeki modülasyon girişi (modulation input) ile 300 kHz modülasyon yazılı uçları kısa devre ediniz. Osiloskobun CH – 1 kanalını monitor yazılı uca bağlayınız ve devreye enerji veriniz. Osiloskopta optical transmitter devresinin verdiği dalga şeklini gözleyiniz.

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.



Şekil 8.1. Optical transmitter (ışık verici) devresi.

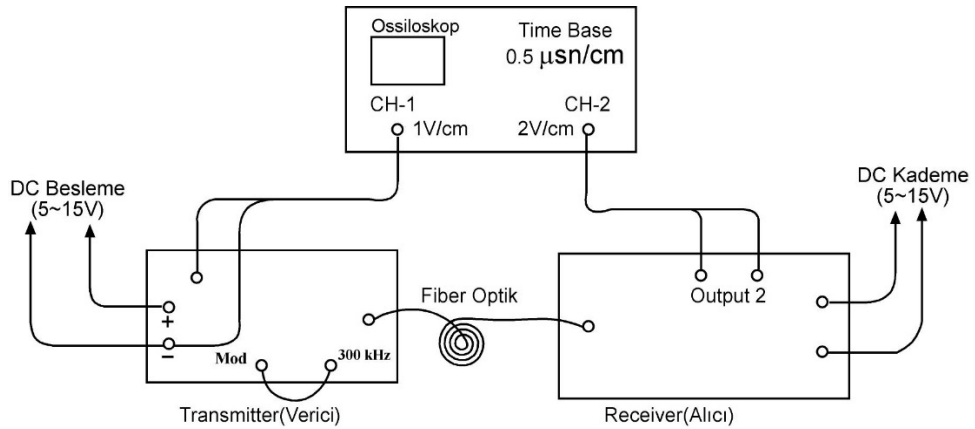
Dalga şeklinin periyodunu ölçünüz ve frekansını hesaplayınız. Daha sonra giriş gerilimini +9Volt, +12Volt ve +15Volta arttırarak her gerilim için devrenin verdiği dalganın periyodunu ölçünüz, frekansını hesaplayınız ve Tablo 8.1'de belirtiniz.

Tablo 8.1. Giriş gerilimine karşı dalganın periyot ve frekans değerleri.

V(Volt)	T(.....)	f(.....)
5		
9		
12		
15		

8.3.2. Işık hızının ölçümü

Şekil 8.2'deki devreyi kurduktan sonra devreye enerji veriniz. Bu durumda verici tarafından gönderilen ışık dalgası fiber optik kablo ile alıcı devresine iletilir. Alıcı devresi algıladığı bu ışık nedeniyle tetiklenir ve bir dalga üretir. Osiloskopta her iki dalga şeklini gözleyiniz.



Şekil 8.2. Işık hızı ölçüm düzeneği.

Not: Kontrol amaçlıdır. Mevcut hataları ilgili araştırma görevlisine bildiriniz.

Bu iki dalga, fiber optik kablonun iki ucu arasındaki ışık sinyalleridir. Dolayısıyla iki dalga arasındaki fark da ışığın fiber optik kablo boyunca ilerlemesinden kaynaklanan zaman farkıdır. Bu durumda iki dalga şekli arasındaki faz (zaman) farkını osiloskoptan ölçünüz. Bu değerden faydalanarak fiber optik kablo içerisinde yayılan ışığın hızını ve ortamın kırma indisini hesaplayınız. Aynı işlemleri 9Volt, 12Volt ve 15Volt için de tekrarlayarak elde ettiğiniz değerleri Tablo 8.2'de belirtiniz.

Tablo 8.2. Giriş gerilimine karşı fiber optik yolun giriş ve çıkışındaki dalga için frekans, faz farkı, hız ve kırılma indisi değerleri.

V (Volt)	f_1 (.....)	f_2 (... ..)	Δt (.....)	v (.....)	n
5					
9					
12					
15					

Deneyin ilk bölümündeki Tablo 8.1'deki değerlerden faydalanarak $f = f(V)$ grafiğini çiziniz. Tablodaki bu değerlere ve grafiğe bakarak ne gibi sonuçlar çıkarıyorsunuz? Deneyin ikinci bölümündeki Tablo 8.2'deki değerlerden faydalanarak $n = f(V)$; $V = f(v)$; $n = f(\Delta t)$ grafiklerini çiziniz. Bütün bunlardan faydalanarak ne gibi sonuçlar çıkarıyorsunuz.