

Hacettepe Üniversitesi Mühendislik Fakültesi
Fizik Mühendisliği

DALGALAR LABORATUVARI

DENEY KILAVUZU

(FİZ-231 FİZİK LAB-3)

2007-2008 Ders Yılı

İÇİNDEKİLER

PRİZMA	3
NEWTON HALKALARI	15
MİKRODALGA OPTİĞİ-1	25
MİKRODALGA OPTİĞİ-2	36
IŞIĞIN YANSIMASI VE KIRILMASI	42
IŞIĞIN KUTUPLANMASI	48
IŞIĞIN KIRINIMI	56
IŞIĞIN GİRİŞİMİ	74
SESTE GİRİŞİM VE KIRINIM	81
SIVILARDA SES HIZI ÖLÇÜMÜ	

PRİZMA

DENEYDE KULLANILAN ARAÇLAR: 1. Prizma 2. İzgeölçer.

DENEYİN AMACI: 1. İzgeölçeri tanımak. 2. Işık kırıcı ortam olarak bir prizmayı incelemek. 3. Tepe açısını deneysel olarak ölçmek. 4. En küçük sapma (S_{ek}), renklere ayrılım, ayırma gücü, dağınım gibi kavramları deneyerek öğrenmek.

KURAMSAL BİLGİLER

1. Kırıcı Ortam Olarak Prizma

Işık için saydam olan maddelerden yapılmış, birbiri ile belli bir açı (A) yapan iki düzlem yüzeyi olan cisimlere prizma denir. Prizmalar değişik amaçlarla kullanılırlar; sözgelimi, dürbünlerde yansıtıcı olarak, ışık kaynaklarından gelen ışınları renklerine (dalga boylarına) göre ayırıcı olarak, maddenin kırma çarpanını (n) incelleme amacıyla v.b.

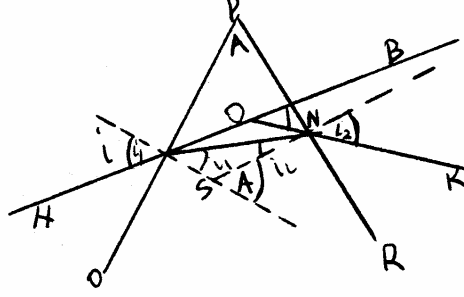
Bilindiği gibi ışık, bir ortamdan diğerine geçerken, ortamlar içindeki hızına ve ortamlar arakesitine çarpma (gelme) açısına bağlı olarak, yolundan sapar. Eğer ışık, hızının daha büyük olduğu bir ortamdan (az yoğun ortam), hızının daha küçük olduğu bir ortama (yoğun ortam) geçiyorsa, ortamlar ara kesitinin dikeyine yaklaşarak sapar. Işık, hızının daha küçük olduğu bir ortamdan (yoğun ortam), hızının büyük olduğu ortama (az yoğun ortam) geçerken de ortamlar ara kesitinin dikeyinden uzaklaşacak şekilde sapar. Bu olguya ışığın kırılması denir. Işığın birinci ortamdaki hızına v_1 , ikinci ortamdaki hızına v_2 , ortamlar ara kesitinin dikeyi ile birinci ortamda yaptığı açıya i (gelme açısı), ikinci ortamda yaptığı açıya r (kırılma açısı) dersek, bunlar arasında Snell Yasası olarak bilinen yalın bir bağıntı vardır:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = n \quad (1)$$

Burada n , belli iki ortam için değişmez bir sayıdır ve ikinci ortamın birinci ortama göre ışığın kırma çarpanı ya da kırıcılık katsayısı olarak bilinir. Buna göre, ışığın bir ortamdaki hızı da c/n dir (c , ışığın boşluktaki yayılma hızı).

Prizmanın bir yüzeyi üzerine çarpan bir ışık ışını, her iki yüzeyden de geçerken kırılır ve prizmadan çıkan ışın, çarpan ışığın doğrultusundan farklı bir doğrultu kazanır; yani prizma, ışığın doğrultusunu saptırmıştır. Işın doğrultusundaki bu sapma, prizmanın yüzeyleri arasındaki açıya (A), prizmanın yapıldığı maddenin prizmanın içinde bulunduğu ortama göre kırma çarpanına (n), prizmaya çarpan ışık ışınının dalga boyuna (λ) ve ışının prizmaya çarpma (gelme) açısına (i) bağlıdır. Prizmanın iki yüzeyi arasındaki açı (A), prizmanın tepe açısı ya da kırma açısı olarak bilinir. Genelde, prizmanın tepe açısına doğru gelen bir ışın

(HM), prizmanın tabanına doğru saparak prizmadan çıkar (NK). Prizmaya gelen ışının doğrultusu (HB) ile, prizmadan çıkan ışının doğrultusu (OK) arasındaki açı (S), sapma açısı olarak bilinir. Şekilden kolayca görüleceği gibi,



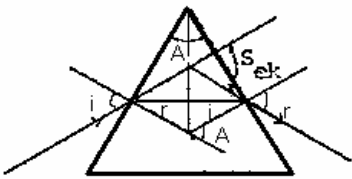
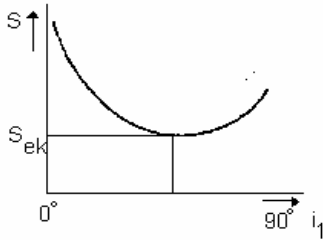
$$A = r_1 + r_2 \quad (2)$$

$$S = (i_1 - r_1) + (i_2 - r_2) \quad (3)$$

dir. (1), (2), (3) eşitlikleri, prizmadaki kırılmayla ilgili genel denklemlerdir. Bu eşitliklerin çıkarılmasında prizma tabanının geometrik biçiminin işe karışmadığına dikkat ediniz.

2. En Küçük Sapma (S_{ek})

Prizmaya çarpan tek dalgaboylu bir ışık ışını gözönüne alalım. Eğer bu ışının çarpma açısını (i_1) değiştirirsek, sapma açısı (S) de değişecektir. Deneysel olarak $i_1 = 90^\circ$ den başlayarak i_1 açısı küçültülürse, S sapma açısının önce küçüldüğü, belli bir noktadan sonra da büyüdüğü gözlenir.



Sapmanın en küçük olduğu durumda, çarpma (gelme) açısı (i_1) prizmadan ışığın çıkma açısına (i_2) eşittir. Bu durumda prizma içinden geçen ışın, prizmanın tepe açısının açıortayına diktir (bunu inceleyiniz). Bu durum için (2) ve (3) eşitlikleri yazılırsa,

$$(i - r) + (i - r) = S_{ek}$$

$$r + r = A$$

ve buradan

$$r = \frac{A}{2}; \quad i = \frac{A + S_{ek}}{2}$$

değerleri (1)'de yerine konursa,

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin((A + S_{ek})/2)}{\sin(A/2)} \quad (4)$$

elde edilir. Bu durumda, prizmanın tepe açısı ve en küçük sapma açısı ölçülürse, prizmanın yapıldığı maddenin, prizmanın içinde bulunduğu dış ortama (deneyde hava) göre, o dalgaboyu için kırma çarpanı incelikte bulunabilir.

3.Prizmada Işığın Renklere Ayrılması, Dağılım

Newton 1666'da beyaz ışığın (ya da güneş ışığının) bir prizmadan geçtiğinde, renklerine ayrıldığını gözledi. Böylece beyaz ışığın kırmızı, turuncu, sarı, yeşil, mavi ve mor renklerden oluştuğunu bulmuş oldu. Prizmanın, beyaz ışığı renklerine ayrılmasına dağılım denir. Prizmanın, beyaz ışığı renklerine ayırması bize şunu gösterir: Değişik dalgaboylarında ışık ışınları için prizmanın kırma çarpanı (n) farklıdır. Böylece prizmaya değişik dalgaboyları içeren



beyaz ışık gönderildiğinde, her dalgaboyu için kırma çarpanının değişik olması sonucu, prizmadan değişik sapma açıları altında ve renklere ayrılıp sıralanışına (spektrum) izge denir. Çeşitli ışık kaynaklarından gelen ışınların dalgaboylarına ayrılarak çözümlenmesi, maddenin ve atom yapısının incelenmesinde önemli bir araçtır.

4. Prizmada Açısal Dağılım

Bir izgeölçerle, prizmadan geçen bir ışının, çıkışta prizma yüzeyinin dikeyi ile yaptığı açığı (i')ölçebiliriz. Birbirine yakın dalgalı boyundaki ışınımın (λ_1, λ_2) iki ışının prizmadan çıkış açıları i' ve i'' ise,

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda \quad \text{ve} \quad i'' - i' = \Delta i$$

den $\Delta i / \Delta\lambda$ ya, veya sınır durumu için $di/d\lambda$ ya açısal dağılım (angular dispersiyon) denir. Dağılım, birbirine yakın iki dalga boyundaki ışınımın açısal ayrılmasının bir ölçüsüdür. Açısal dağılımı aşağıdaki gibi iki terimin çarpımı şeklinde gösterebiliriz.

$$\frac{di}{d\lambda} = \frac{di}{dn} \frac{dn}{d\lambda} \quad (5)$$

Burada n , kırma çarpanıdır. Eşitlik (5) in sağ tarafındaki birinci terim, prizmanın geometrisine bağlıdır. İkinci terim ise prizmanın yapıldığı malzemenin özelliğine bağlıdır. Şimdi birinci terimin, prizmanın geometrisine bağlılığını inceleyelim:

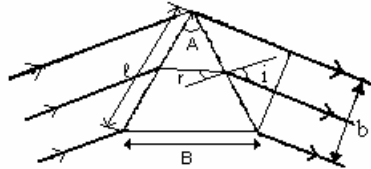
(1) eşitliğinde r yi değişmez varsayarak diferansiyel alırsak,

$$\frac{di}{dn} = \frac{\sin r}{\cos i}$$

buluruz. En küçük sapma durumunda prizmanın her iki yüzeyinde de eşit sapmalar olacağından, toplam açısal değişim oranı,

$$\frac{di}{dn} = 2 \frac{\sin r}{\cos i}$$

olacaktır. Geometrik bağıntılarla (bu işlemler öğrenciye bırakılmıştır),



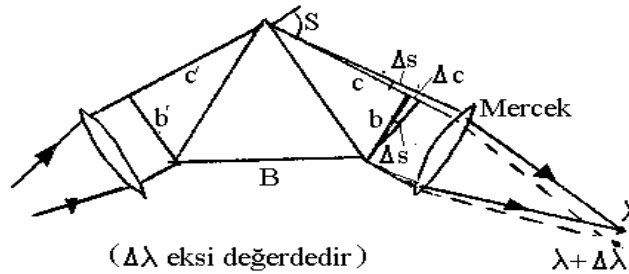
$$\frac{di}{dn} = \frac{2l \sin(A/2)}{l \cos i} = \frac{B}{b}$$

bulunabilir. Böylece bu terimin sadece prizmanın geometrisi ile ilgili olduğu bulunmuş olur. Artık açısal dağılım için,

$$\frac{di}{d\lambda} = \frac{B}{b} \frac{dn}{d\lambda} \quad (6)$$

yazılabilir.

5. Prizmanın çözme (renk ayırma) gücü



Genelde çözme gücü, birbirine yakın iki dalgaboyunun (λ ve $\lambda + \Delta\lambda$) birbirinden ayırt edilebilmesi için kullanılan bir deyimdir ve çözme gücü $\lambda/\Delta\lambda$ ile verilmektedir. Burada λ , birbirine yakın iki dalgaboyunun ortalama değeri ve $\Delta\lambda$ da bunlar arasındaki dalgaboyu farkıdır. $\Delta\lambda$ nın küçülmesi, dalgaboylarının birbirine daha yaklaştığını fakat yine de çözülebildiğinde, çözme gücünün büyüdüğünü gösterir. Öyleyse çözme gücü büyükse, birbirine yakın dalga boylarının keskin bir görüntüsü (üst üste binmemiş) elde edilir.

Şekilde, birbirinden ayırt edilebilecek iki görüntü veren iki ışın demeti gösterilmiştir. (Neden $\lambda + \Delta\lambda$, λ dan az sapmıştır?). λ dalgaboyundaki demetin dalga cephesinin iki ardışık konumu (b, b') arasındaki optik yollarının aynı olması gerekliliğinden,

$$c + c' = nB \quad (7)$$

yazabiliriz (n , prizmanın λ dalgaboyu için kırma çarpanıdır). Dalgaboyu $\Delta\lambda$ kadar küçültülürse prizma tabanından geçen ışının ışık yolu $(n+1)B$ olur ve çözülmüş bir görüntü vermek için prizmadan çıkan dalga cephesinin ve $\Delta s = \Delta c/b$ de Δc , Rayleigh ölçütü'ne göre (kaynaklara bkz.) iki ayrı görüntü elde edilebilmesi için λ ya eşit olmalıdır.

Öyleyse $\Delta\lambda$ kadar küçük dalgaboyunun optik yolları için,

$$c + c' + \lambda = (n + \Delta n)B \quad (8)$$

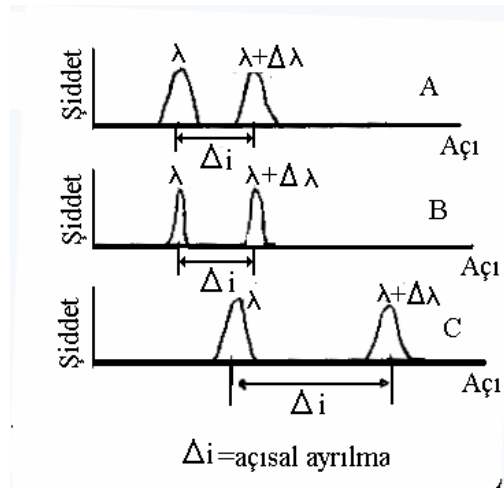
yazılabilir. (8) eşitliğinden (7) eşitliği çıkarılırsa,

$$\lambda = B\Delta n$$

elde edilir. Bu eşitliğin her iki yanını $\Delta\lambda$ ile bölünürse ve küçük değişimler için $dn/d\lambda$ türev terimi alınır,

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = B \frac{dn}{d\lambda} \quad (9)$$

elde edilir. (9) eşitliğinin, açısal dağılım ile b nin çarpımına eşit olduğuna dikkat ediniz. Bununla birlikte, açısal dağılım ile çözme gücü birbirine karıştırılmamalıdır. Aşağıdaki şekilde A ve B deki dağılımlar aynı, A ve C deki çözme güçleri aynıdır.



B deki çözme gücü A ve C den iyidir (çizgiler dar olduklarından, birbirine yakın bile olsalar üst üste binmezler; yani ayırt edilebilirler). Buna kıyasla C nin dağılımı A ve B den büyüktür.

6. İzgeölçer (Spektrometre)

Newton'un prizma ile elde ettiği izgede (spektrumda) farklı renkler (dalga boyları) üst üste binmiş olarak çıkıyordu. Başka bir deyişle arı bir spektrum değildi. Arı (iyi çözünmüş) bir spektrum elde etmek için

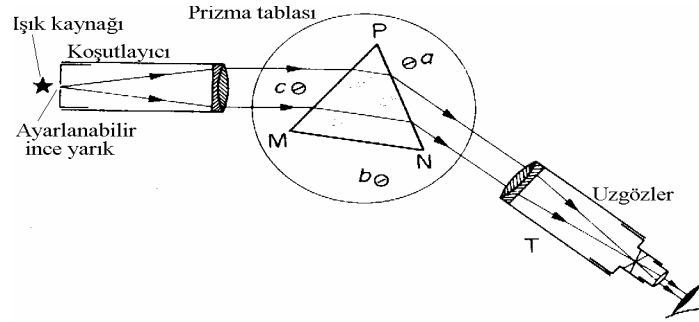
Çeşitli dalga boylarını içeren ışık kaynağının önüne dar bir yarık konması ve böylece prizmaya dar yarıktan geçen ışık demetinin düşmesi,

Prizmadan çıkan ışınların koşut olması ve böylece her dalga boyunun ayrı ayrı odaklanabilmesi gerekir.

İzgeölçer bu istemleri karşılayan bir aygıttır. İzgeölçer temelde dört bölümden oluşur.

Bir ucunda, genişliği ayarlanabilen ince bir yarık bulunan koşutlayıcı (colimator),
Prizmadan çıkan ışınların odaklayıcı bir uzgözler (telescope),
Prizmanın yerleştirildiği ve çevresi açılara bölmelendirilmiş dönebilir bir tabla.
(1), (2) ve (3) bölümlerinin bağlandığı bir taban.

Koşutlayıcı tabana, yerinden oynamayacak bir şekilde bağlanmıştır. Uzgözler ise, tabana bağlı olmakla birlikte, prizma tablası çevresinde kolayca dönebilir. Uzgözler'in döndüğü açığı ölçmek için, bunun bulunduğu kola, prizma tablasının kenarındaki bölmelere karşılık gelecek şekilde bir verniye bağlanmıştır.



İncelenecek ışık kaynağı, koşutlayıcının, ince yarığının bulunduğu ucunun önüne yerleştirilir. İzgeölçeri kullanmadan önce bazı ayarlamalar yapmak gerekir.

6a. Uzgözlerin Ayarlanması

Uzgözler ile uzak bir cisme bakılır (deneyde karşı duvardaki bir cisme bakılabilir). Uzgözler önündeki mercek ileri-geri sürülerek cisim uzgözler içindeki + işaretine odaklanır. Bu durumda uzgözlere gelen ışınlar + işaretine odaklanmış olur.

6b. Koşutlayıcının Ayarlanması

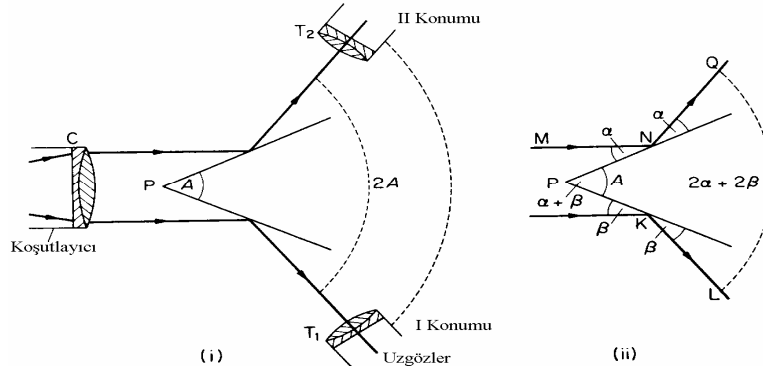
Prizma, tablasından kaldırılır ve ayarlanmış uzgözler bu kez de koşutlayıcı görececek şekilde döndürülür. Işık kaynağı açılır. Koşutlayıcıdaki yarık net görünecek şekilde, yarık ileri geri oynatılır. Böylece koşutlayıcı merceğinden çıkan ışınlar koşutlanmış olur.

Bundan sonra, uzgözlerden ince bir ışık demeti görülecek şekilde yarığın genişliği ayarlanır (yarığın genişliği, yarığın hemen yanındaki tırtıllı bir vida ile ayarlanır).

Bu işlemler bittikten sonra prizma, tablası üzerine yerleştirilir ve üstten bir metal dil ile sıkıştırılır.

6c. Prizmanın Tepe Açısının (Kırma Açısı) Ölçülmesi

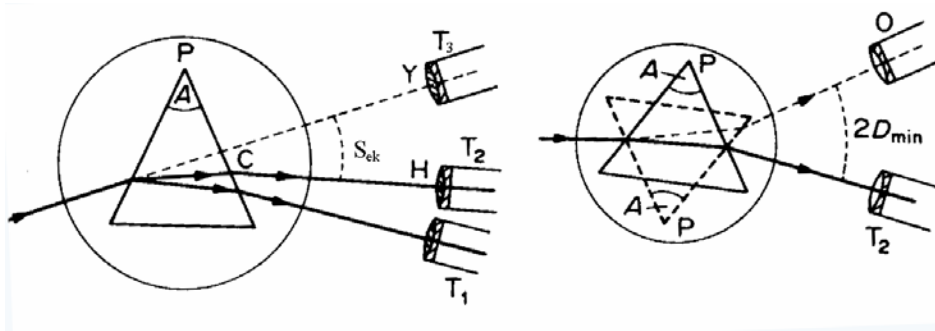
Bu işlem için prizmanın tepe açısının kenarı (P), koşutlayıcı merceğini görececek konuma getirilir. Böylece prizmanın iki kırıcı yüzeyi de koşutlayıcıdan gelen ışınlarla aydınlanmış olur. Uzgözler aracılığı ile bu iki yüzeyden yansıyan ışınlar gözlenir (yarığın görüntüsü, uzgözlerdeki + işaretinin üstüne tam gelecek şekilde ölçüm yapınız). Her konum için (I ve II), uzgözler koluna bağlı verniye yardımıyla açılır ölçülür.



Bu ölçülen açıların farkı, prizmanın tepe açısının iki katına eşittir(bunun böyle olduğunu geometrik olarak irdeleyiniz). Böylece tepe açısı (A) ölçülmüş olur.

6d. En Küçük Sapmanın Ölçülmesi

En küçük sapmayı ölçmek için, koşutlayıcıdan gelecek ışık, Prizmanın kırıcı yüzeylerinden birine, hayli eğimli düşecek şekilde prizma tablasıyla beraber döndürülür. Uzgözler içindeki + işaretiyle, izgelerdeki renk çizgilerinden biri çakıştırılır.



Bundan sonra prizma tablası hafifçe döndürüldüğünde (döndürme, prizmaya gelen ışığın gelme açısını küçültecek yöndedir) daha önce + işaretine çıkartılmış çizginin bu konumdan uzaklaştığı gözlenir. Uzgözler döndürülerek çakışıklık korunur. Bu işlem böyle sürdürülürken, bir konumdan sonra çizginin, daha öncekine göre ters yönde uzaklaşmaya başladığı, yani uzgözleri ters yönde döndürmek gerekliliği ortaya çıkar. İşte tam bu konum (T₂ konumu) en küçük sapma değeridir. Bu konumda prizma tablası ters yönde döndürülürse çizgi yine uzaklaşmaya başlar. Uzgözlerin T₂ konumu, verniye aracılığı ile okunur. Prizma tablası

oynatılmadan, prizma çıkartılır ve bu kez de uzgözler ile yarık gözlenir (T_3 konumu). Bu konumda verniye aracılığı ile okunur. T_2 ve T_3 konumları arasındaki açı bu çizgi (dalga boyu) için en küçük sapma açısıdır. En küçük sapma açısı, izgedeki her çizgi için ayrı ayrı ölçülmelidir.

DENEY

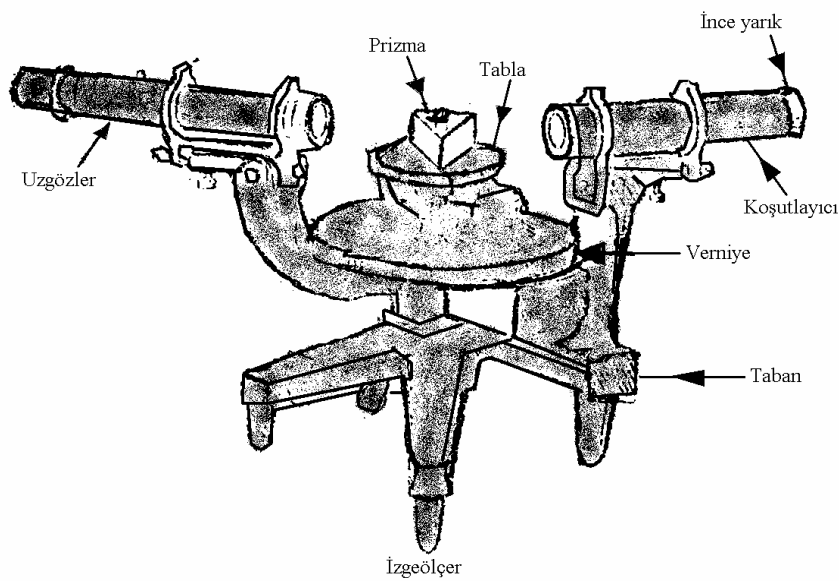
Açıklamalar bölümünde 6a ve 6b'de açıklandığı şekilde uzgözleri ayarlayınız.

Açıklamalar bölümünde 6c 'de açıklandığı şekilde prizmayı yerleştiriniz ve A tepe açısını ölçünüz. Prizmanın, öncekinden çok az değişik iki konumu için aynı işlemleri yapınız. Bulduğunuz üç tepe açısı değerinin ortalamasından A_{ort} yı bulunuz.

Açıklamalar bölümünde 6d'de açıklandığı şekilde prizmayı yerleştiriniz ve izgedeki her bir çizgi için en küçük sapma açısını (S_{ek}) ölçünüz. Bu işlemleri yaparken uzgözlerdeki + işaretinin sürekli olarak çizgi üzerinde olmasına özen gösteriniz.

Bu işlemleri ışık kaynağını değiştirerek yineleyiniz. (Not: Deneyde Cd ve He ışık kaynakları kullanılacaktır. Bunların izgelerindeki çizgilere karşılık gelen dalga boyları, teksirin sonunda verilmiştir). Bulduğunuz en küçük sapma açılarını ve daha önce bulduğunuz A_{ort} değerini kullanarak (4) eşitliğinden her bir dalga boyu için kırma çarpanını (n) hesaplayınız. $n=f(\lambda)$ eğrisini çiziniz

(9) eşitliği ve $n=f(\lambda)$ eğrilerinden yararlanarak prizmanın çözme gücünü kırmızı, sarı, yeşil, mor dalga boyu aralıkları için hesaplayınız.



Deneyde Kullanılan Işıık Kaynaklarındaki Çizgilere Karşıılık Gelen Dalgaboyları.

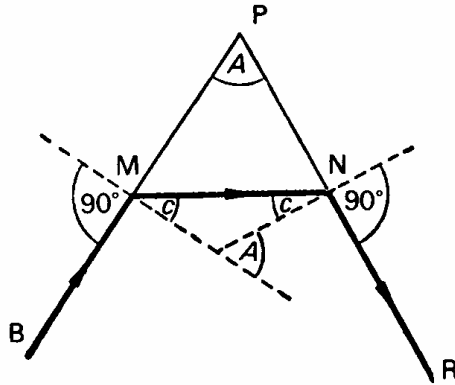
He	Dalgaboyu (Å)
Kırmızı	6678
Sarı	5957
Yeşil	5015
Mavi	4713
Mor	4026
Cd	Dalgaboyu (Å)
Kırmızı	6438
Yeşil	5086
Mavi	4800
Mor	4678

SORULAR

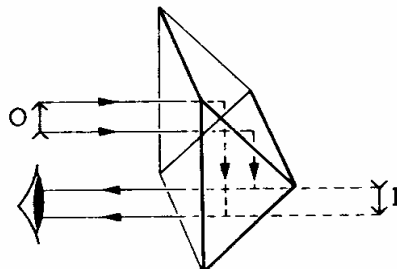
Bir prizmada renklere ayrılma, dalgaboyuyla nasıl değişir? Kısa dalgaboylarında daha mı büyüktür?

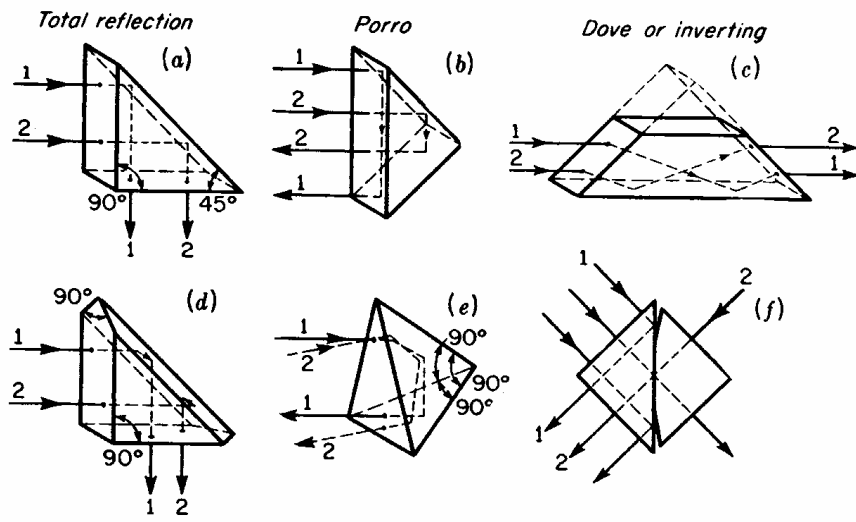
Prizma ile elde edilen izge, optik ağı ile elde edilenden farklı mıdır? (açısal sapmanın dalgaboyu ile değişimini ve dalgaboylarının sıralanışını düşününüz).

Bir prizmanın kırıcı yüzeylerinden birine yalayıarak giden bir ışık, prizma tepe açısı büyüdüğüünde, diğer kırıcı yüzeyi de yalayıarak çıkar. Daha büyük tepe açılı bir prizma yapılırsa, ışık diğer yüzden çıkmaz. Bu durumda, bir prizmanın tepe açısının en çok ne olabileceğini $n=1.51$ olan bir cam için hesaplayınız.



Prizmaların optik düzeneklerde kullanılma alanlarından biri de yansıtıcı olacaktır. Düzlem





aynalara kıyasla daha temiz ve net bir görüntü verdikleri için tam yansıma konumunda çeşitli düzeneklerde kullanılırlar (s.g. dürbün, periskop v.b.) Aşağıda bu amaçla kullanılan birkaç örnek verilmiştir.

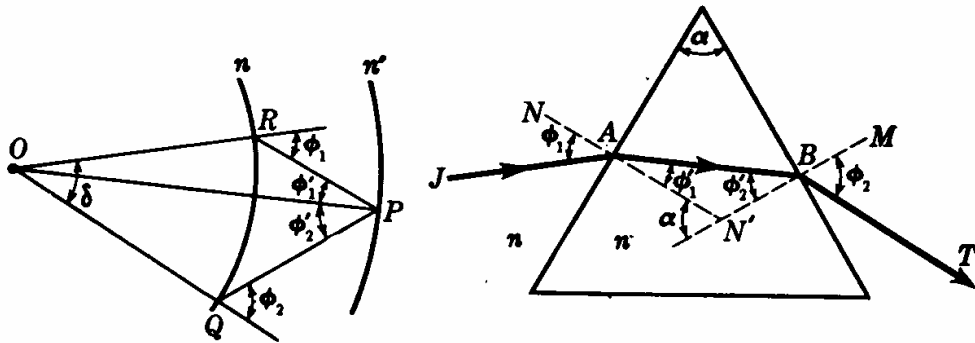
Kırılma olayını incelerken, kullandığınız prizma ile özdeş özellikte fakat büyük boyutlu bir prizma kullanılırsa nasıl bir olayla karşılaşmayı beklersiniz?

Küçük tepe açılı bir prizmada, sapmanın $S=(n-1)A$ olduğunu gösteriniz (Yol Göst. Küçük açılarının sinüsleri yerine radyan türünden değerleri alınabilir).

Renksemez prizmaların (Achromatic Prisms), iki renk arasında (s.g. mavi ve kırmızı) dağınımı yok eden bir düzendir. Kaynaklardan araştırarak okuyunuz.

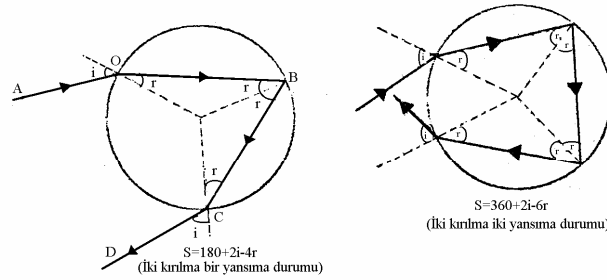
Doğrudan-görme izgeleri; (direct-vision spectroscopy); prizmalarla oluşturulan ve boşalma tüplerindeki farklı renkleri incelemeye kullanılan bir düzendir. Kaynaklardan araştırarak okuyunuz.

Optik düzenekler tasarlanırken bunlardan geçen ışık ışınının kolayca izlenmesi istenir. Prizmalarda, bu iş için uygulanan geometrik yöntem aşağıda çizimle gösterilmiştir.



Dış ortam ve prizma ortamının kırma çarpanları ile orantılı yarıçaplarda iki yay parçası (n, n') çizilir. OP ışınına koşut bir çizgi çizilir. Bunun n yayını kestiği noktadan NN' ne koşut bir çizgi çizilir. Bu çizginin n' yayını kestiği noktada NN' ile A açısı yapacak şekilde bir çizgi çizilir. Bu

çizginin de n yayını kestiği nokta o ile birleştirilirse elde edilen OL doğrusu, prizmadan kırılarak çıkan ışının doğrultusu olur. Geometrik olarak bu işlemin doğruluğunu irdeleyiniz. Küresel bir cam ya da su damlasına I açısı ile gelen bir ışık ışınının geliş doğrultusu ile S sapması yapacak şekilde çıktığı A ve B durumlarına karşılık gelen S değerlerini hesaplayarak bulunuz.



(9). Soruda gelen ışık ışını, damla içinde N tane yansıma yaptıysa, gelen ışın ile çıkan ışın arasındaki sapmanın, $S = 2(1-r) + N(180-2r)$ Olacağını gösteriniz.

KAYNAKLAR

- AN INTRODUCTION TO MODERN OPTICS, A.R. Ghatak, McGraw Hill Pub. Co. Ltd. 1971.
 OPTICS, M.V. Klein, John Wiley and Sons Inc. 1970.
 THE PRINCIPLES OF OPTICS, Hardy and Perrin, McGraw Hill, 1932.
 OPTICS, Experiments and Demonstrations, C.H. Palmer, The Sons Hopkins Press 1962, Baltimore.
 PHYSICAL OPTICS, R. Wood, Dover Pub. Inc. New York, 1961.
 OPTICS, B. Rossi, Addison Wesley Pub. Co. Inc. 1962
 OPTICS, F. W. Sears, Addison Wesley Pub. Co. Inc. 1964
 OPTICS, A. Sommerfeld, Academic Press, 1964
 LIGHT, R.W. Ditchburn, John Wiley Interscience Pub. 1963.
 PHYSICS, PART II., D. Halliday, R. Resnick, John Wiley and Sons Inc. 1960.
 FUNDAMENTALS OF OPTICS, Jenkins and White, McGraw Hill 1957.

NEWTON HALKALARI

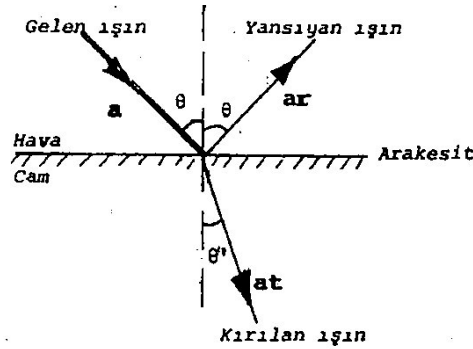
DENEYDE KULLANILAN ARAÇLAR: 1. Işık kaynağı. 2. Odaklayıcı mercek. 3. Yansıtıcı cam. 4. Süzgeç.

DENEYİN AMACI: 1. Değişik biçimli ince filmlerde ortaya çıkan girişimin anlaşılması 2. Newton halkaları şeklinde oluşan girişim deseninin incelenmesi 3. Tek dalga boyulu bir ışık kaynağının dalgaboyunun bulunması.

KURAMSAL BİLGİLER

1. Yansıma ve Kırılma

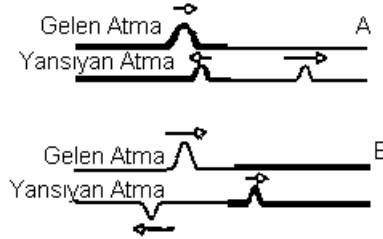
Işık dalgaları, hızlarının farklı olduğu iki ayrı ortamın ara kesitine çarptığında, genelde, yansımış ve kırılmış ışık dalgaları şeklinde ikiye ayrılır. Bu nedenle, yansımış ve kırılmış dalgaların yayılma doğrultuları, gelen dalganıkinden farklı olur.



Yansıma için şu kurallar geçerlidir:

1. Gelen ışın ile yansıyan ışın aynı düzlemedirler.
2. Gelen ışının arakesit yüzeyinin dikeyi ile yaptığı açı (θ), yansıyan ışının aynı dikeyi ile yaptığı açıya eşittir ($\theta = \theta$).
3. Yansımanın olduğu arakesitin altındaki ortam, üstündekine kıyasla daha yoğunsa (ya da ışık, hızının daha büyük olduğu ortamda gelip arakesit düzleminden yansiyorsa), gelen ışın ile yansımış ışının arasında π kadar bir faz farkı oluşur. Bunun tersi durumunda yansıyan ışınla gelen ışın arasında bir faz farkı yoktur. Bu olayın mekanikteki benzeri, bir ipteki enine dalgaların yansımasındaki faz değişikliğidir. Şekilden de görüldüğü gibi birim uzunlukları kütleleri farklı iki ipin eklenme noktasındaki yansımada, gelen atma ağır

ipte (çok yoğun ortam) ise A daki yansıma; gelen atma hafif ipte (az yoğun ortam) ise B deki yansıma ile ortaya çıkar.



4. Gelen dalganın genliği “ a ” ise, bunun “ r ” kesri yansır; “ t ” kesri kırılır. Bu durumda yansıyan ışığın genliği (ar); kırılanı de (at) olur.

Kırılma için de şu kurallar söylenebilir:

- Kırılan ışın ile gelen ışın aynı düzlemedirler,
- Gelen ışının arakesit yüzeyinin dikeyi ile yaptığı açı (θ) nın sinüsü ile kırılan ışının açı (θ') nın sinüsü arasında Snell Yasası olarak bilinen şu yalın kural vardır.

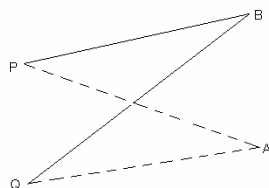
$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta'} = n$$

Burada n , gelen ışığın dalgaboyuna bağlı olarak, ikinci ortamın birinci ortama göre kırma çarpanıdır.

2. İnce Bir Saydam Yayığın Üst ve İç Yüzeylerinden Yansıyan Işıkların Girişimi

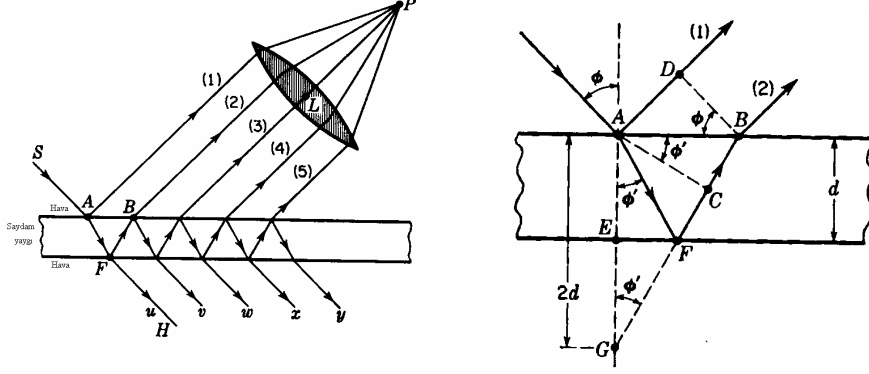
Genelde iki ışık dalgasının üstüste binecek şekilde bir noktada keşişmesine Girişim denir. Işık dalgaları ile girişim oluşturabilmek için ışık kaynaklarının eş fazlı (coherent) olması gerekir; yani ışık kaynaklarının verdikleri ışık dalgasının (frekansları eşit olmalı ve her zaman için aralarındaki faz farkını korumalı; ya da aynı fazda iseler aynı fazda olma durumlarını korumalıdır(iki ayrı ışık kaynağı ile girişim yapabilir misiniz?).

P ve Q aynı frekanslı ve eş fazlı ışık veren iki ışık kaynağı ise QB-PB yol farkı, dalgaboyunun tam katlarına eşit olduğunda B noktasında iki dalganın üstüste binmesi (girişim) sonucu bir aydınlık gözlenir. PA=PQ durumunda da A noktasında bir aydınlık gözlenir. Çünkü bu



durumda yol farkı sıfırdır). QB-PB yol farkı, dalgaboyunun yarım katlarına eşitse, B noktasında iki dalganın üstüste binmesi (girişimi) sonucu bir karanlık oluşur. Girişime bir örnek olmak üzere paralel yüzlü saydam ince bir yaygının (s.g. bir sabun köpüğü) üst ve iç yüzeylerinden yansıyan ışınların girişimini inceleyelim.

Yukarıdaki şekillerde (1) ve (2) (ve dolayısı ile (3), (4)....) ışınları arasında bir yol farkı oluşması nedeniyle P noktasında bir girişim olayı ortaya çıkar. Şimdi bunu kısaca açıklayalım.



Bir ışık ışını, sözgelimi cam içinde (1) yolunu aldığıında, aynı süre içinde havada c/v yolunu alır (c , ışığın havadaki hızı). Cam içinde $c/v=n$ olduğunu biliyoruz (n , camın havaya göre kırma çarpanı) (Bu konuda kaynaklara bakınız). Böylece camdaki l yolu havadaki nl yoluna eşit olur. nl , camdaki l yolunun ışıksal yolu (optical path) olarak bilinir.

Yukarıdaki şekilde AF ve FB, kırma çarpanı “n” olan ortam içindeki yollardır. BD, (1) ışınına dik olduğundan D ve B noktasından merceğin odağına dek (yani P noktası) (1) ve(2) ışınlarının alacağı yollar eşittir. Öyleyse, (1) ışını hava içinde AD yolunu alırken, (2) ışını yaygı içinde AFB yolunu almıştır. Bu ışınların ışıksal yolları arasındaki fark Δ ,

$$\Delta = n(AFB) - AD$$

dir. F den AB ye bir dik indirildiğinde $AF = d/\cos\phi'$ olduğu görülür. Aynı şekilde $FB = d/\cos\phi'$ dir. Ayrıca AFB üçgeninde,

$$AB = 2d \tan\phi'$$

dür . Öyleyse, $AD = AB \sin\phi = (2d \tan\phi') \sin\phi'$ dir. Snell Yasasında $\sin\phi = n \sin\phi'$ olduğundan,

$$AD = (2d \tan\phi') n \sin\phi' = 2nd \sin^2\phi' / \cos\phi'$$

dir. Bulunan değerler Δ ışıksal yol farkı denkleminde yerine konursa,

$$\Delta = n(2d/\cos\phi') - 2nd \sin^2\phi' / \cos\phi'$$

$$\Delta l = 2nd \cos \phi'$$

bulunmuş olur.

Diğer yandan, daha yoğun ortamın yüzeyinden yansıyan dalganın π kadarlık bir faz değişimine uğrayacağını biliyoruz. π kadarlık faz farkı, $\lambda/2$ kadarlık yol farkına eşit olduğundan (λ dalgaboyu), (1) ve (2) ışınları arasındaki toplam yol farkı,

$$\Delta l = 2nd \cos \phi' \pm \lambda/2$$

olur. Parlak (aydınlık) bir girişim saçığı için (yani iki dalganın birbirini desteklemesi için) toplam yol farkının, dalgaboyunun tam katlarına eşit olması koşulundan,

$$\text{parlak saçak için: } 2nd \cos \phi' = (m + 1/2) \lambda;$$

iki dalganın birbirini söndürmesi için yani karanlık saçak elde etmek için ise yol farkının dalgaboyunun yarım katlarına eşit olması koşulundan,

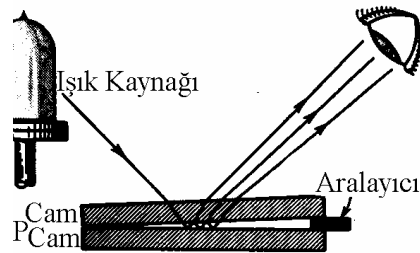
$$\text{karanlık saçak için: } 2nd \cos \phi' = m \lambda$$

$$(m, \text{ bir tam sayıdır; } m=0,1,2,\dots)$$

bulunur.

Bu incelemede sadece (1) ve (2) ışınları gözönüne alınmıştır. Ancak (3), (4),..... Işınlarının da girişimde katkıları olacağı açıktır. İncelendiğinde görülürki, (3), (4),ışınları, (2) ışını ile aynı fazdadırlar (bu inceleme öğrenciye bırakılmıştır). Böylece gerek karanlık gerekse aydınlık saçakların oluşmasında (3), (4),... ışınları (2) ışınıni desteklerler.

Eğer yaygının iki yüzeyi birbirine paralel olmazsa bu durumda ne olur? Şekilde görüldüğü gibi iki cam levha alınıp bunların arası bir aralayıcı ile (s.g. bir kâğıt parçası) ile açılırsa, arada kalan hava bu kez kama şeklinde ince bir yaygı oluşturur. Bu durumda, eğer iki cam levhanın yüzeyleri düzgün ise, camların kesiştiği eksene (P), koşut karanlık ve aydınlık çizgiler (girişim saçakları) elde edilir (ışık kaynağının tek dalgaboylu ışık verdiğini varsayıyoruz).

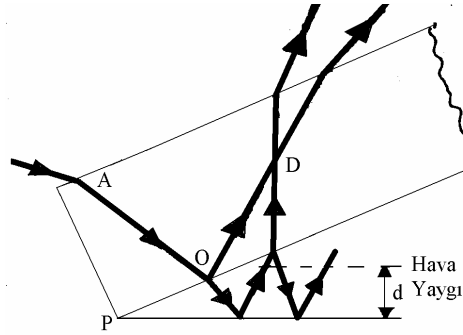


Şekilde, D noktasındaki girişimin nasıl oluştuğu gösterilmiştir. O noktasında AO ışınının bir kesri yansırken diğer kesri yaygı içine kırılıp alt yüzeyden yansımakta ve sonuçta D noktasında, yansıyan ışınla girişim oluşturmaktadır. Bu durum için yaygının kalınlığına d dersek D noktasının karanlık olmasının koşulu yine $2nd\cos\phi'=m\lambda$; aydınlık olma koşulu da $2nd\cos\phi'=(m+1/2)\lambda$ dır. Burada n , havanın kırma çarpanıdır. D kalınlığı, O dan geçen P'ye koşut eksen boyunca değişmeyeceğinden girişim saçığı bir çizgi olacaktır ve bu çizgi kama şeklindeki yaygının hemen üzerinde oluşmaktadır. Özel olarak yaygıya dik olarak gözlem yapılırsa, $\cos\phi'=1$ olacağından,

$$2nd=m\lambda \text{ karanlık çizgi}$$

$$2nd=(m+1/2)\lambda \text{ aydınlık çizgi}$$

koşulu elde edilir. Bir aydınlık çizgiden (saçaktan) diğerine geçildiğinde m , bir tam sayı değişecek ve yaygının kalınlığı da λ kadar değişecektir.



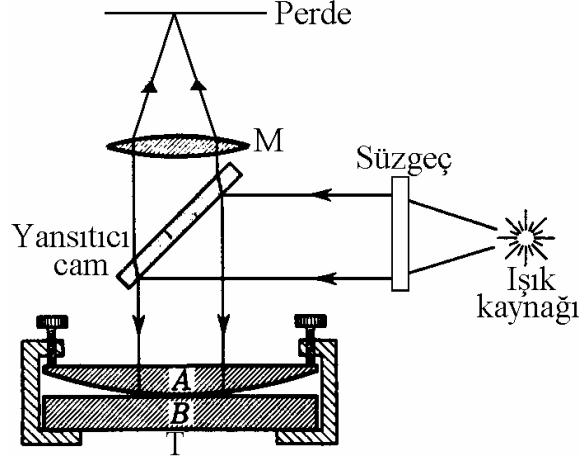
İnce hava kamasının herhangi bir noktasındaki kalınlığı, arakesit ekseninden (P) başlayarak aydınlık çizgiler sayılarak bulunabilir. $2d=m\lambda$ dan ($n=1$ hava için), m sayılıp λ bilinirse, d bulunur.

İnce hava kaması şeklindeki yaygılarda oluşan bu tür girişim saçakları pratikte, ışıkla çalışan düzeneklerdeki öğelerin yüzeylerinin düzgünlüğünü ölçmede kullanılır. Yüzeylerden biri düzgün olarak alındığında diğer yüzey pürüzlü ise girişim saçakları, birbirine koşut çizgiler olmayacaktır (neden?). Böylece cilalanan cam yüzeylerin düzgünlüğü ölçülebilir.

iii. Newton Halkaları

Kama şeklinde hava yaygısı yapılırken kullanılan iki cam levhadan, üstteki levha kaldırılıp bunun yerine, bir yüzeyi eğrilik yarıçapı (R) büyük tümsek, diğer yüzeyi düz bir cam mercek konduğu durumu inceleyelim. Bu durumda tümsek yüzeyle, alttaki cam yüzey arasında kalan hava tabakası bir ince yaygı oluşturacaktır. Şekildeki düzenim aracılığı ile oluşan girişim saçakları incelenecek olursa bunların, merkezi mercek ile camın değme noktası (T) olan eşmerkezli çembersel halkalar şeklinde oldukları görülür. Bunun nedeni şöyle açıklanabilir:

Tümsek yüzeye gelen ışının bir kesri geri yansırken, diğer kesri kırılıp hava yaygısını geçecek ve alttaki camdan yansıyarak geri dönecektir. Bu iki ışının oluşturduğu girişim, eşit hava yaygı kalınlıkları için aynıdır. Bu durumda girişim saçığının T merkezli bir halka olacağı açıktır.



Aydınlık saçaklar (halkalar) için: $2nd = (m+1/2)\lambda$

Karanlık saçaklar (halkalar) için: $2nd = m\lambda$

koşulları yine geçerlidir. Öyleyse, girişim saçakları karanlık ve aydınlık halkalar şeklindedir (tek dalgaboylu ışık kaynağı olduğunu varsayıyoruz). Girişim saçaklarının merkezi, karanlık bir nokta olmak zorundadır, çünkü bu durumda T değme noktası için bir ışıksal yol farkı söz konusu değildir. Girişim, alt yüzeydeki camdan yansıyan ışında ortaya çıkan π faz farkından (yada $\lambda/2$ yol farkından) kaynaklanır.

(Soru: Mercekle cam arasındaki hava yaygısını öyle bir yağ ile dolduralım, bu yağın kırma çarpanı üst camınkinden büyük, alt camınkinden küçük olsun. Bu durumda merkezdeki saçak karanlık mıdır, aydınlık mıdır?).

4. Newton Halkaları ile Dalgaboyu Ölçümü

r yarıçapındaki halka, d yaygı kalınlığı türünden elde edilebilir. Şekil yardımıyla,

$$R^2 = r^2 + (R-d)^2 \text{ ve } d \ll R \text{ olduğundan,}$$

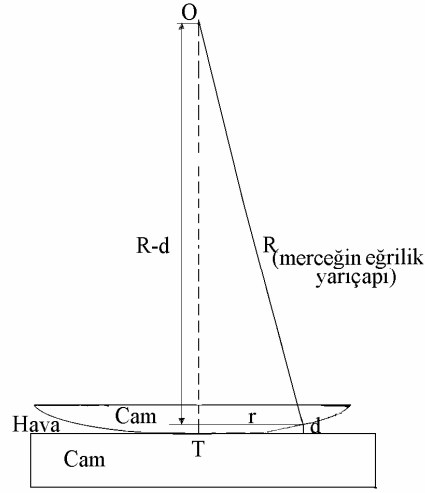
$$r^2 = 2Rd \rightarrow d = r^2/2R$$

bulunur. Öyleyse aydınlık halka için,

$$2n r^2/2R = (m+1/2)\lambda$$

dan aydınlık halkanın yarıçapı,

$$r^2 = (m+1/2)\lambda R/n$$



bulunur. Burada n nin havanın kırma çarpanı olduğu unutulmamalıdır; deneyde $n=1$ alınacaktır. İlk aydınlık halka $m=0$; bundan sonraki $m=1$ için v.b. şeklindedir. Öyleyse sözgelimi, 15. aydınlık halka için,

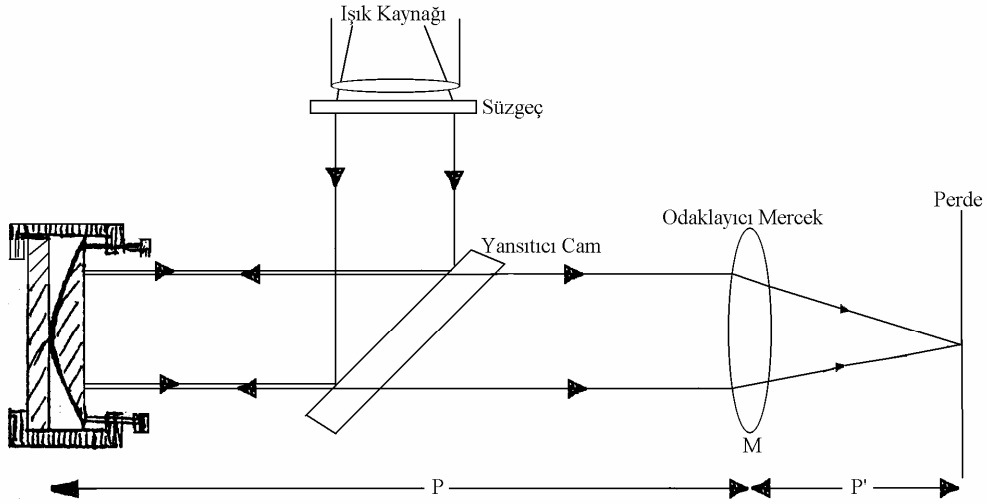
$$r^2 = (14 + 1/2) \lambda R \text{ 'den}$$

$\lambda = 2 r^2 / 29R$ dir. r ve R bilinirse, dalgaboyu bulunabilir.

Merceğin eğrilik yarıçapı R , bilinen dalgaboyundaki bir ışık kullanılarak kolayca bulunabilir:

$$R = r^2 / (m + 1/2) \lambda$$

dan r ölçülerek R hesaplanır. Burada bulunan R değeri kullanılarak, bilinmeyen bir dalgaboyundaki ışıkla deney yinelenirse, bu ışık kaynağının dalgaboyu hesaplanabilir. Deneyde iki ayrı dalgaboyu için, ışık kaynağının önüne ayrı ayrı iki süzgeç konarak deney yapılacak ve süzgeçlerden birinin bilinen dalgaboyundan yararlanarak R bulunacak sonra da diğer süzgeç kullanılarak bunun dalgaboyu hesaplanacaktır.



DENEY

1. Şekildeki düzenimi kurunuz, odaklayıcı mercek ve perdenin konumunu ayarlayarak perdede newton halkalarının görüntüsünü elde ediniz.
2. Işık kaynağının önüne bilinen dalgaboylu süzgeci yerleştiriniz. Perde üzerinde oluşan newton halkalarından en az beş tanesinin yarıçapını ölçerek herbiri için R eğrilik yarıçapını bulunuz. Bulduğunuz R değerlerinden R_{ort} yı hesaplayınız.
3. Işık kaynağı önündeki süzgeci değiştiriniz. Bu dalgaboyundaki ışıkla elde edilen Newton halkalarının yarıçaplarını (en az 5 tanesinin) ölçerek herbiri için λ dalgaboyunu bulunuz. Bulduğunuz değerlerden λ_{ort} yı hesaplayınız

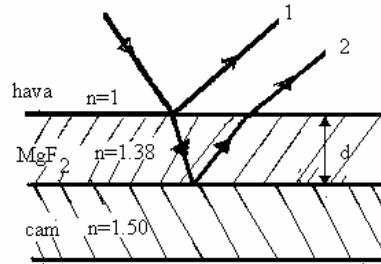
Önemli Not: Newton halkalarının yarıçaplarının yarıçapları perdede ölçülürken bir mercek düzenimi ile büyütme kullandığınızı unutmayınız.

Ölçülen değerler için $c/g=P/P'$ bağıntısından yararlanarak newton halkasının gerçek yarıçaplarını hesaplayınız. c , cismin yani Newton halkaları oluşturan düzenimdeki Newton halkalarının yarıçapı; g , perdedeki newton halkalarının yarıçapı; P Newton halkalarını oluşturan mercek-cam düzeneğinin odaklayıcı merceğe (M) uzaklığı; P' de perdenin odaklayıcı merceğe (M) olan uzaklığıdır.

4. Bulduğunuz λ ile süzgeç üzerinde yazan λ değerini karşılaştırınız.
5. $r^2 = f(m)$ eğrilerini çizin; bu eğrilerin eğimlerinden λ yı bulunuz. Yukarıda bulduğunuz değerle karşılaştırınız. λ nın bulunmasında hangi yöntem daha iyi sonuç vermektedir.

SORULAR

1. Koşut yüzölü ince yaygılarda açıklamalar bölümünde anlatılan girişim deseni, ışık kaynağının nokta kaynak olmasına karşılıktır. Işık kaynağı büyük boyutlu, sözgelimi bir boşalma tüpü, olursa girişim deseninin çembersel şeritler şeklinde olacağı kaynaklardan araştırarak öğreniniz.
2. Koşut yüzölü ince yaygılar beyaz ışık ile aydınlatılırsa girişim desenleri renkli olur. Sözgelimi
3. $2nd\cos\phi = m\lambda$ mavi renk için sağlanmışsa mavi renk görünmez sarı ya da kırmızı renk görülür.
4. İnce yaygıların değişik renkli görünmesinin, yaygının kalınlığı ile ilgili olduğunu açıklayınız.
5. Koşut yüzölü ince yaygılardan geçip yaygının altından çıkan ışınlar arasında da girişim olur. Bunun için aynı eşitlikler kullanılabilir mi? Bu şekilde elde edilen girişim deseni, yansımayla elde edilene kıyasla daha az belirgindir ve merkezdeki saçak karanlık değil aydınlıktır. Bunların nedenlerini açıklayınız
6. Newton halkaları deneyi beyaz ışıkla yapıldığında, değme noktası çevresinde ancak birkaç renkli halka gözlenir (en içte mor, en dışta kırmızı) oysa tek dalgaboylu ışıkla bu halkaların sayısı, fazlasıyla artar. Bunun nedeninin, saçak yarıçaplarının dalgaboyuna bağımlı olmasından kaynaklandığını açıklayınız.
7. Merceklerin tam küresel olarak tıraşlanıp tıraşlanmadıkları, newton halkaları deneyinden yararlanarak bulunabilir. Newton kendi yaptığı mercekleri bu yolla denemiştir. Bunun nasıl olabileceğini açıklayınız (Yol gösterme: Halka biçimlerinin ve kalınlıklarının düzgün tıraşlanmamış bir mercek yüzeyiyle nasıl değiştiğini düşününüz).
8. Işığın hava içindeki hızı, boşluktaki hızından 1,000292 kez daha büyüktür. Havanın kırma çarpanı $n=1$ alındığında yapılan yanlış nedir?
9. Işık düzeneklerinde kullanılan mercekler (sözgelimi fotoğraf makinalarındaki objektifler) çoğunlukla saydam bir tabaka (sözgelimi MgF_2) ile kaplanır. Bunun nedeni, cam yüzeyindeki yansımaları azaltmaktır.
10. Şekilden de görüldüğü gibi (1) ve (2) ışınlarının girişi birbirini söndürücü nitelikte olursa, bu dalgaboyundaki yansıma en aza indirilmiş olur. Görünür ışığın orta değeri olan 5000 Å için en azyansıma sağlayacak MgF_2 kaplanmasının kalınlığının 1000 Å olması gerekliliğini



bulunuz. (Not: Geliş açısını yaklaşık sıfır alınız, yansılarda evre değişimi olup olmadığına dikkat ediniz. $M=0$).

11. Newton halkaları deneyi değişik dalgaboylarında ışık kullanılarak yinelendiğinde, dalgaboyu (λ) ile newton halkası yarıçapı (r) arasında nasıl bir bağımlılık ortaya çıkar?

KAYNAKLAR

1. AN INTRODUCTION TO MODERN OPTICS, A.R. Ghatak, McGraw Hill Pub. Co. Ltd. 1971.
2. OPTICS, M.V. Klein, John Wiley and Sons Inc. 1970.
3. THE PRINCIPLES OF OPTICS, Hardy and Perrin, McGraw Hill, 1932.
4. OPTICS, Experiments and Demonstrations, C.H. Palmer, The Sons Hopkins Press 1962, Baltimore.
5. PHYSICAL OPTICS, R. Wood, Dover Pub. Inc. New York, 1961.
6. OPTICS, B. Rossi, Addison Wesley Pub. Co. Inc. 1962
7. OPTICS, F. W. Sears, Addison Wesley Pub. Co. Inc. 1964
8. OPTICS, A. Sommerfeld, Academic Press, 1964
9. LIGHT, R.W. Ditchburn, John Wiley Interscience Pub. 1963.
10. PHYSICS, PART II., D. Halliday, R. Resnick, John Wiley and Sons Inc. 1960.
11. FUNDAMENTALS OF OPTICS, Jenkins and White, McGraw Hill 1957.

MİKRODALGA OPTİĞİ-1

Amaç: Bu deneyde dalga boyu 3 cm civarında olan elektromagnetik dalgaların elde edilme mekanizması ve bazı özellikleri incelenecektir.

Kullanılacak Araçlar: Yansımali klystron, Çok amaçlı güç kaynağı, Mikrodalga alıcısı , voltmetre, kutuplayıcı kafesler.

GİRİŞ

Mikrodalga terimi çoğu kez, dalga boyları elektromagnetik dalga spektrumunun 0,1 cm ile 10 cm olan bölgesine giren dalgaları belirtir. Bu bölgenin bir yanında ultra yüksek frekanslı (uhf) radyo ve televizyon spektrumu öteki yanında ise kırmızı ötesi dalgalar spektrumu bulunur.

Görülebilir ışıkla gözlenen olaylar mikrodalgalarla da yapılabileceği için burada optik terimini de kullanmak uygun düşer; fakat dalga boyu değişik olduğu için olayların ölçeği değişik olacaktır.

Mikrodalgalar ile deneysel çalışmalar yapmak için en gerekli iki araç dalga kaynağı (titreşken osilatör) ve dalgayı algılayan algıç (detector)'tır. Bayağı radyo ile televizyon vericilerinde, LC rezonans devreleri ile birlikte transistör veya triyod labmalı yükselteçlerin oluşturduğu titreşken (osilatör)'ler kullanılır. Birkaç yüz megahertz'den ($1 \text{ MHz} = 10^6 \text{ Hz} = 10^6 \text{ 1/s}$) büyük frekanslarda böyle titreşkenler yapmanın pratik olmayışının bir çok nedenleri vardır. Ana güçlük elektrotlar ve bunlarla bağlantılı olan elektronik lambaların ve transistörlerin arasındaki küçük, fakat vazgeçilmez kapasitif etkilerde yatar. Bir kondansatörün impedansı frekansla ters oranlı değiştiğine göre, böyle dağınık kondansatörler yeterince yüksek frekanslarda kısa devre gibi davranır. İkinci bir güçlük de elektronların araçtan geçiş zamanının yüksek frekans işaretinin periyoduna yakın olması halinde ortaya çıkar.

Bugün bu güçlüklerden kaçınmak için düşünülen düzeneklerde aracın temel parçaları olan elektrotlar arası sızılardan ve elektron geçiş zamanlarından yararlanır. Bu deneylerde titreşken olarak kullanılan düzenek Şek.1'de gösterilmiştir. Bu, *yansımali klystron* diye bilinir. Bu alet içine alışımlı LC rezonans devresi yerine koğuk denilen simit biçimli yuvarlak bir yapı yerleştirilmiştir. İki kafes bir kondansatörün levhaları, bunları çevreleyen şişkinlik de tek sarımlı bir indüksiyoncu kangal olarak iş görür. İşleme halinde yük koğuşun dış yüzeyinden geçerek bir kafesten ötekine ileri geri hareket eder ve araç bir LC devresi gibi davranır.

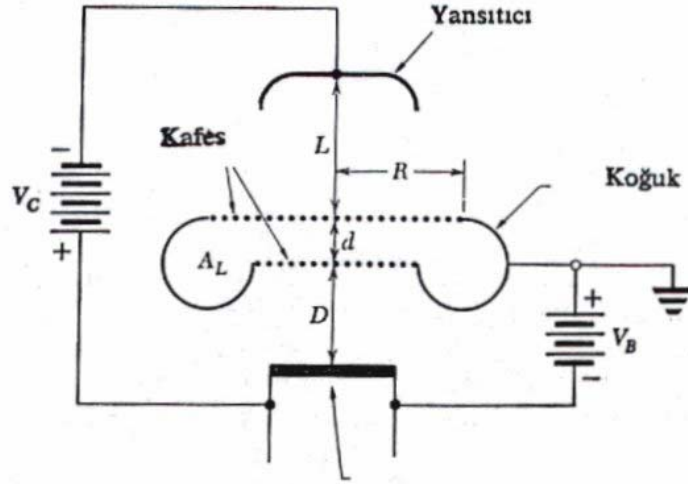
Bu titreşimli akım akışına levhalar arasında ve koğuşun iç kısmında titreşimli elektrik ve magnetik alanlar eşlik eder. Bunlar başlıca Şek.2'de görüldüğü gibi kafesler arasında oluşan

elektrik alanı ile simit biçimli koğuşun iç kısmında oluşan bir mağnetik alandır. Yük ve akım sinüsel olarak salınırsa, alanlar da öyle salınır. Yük ve akım çeyrek dönem faz dışı olduklarından, elektrik ve magnetik alanların da çeyrek dönem faz dışı olmalarını bekleriz. Şekil.2, bir dönemin farklı anlarında yük ve akımların yaklaşık şekillenimlerini gösterir.

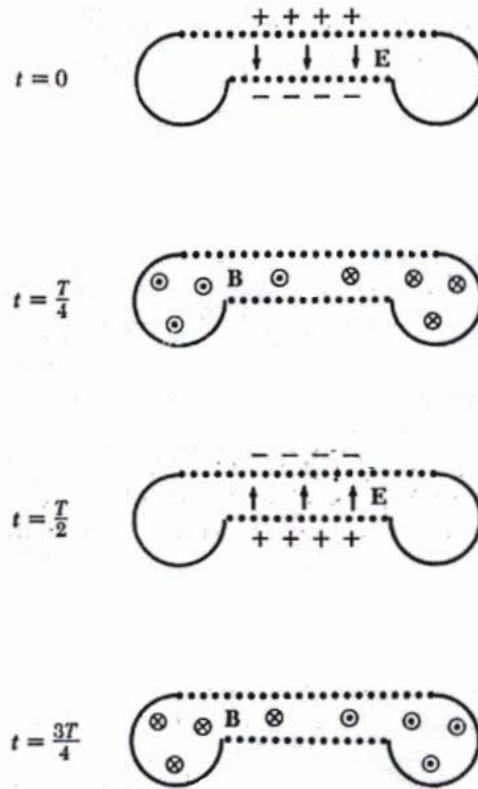
Bir LC devresindeki salınımlar sonsuz olarak devam etmez, fakat devrede her zaman bulunan direncin yolaçtığı enerji kaybı yüzünden sönümlenir. Bu olay Deney ED-3'de ayrıntıları ile incelenmişti. Klystrondaki salınımlar da ışıma yüzünden ve koğuşun çeperlerindeki akımlar yüzünden sönümlenir. Karşımıza çıkan sorun salınan alana bu kayıpları karşılayacak enerjiyi geri yedirerek sürekli salınımları ayakta tutmaktır. Bu, kafesler arasından geçen bir elektron demeti ile sağlanır. Elektronlar katot tarafından sürekli olarak salınır ve katotla koğuş arasındaki alan da bunları hızlandırır. Elektronlar kafesler arasındaki salınımlı alandan geçerlerken, salınımın oraya vardıkları andaki fazına göre, bir kısmı hızlanır başka bir kısmı ise yavaşlar. Sonuç olarak, ortalama demet hızına bağlı olarak demetteki elektronların bir kısmı ileriye bir kısmı da geriye doğru sürüklenir. Bunun sonucu demet boyunca bazı yerlerde elektron birikintisi olur.

Demetin tümü kafesten geçtikten sonra yansıtıcı elektroddaki negatif potansiyelle durdurulur ve geri çevrilir (yansımali klystron sözcüğü buradan çıkar).

ŞEKİL 1



ŞEKİL 2

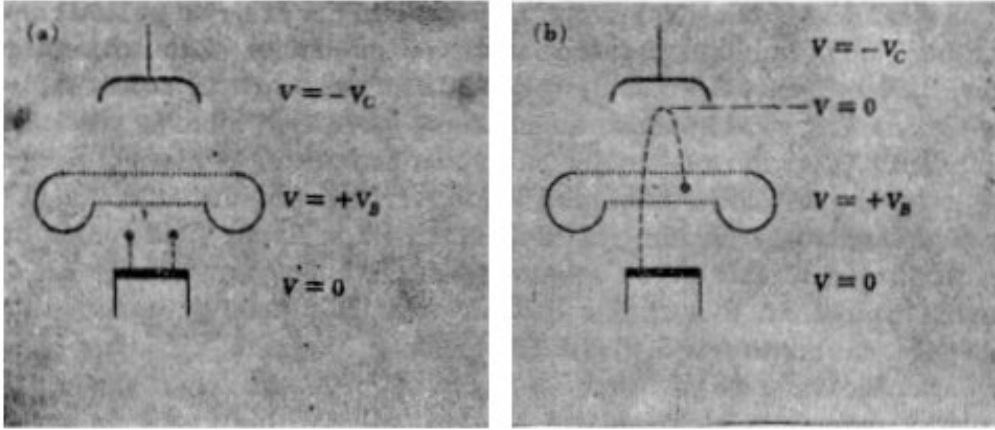


Birikintili demet bir sıra elektron atmaları halinde ve salınımlı alanla aynı frekanslı olarak levhaya döner. Şimdi yansıtıcı gerilim uygunca ayarlanırsa, bu atmalar salınım döneminin öyle bir anında geri dönerler ki levhalar arasındaki alternatif alan tarafından yavaşlatılırlar; bu ivmeli hareket yüzünden elektronların ışıma ile kaybettikleri enerji salınan alana gider ve böylece salınımlara uygun frekansta ve fazda bir enerji geri yedirilmesi için gerekli mekanizma oluşur. İşleyiş Şek.3'te şema halinde gösterilmiştir.

Burada en canalcı etken elektron birikintilerinin gidiş-dönüşü için gerekli zamandır; bu da, demet gerilimi ve yansıtıcı gerilim ile belirlenir. Dolayısıyla, klystronun yalnız bu iki gerilimin

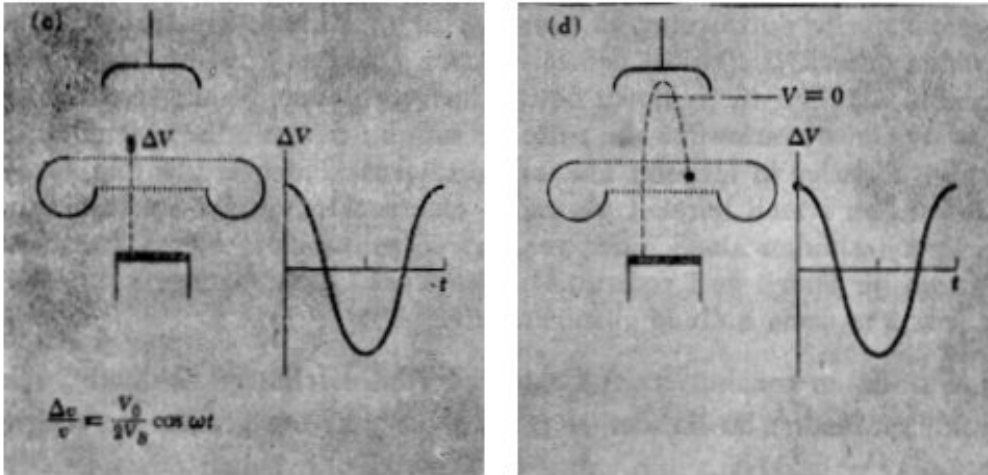
belirli düzenlenişleri ile salınım girmesi şaşırtıcı olmaz. Bununla birlikte belirli bir demet gerilimi için uygun faz bağıntısı veren birkaç yansıtıcı gerilim değeri vardır. Klystron'un çalışması Deney MO-3'de ayrıntıları ile incelenecektir.

Klystron'dan mikrodalga gücü elde etmek için koğuğa bir çiftlenim halkası yerleştirilir. Koğuktaki salınımla magnetik alan bu halkada bir indüksiyon gerilimi meydana getirir; bununla doğan mikrodalga akımı bir eksenli (koaksial) bir çıkış iletkeninden bir çıkış antenine akar ki, bu da bir dalga kılavuzu içine ışın yaparak oradan çıkış hüsüne ulaştırılır. Huniden çıkan dalga yeterince uzakta yaklaşıkça düzlem dalga biçimindedir.



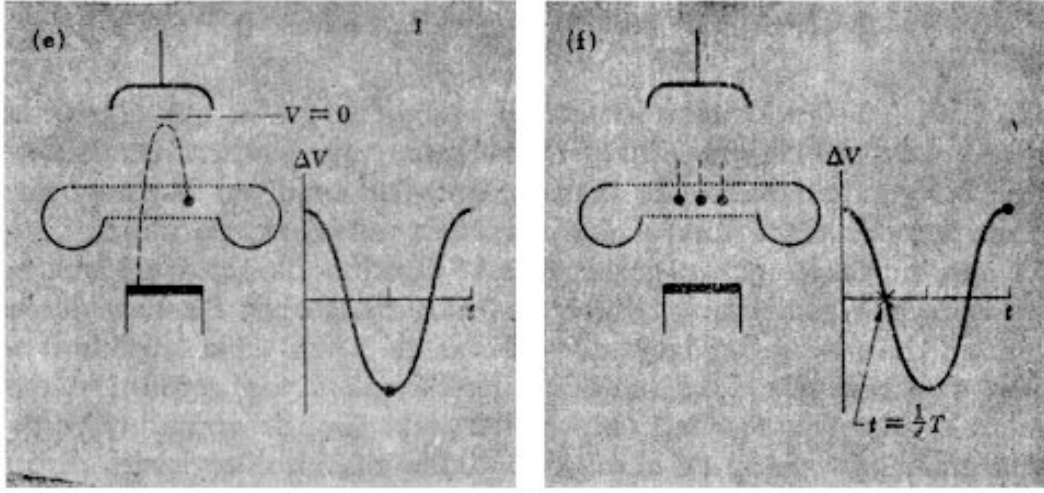
Elektronlar ısıtılmış oksitli katottan salınır ve anoda doğru hızlandırılır.

Anod kafeslerinden geçerek çevrilme bölgesine giren elektronlar oradan gerisin geri kafesler arasına dönerler.



Rezonans yapısı titreşmekte ise elektronlar kafesten hızları modüle edilmiş olarak çıkarlar.

Kafesten $t=0$ anında geçen elektronlar hızlandırılır, az sonra geri çevrilinceye kadar biraz daha ilerlerler.

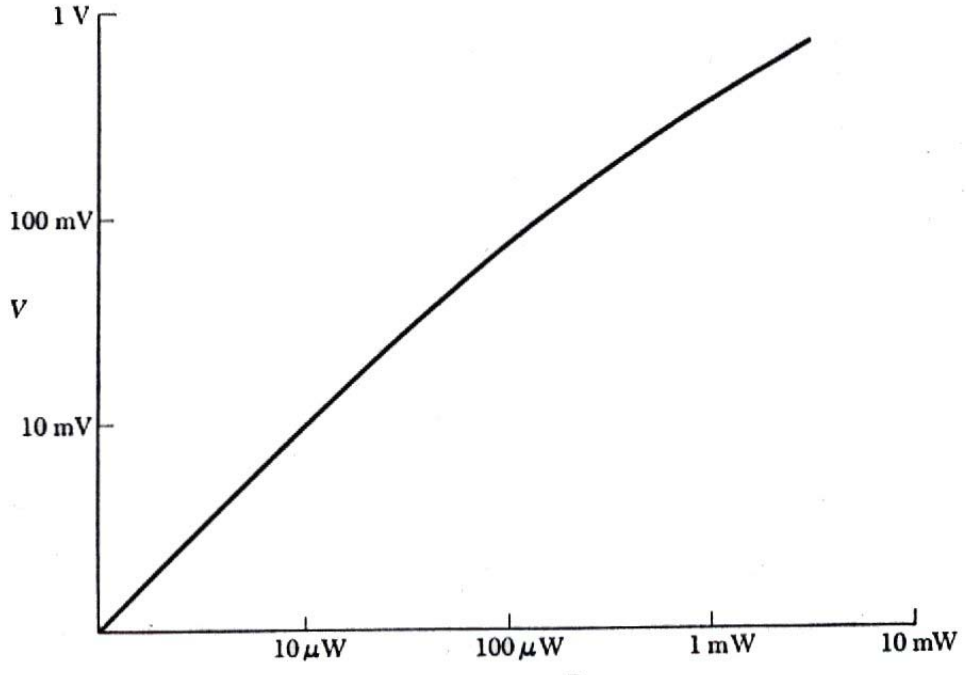


Kafesten $t=1/2 T$ anında geçen elektronlar Böylece elektronlar, $t=1/4 T$ elektronları yavaşlatılırlar ve geri çevrilinceye kadar pek yörüngesinde birikirler. Bu kümeler koğuğa öteye gidemezler, yani daha önce geri döndüklerinde onu yeniden uyarırlar. dönerler.

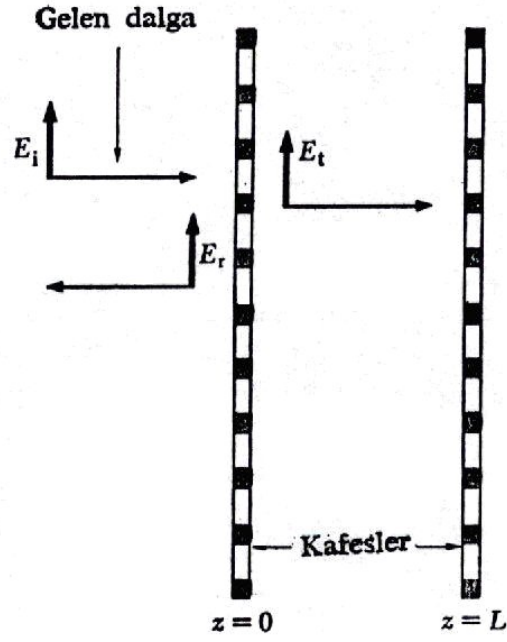
ŞEKİL 3. Klyostron'un işleyişini gösterir şematik anlatım.

Mikrodalga algıçlarında (detector) bildiğimiz genlik modülasyonlu radyo alıcılarındakine çok benzeyen ilkelerden yararlanılır. Burada alıcı olarak bir yarı-iletken diyod kullanıyoruz. Bağlantı kondansatörü mikrodalga frekanslarındaki doğrultulmuş işaretler için bir süzgeç görevi görür; öyle ki diyodun çıkış gerilimi mikrodalga işaretinin genliğine bağlı bir doğru gerilim olur. Bu deneylerde kullanılan tipik bir mikrodalga diyodu olan 1N 23'ün tepki karakteristiği Şek.4'de gösterilmektedir. Küçük genliklerde diyod gerilimi yaklaşık olarak mikrodalga şiddeti (birim yüzeydeki güç) ile orantılıdır; bu da E alan genliğinin karesi ile orantılı olur. Daha yüksek düzeylerde diyod gerilimi daha çok E'nin genliğinin kendisiyle orantılıdır. Bu gerilim yüksek impedanslı sıradan bir elektronik voltmetre veya bir osiloskopla ölçülür. Araç öyle yapılmıştır ki, diyod E alanının sadece eksenî doğrultusundaki bileşenine duyarlıdır; böylece diyod dalganın kutuplanmasını gösteren bir gösterge olarak da kullanılabilir. Diyod, geliş katı açısını sınırlayan alıcı huninin arkasındaki dalga kılavuzunun dip tarafına yerleştirilmiştir.

ŞEKİL 4



ŞEKİL 6

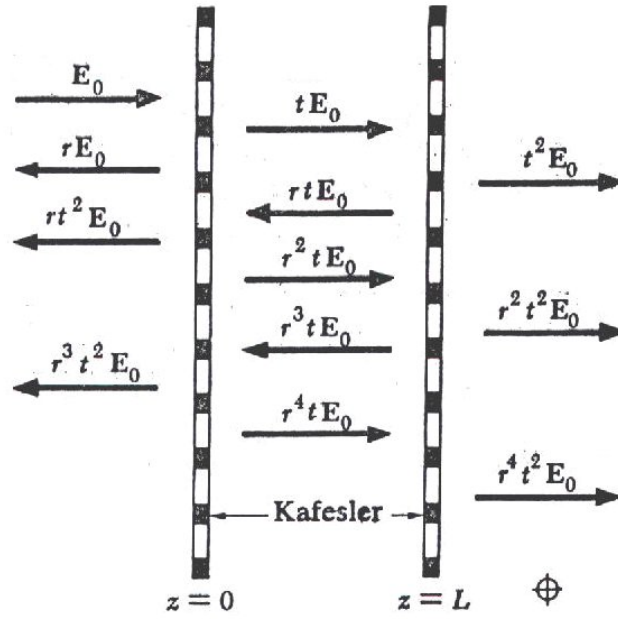


Bu durumu ayrıntılı olarak çözümlmek için her kafesin davranışını aşağıdaki gibi tanımlanmış bir t geçirme katsayısı ve r yansıma katsayısı ile temsil ediyoruz. Perdeye E genliğinde bir dalga gelmişse geçen dalganın genliği tE , yansıyan dalganın ise rE 'dir. Perde enerji soğurmuyorsa (iyi bir iletken halinde durum budur), o zaman yansıyan ve geçen dalgaların toplam gücü gelen dalganın gücüne eşit olmalıdır. Bu da şu bağıntıyı verir.

$$|r|^2 + |t|^2 = 1 \quad (1)$$

Şimdi iki perde olunca ortaya çıkan çok yansımali hali ele alalım; durum Şek.7'de gösterilmiştir. İkinci perdeden geçen dalga değişik sayılardaki "iç yansımalar" uğramış dalgaların üstüste gelmesidir. Genel olarak bu kısmi dalgaların aldıkları toplam yol uzunlukları hep farklı olduğundan, hepsi aynı fazda olmayacaklar, ve kısmen yıkıcı girişim oluşacaktır. Bununla birlikte perdeler arasındaki uzaklık $\lambda/2$ 'nin tam katlarına

ŞEKİL 7



eşit ise yol uzunlukları λ 'nın katları kadar değişir ve geçen dalgaların tümü aynı fazda olur. Bu halde kısmî genlikleri sadece toplayarak geçen dalganın toplam genliğini bulabiliriz. Böylece

$$E_t = t^2 E_0 + r^2 t^2 E_0 + r^4 t^2 E_0 + \dots = (1 + r^2 + r^4 + \dots) t^2 E_0 \quad (2)$$

elde ederiz. E_t , sonsuz bir geometrik dizi terimlerinin toplamını veren formülden yararlanarak kolayca hesaplanabilir:

$$1 + a + a^2 + \dots = 1/(1-a) \quad (3)$$

Bölme işlemini doğrudan yaparak bu bağıntı doğrulanabilir. Buna göre

$$E_t = 1/(1-r^2) \times t^2 E_0 \quad (4)$$

ve

$$E_r = r(1 + 1/(1-r^2) \times t^2) E_0 \quad (5)$$

buluruz. Kafesler arasındaki uzaklık $\lambda/2$ 'nin tam katı olduğu zaman dalga ikinci levhadan tümünce geçer, yoksa, enerjinin bir kısmı verici huniye geri yansır. Böylece ikinci levha ileri geri hareket ettirildikçe, n tam sayı olmak üzere, kafesler aralığı yaklaşık $n\lambda/2$ olduğu zaman geçen dalganın şiddeti bir maksimuma ulaşır.

Dalga boyunu bulmak için başka bir yol, kafes aralığını sabit tutarak aradaki duran dalgayı araştırmaktır. Daha önce belirtildiği gibi, kafesler arasındaki bölgede yansımalar yüzünden her iki yönde yayılan dalgalar vardır. Bu dalgalar aynı genlikte iseler, ardarda oluşan duran dalga deseninde, yarı-dalga boyu aralıklı düğüm noktaları bulunur. Bu noktalarda genlik

sıfırdır; iki düğüm noktasının ortasında karın noktaları bulunur ve karınlarında genlik her dalganın genliğinin iki katı olur.

Yansıyan dalganın genliği gelen dalganinkinden daha küçükse, düğüm noktalarında genlik bir minimuma ulaşır, fakat sıfır olmaz. “ileriye giden” genlik A, “geriye gelenin”ki B ise, karın noktalarındaki genlik (A+B), düğüm noktalarında (A-B) olacaktır. Düğüm ve karın noktalarının aralıkları iki dalganın eşit genlikte oldukları haldekinin aynıdır.

DENEY

1 . KLYSTRON’UN İŞLEYİŞİ

Klystronu işletmek için güç kaynağını Şek.5’teki gibi bağlayınız. Önce fitile bir enerji vermek için güç kaynağını “hazır ol” (standby) düğmesine getirerek bir dakika kadar bekleyin. +B ve – C denetim düğmeleri orta konumlarında olmak üzere, çalıştırma gerilimlerini uygulayın. +B bağlantılarını 300 V’a –C’yi de 100 V’a ayarlayın. Demet akımı 25 mA yakınlarında olmalıdır. Elektronik voltmetre’yi algıça (detector)’a bağlayın ve hunisini klystron’un çıkış hunisine karşı çevirin. Voltmetrenin okuma düğmesi ac (alternatif akım) konumuna mı yoksa dc (doğru akım) konumuna mı çevrilmelidir?

Şimdi voltmetreye bakarken, yansıtıcı gerilimi (-C) değiştirip mikrodalga çıkışının nasıl değiştiğini gözleyin. –C’yi 100’den 200 V’a kadar değiştirmekle çıkışta birkaç maksimum ve minimum gözlemeniz gerekir; bu kümeli elektron demetinin, salınımları güçlendirmeye veya yok etmeye elverişli bir faz ile koğuğa dönmesi koşullarına karşılık gelir. –C’yi –150 V yakınlarında bir maksimum çıkışa ayarlayın.

Algıç hunisini demet yakınlarında gezdirerek çıkış hunisinin ışımada desenini bulun. Şiddet, çıkış hunisine olan uzaklıkla nasıl değişiyor?

2. KUTUPLANMA

Algıç hunisinin yönelişini değiştirerek mikrodalgaların düzlem kutuplu olduklarını gösterin. Algıçtaki diyodun yönelişine bakarak kutuplanma doğrultusunu bulun. Algılanan işareti alıcı huni açısının fonksiyonu olarak ölçün. Açıya bağlılığın nasıl olacağını kestirebilir misiniz?

Verilen metal kafesler bir ışık demetindeki kutuplayıcı süzgeçler (polarizörler) gibi davranır. Elektrik alan vektörü E yarıklara dik olduğu zaman levhalar arasından geçiş % 100’dür, paralel olduğu zaman ise % 100’den çok azdır; kafes tellerinde akım indüksiyonunu düşünerek bu davranışı anlayabilir misiniz? Kafeslerin bu davranışını deneysel olarak doğrulayın.

Şimdi verici ve alıcı hunileri hiçbir işaret elde etmeyecek şekilde çaprazlama (birbirlerine 90^0 dik) yerleştirin. Huniler arasındaki kafesi, hangi biçimde yerleştirdiğiniz zaman algıç'ta bir işaret oluşur. Bu işaretin kutuplanması ne olacaktır? Beklediklerinizi deneysel olarak sınavın.

Kaynakla, algıç arasına herhangi bir şey koyarak mikrodalgaların kutuplanma düzlemi değiştirilebilir mi? Birkaç nesne deneyin.

3. DURAN DALGALAR

Duran-dalga deseni şöyle gözlenebilir: İki huni arasına ince bir kontraplâk levha yerleştirin. Dalganın bir kısmı tahta tarafından soğrulur, bir kısmı geçirilir, bir kısmı da yansıtılır. Levha duran-dalga deseninde bir karın noktasına yakın olduğu zaman, soğurulma en büyük, düğüm noktasına yakın olduğu zaman ise en küçük olacaktır. Böylece tahta, eksen boyunca yer değiştirdikçe algıç tarafından ölçülen şiddet dönemsel olarak değişecektir.

Birbirini izleyen birkaç maksimum ve minimumun konumunu ölçün. Bunlardan dalga boyunu elde edin ve bundan da klystron frekansını hesaplayın.

4. FREKANS DEĞİŞİMİ

Klystronun frekansı yansıtıcının gerilimi ile biraz değişir (% 1 basamağında); fakat daha büyük frekans değişimleri, klystron'da bu amaçla konulmuş bir vidayı döndürerek klystron içindeki kafes aralığını değiştirmekle sağlanabilir. Klystronunuzun ölçü yapmağa yeterli güç düzeyleri verebileceği maksimum ve minimum dalga boylarını ve frekansları bulun.

Deney bitiminde aşağıdaki sorulara yanıt vermeye çalışınız.

1 Elektron demetinde yansıtılarak kafesler arasından ikinci defa geçen elektronlar ne oluyor?

2 Klystron neden demet gerilimi ile yansıtıcı gerilimin ancak bazı kombinasyonları için titreşime girecektir?

3 Klystron'da kafes aralığını değiştirmekle ne gibi bir elektriksel etki elde ediliyor? Bu frekansı neden değiştiriyor?

4 Dairesel kutuplanmış mikrodalgalar elde etmek mümkün müdür?

5 Zıt yönlerde yayılan ve genlikleri sırayla A ve B olan dalgaların oluşturdukları duran dalga deseninde maksimum ve minimum genliklerin ş sırayla (A+B) ve (A-B) olduğunu gösterin.

MİKRODALGA OPTİĞİ-2

Amaç:

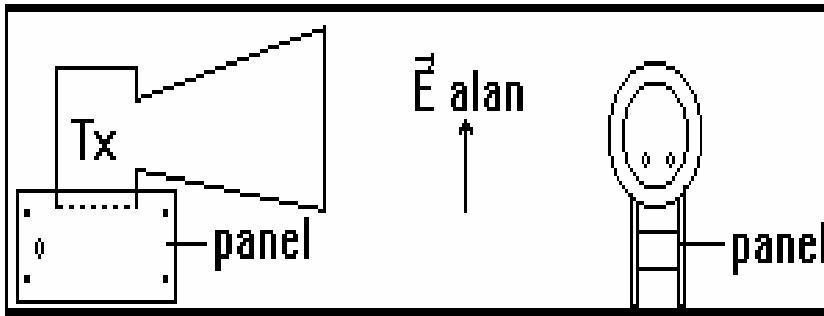
Mikrodalga kullanılarak bazı dalga özelliklerinin incelenmesi

Kullanılan Araçlar:

Mikrodalga kaynağı (Transmitter, T_x), mikrodalga alıcısı (Receiver, R_x), DC güç kaynağı (8-13 V), ampermetre, sonda alıcı (probe receiver), raylar, yansıtıcı levhalar, bağlantı kabloları, tahta ayaklar.

GİRİŞ

Deneyde geçen teorik kavramların anlaşılması için, 'Berkeley Fizik Laboratuvarı-2' kitapçığının 'mikrodalga optiği' bölümündeki gerekli kesimlerin bilinmesi gerekmektedir. Bu deneyde, dalgaboyu ~ 2.8 cm olan elektromagnetik dalganın özellikleri ve davranışları incelenecektir. Elektromagnetik dalgaların dalga boyu 0.1-10 cm aralığındaki bölgesine *mikrodalga* adı verilir. Mikrodalga optiği, lazer optiği deneylerinden farklı olarak, elle tutulur boyutlardaki sistemlerde dalganın girişim, kırınım, yansıma, kutuplanma vb. özelliklerini göstermesi yönünden önemlidir. Mikrodalganın kullanıldığı deneysel çalışmalar için en gerekli iki araç; dalga üretimini sağlayan kaynak (klystron, T_x) ve üretilen mikrodalgayı algılayan alıcıdır (R_x). Mikrodalga kaynağı, 2.8 cm dalgaboylu dalga üretir. Laboratuvardaki mikrodalga kaynağı dört adet 6 cm'lik metal boru ile bağlanmış 2 farglas levhadan oluşan bir ayak üzerinde durur. Çıkış uçları paralel olacak şekilde ayakların üzerine koyulduğunda (Şekil 1), kaynaktan çıkan dalgaların elektriksel alan bileşenleri dik olarak kutuplanmaktadır. Bu kutuplanma normal kutuplanma olarak bilinir.



Şekil 1. Mikrodalga kaynağının farglas levha üzerindeki duruş şekli.

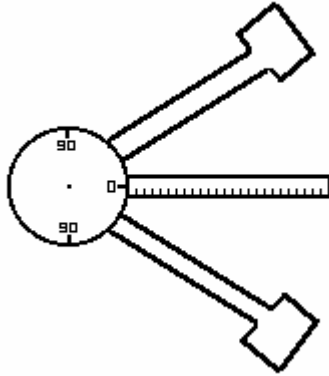
Kaynak ve alıcının birbirleri ile aynı doğrultuda ve yere dik konumda kalmalarını sağlamak, ileri geri hareketi kolaylaştırmak ve aralarındaki uzaklığı belirleyebilmek için, deney raylar üzerinde yapılmaktadır. Bu amaçla kullanılan ölçeklendirilmiş iki ray 1m ve 0.5m uzunluklarındadır. 8-13 V aralığında potansiyel farkı oluşturabilen DC güç kaynağı yardımıyla, bu aralıkta seçilen bir herhangi bir gerilim değerinde, doğrusal yayılabilen tek dalgaboylu mikrodalga üretilir. Deneylerinizin 8-10 V aralığındaki besleme gerimi ile yapılması uygundur. Deneyde kullanılan ampermetre ile 100 μ A ve 1mA skalalarında ölçüm yapılabilmektedir.

NOT: Deneye başlamadan önce mikrodalga kaynağının oturduğu ayak sisteminin iyi monte edildiğinden emin olunuz. Mikrodalga Kaynağını ön kısmına takılan metal huni (horn) olmadan kesinlikle kullanmayın. Kaynak ile alıcının dış görünüşleri birbirlerine çok benzediğinden, bağlantılar esnasında çok dikkat edilmeli, alıcıya kesinlikle gerilim uygulanmamalıdır. Aynı durum, sonda alıcı (probe receiver) için de geçerlidir. Her ikisinin de güç kaynağı ile bağlantısı kesinlikle yapılmamalıdır. Bir süre çalıştıktan sonra dalga kaynağında ısınmalar olabileceğinden, deney süresince kaynağa dokunulması sakıncalı olabilir.

DENEY

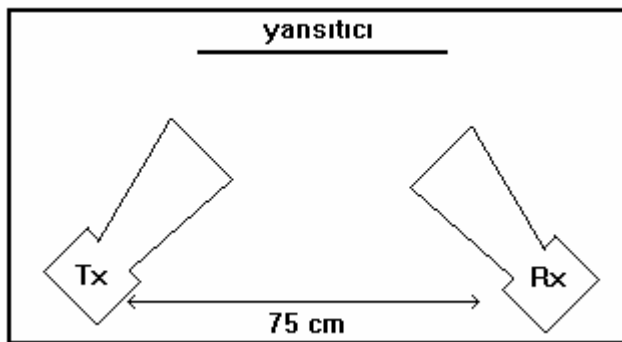
Kesim1. Mikrodalğanın Yansıması

Kaynak (T_x) tarafından üretilen mikrodalğanın yansıma özelliklerinin gözlemlendiği bu kesimde, Şekil 2'de görülen döner kollu, açı bölmeli düzenek kullanılmaktadır. Açı ölçümü için kullanılan bu düzenek, 90-0-90 derecelik açı bölmelerin bulunduğu bir metal tabla ile, ikisi hareketli olan üç koldan oluşmaktadır.



Şekil 2. Döner kollu, açı bölmeli düzenek.

Şekil 2 'de görülen açı bölmeli tablaya iki tahta ayak yardımıyla yansıtıcı levhayı, hareketli kollara ise T_x ve R_x 'i aralarında 75 cm bulunacak şekilde yerleştirin (Şekil 3).

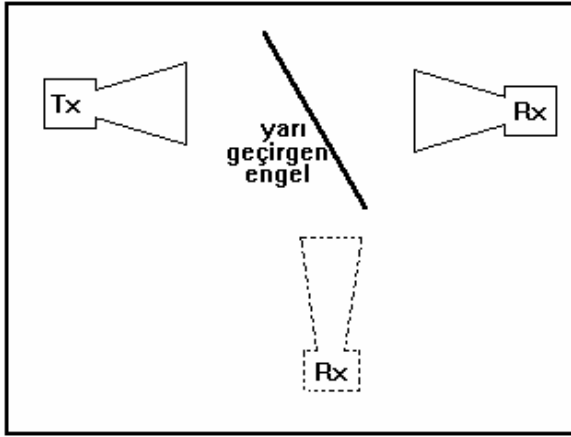


Şekil 3. Mikrodalğanın Yansıma Düzeneği.

Güç kaynağı 10V'da iken deney setinizi çalıştırın ve alıcı üzerinde okuduğunuz akım şiddetini not edin. Bu akım şiddeti, R_x 'in sağa sola hareketi esnasında nasıl değişmektedir? En yüksek akım değeri hangi gelme ve yansıma açılarında gözlenir? Niçin?

Kesim 2. Yarı Geçirgen Ayna

Bu kesimde, iki ray kullanarak, kaynak ve alıcıyı çıkış uçları yere paralel, yüzleri birbirine çevirli ve ray üzerindeki mesafeleri 1m olacak şekilde birinci ray üzerine yerleştirin (Şekil 4a). Kaynak ve alıcının üzerinde bulunduğu birinci rayın tam ortasına yarı geçirgen engeli, bir açı ölçer ile belirleyeceğiniz, 45° 'lik açı yerleştirin. Şekli 4b konumu için ise, diğer rayı, birinci raya dik olacak şekilde yerleştirmeniz gerekmektedir.

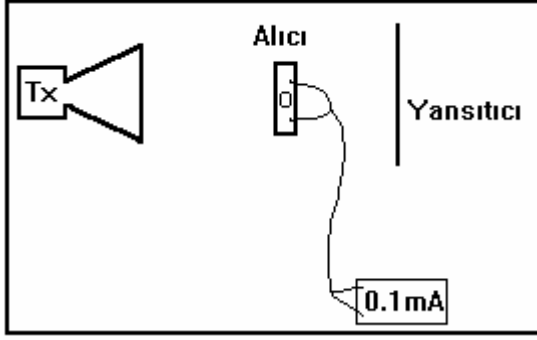


Şekil 4. Yarı geçirgen ayna düzeneği.

Besleme gerilimi 10V iken, düzeneğe yarı geçirgen engel konulmadan önce ve konulduktan sonra (Şekil 4a ve Şekil 4b konumları) alıcı üzerinden geçen akım şiddetlerini okuyun. Yarı geçirgen engel koyulduktan sonra okunan Şekil 4a ve Şekil 4b'deki akım şiddetlerini karşılaştırın. Akım şiddeti her iki konum için de yarı değerine düşüyor mu? Niçin?

Kesim 3. Duran Dalga Deseni ve Dalgaboyu Ölçümü

Uygun mesafede kaynak önüne konulan bir yansıtıcı ile, kaynak ile yansıtıcı arasında duran dalga deseni oluşturulur. Bu kesimde mikrodalga alıcısı olarak sonda alıcı kullanılacaktır. Şekil 5'de verilen düzeneği, ray üzerinde T_x ve yansıtıcı levha uygun mesafelerde olacak şekilde yerleştirin. Daha sonra, sonda alıcıyı bu aralıkta bir cetvel üzerinde gezdirerek, ampermetreden, bu ötelenmelere (x) karşı gelen akım şiddetlerini (I) okuyun.

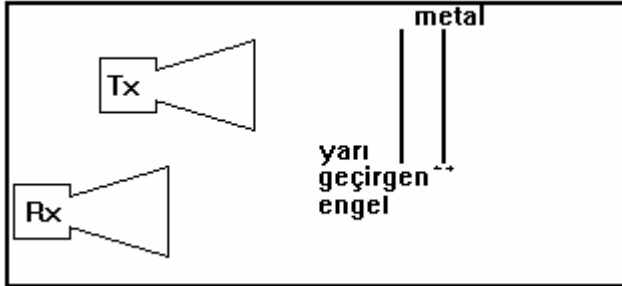


Şekil 5. Duran dalga düzeneği

Çizeceğiniz $I=I(x)$ grafiğinden yararlanarak en az 8 dalgaboyu belirleyin ve duran dalga düzeneği için ortalama dalgaboyu değerini bulunuz.. Bulduğunuz sonucu, mikrodalganın gerçek dalgaboyu değeri ile karşılaştırın.

Kesim 4. İnce Film

Ray üzerinde bulunan kaynağa belirli bir mesafede konulan, birbirlerine paralel yarı geçirgen engel ile yansıtıcı metal levha ince film düzeneği modeli oluşturur. Yarı geçirgen levha kaynak tarafında olmalıdır. Yarı geçirgen ve metal yansıtıcı levhalardan yansıyan dalgalar girişim deseni oluştururlar. Bu kesimde, alıcı, kaynağın arkasına yerleştirilmelidir (Şekil 6).

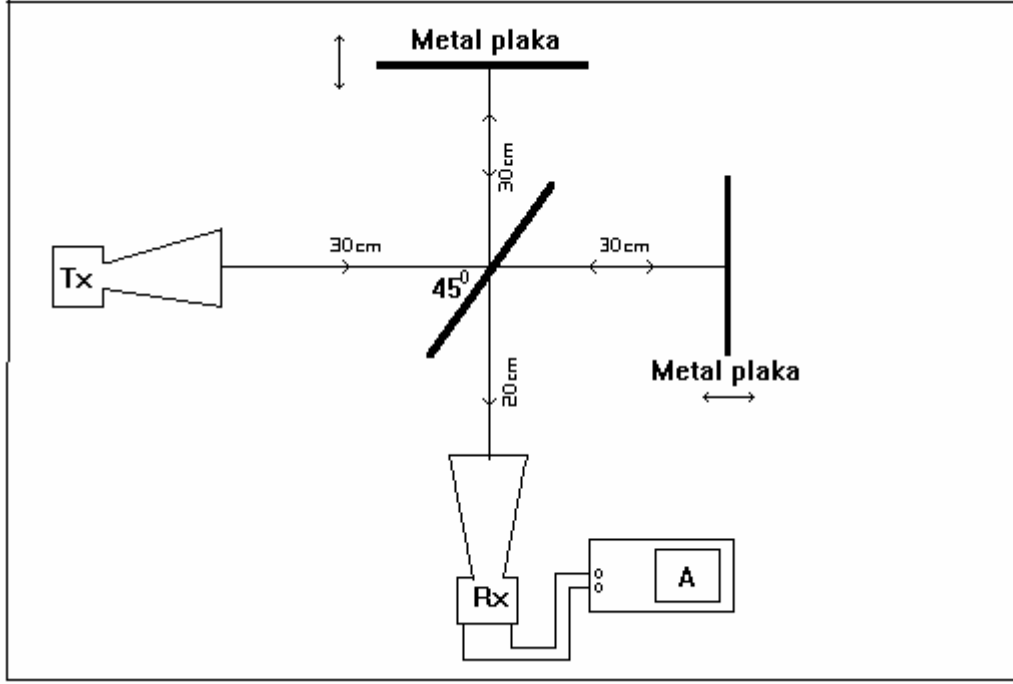


Şekil 6. İnce film düzeneği

Metal levhayı kaynağa paralel kalacak şekilde yavaş yavaş hareket ettirin. Ampermetrede gözlediğiniz akım şiddeti nasıl değişmektedir? Metal levhanın her $\lambda/2$ kadarlık ötelenmesinde minimum gözleneceğinden, belirlenen bir kaç dalgaboyu değerinin ortalamasını alarak ince film düzeneği için dalgaboyunu hesaplayın ve karşılaştırma yapın.

Kesim 5. Michelson Girişimölçeri (İnterferometresi)

Her iki rayın da kullanıldığı bu kesimde, rayların birleştikleri bölgeye, ray ile 45° lik açı yapan bir yarı geçirgen levha konulmuştur (Şekil 7).

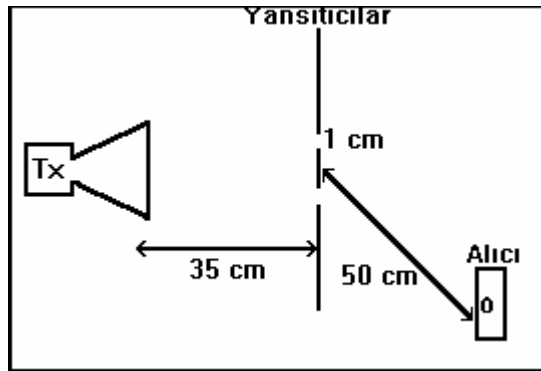


Şekil 7. Michelson Girişimölçeri.

Yansıtıcı metallere birincisini sabit tutup diğerini ileri-geri hareket ettirerek metallere her yarım dalga boyu ilerlemesinde gözlenen ardışık maksimumları (veya minimumları) belirleyin. Aynı işlemi, birinci levhanın hareketli, diğer levhanın sabit olduğu durum için de tekrarlayın. Her iki levha için bulduğunuz dalga boylarının ortalamasını alarak Michelson Girişimölçeri için dalga boyu hesabını yapın. Bulduğunuz bu dalga boyu değerinin karşılaştırmasını yapınız.

Kesim 6. Çift Yarıktaki Girişim

Kaynağın önünde, ikisi büyük biri küçük olmak üzere üç yansıtıcının kullanıldığı bir çift yarık sistemi kurun (Şekil 8). Sonda alıcıyı şekildeki gibi metal levhaya paralel kalacak şekilde hareket ettirin ve akım şiddetini uzaklığın fonksiyonu olarak ölçün.

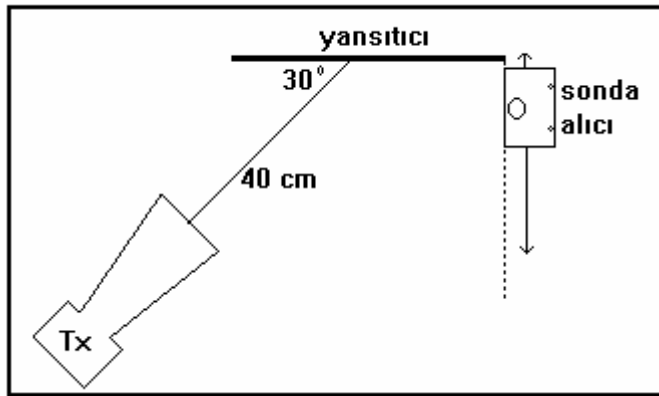


Şekil 8. Çift yarıktaki girişim düzeneği

Elde ettiğiniz verilerden yararlanarak $I=I(x)$ grafiğini çizin.

Kesim 7. Lloyd Aynası

Sonda alıcıyı, Şekil 9'da gösterilen aralık boyunca hareket ettirerek akım şiddetini ölçün. Alıcının hareket doğrultusu boyunca gözlenen maksimum noktalarının yerlerini belirleyerek, her birinin metal levhaya olan uzaklığını ölçün. Ardışık iki maksimum noktanın yansıtıcı levhaya olan uzaklıklarının farkı, iki maksimum nokta arasındaki mesafeyi verecektir. Hesaplanan bu uzunlukların ortalaması ile dalgaboyunu belirleyin. Bulduğunuz değeri, diğer kesimler için belirlediğiniz dalgaboyu ve bilinen dalgaboyu ile karşılaştırın.



Şekil 9. Lloyd ayna düzeneği

Kaynak

Mo-2 Deneyi UNILAB Kullanım Kılavuzu

DENEY LO-1

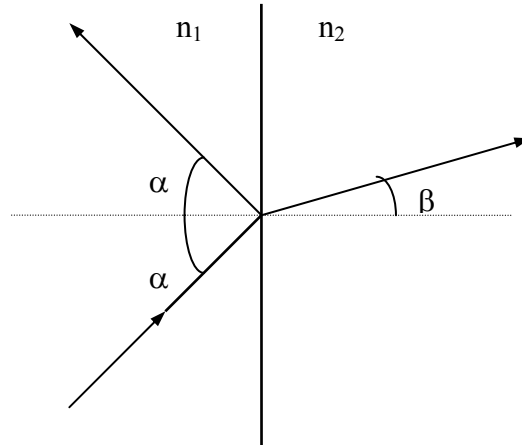
IŞIĞIN YANSIMASI VE KIRILMASI

GİRİŞ

Işığın yansıması ve kırılması geometrik optik diliyle en elverişli biçimde tartışılır. Geometrik optikte ışık, dalga cephelerine dik doğrultuda yayıldığını gösteren ışınlar ile temsil edilir. Bu, boyutları ışığın dalga boyuna bakınca yeterince büyük aynalarda ve merceklerde geçerli olan bir yaklaşıktır. Işığın yayılması tam bir doğru ile temsil edilir. Aksi taktirde girişim ve kırınım etkileri **ışık ışını** diye bir şey bırakmaz.

Geometrik optikte, ışığın yayılması türdeş bir ortamda doğru boyunca ilerleyen **ışınlarla** temsil edilir. Bunların iki ortamın ara yüzeyindeki davranışları da yansıma kanunları veya Snell'in kırılma kanunları gibi basit iki kural ile belirlenir. Bunlardan ilki yani yansıma kanunu basitçe şudur: Gelen ve yansıyan ışığın yüzey normali ile yaptıkları açı eşittir (Şekil1).

ŞEKİL 1



Gelen ışın, yansıyan ışın ve normal aynı düzlemde yer alırlar. Kırılma kanunu ise, gelen ve kırılan ışınların normal ile yaptıkları açılar arasında

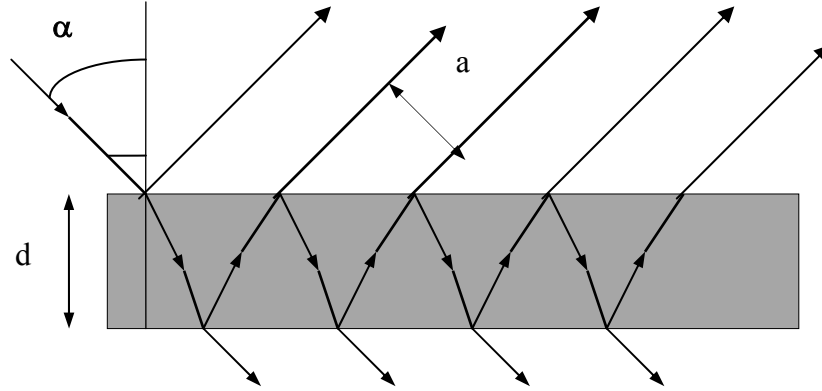
$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \quad (1)$$

gibi bir bağıntı ile ifade edilir. Burada n_1 ve n_2 iki optik ortamın kırma indisleridir. Genel olarak iki saydam ortam arasındaki yüzeyde ışığın bir kısmı geçirilir , bir kısmı da yansıtılır. Fakat yüzey bir ayna ise şüphesiz sadece yansıyan ışıdan bahsedilir.

Girişim ve kırınım olayları ihmal edildiği zaman tüm mercek ve aynaların davranışlarını incelemek için geometrik optiğin kuralları yeterlidir. Bunlara belki de, deneysel kanunlar, yani fiziksel teorilerin en basitleri gözüyle bakılabilir. Öte yandan bu kanunlar bir sınır yüzeye varan bir düzlem elektromagnetik dalga'nın davranışlarını anlatan Maxwell'in alan

denklemlerinden yararlanarak elektromagnetik teoriden de elde edilebilirler. Laser ışını aşağı yukarı 1 mm çapında küçük bir ışın demeti olduğuna göre soyut ışın kavramı için bir yaklaşıklık sağlayan fiziksel bir durumdur.

ŞEKİL 2



Kalın bir cam levha kullanarak Şekil 2'de gösterildiği gibi çok katlı yansıma gözleyebiliriz. Levhaların kalınlığı d ise geçişte veya yansımada gözlenen koşul iki ışın arasındaki a uzaklığı

$$a = \frac{2d \sin \alpha \cos \alpha}{(n^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2}} \quad (2)$$

formülü ile verilir. Bu formülün türetilişi problem olarak size bırakılmıştır. Formül n için çözülebilir ve d ile a 'yı ölçerek cismin n kırma indisi elde edilebilir.

Bir cismin kırma indisi dalga boyuna bağlı olarak biraz değişir. Aşağıda görülen spektrumun kırmızı bölgesi için n 'nin tipik değerleri verilmiştir.

Cisim	n
Boşluk	1
Hava	1.000276
Su	1.333
Eritilmiş kuvars	1.458
Pleksiglas	1.49
Crown camı	1.515
Flint camı	1.57 de 188
Elmas	2.417

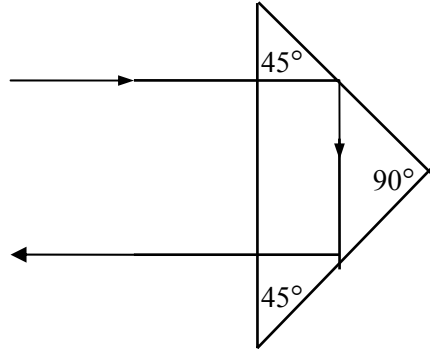
Birinci ortam ikinciden az veya çok yoğun da olsa Denklem (1) kullanılabilir. Birinci ortam az yoğun ise ışın normale yaklaşarak, daha yoğun ise normalden uzaklaşarak kırılır. İlginç bir sınır durum Denklem (1)'in kırılan ışın için 90° 'lik bir açı vermesidir, bu durum; geliş açısı

$$\alpha = \sin^{-1} \frac{n_2}{n_1} \quad (3)$$

ile verildiği zaman olur. Geliş açısı, bu kritik değerden daha büyük olduğu zaman Denklem (1)'e uyabilecek hiçbir β açısı yoktur. Bu halde kırılan ışın da yoktur ve gelen ışın tümü ile yansıtılır; bu olaya **iç tüm yansıma** denir.

İç tüm yansıma, Şek. 3'de gösterildiği gibi 45° - 45° - 90° 'lik bir üçgen prizma ile kolayca gözlenebilir. Işının ilk doğrultusu prizma yüzeyine normal olsun veya olmasın, ışının iki iç yansımadan sonra ilk doğrultusuna paralel olarak çıktığına dikkat ediniz.

ŞEKİL 3



Yansıma ve kırılma kanunları merceklerin incelenmesinin de temelini oluşturur. Burada merceklerin davranışını ayrıntıları ile araştırmayacağız, sadece daha sonraki deneylerimizde kullanışlı olacak bir kaç basit örneği tartışacağız. Önce, Şekil 4'te gösterilen düzlem-çukur merceği gözönüne alalım. Merceğin optik eksenine paralel gelen ışınlar odak adı verilen bir F noktasından çıkarak gidiyormuş gibi yayılırlar. Odak noktası ile mercek arasındaki uzaklığa **odak uzaklığı** adı verilir. Bir düzlem çukur merceğin odak uzaklığının

$$f = \frac{R}{n-1} \quad (4)$$

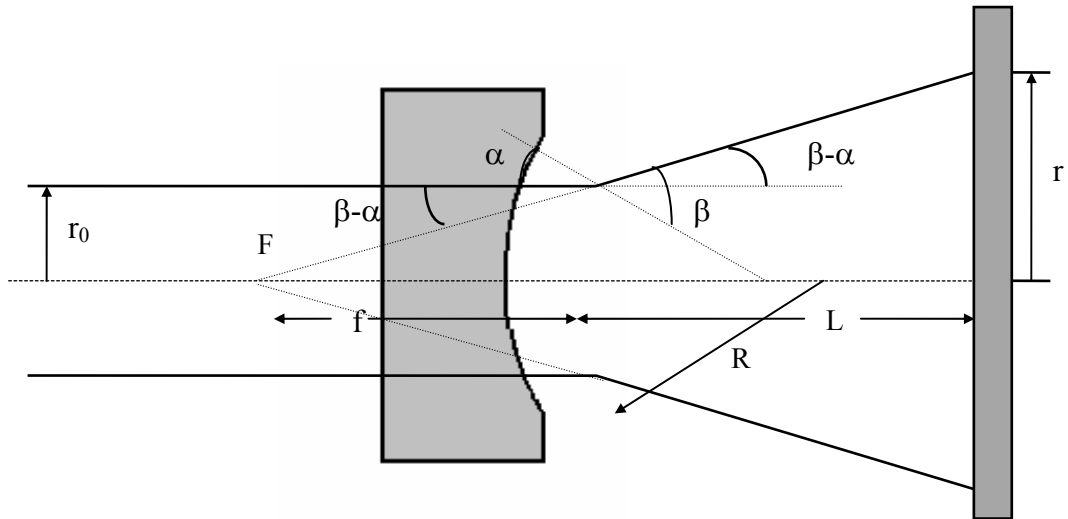
ile verildiğini gösterebiliriz. Burada R küresel çukur yüzeyin eğrilik yarıçapı n ise cismin kırma indisidir. Bu formülün türetilişi birçok kitapta verilmiştir.

Merceğin kalınlığı öteki boyutlar yanında ihmal edilirse Şekil 4'ten $\beta-\alpha$ açısının tanjantının r_0/f veya $r-r_0/L$ ile verilebilir. Bundan da

$$r = r_0 \left(1 + \frac{L}{f}\right) \quad (5)$$

ifadesi çıkarılabilir. O halde laser demetinin yarıçapı, F odağındaki bir nokta kaynaktan geliyormuş gibi L ile çizgisel olarak artarak gider. Bundan başka, demet düzgün olarak açılır. Yani demetin kesiti boyunca, şiddet başlangıçta düzgün ise öyle olmakta devam eder. Açılarak giden demetin çapını bir kaç konum için ölçerek merceğin f odak uzaklığının bulunan değeri Denklem (4)'ten hesaplanan ile karşılaştırılabilir veya bu denklem merceğin n kırma indisini elde etmekte de kullanılabilir. Bunun için R

ŞEKİL 4



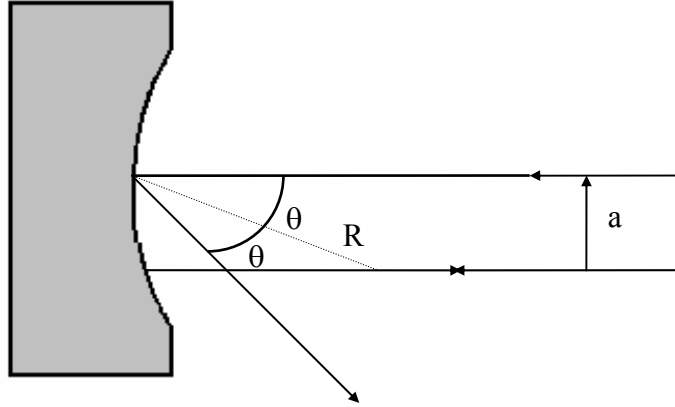
değerinin bilinmesi gerekir. R'nin değeri Şekil 5'de gösterildiği gibi laser demetinin ön yüzeydeki yansıması sağlanarak bulunabilir. Bu amaçla şekilden

$$\sin \theta = a/R \quad (6)$$

ifadesi yardımıyla, kolaylıkla ölçülebilen a ve 2θ değerlerinden R elde edilebilir.

Düzlem tümsek bir merceğin eklenmesi, düzlem çukur mercek halinin tam tersidir. Tümsek mercek, paralel bir demeti bir noktada toplar. Açılarak giden bir demetin sanal kaynağından (yani demetin geliyormuş gibi görüldüğü noktadan) olan uzaklığı merceğin odak uzaklığına eşit olunca çıkan demet paralel hale gelir ve merceğe gelen ıraksak demetin çapına eşit bir çapı vardır. Böylece biri çukur öteki tümsek bir çift mercek kullanarak gelen laser demetinden daha büyük çaplı fakat paralel bir laser demeti elde edilebilir. Bu büyütme biçimi Galileo teleskobunun temel ilkesini biraz alışılmamış bir biçimde ortaya koymaktadır.

ŞEKİL 5



DENEY

1 ÇOK KATLI YANSIMA

Kalınca bir cam levhayı laser demeti içine koyarak iki yanından çıkan çok katlı yansımış ışınları gözleyiniz. Birbirini izleyen ışınların aralıklarını ve yüzeyinin normali ile demet arasındaki açıyı ölçünüz. Açının en az iki değeri için Denklem (2)'yi kullanarak cismin kırma indisini bulunuz. Cam yerine pleksiglas levhası koyup ölçmeleri tekrar ederek kırma indisini bulunuz.

2 İÇ TÜM YANSIMA

Şekil 3'te gösterildiği gibi 45° - 45° - 90° lik prizmayı demet içerisine yerleştiriniz ve prizma yüzeyine dik gelen demet için iç tüm yansıma oluşuyor mu gözleyiniz. Geliş açısını tüm yansıma durumu değişinceye kadar değiştiriniz ve kritik açıyı ölçünüz. Bunu bilmekle prizmanın kırma indisini bulabilir misiniz?

3 İRAKSAYAN DEMET

Düzlem çukur merceği demet içerisine yerleştiriniz ve bir kaç L değeri için demetin r yarıçapını merceğe olan uzaklığın fonksiyonu olarak ölçünüz. Bu değerler yardımıyla r-L grafiğini çizin ve Denklem (5)'i kullanarak grafikten r_0 ve f 'yi elde ediniz.

4 KIRMA İNDİSİNİ ELDE ETMEK

Şekil 5'te gösterilen metotla çukur yüzeyin eğrilik yarıçapını ölçünüz. Denklem (6)'yı, R'nin bu değerini ve daha önce elde edilen f değerini kullanarak mercek camının kırma indisini bulunuz.

5 GALİLEO TELESKOBU

Düzlem-tümsek merceğin odak uzaklığını ölçmek için düzlem-çukur mercek yerinde iken, ikinci merceği paralel bir demet (ne ıraksak ne de yakınsak) elde edilecek yere koyun. Bu durumda ölçeceğiniz odak uzaklığının mercekler arasındaki uzaklığı ile çukur merceğin odak uzaklığının toplamına eşit olduğunu doğrulayabilir misiniz?

6 KIRMA İNDİSİNİ ELDE ETMEK

Düzlem-tümsek yüzeyin eğrilik yarıçapını aynı metodla ölçünüz; bu R değeri ile önceden elde edilen f değerinden merceğin kırma indisini bulunuz.

SORULAR

1. Denklem (2)'den n'yi a'nın fonksiyonu olarak çözünüz. $n=1$ sınır halinde a değeri için ne beklersiniz. Formül bu sonucu veriyor mu?
2. Denklem (2)'yi türetiniz.
3. Şekil (2)'deki durumda iç tüm yansıma gözlenebilir mi? Niçin?
4. Şekil (3)'teki durumda gelen ışın yüzeye dik ise iç tüm yansıma elde etmek için gerekli minimum n değerini bulunuz.
5. İç tüm yansımayı gözlemek için kullandığımız prizmanın suya gömüldüğünü düşününüz. Yine iç tüm yansıma oluşacak mıdır?

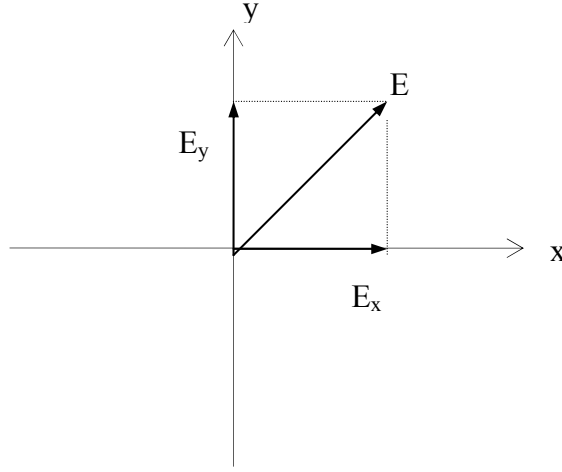
DENEY LO-2

IŞIĞIN KUTUPLANMASI

GİRİŞ

Bu deney kapsamında incelenecek olan ışık elektromagnetik spektrumda görünür bölge (400-700nm) içinde olup birbirine dik elektrik ve magnetik alan bileşenlerine sahiptir. Eğer her alan bir düzleme paralel kalıyorsa bu tür dalgalara **düzlem kutuplanmış** dalgalar denir. Elektrik alan bileşenini **E**, magnetik alan bileşeni de **B** ile gösterilir. Elektromagnetik ışınımların (dalgaların) madde ile etkileşmelerinde baskın olan **E** elektrik alanı olduğu için, **E** alanı kutuplanma doğrultusu olarak alınır.

ŞEKİL 6



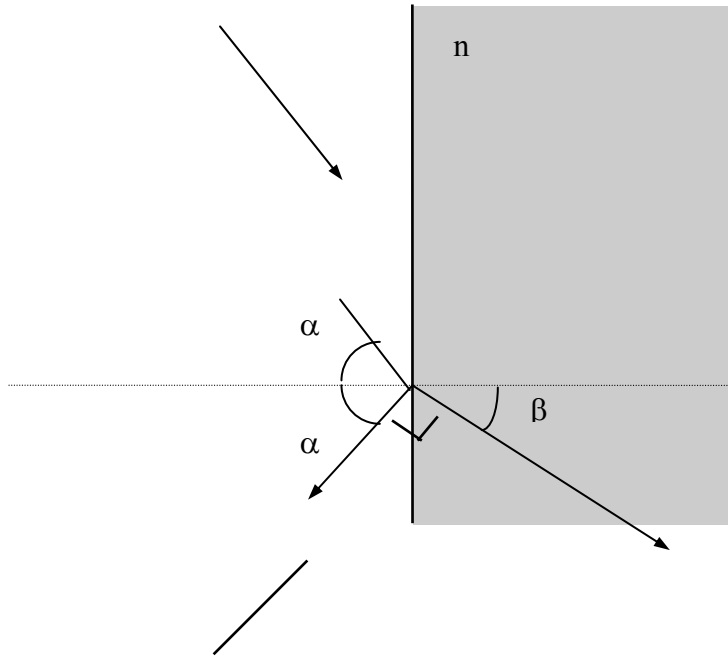
Elektrik alanını Şekil 6'da gösterildiği gibi birbirlerine dik E_x ve E_y gibi iki bileşenle temsil etmek uygundur. Burada yayılma doğrultusu sayfa düzleminde dışarı doğrudur. Bileşenlerden sadece biri sıfırdan farklı ise, dalga buna uyan doğru boyunca doğrusal kutuplu veya düzlem kutuplu olur. Buna karşılık x ve y bileşenlerinin genlikleri eşit olsa bile fazları arasında hiç bir bağıllık yoksa dalga **kutuplanmamıştır** denir. Kutuplanmış ışık ise istatistiksel bir kavramdır ve iki bileşenin bağıl fazında tam bir gelişigüzellik gösterir; öyle ki bileşenin doğrultusunu kestirmek olasılığı yoktur. Bununla birlikte x ve y bileşenlerinin genlikleri eşit, fazları da aynı ise, sonuç x ve y eksenleri ile 45° açı yapan doğrusal kutuplu bir dalgadır.

Doğrusal kutuplu ışık elde etmek için en kolay yol **H-tipi** polaroid kullanılarak seçimli soğurma sağlamaktır. Geniş tabakalar halinde satılan bu madde gerilmiş polivinil alkol tabakalarına iyot soğurtmakla elde edilir. Bu işlem sırasında oldukça dikroik bir yapıda olan yani farklı kutuplanma doğrultuları için ışığı farklı miktarlarda soğuran polimerik bir iyot oluşturulur. Burada gerilme doğrultusuna paralel olan alan bileşeni dik bileşenden 100 kez

daha fazla soğurulur. Böylelikle yeterince kalın bir tabakadan geçen ışık tüm pratik amaçlara yetecek kadar doğrusal kutuplanmıştır.

Doğrusal kutuplu ışık elde etmenin bir başka yolu da **Brewster kanunu** diye bilinen bir ilkedен faydalanmaktır. İki ortamın ara yüzüne eğik olarak gelen bir dalganın genellikle bir kısmı geçirilir ve bir kısmı yansıtılır. Brewster kanununa göre, geçirilen ve yansıtılan doğrultuların Şekil 7.'deki gibi dik olması özel halinde, **E** dalga vektörünün sayfaya paralel olan bileşeni yansımadan geçer. Bu durumda, gelen dalganın kutuplanma durumu ne olursa olsun, yansıtılan bileşen sayfaya dik olarak doğrusal kutuplanmıştır.

ŞEKİL 7



Brewster kanunu koşulunu sağlayan geliş açısına **Brewster açısı** denir ve bu durumda $\beta = \pi/2 - \alpha$ dır. Snell kanunu ve Şekil 7'den kolayca

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin[(\pi/2) - \alpha]} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \tan \alpha \quad (7)$$

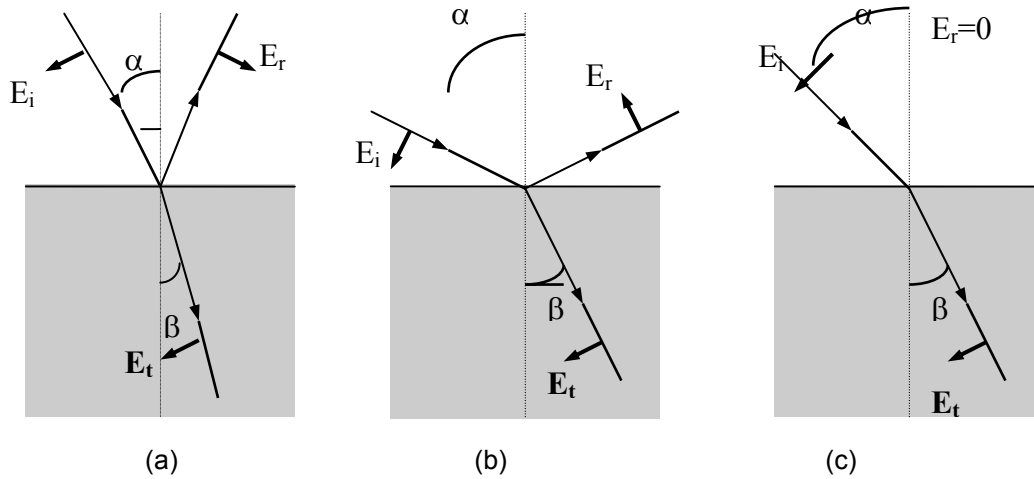
elde edilir. Aynı şekilde içten yansıyan dalganın tamamen kutuplanma şartının (Brewster açısı)

$$n = \cot \alpha \quad (8)$$

olduğu kolayca gösterilebilir.

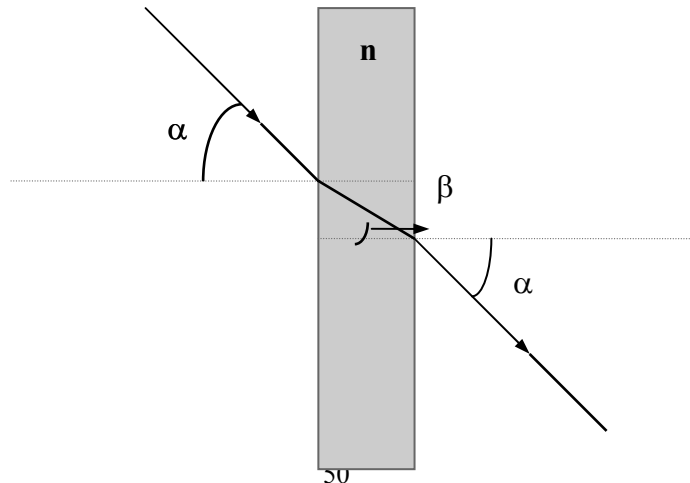
Brewster kanunu elektromagnetik teoriden türetilir ve aslında bu **Fresnel denklemleri** denilen bir takım bağıntıların özel bir halidir. Bu bağıntılar genellikle, geçirilen ve yansıtılan dalgaların genliklerini gelen dalganın geliş açısına ve kutuplanma durumuna bağlı olarak verirler. Brewster kanunu doğrudan da türetilir, fakat biraz karışık olduğundan burada ayrıntıları ile tartışılmayacaktır. Bunun yerine geliş düzlemi içinde kutuplanmış bir dalga bileşeni için " tüm geçirme " açısı bulunması gerektiğini gösteren kısa bir tartışma ileri sürüyoruz. Bunun akla yatkın olduğunu göreceksiniz. Bu kanıtlama Şekil 8'de verilmiştir. Normal geliştaki bir dalga daha yoğun bir ortamın yüzeyinden yansıyınca E 'nin paralel bileşeninin sınır yüzeyinde sürekli olması koşulunun bir sonucu olarak yansıyan dalganın Şekil 8(a)'da gösterildiği gibi E 'si ters çevrilir. Benzer şekilde yüzeyi yalayıcı geliş açısı altında sayfa düzlemi içinde kutuplanmış bir dalga Şekil 8(b)'de verildiği gibi bir E vektörü ile yansır. Geliş açısının 0'dan 90°'ye kadar sürekli olarak değiştirildiğini düşününüz.

ŞEKİL 8



Küçük açılar için yansıyan dalganın E 'si normalden dışarı doğru, büyük açılar için normale doğru yönelmiştir. O halde arada belli bir açı değeri için bu bileşenin sıfıra gittiği bir geçiş noktası olmalıdır. Bu kritik açıda yansıma yoktur, dalga tamamen geçirilir.

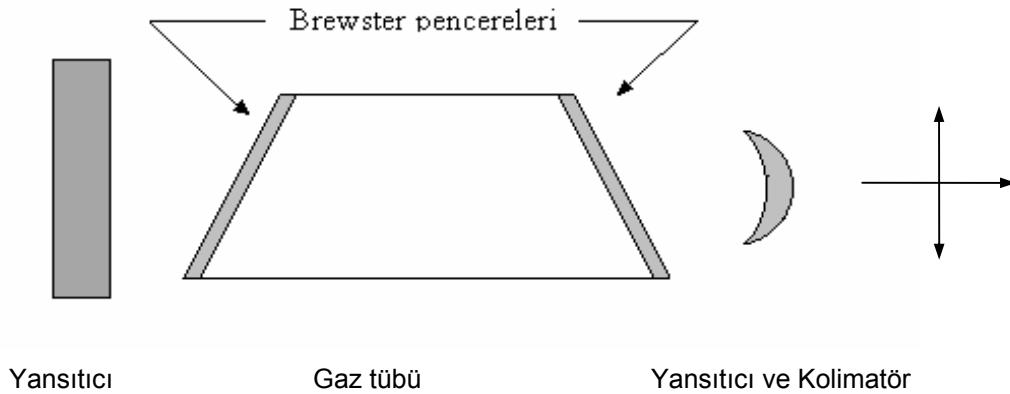
ŞEKİL 9



Brewster kanunu ile ilgili tartışmada sözkonusu dielektriğin sonlu kalınlıkta bir cam levha olduğunu ve ışığın da Şekil 9'da gösterildiği gibi Brewster açısında geldiğini düşününüz. Şekil düzlemindeki **E** bileşeni ilk yüzeyden tümüyle geçer. Fakat Brewster açısında $\tan \alpha = n$ ve $\beta = (\pi/2) - \alpha$ olduğuna göre ikinci yüzeye varış açısı da Brewster kanununu yani Denklem (8)'i doğrular. O halde dalganın bu bileşeni yüzeylerin hiç birinde yansımaya uğramadan tamamen geçer. Böyle bir düzeneğe **Brewster penceresi** denir.

Gaz laserlerinde çok kullanılan bir düzenek, Şekil 10'da gösterildiği gibi her iki uçta Brewster açısında bulunan pencerelerdir. **E**'si şekil düzlemi içinde bulunan ve laserlerin ekseni boyunca yayılan bir dalga, pencerelerden tümüyle geçirilir ve laser'in işlemesi için gerekli "duran dalgalar" dış yansıtıcılar tarafından sağlanır. **E**'si şekil düzlemine dik olan dalga Brewster pencerelerinde kısmen yansıtıldığından bu kutuplanma durumu için duran bir dalga elde edilemez. Şu halde çıkan ışık, şekil düzlemi içinde doğrusal kutupludur. Bazı laserlerde gazlı tüplerin içerisinde aynalar kullanılarak Brewster pencereleri aradan çıkarılır. Böyle laserler her iki kutuplanma kipinde, birlikte salınım yaparak kutuplanmamış ışık oluştururlar.

ŞEKİL 10



Dairesel kutuplu ışıktaki **E** vektörü bir tek doğrultuda kalmak zorunda değildir. Fakat bu vektör sabit bir büyüklüktedir ve yayılma doğrultusuna dik bir düzlem içinde döner. **E** vektörü Şekil 6'daki gibi yayılma doğrultusuna zıt yönde bakıldığı zaman saatle ters yönde dönüyorsa ışığın **daireysel sağlak kutuplu** olduğu kabul edilir.

Dairesel kutuplanma **E**'nin x ve y bileşenleri cinsinden ifade edilebilir, bu bileşenlerin genlikleri aynıdır, fakat aralarında 90°'lik faz farkı vardır. Bu, bir parçacığın dairesel hareketinin, aralarında 90° faz farkı olan birbirine dik basit iki salınım hareketinin üst üste gelmesi ile temsil edilebildiği gibidir. Şekil 6'da dairesel kutuplu ışık için **E**'nin y bileşeni x bileşeninden çeyrek-devir geridedir; sol kutuplu ışık için aynı ölçüde ilerdedir.

Dairesel kutuplanma, **E**'nin iki bileşeni için kırma indisleri farklı olan maddeden yararlanarak elde edilebilir. Doğrusal kutuplu bir dalga böyle bir maddeye x ve y eksenleriyle 45° açı yapacak şekilde gönderilirse, dalga maddeye girerken E'nin x ve y bileşenleri aynı fazda olur. Bu iki bileşen madde içinde farklı hızlarda yayıldığından, dalga ilerledikçe bir faz farkı gelişir. Levha uygun kalınlıkta ise, iki bileşen dairesel kutuplanma için gerekli 90°'lik faz farkı ile dışarıya çıkar. Böyle bir levhaya çeyrek-dalga levhası (çoğu kez kısaca $\lambda/4$ levhası) denir.

E'nin x ve y bileşenleri arasındaki faz farkı 90°'den fazla bir değer alırsa veya genlikleri farklı **E** vektörü dönerken bir daire değil de bir elips çizerse elde edilen bu ışığa **eliptik kutuplanmış** ışık denir. Bu durum da doğrusal ve dairesel kutuplanmış dalgaların uygun bir şekilde üstüste gelmesi olarak alınabilir.

Kutuplanmayı giderme veya kutuplanmış ışığı kutuplanmamış hale getirme işlemi biraz daha karışıktır. Yukarıda açıklandığı gibi **E**'nin iki bileşeni arasında gelişigüzel faz farkı oluşturmak gerekir; bu da en iyi şekilde dalga alanı boyunca türdeş olmayan anizotrop bir madde ile gelişigüzel faz kaymaları sağlamakla olur. Bu deneylerde herhangi bir mumlu kağıt parçası etkin bir kutuplanma giderici olarak kullanılabilir.

DENEY

1 KUTUPLANMA

Laser demetini bir perdeye düşürünüz. H tipi bir kutuplayıcı parçasını laser ışın demetinin yolu üzerine yerleştiriniz. Kutuplayıcı demete dik bir düzlem içinde döndüğü zaman şiddetin değişimini gözleyiniz. Demetin söndüğü bir yönelme buluyorsanız, laser ışığı doğrusal kutuplanmış olarak çıkıyor demektir. Kutuplanmamış bir ışın demeti önüne kutuplayıcı yerleştirmekle şiddetin yarıya düşmesi gerekir, fakat şiddet, kutuplayıcının yönelmesinden bağımsız olacaktır, niçin ?

2 SÖNME

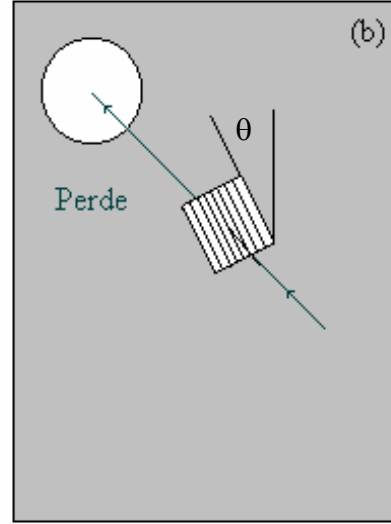
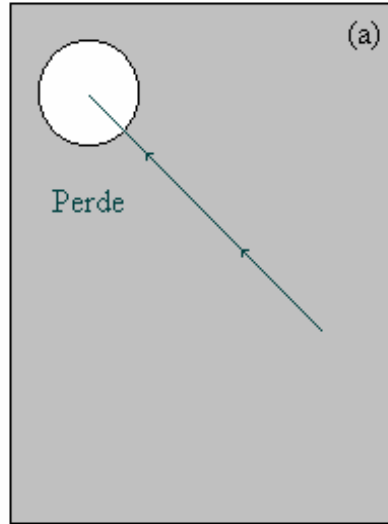
Kutuplayıcıdan çıkan ışığın doğrusal kutuplanmış olduğunu göstermek için birinci kutuplayıcı ile perde arasına ikinci bir kutuplayıcı yerleştiriniz. Birinci kutuplayıcının yönelişini sabit tutarak, ikinciye döndürünüz ve bu şekilde ikinci kutuplayıcının demet söndüren bir yönelişini bulunuz.

3 ÜÇ-KUTUPLAYICI DENEYİ

İki kutuplayıcı “çapraz” bir yönelmede iken aralarına üçüncü bir kutuplayıcı koyunuz. Şimdi demetin kısmen geçirildiğini göreceksiniz. Aradaki kutuplayıcının hangi yönelişi için geçen

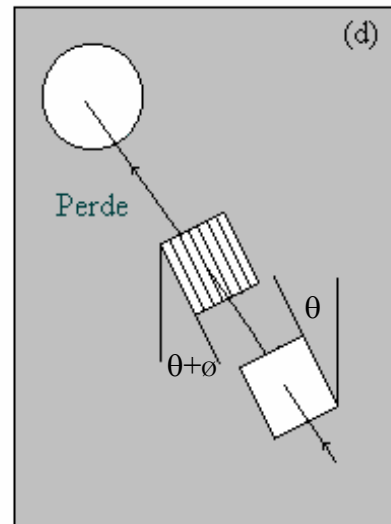
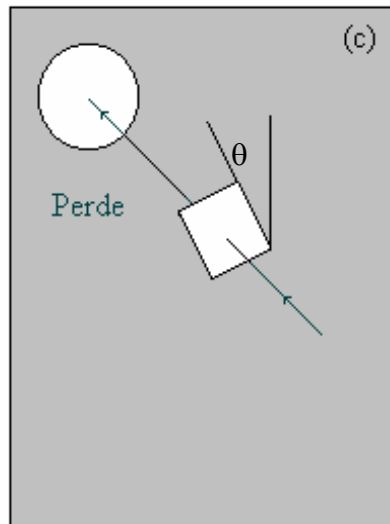
Dairesel kutuplanmış ikinci ışık, bir çeyrek-dalga levhası kullanarak tanınabilir; bu yönelişine göre $\pm 90^\circ$ 'lik bir faz kayması meydana getirerek iki bileşeni ya aynı faza getirir veya 180° 'lik bir faz kayması oluşturur. İki çeyrek dalga levhasının eksenlerinin paralel olması halinde geçen ışığın ilk kutuplanma düzlemine dik düzlemde kutuplandığını görebilirsiniz. İki çeyrek dalga levhalarının eksenleri çapraz dik tutulursa , o zaman geçirilen ışık ilk kutuplanma düzlemine paralel kutuplu olmalıdır. Bu düzlemleri açıklayabilir misiniz ?

ŞEKİL 12



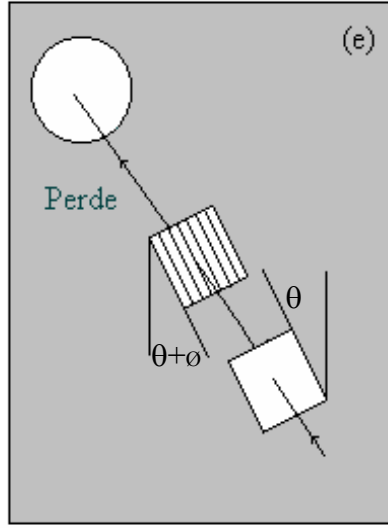
Bilinmeyen bir foton demetini çözümlemek için

Bir kutuplayıcının maksimum geçirme yönelişini bulunuz

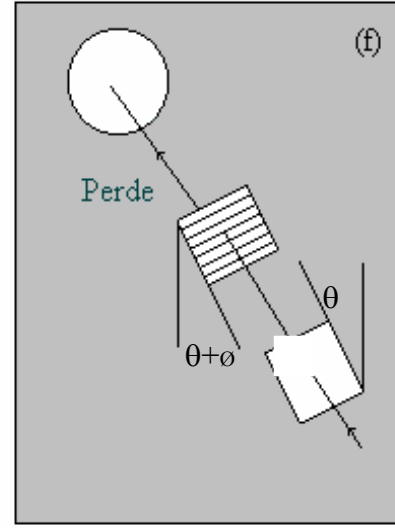


Bir çeyrek-dalga levhasını bu yönelme ile yerleştiriniz

Ve bir çözümleyici ile yeni maksimum geçiş konumunu bulunuz.



Çözümleyici bu durumda iken



ve 90° döndürülmüş iken geçirilen
akıyı ölçünüz.

7. KUTUPLANMANIN ANALİZİ

Bir ışın demeti dairesel kutuplanmış bir bileşen, doğrusal kutuplanmış bir bileşen ve kutuplanmamış bir bileşenin üstüste gelmesiyle temsil edilebilir. Yapısı bilinmeyen bir demetin incelenmesi Şekil 12'deki şemada sistemli olarak gösterilmiştir. θ , ϕ açıları ve iki şiddet ölçümü demetin kutuplanma durumuna nasıl bağlıdır ?

SORULAR

1. Kutuplanma olayları havadaki ses dalgalarında gözleniyor mu ? Katılardaki ses dalgaları için aynı şeyi düşünün.
2. Polaroid güneş gözlüklerinin sudan veya asfalt yol yüzeylerinden yansıyan göz kamaştırıcı parlaklığı azaltmadaki etkinliği ile Brewster kanunu arasındaki bağıntıyı tartışın.
3. Bir polaroid (kutuplayıcı levha) süzgecin ekseninin ok gibi bir doğrultusu var mıdır ? Yani levhayı demet eksenini etrafında 180° döndürmekle etkisi değişir mi ?
4. Bir yarı-dalga levhasının (çeyrek-dalga levhası gibi fakat iki kat kalınlıkta) doğrusal kutuplanmış bir demet üzerindeki etkisi ne olacaktır ? Dairesel kutuplanmış ışık için etkisi ne olur ?
5. Kutuplanmamış ışık kusursuz bir kutuplayıcıdan geçirildiği zaman, geçen demetin şiddetinin gelen demetinkinin tam yarısı kadar olduğu görülüyor. Niçin ?
6. Işığın birçok cam tabakalardan oluşmuş bir cam levhalar destesine Brewster açısı ile geldiğini kabul ediniz. Geçirilen ve yansıtılan ışınların her ikisinin de düzlem kutuplu olduğu görülüyor. Bu sonuç tek levha kullanılması durumundan nasıl ayrılır ? Niçin ?
7. Sağlak dairesel kutuplu bir demet, solak dairesel kutuplu bir demete nasıl dönüştürülebilir ? Aynı teknik, solak kutuplu bir demeti sağlak kutuplu bir demete dönüştürür mü ?

İŞIĞIN KIRINIMI

Amaç: Değişik yarık, kırınım ağı ve delikler ağı kullanılarak kırınım olayının incelenmesi.

Kullanılan Araçlar: Helyum-Neon lazeri , tek ve çift yarık , kırınım ağı , delikler ağı.

1. GİRİŞ

İki ya da daha fazla dalganın aynı anda aynı noktaya ulaştıklarını düşünelim. Kesişim noktasında oldukça ilginç ve karmaşık olaylar meydana gelmektedir. Bu iki dalganın üstüste binmesiyle ortaya çıkan sonuç dalganın şiddeti, bu iki dalga arasındaki faz farkına bağlı olarak sıfır veya her bir ışık demetinin şiddetinden daha küçük ya da daha büyük olabilir. İki ya da daha fazla dalganın üstüste binme ilkesince sağlanan şiddet değişimi girişim olarak adlandırılır. Yapıcı girişim durumunda sonuç şiddet daha büyük, yıkıcı girişim durumunda ise sonuç şiddet her bir dalganınkinden daha küçük ya da sıfır olmalıdır.

Işığın girişimi ilk olarak Thomas Young tarafından gösterilmiştir. Bu olguyu anlamak için bütün dalga hareketi tipleri için geçerli olan önemli bir prensibi ele almak gerekir. Bir yarıktan veya bir cismin keskin kenarından geçen dalgalar gelen dalganın doğrultusundan farklı olarak bütün bölgeye yayılırlar. Bu olgu kırınım olarak adlandırılır. Işığın bu saçılma olayını anlamak için, 17. yy' da Huygens tarafından öne sürülen bir ilkeyi gözönüne alalım. Huygens ilkesi, kırınım olduktan sonra dalga cephesi üzerindeki her bir noktanın yeni bir kaynak gibi davranacağını ifade eder.

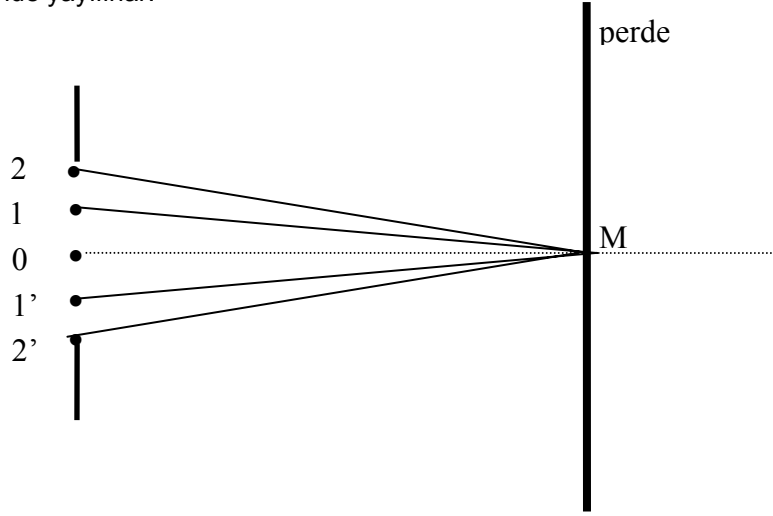
2. İŞIĞIN KIRINIMI

Kırınım olayını incelerken iki tip etkiyi birbirinden ayırmak gerekir. Birincisi, paralel ışınların (düzlem dalgalar) kullanıldığı durum olan Fraunhofer kırınımıdır. Bu durumda, ışık kaynağının ve desenin gözleendiği perdenin, kırınımaya neden olan aygıttan sonsuz uzaklıkta olduğu varsayılır. İkinci tip kırınım ise paralel ışınların kullanılmadığı Fresnel kırınımıdır. Kaynak ve perde ya da ikisi birden yarığa oldukça yakındır.

2.1 TEK YARIKTA KIRINIM

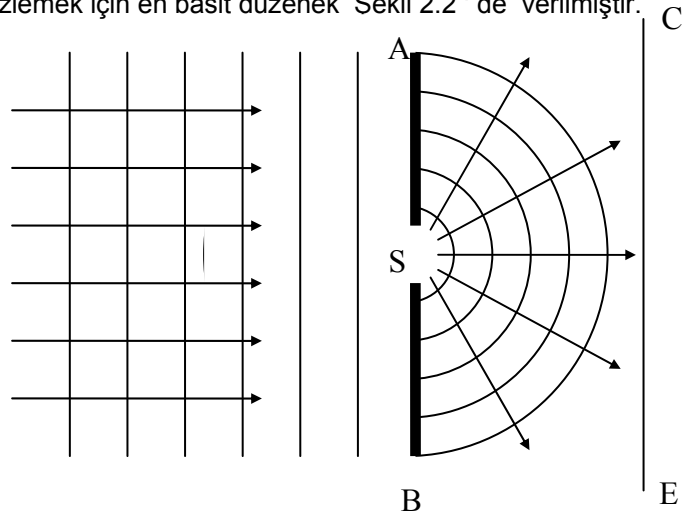
Kaynağın çok uzak ve yarık genişliğinin çok küçük olduğu durumda, kaynaktan yayılan dalgalar yarık bölgesinde paralel düzlem dalgalar olarak alınabilir (Fraunhofer kırınımı). Şekil 2.1' de yarıktan oldukça uzakta bulunan kaynaktan çıkan dalgaların geliş doğrultularını gösteren ışınlar oklarla, dalga cepheleri ise aralarında λ kadar bir uzaklık olan düzlemlerle gösterilmiştir. Dalga cephelerinin düzlem olarak gösterilmesinin nedeni, Fraunhofer kırınımında olduğu gibi, kaynağın yarıktan çok uzakta olması ve yarığın bulunduğu noktaya ulaşan dalga cephelerinin yarı çaplarının son derece büyük olmasıdır. Bu düzlem dalgalar AB bariyeri üzerindeki S yarığı haricindeki tüm noktalardan geri yansır ya da soğrulur. Huygens

ilkesine uygun olarak dalgalar S yarığından geçtikten sonra bölgeye yarım çemberler şeklinde yayılırlar.

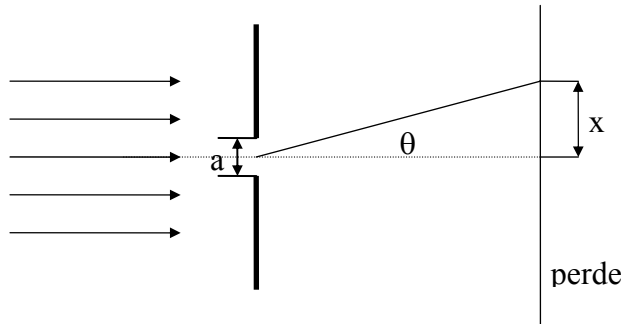


Şekil 2.1 Tek yarıқта kırınım

Kırınımı gözlemek için en basit düzenek Şekil 2.2 'de verilmiştir.

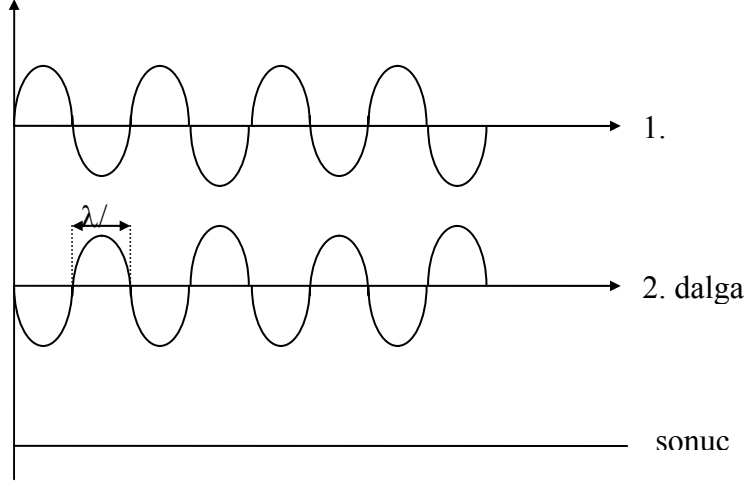


Şekil 2.2 Tek yarıқта kırınım



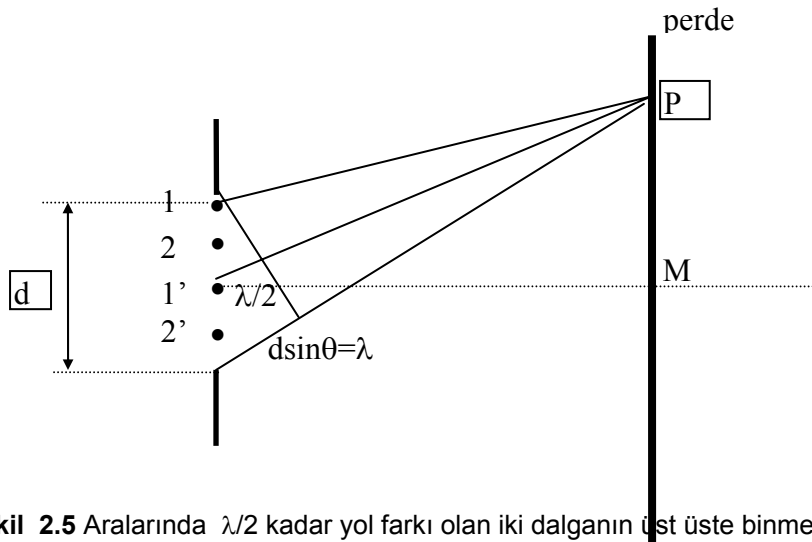
Şekil 2.3 Tek yarıқта kırınım

Şekil 2.3 ' de paralel gelen düzlem dalga cephelerinden bir tanesinin yarıkla etkileşimi sonucu dalga cephesi üzerinde oluşan sonsuz kaynaktan sadece 5 tanesi gösterilmiştir. Yarığı üst ve alt olmak üzere iki eşit parçaya bölersek ve birbirine göre simetrik kaynakları eşleştirir (1-1' , 2-2') ve bu kaynaklardan çıkan dalgaların M noktasına ulaşınca kadar aldıkları yolları kıyaslayacak olursak, eşleştirilen kaynaklardan yayılan dalgalar arasındaki yol farkının sıfır olduğunu görürüz. Aralarında yol farkı olmadığı için faz farkı da sıfır olur ve tüm dalgalar M noktasında yapıcı girişim yaparak merkez aydınlık saçığı oluştururlar.



Şekil 2.4 Tek yarıқта kırınım

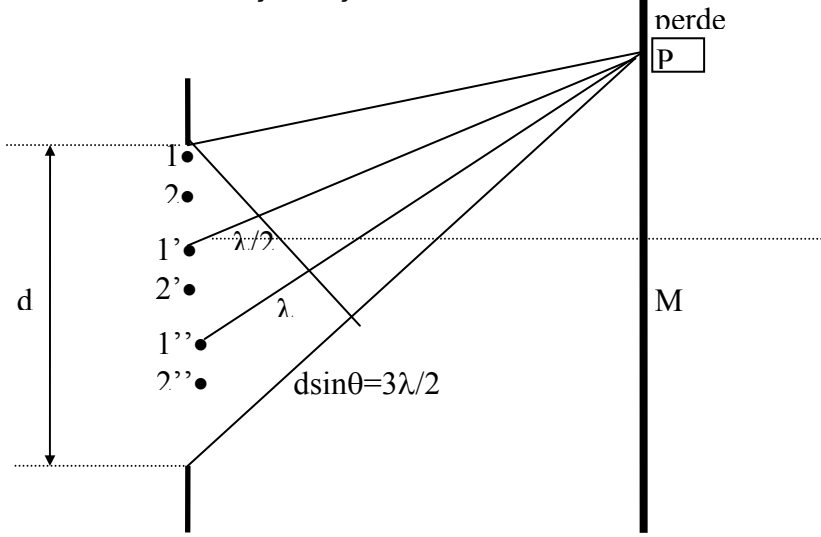
Şekil 2.4' de görüldüğü gibi, yarığın en uç noktalarındaki kaynaklardan çıkıp P noktasına ulaşan dalgalar arası yol farkı λ olduğunda P noktasında aydınlık mı yoksa karanlık saçak mı oluşur ? Aralarında $\lambda/2$ kadar yol farkı olan dalgalar Şekil 2.5 ' de olduğu gibi üst üste bindiklerinde birbirlerini söndürürler.



Şekil 2.5 Aralarında $\lambda/2$ kadar yol farkı olan iki dalganın üst üste binmesi

Aralarında $\lambda/2$ yol farkı olan kaynakları birbiriyle eşleştirelim. Şekil 2.4' de üst kısımdaki 1 nolu kaynak ile alt kesimdeki 1' nolu kaynak, 2 nolu ile 2' arasında $\lambda/2$ kadar yol farkı vardır ve bu

nedenle birbirlerini söndürürler. Basitlik olsun diye 4 kaynak gösterilmiştir. Bunu kaynak sayısını artırarak da yapabiliriz. Sonuç olarak, $d\sin\theta=\lambda$ olduğunda, yarığın 1. yarısındaki kaynaklar ile 2. yarısındaki kaynaklardan çıkan dalgalar birbirlerini söndürecekler ve P noktasında karanlık bir saçak oluşacaktır.



Şekil 2.6 Tek yarıқта kırınım

Şekil 2.6 ' da görüldüğü gibi yarığın uç noktaları arasındaki yol farkı $3\lambda/2$ olduğu zaman, P noktasındaki duruma bakmak için yarığı üç eşit parçaya ayırabiliriz. İlk iki bölümdeki kaynakları birebir eşlersek, 1-1', 2-2', v.b. çiftleri aralarındaki yol farkı $\lambda/2$ olur. Bunlar birbirlerini söndürürler. Bu nedenle ilk iki bölümden gelen katkı yoktur geriye 3. bölümdeki kaynaklar kalıyor bu da P noktasında aydınlık saçak oluşturur, ancak şiddeti M noktasındakinden daha az olacaktır. Çünkü M noktasındaki aydınlık saçığa, yarık üzerindeki tüm kaynaklardan katkı geliyordu. Burada ise yarığın üçte birinden katkı geliyor. Benzer irdeleme yol farkının 2λ , $5\lambda/2$, 3λ , olduğu durumlar için yapılırsa, aşağıdaki genellemelere gidilebilir.

$$\text{Yol farkı} = d\sin\theta = n\lambda \quad n = 1,2,3,\dots \text{ karanlık saçak} \quad (2.1)$$

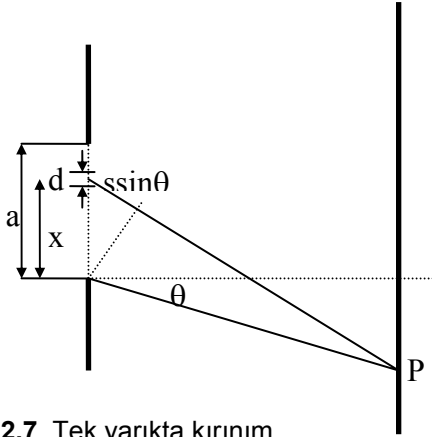
$$\text{Yol farkı} = d\sin\theta = (n + \frac{1}{2})\lambda \quad n = 1,2,3,\dots \text{ aydınlık saçak} \quad (2.2)$$

Dikkat edilirse $n=0$ yerine $n=1$ ' den başlanmıştır. $n=0$ durumunda karanlık saçak bağıntısına bakılırsa $d\sin\theta=0$ olur. Bu ise merkez saçığı ifade eder ki, biz yukardaki incelemelerimizden merkez saçığın aydınlık olacağını biliyoruz. Benzer irdeleme aydınlık saçak için yapılırsa, $n=0$ durumunda $d\sin\theta=\lambda/2$ olur. Bu ise merkez aydınlık saçak içerisinde bir noktaya tekabül eder.

Tek yarıқта kırınımı, değişik bir biçimde inceleyerek yine yukardaki bağıntılara ulaşabiliriz. Şekil 2.7' de görüldüğü gibi, yarığı küçük kesitlere ayıralım. Yarık boyunca bütün kaynakların P noktasındaki etkilerine bakalım. Tüm yarıkları tek tek almak yerine integral yöntemine başvurulacaktır. Herhangi bir t zamanında ϕ fazındaki bir düzlem dalganın büyüklüğü için,

$$y=y_0\sin(2\pi ft-\varphi) \quad (2.3)$$

bağıntısı yazılabilir. Şimdi aşağıdaki şekle bakalım:



Şekil 2.7 Tek yarıktaki kırınım

a genişliğindeki yarığı dx kadarlık küçük kesitlere ayıralım. Yarığın en alt noktasında faz farkı $\varphi=0$ olsun. Bu noktadaki dalga rahatsızlığının büyüklüğü

$$dy=y_0(dx/a)\sin 2\pi ft \quad (2.4)$$

olarak verilir. Yarığın dx olarak işaretlenen noktasından çıkarak P noktasına ilerleyen dalga ile 0 noktasından çıkarak P noktasına ilerleyen dalga arasında $\varphi=2\pi\delta/\lambda$ kadarlık faz farkı vardır. Burda δ iki dalga arasındaki yol farkıdır ve şekilden $x\sin\theta$ olduğu görülebilir. P noktasına dx kesitinden gelen etki,

$$dy=(y_0dx/a)\sin(2\pi(ft-x\sin\theta/\lambda)) \quad (2.5)$$

ile ifade edilir. P noktasındaki toplam etkiyi bulmak için yarık üzerinden tüm kesitler üzerinden toplamak gerekir. Bunun için integral yöntemine başvurulur. İntegral sınırları $-a/2$ den $+a/2$ ye kadardır.

$$y=\int \frac{y_0}{a}\sin\left[2\pi\left(ft-\frac{x\sin\theta}{\lambda}\right)\right]dx \quad (2.6)$$

Bu integral alındığında bulunan sonucun zamandan bağımsız olan kısmı genliği verir ve genlik ifadesi

$$\frac{\lambda y_0}{a\pi\sin\theta}\sin\left(\frac{\pi a\sin\theta}{\lambda}\right) \quad (2.7)$$

olarak bulunur. Şiddet genliğin karesi ile doğru orantılı olduğu için,

$$I=I_0 \left(\frac{\sin^2 u}{u^2} \right) \quad (2.8)$$

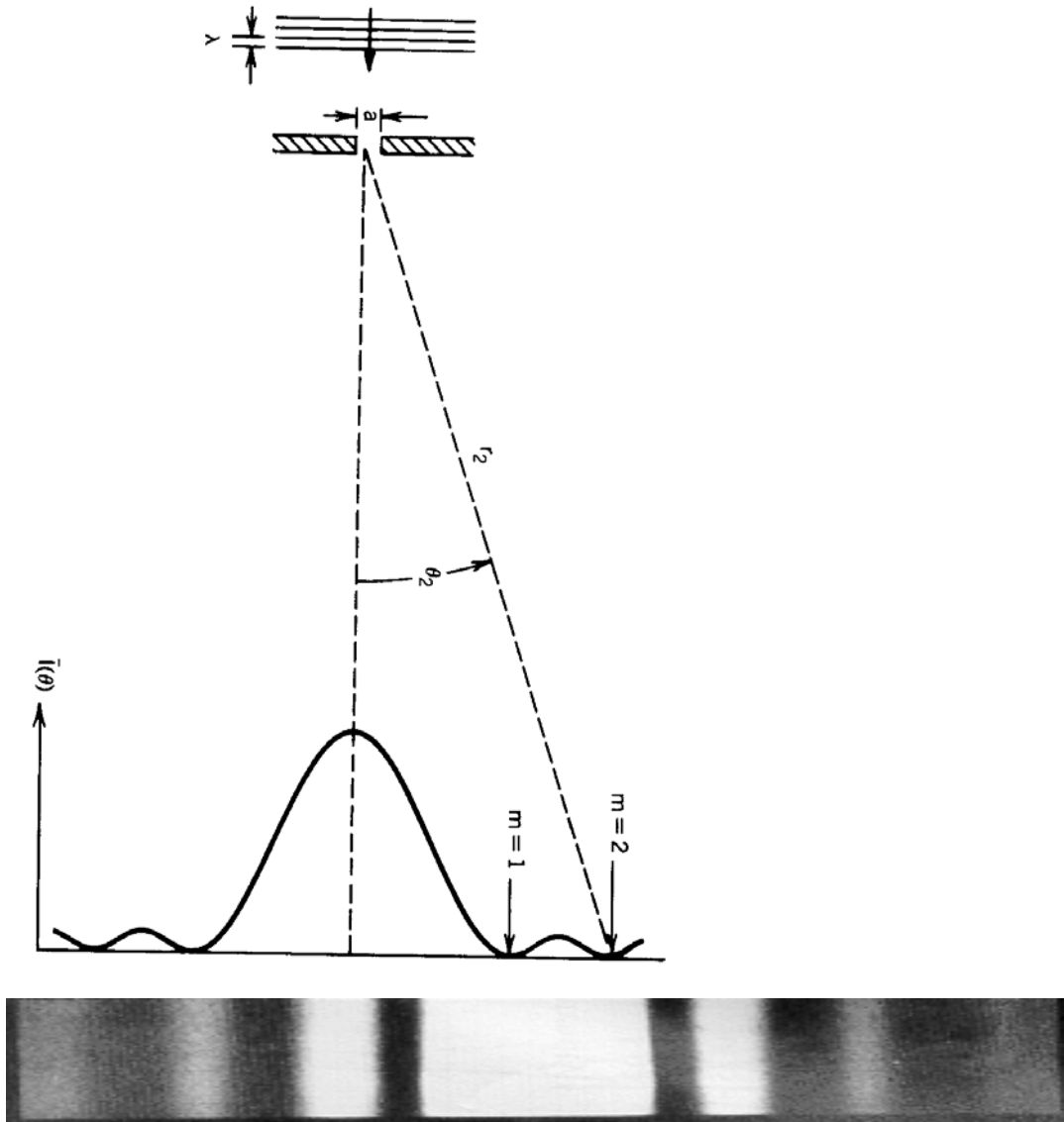
olarak bulunur. Burada $u = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}$ olarak tanımlanmıştır.

Bu ifadeden de aydınlık ve karanlık saçak koşulu bulunabilir. Sözgelimi karanlık saçak durumunda $I=0$ olacağından $\sin^2 u=0$ olmalıdır. Bu koşulu sağlayan u değerleri $0, \pi, 2\pi, 3\pi, \dots$ dir. Ancak fiziksel anlam açısından 0 alınmaz. Çünkü daha önce açıklandığı gibi bu durum merkez aydınlık saçığa tekabül eder.

$$u = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} = \pi, 2\pi, 3\pi, \dots \quad (2.9)$$

$$a \sin \theta = n\lambda \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (2.10)$$

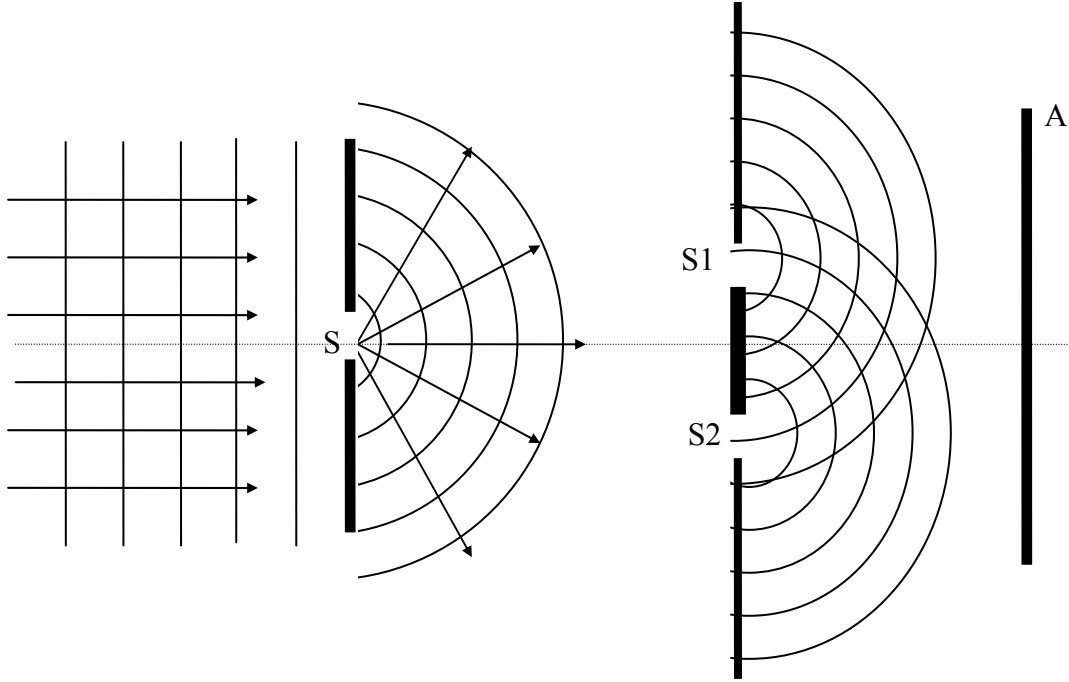
yazılabilir. Tek yarık için bulunan şiddet ifadesinin grafiği ve kırınım deseni Şekil 2.8 ' de verilmiştir.



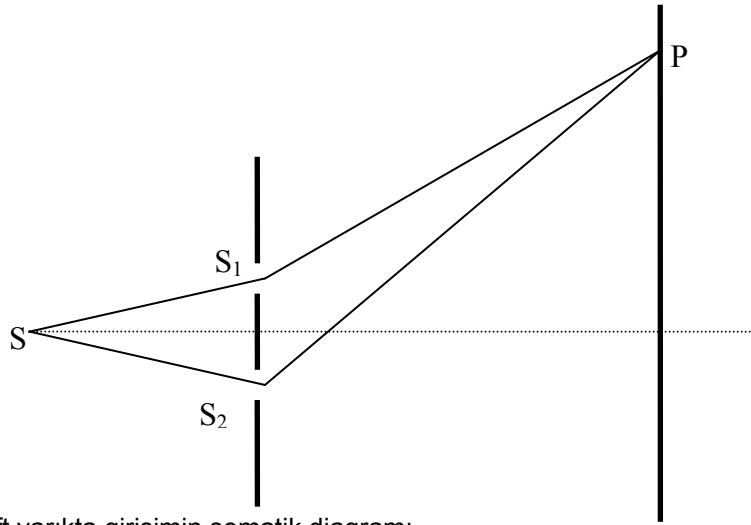
Şekil 2.8 Tek yarıktaki şiddet grafiği ve elde edilen desen

3.1 ÇİFT YARIKTA GİRİŞİM

Işığın girişimini açıklamak için Şekil 3.1' de şematik olarak verilen Young deneyine bakalım.



Şekil 3.1 Çift yarıktaki girişim



Şekil 3.2 Çift yarıktaki girişimin şematik diagramı.

S yarığından geçen dalga S_1 ve S_2 yarıklarına gelir. Bu yarıklardan saçılan dalgalar girişime uğrayarak perde üzerinde simetrik bir biçimde şiddet desenleri oluştururlar. Bu desenlerin oluşumu iki dalganın toplanması temeline dayanır. Eşit genlikli ve eşit frekanslı ancak aralarında faz farkı bulunan iki dalgamız olsun

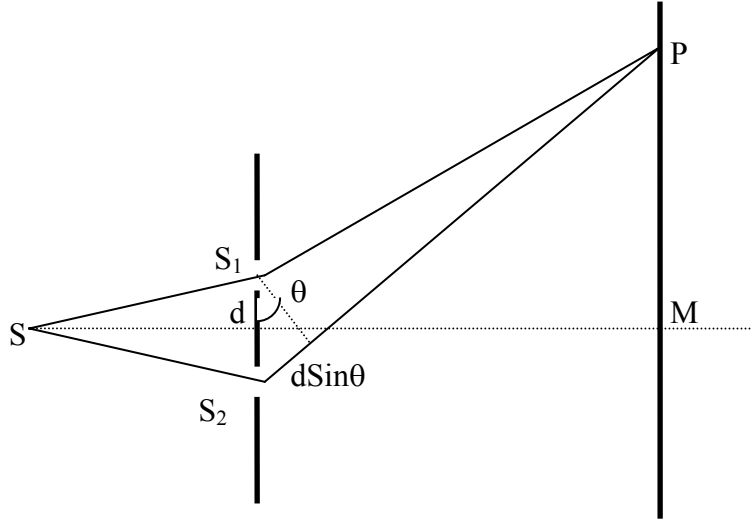
$$y_1 = y_0 \sin(\omega t) \quad (3.1)$$

$$y_2 = y_0 \sin(\omega t + \phi) \quad (3.2)$$

Burada ϕ iki dalga arasındaki faz farkını göstermektedir. 2π kadarlık faz farkı λ kadarlık yol farkına karşı geldiği için

$$\frac{\text{faz farkı}}{2\pi} = \frac{\text{yol farkı}}{\lambda} \quad (3.3)$$

$\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$ dir. Burada δ iki dalga arasındaki yol farkıdır. İki dalga arasındaki yol farkı aşağıdaki şekilde basitçe gösterilmiştir.



Şekil 3.3 İki dalga arasında meydana yol farkının gösterimi

Bu iki dalganın toplamı, $\sin A + \sin B = 2 \sin\left(\frac{A+B}{2}\right) \cos\left(\frac{A-B}{2}\right)$ bağıntısı uyarınca,

$$y = 2y_0 \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \sin\left(\omega t + \frac{\phi}{2}\right) \quad (3.4)$$

olur. İlk bakışta bu iki dalganın toplamının halen sinusoidal ve aynı frekansta olduğunu görüyoruz. Ancak genlik artık $2 \cos\left(\frac{\phi}{2}\right)$ çarpanı kadar değişmiştir. Karanlık noktalarda genliğin

sıfır olacağından yola çıkarsak, $\cos\left(\frac{\phi}{2}\right) = 0$ olması için $\frac{\phi}{2} = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}$ olması gerekir.

Buradan, iki dalga arasındaki yol farkının $\delta = \frac{\phi\lambda}{2\pi} = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}$ olması gerektiği ortaya çıkar.

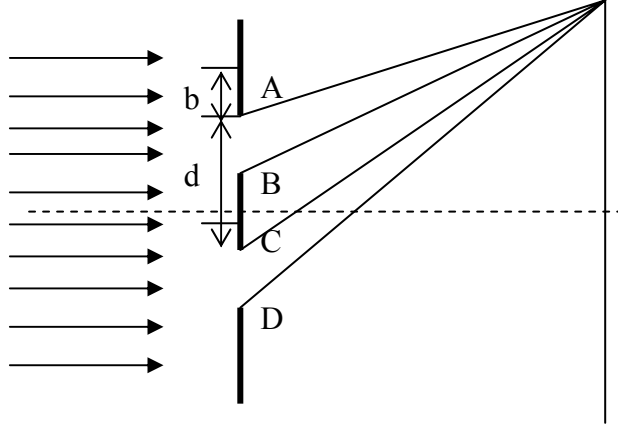
Sonuç olarak iki farklı yarıktan çıkarak P noktasına ulaşan dalgalar arasındaki yol farkı dalga boyunun yarım katları ise yıkıcı girişim olur. Yapıcı girişim durumunda ise genlik maksimum olmalıdır.

$\cos\left(\frac{\phi}{2}\right)$ 'nin maksimum olduğu değerlere bakılırsa, yapıcı girişim için yol farkının

$\delta=0,\lambda,2\lambda,\dots$ olması gerekir. Yani iki dalga arasındaki yol farkı sıfır ya da dalga boyunun tam katları ise yapıcı girişim oluşur.

3.2 ÇİFT YARIKTA KIRINIM ETKİSİ

İlk olarak Young deneyinde ortaya konulan birbirine yakın iki dar yarıktan ışığın girişimi olayı iki ışık demetinin girişimi örneği ile tartışılmaktadır. Şekil 3.4' de bir çift yarıktan saçılan paralel ışınların yol farkları gösterilmiştir.



Şekil 3.4 Çift yarıқта kırınımın etkisi

Birçok fizik kitaplarda, girişim olayı anlatılırken genellikle iki yarık ele alınır. 1. yarığın tam ortasından çıkan bir dalganın aldığı yol ve benzer şekilde ikinci yarığın tam ortasından çıkan bir dalganın aldığı yol çizilir. Bu yollar arasındaki fark dalga boyunun tam katları ise aydınlık saçaklar, yarım katları ise karanlık saçaklar oluşur şeklinde ifade edilir. Oysa daha önce bahsedildiği gibi, her bir yarıқта birçok noktasal kaynak vardır. Şimdi herbir kaynağı ele alarak girişim olayına bakalım. 1. yarıқта A kaynağından çıkan dalganın aldığı yol ile 2. yarıқта C kaynağından çıkan dalganın aldığı yol arasındaki fark $d\sin\theta'$ dir. 1. yarıқта B kaynağı ile 2. yarıқта D kaynağından çıkan dalgalar arasındaki yol farkı da $d\sin\theta'$ dir. Bu işlemi diğer bütün noktasal kaynaklar için devam ettirirsek yol farklarının aynı olacağı görülür. O halde A-C yapıcı girişim oluşturursa B-D 'de yapıcı girişim, A-C yıkıcı girişim oluşturursa B-D 'de yıkıcı girişim oluşturur. Bu durumda, herbir yarığı tek bir kaynakla temsil etmek hatalı olmaz ve girişim olayı için aşağıdaki bağıntılar yazılabilir.

$$d\sin\theta=n\lambda \quad n=0,1,2,3,\dots \quad \text{Aydınlık saçak} \quad (3.5)$$

$$d\sin\theta=(n+\frac{1}{2})\lambda \quad n=0,1,2,3,\dots \quad \text{Karanlık saçak} \quad (3.6)$$

Çift yarıқта girişim ifadesinde şiddet genliğin karesiyle doğru orantılı olacağı için

$$I=4y_0^2 \cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (3.7)$$

olarak verilir. Oysa herbir yarıktan gelen bir kırınım etkisinde vardır. Bunu da göz önüne alarak şiddet ifadesini yazarsak,

$$I=I_0 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \cos^2 \gamma \quad (3.8)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $\beta = \frac{\pi b \sin \theta}{\lambda}$ ve $\gamma = \frac{\phi}{2} = \frac{\pi d \sin \theta}{\lambda}$ kısaltmaları yapılmıştır.

$\frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}$ terimini yarık genişliği b olan tek yarıкта kırınım şiddet ifadesinde görmüştük. $\cos^2 \gamma$

terimi ise eşit şiddetteki iki ışık demetinin girişiminin karakteristik terimidir. Burada çarpanlardan herhangi birinin sıfır olduğu durumda, şiddetin sıfır olacağına dikkat ediniz.

1. set: Girişim deseni için karanlık saçak ifadesi:

$$d \sin \theta = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda \quad m=0,1,2,3,\dots \quad \text{Karanlık saçak} \quad (3.9)$$

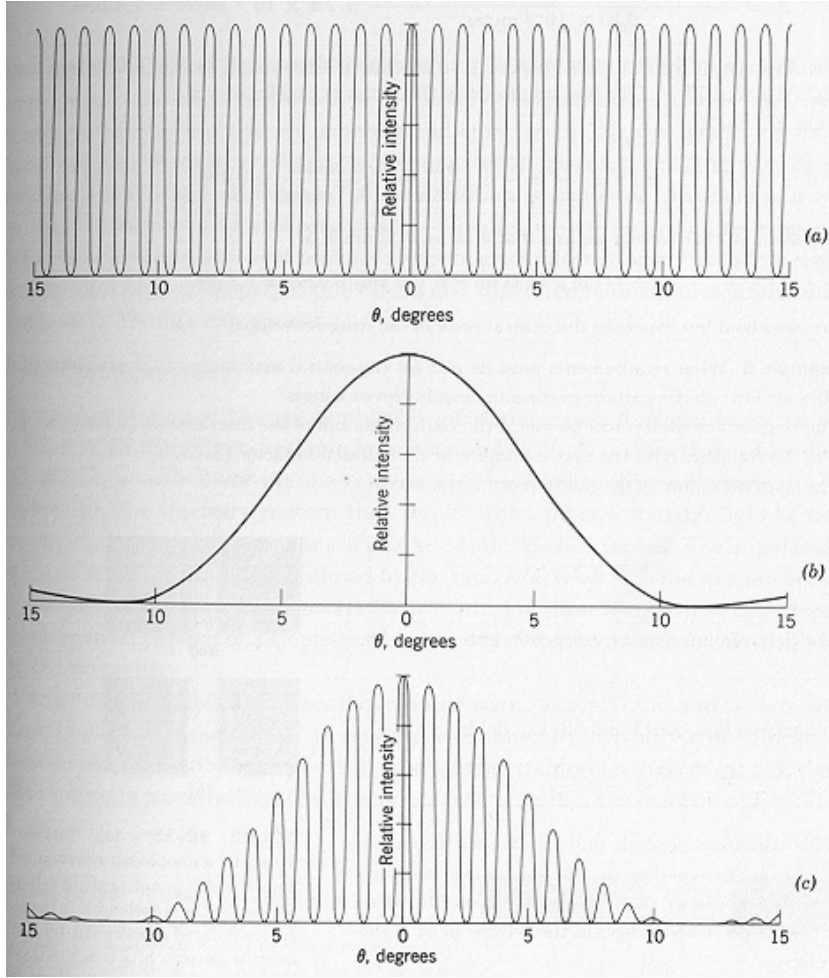
2. set: Kırınım deseni için karanlık saçak ifadesi:

$$b \sin \theta = n \lambda \quad n=1,2,3,\dots \quad \text{karanlık saçak} \quad (3.10)$$

Aydınlık noktaların belirlenmesi bu kadar basit değildir. Yarıkların çok dar ve yalnızca desenin merkezine yakın bulunan aydınlık noktaları düşündüğümüzde kırınımdan gelen terimi ihmal edebiliriz. Bu durumda aydınlık noktalar sadece $\cos^2 \gamma$ terimi ile belirlenecektir. Dolayısıyla gerekli koşul;

$$d \sin \theta = m \lambda \quad m=0,1,2,3,\dots \quad \text{aydınlık} \quad (3.11)$$

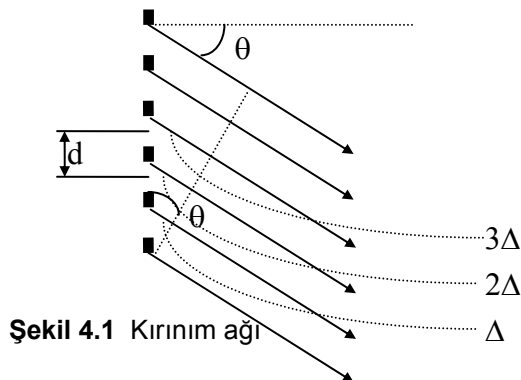
olacaktır. Şekil 3.5 ' de çift yarıқта şiddet eğrileri gösterilmiştir.



Şekil 3.5 Çift yarıktaki kırınım deseni

4. KIRINIM AĞI

Buraya kadar anlatılan kırınım ve girişim saçaklarının hiçbirisi dalga boyunun hassas bir şekilde tayininde kullanılamaz. Çünkü saçaklar, saçak konumlarını kesin olarak belirleyebileceğimiz kadar dar ve keskin değildir. Ancak arttıkça saçaklar daha da keskinleşmektedir. Yukarıdaki şekilden de görüldüğü gibi tek yarıktaki deseni, diğer bütün çok yarıktaki desenlerinin üzerine konmuş gibidir. Bundan dolayıdır ki tek yarıktaki belirgin saçaklar kaybolmaktadır. Şurası açıktır ki yarık sayısı arttıkça daha keskin saçaklar elde edilmektedir. Bir kırınım ağı, eşit aralıklı ve eşit genişliğe sahip binlerce yarıktan meydana gelir ve oldukça keskin saçaklar oluşturur.



Şekil 4.1 Kırınım ağı

Şekil 4.1' de kırınım ağının bir kısmı gösterilmiştir. Yarıklar arası mesafe olan d aynı zamanda ağ aralığı olarak da ifade edilir. Eğer yukardaki şekilde gösterilen Δ uzunluğu dalga boyunun tam katlarına eşit ise (yani $n\lambda$ ise) bütün ışınlar birbirini kuvvetlendireceklerdir. Şekilden görüldüğü üzere

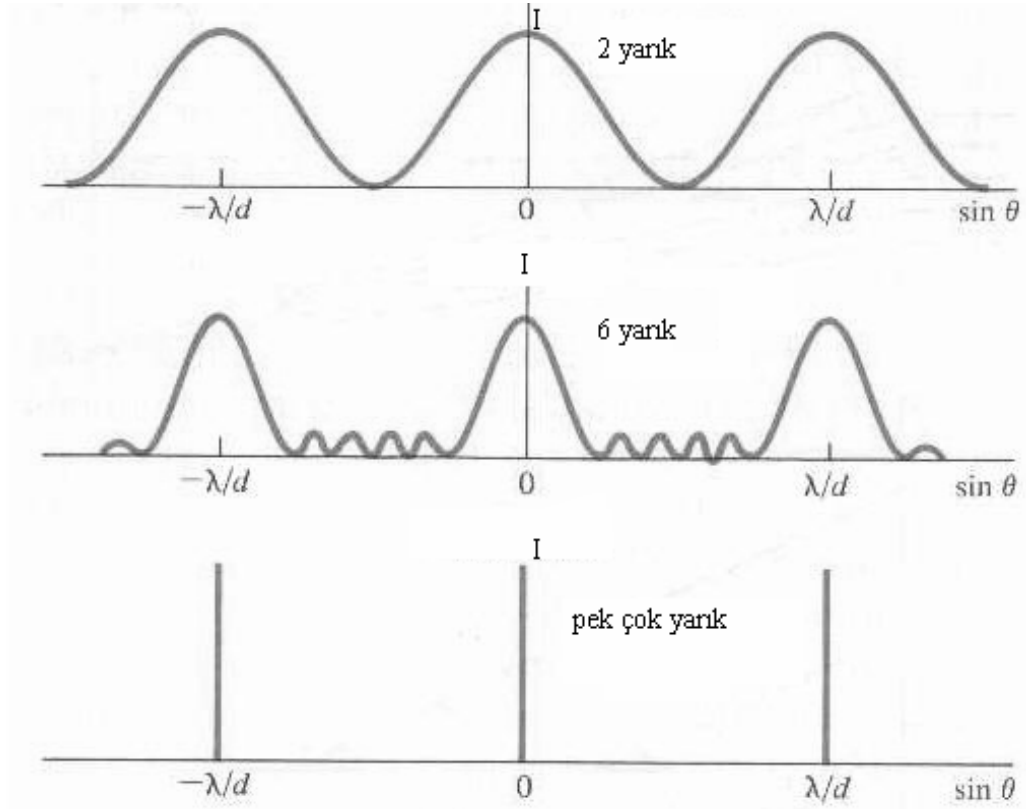
$$\sin\theta_n = \frac{\Delta}{d} = \frac{n\lambda}{d} \quad (4.1)$$

eşitliği elde edilir. Burada n bir tam sayı, d ise yarıklar arası mesafedir. Sonuç olarak θ_n değerinde kuvvetli aydınlıklar gözlenmektedir. θ_n ilişkisini gösteren ve aşağıdaki biçimde ifade edilen denkleme ağ denklemi ya da ağ formülü denir:

$$n\lambda = d \sin\theta_n \quad (4.3)$$

Ağ denklemi, bize maksimum şiddetin yerini vermektedir. Ancak diğer açılardaki şiddet hakkında bilgi vermemektedir. Açıya bağlı olarak şiddet ifadesi aşağıdaki gibidir:

$$I = I_0 \frac{\sin^2 Nu}{\sin^2 u} \quad u = \frac{\pi d \sin\theta}{\lambda} \quad (4.4)$$

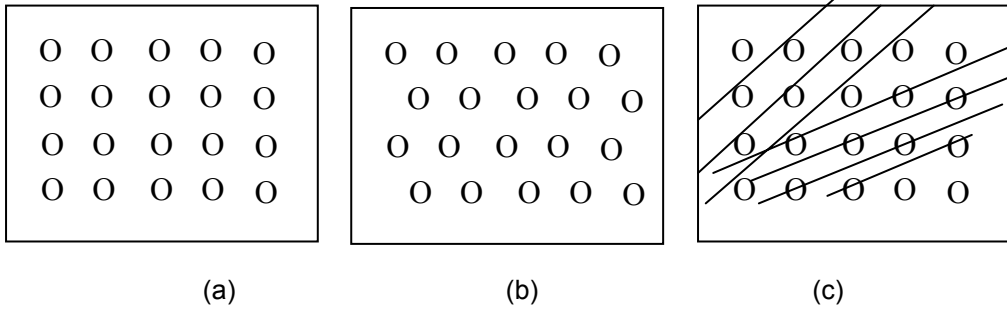


Şekil 4.2 Farklı N değerleri için 4.4 eşitliğinden beklenen I - $\sin\theta$ grafikleri

Şekil 4.2 'de yukardaki eşitlikten beklenen Şiddet- $\sin\theta$ grafikleri görülmektedir. Eşitlik 4.3 'de $u=n\pi$ ($n=0,1,2,3,\dots$) değerlerine karşılık gelen maksimumlardır. Hem pay hemde payda u 'nun bu değerleri için sıfır vermektedir ancak bu oranın limiti sonludur ve N^2 'ye eşittir. Sonuç olarak ana maksimum noktadaki şiddet $I_{\max}=N^2 I_0^2$ ifadesi ile verilebilir.

DELİKLER AĞI

Şekil 5.1'de kare veya dikdörtgen deseni oluşturan deliklerden kurulu bir kırınım ağı görülmektedir. Bu ağı oluşturacağı kırınım deseni iki şekilde incelenebilir. Birincisi, Şekil 5.1' de gösterildiği gibi iki farklı biçimde sıralanabilen delikler dizinine ayırılım. Perde uzaklığının delikler arası mesafeye oranla çok daha büyük olduğunu kabul edersek bir dizideki bütün açıklıklardan gelen ışınlar aynı fazda olacaktır. Bu koşul ancak iki komşu diziden çıkan ışınlar arası dalgaboyunun tam katı olduğunda sağlanacaktır. Delikler ağı ile elde edilen kırınım deseni sadece delik deseni yapısı ile belirlenmiştir.

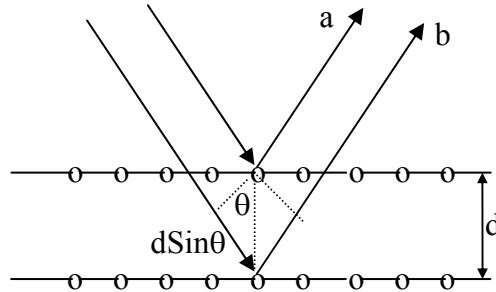


Şekil 5.1 Delikler ağı

Bu analiz temel olarak X-ışınları kırınımında kullanılan anlyze çok benzemektedir. Bir kristal, atomların veya atom gruplarının düzenli bir şekilde sıralanmış biçimidir. Bir kristal üzerine gelen dalgalar bu atomlar tarafından soğrulacak ve aynı anda tekrar yansıtılacaklardır. Yol uzunluğu, farklı tabakalardan yansıyan ışınlar için farklı olacağından bir girişim söz konusudur. Burada dalga boyu, bir kristalin atomları arasındaki mesafe ile aynı basamakta olan X-ışınları demeti kullanılmaktadır. Şekil 5.2 'de gösterilen iki tabakadaki atomları düşünelim. Aşağıdaki tabakadan yansıyan ışın üst tabakadan yansıyandan $2d\sin\theta$ kadar daha fazla yol almaktadır. a ve b ışınların birbirlerini kuvvetlendirebilmeleri için aralarındaki yol farkının λ kadar olması gerekir. Sonuç olarak;

$$n\lambda = 2d\sin\theta \quad n=1,2,3,\dots \quad (5.1)$$

koşulu sağlandığında ışınlar kristal tarafından kuvvetlice yansıtılacaklardır. Bu koşul Bragg denklemi olarak bilinir. Bragg denklemi ağ denklemine oldukça benzemektedir. Ancak aynı değildirler. Birincisi 2 faktörü ağ denkleminde görülmemektedir. İkincisi ise Bragg denkleminde tanımlanan θ ağ denkleminde $90-\theta$ olarak tanımlanmaktadır. Bu kısa incelememizin ışığı altında yapı tayininde kullanılan X-ışınları kırınımı ölçümlerinde kullanılan kristalin işlevi bizim deneyimizdeki delikler ağı ile aynıdır. X-ışınları kırınımı deneylerinde elde edilen desenin şekli kullanılan kristalin yapısına bağlıdır.

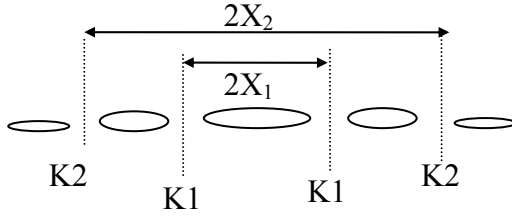


Şekil 5.2 Paralel düzlemlerden yansıyan ışınlar.

6. DENEY

Kesim 6.1: Tek Yarıktaki Kırınım

Işığın kırınımı deneyine öncelikle tek yarıktaki kırınımı inceleyerek başlayalım. Bu amaçla hazırlanan tek yarıklı filmi, kullandığınız lazer kaynağının önüne yerleştirin. Film ile perde arasındaki mesafe ile oynayarak ekran üzerinde gördüğümüz aydınlık ve karanlık saçakların belirgin hale gelmesini sağlayınız. Daha sonra aydınlık saçakların etrafını, ekran üzerine yapıştırılan kağıt üzerine kontur çizerek belirleyin. Film ile ekran arasındaki mesafeyi ölçün. Kağıda çizilen desen Şekil 6.1 'deki gibi olacaktır.



Şekil 6.1 Ekranda gözlenecek desen

Şekil 6.1 'den görüldüğü gibi, ardışık iki aydınlık saçığın tam ortası karanlık saçak olarak alınacak ve $2X_1$ değeri, yani 1. karanlık saçaklar arası uzaklık ölçülecektir. Aynı işlem diğer karanlık saçaklar için tekrar edilecek. Ölçülen $2X_n$ değerlerinin yarısı alınarak bu değer film ile ekran arasındaki L uzunluğuna bölünecektir. Burada, küçük açılar için $\sin\theta \approx \tan\theta$ yaklaşımı kullanarak aşağıdaki tabloyu doldurunuz.

Tablo.1

$L =$

$a =$

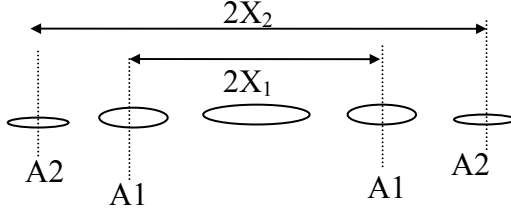
$a_{mik} =$

n	$2X_n$	X_n	$\sin\theta = X_n/L$
1			
2			
3			
4			
5			
6			

$\sin\theta$ -n grafiğini çiziniz ve grafiğin eğiminden yarık genişliğini bulunuz. Bulduğunuz değer ile size verilen mikroskopla ölçülmüş değerle karşılaştırınız.

Kesim 6.2: Çift Yarıktaki Kırınım

Deneyin bu kesiminde çift yarıktaki kırınımı inceleyeceğiz. Bu amaçla çift yarıklı filmi, kullandığınız lazer kaynağının önüne yerleştirin. Film ile perde arasındaki mesafe ile oynayarak ekran üzerinde gördüğünüz aydınlık ve karanlık saçakların belirgin hale gelmesini sağlayınız. Daha sonra aydınlık saçakların etrafını, ekran üzerine yapıştırılan kağıt üzerine kontur çizerek belirleyiniz. Film ile ekran arasındaki mesafeyi ölçün. Kağıda çizilen desen aşağıdaki gibi olacaktır.



Şekil 6.2 Çift yarıktaki ekranda gözlenecek desen

Şekil 6.2 'den görüldüğü üzere ardışık iki aydınlık sacak arasındaki mesafeleri ölçünüz. Ölçülen $2X_n$ değerlerinin yarısı alınarak, bu değerler film ile ekran arasındaki L uzunluğuna bölerek $\sin\theta$ değerlerini bulunuz ve aşağıdaki tabloyu doldurunuz.

Tablo.2

$L =$

$d =$

$d_{mik} =$

n	$2X_n$	X_n	$\sin\theta = X_n/L$
1			
2			
3			
4			
5			
6			

$\sin\theta$ -n grafiğini çiziniz ve grafiğin eğiminden yarıklar arası mesafeyi bulunuz. Bulduğunuz değer ile size verilen mikroskopla ölçülen değerle karşılaştırınız.

Kesim 6.3 : Kırınım Ağı

Deneyin bu kesiminde, kırınım ağı kullanılacaktır. Kırınım ağını lazer kaynağının önüne yerleştiriniz. Film ile perde arasındaki mesafe ile oynayarak ekran üzerinde gördüğünüz aydınlık ve karanlık saçakların belirgin hale gelmesini sağlayınız. Daha sonra, 2. kesimde yaptığımız ölçümlerin aynısını tekrarlayınız ve aşağıdaki tabloyu doldurunuz.

Tablo.3

L=

d=

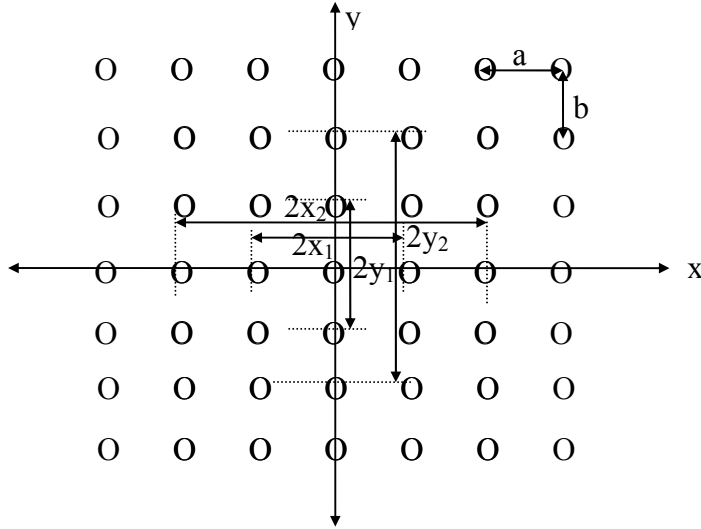
 d_{mik} =

n	$2X_n$	X_n	$\sin\theta=X_n/L$
1			
2			
3			
4			
5			
6			

$\sin\theta$ -n grafiğini çiziniz ve grafiğin eğiminden yarıklar arası mesafeyi bulunuz. Bulduğunuz değer ile size verilen mikroskopa ölçülen değerle karşılaştırınız.

Kesim 6.4 : Delikler Ağı

Deneyin bu kesiminde, delikler ağı kullanılacaktır. Delikler ağını lazer kaynağının önüne yerleştirin. Film ile perde arasındaki mesafe ile oynayarak ekran üzerinde gördüğümüz deseni netleştirmeye çalışın. Elde edilen desen Şekil 6.3' deki gibidir. Şekil üzerinde ölçülmesi gerekli uzunluklar gösterilmiştir. Buna göre aşağıdaki tabloyu doldurunuz.

**Şekil 6.3** Delikler ağında gözlenen desen ve ölçülecek büyüklükler.

Tablo.3

L= **a_{mik}=** **a_{grafik}=** **b_{mik}=** **b_{grafik} =**

n	2X _n	X _n	Sinθ=X _n /L	2Y _n	Y _n	Sinθ=Y _n /L
1						
2						
3						
4						
5						
6						

Hem x hem de y eksenini boyunca alınan verileri kullanılarak, iki ayrı Sinθ-n grafiği çiziniz. Grafiklerin eğimlerinden, x eksenini boyunca delikler arası mesafe olan a ile y eksenini boyunca delikler arası mesafe olan b değerlerini bulunuz. Bulunan değerler ile size verilen mikroskopla ölçülen değerlerle karşılaştırılacak.

KAYNAKLAR

1. Physics Part 2, Halliday D. , Resnick R. ,1962
2. Optics , Smith F. G., Thomson J. H., 1982
3. Experiments in Physics, Preston W. D., 1985
5. Physics, Sternheim, M. M. , Kane J. W. , 1983
6. Dalgalar Berkeley Fizik Dersleri, Crawford Jr. F. S. , 1990

DENEY LO-4

IŞIĞIN GİRİŞİMİ

Amaç: Michelson girişimölçeri ile ışığın girişim deseninin incelenmesi

Araçlar: Helyum-neon lazeri, ıraksak mercek, aynalar, perde

1. TEMEL KAVRAMLAR

Dalga, ortam içerisinde kendini belirli aralıklarla tekrarlayarak enerji ve momentum iletimini sağlayan titreşim hareketidir. Dalgalar, **mekanik** ve **elektromagnetik dalga** olmak üzere iki farklı grupta incelenir. Mekanik dalganın iletiliği ortamlarda, ortam bir bütün olarak hareket etmez, ancak bazı bölümleri sınırlanmış yollar boyunca salınım hareketi yapar. Elektromagnetik dalga ise, yüklü taneciklerin ivmeli hareketleri sonucunda, birbirlerine dik olarak oluşan elektrik ve magnetik alan bileşenlerine sahiptir ve yayılma doğrultusu bu iki alana da dik olacak şekildedir. Zamanla değişen magnetik alanlar aynı hızla değişen elektrik alanları, değişen elektrik alanlar ise aynı hızla değişen magnetik alanları oluşturur. Yaratılan alan, onu yaratan alana daima diktir. Oluşan bu dik alanlar birbiri ile aynı fazdadır ve $\mathbf{E} / \mathbf{B}$ oranı evrensel bir sabit olan c ışık hızı değerine eşittir. Elektromagnetik dalgalar, mekanik dalgalardan farklı olarak ortamdan bağımsız olarak yayılabilirler. Yansıma, kırılma, polarizasyon, girişim, kırınım gibi olayları elektromagnetik dalga ile gözlemek mümkündür. Aynı zamanda dalgalar, ilerleme yönleri ve ortamdaki parçacıkların hareketleri arasındaki ilişkiye bağlı olarak da incelenir. Bu şekilde, dalgalar **enine** ve **boyuna** olmak üzere iki grupta incelenirler. Enine dalga türünde, dalgayı taşıyan ortam parçacıklarının hareketi dalganın ilerleme yönüne dik iken, boyuna dalga türünde bu hareket dalganın ilerleme yönü ile paraleldir. Periyodik dalgalar için hareketin fazı ile aynı fazda olan noktalardan geçen yüzeyler **dalga cephesi** olarak isimlendirilir. Dalga cepheleri birbirlerinden dalgaboyunun yarısı kadar uzunluklarla ayrılmışlardır. Eğer ortam homojen ve izotropik ise dalganın yayılma yönü daima dalga cephesine dik olacaktır. Dalgaların hareketinin yönünü gösteren ve dalga cephelerine dik olan çizgiler **ışın** olarak adlandırılır.

İki veya daha fazla dalga aynı uzayda birbirinden bağımsız olarak hareket ederken, herhangi bir parçacığın toplam yer değiştirmesi dalgaların ayrı ayrı yer değiştirmelerinin toplamı şeklinde olacaktır. Parçacığın yer değiştirmesinin vektörel toplama işlemine **üstüste binme (süperpozisyon)** adı verilir. Üstüste binme ilkesi gereğince, herhangi bir dalganın tepe noktası ile başka bir dalganın çukur noktası üstüste geldiğinde, seçilen bu bölgedeki toplam etki sıfır olur (yıkıcı girişim). Aynı şekilde, iki dalganın tepe noktalarının (veya ters tepe noktalarının) üstüste gelmesi halinde ise, seçilen noktadaki toplam etki, her iki dalganın genliklerinin toplamı şeklinde olmaktadır (yapıcı girişim). Yıkıcı girişim sonucu ekranda karanlık saçaklar, yapıcı girişim sonucu ise aydınlık saçaklar gözlenir. Üstüste binme ilkesi ile karmaşık bir dalgayı basit dalgaların bileşimi olarak incelemek mümkündür.

Dalgaların Girişimi:

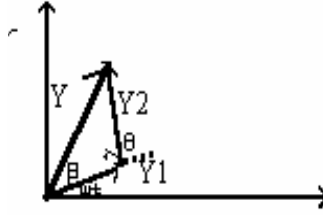
Girişim, iki veya daha fazla dalga katarının üstüste binmesi olayıdır. Işığın dalga karakterde olduğu, Thomas Young (1802) tarafından yapılan bir çift yarık deneyi ile ispatlanmıştır. Işığın girişimi (L0-4) deney kapsamı içerisinde **Michelson girişimölçeri** kullanılarak girişim deseni gözlenecektir. +x yönünde aynı hızda hareket eden aynı frekans ve genlikli iki dalganın faz farkları ϕ olsun. Bu iki dalganın girişim oluşturduğu noktada dalga denklemi, her iki dalganın cebirsel olarak toplamı şeklinde olacaktır.

$$y_1 = y_o \sin (wt) \quad (1)$$

$$y_2 = y_o \sin (wt + \phi) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} y &= y_1 + y_2 = y_o [\sin (wt) + \sin (wt + \phi)] \\ &= (2 y_o \cos \phi / 2) \sin (wt + \phi / 2) \\ &= y_o' \sin (wt + \phi / 2) \end{aligned} \quad (3)$$

olmaktadır. Girişim deseni sonucu elde edilen toplam dalganın frekansı sabit kalırken genliği y_o' , $2y_o \cos(\phi/2)$ olmuştur (Şekil 1).



Şekil 1. Girişim deseni oluşturan dalgaların genlikleri

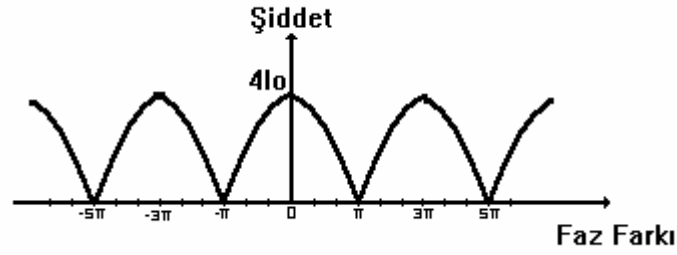
Dalgalar arasında faz farkının olmaması durumunda yapıcı girişim gerçekleşir ve dalga genliği iki katı değerine ulaşır. Faz farkının 180° olması durumunda ise, yıkıcı girişim oluşur ve gözlenen genlik sıfırdır. Şiddet ise gözlenen genliğin karesi ile orantılı olan bir ifadedir ($I \propto y_o^2$).

$$I_o' = 4I_o \cos^2(\phi/2)$$

$$\beta = \phi/2 = \pi d \sin \theta / \lambda \text{ ise,}$$

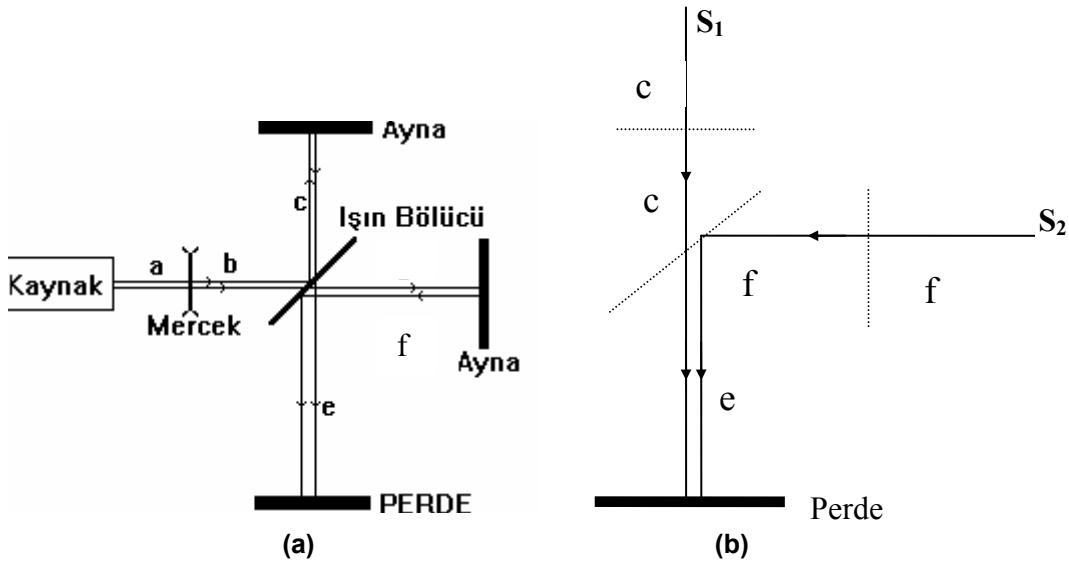
$$I_o' = 4y_o^2 \cos^2(\pi d \sin \theta / \lambda) \quad (4)$$

olacaktır. Aydınlık saçak $m\lambda = d \sin \theta$ durumunda gözlenir. Karanlık saçığın gözlenmesi için ise, $(m+1/2)\lambda = d \sin \theta$ şartının sağlanması gerekmektedir. Girişim desende gözlenen şiddet değişimi Şekil 2'de verilmiştir.



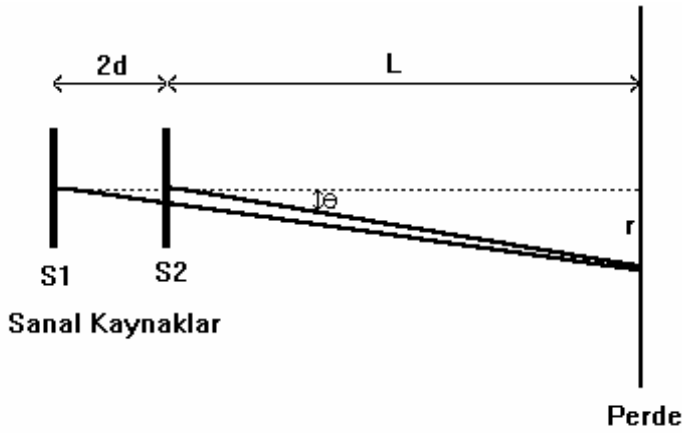
Şekil 2. Girişim deseninde şiddet değişimi

Girişim deseninin gözlenebilmesi için, yarıklara gönderilen ışınların aynı frekansta olması ve ışınlar arasında sabit bir faz ilişkisinin bulunması gerekmektedir. Bu şartlar ancak, ışınların tek bir ışık kaynağından çıkmaları durumunda gerçekleşebilir. Tek bir ışık kaynağından çıkmayan ışınlar ile kararlı girişim deseni elde etmek mümkün değildir. Dalgaların aynı faz bağıntısına sahip olması ve yayılan ışığın uzun bir süre faz bağıntısını koruması **koherenslik** olarak bilinir. Koherenslik, **yerel** ve **zaman koherensliği** olarak iki farklı grupta incelenir. Girişim deseninin gözlenebilmesi için, iki ışık dalgasının hem yerel, hem de zaman koherensliğine sahip olması gerekmektedir. Tamamen koherens olan ışık demetlerinde sabit ϕ faz farkı göz önüne alınarak, genlikler vektörel olarak toplanır ve genliğin karesi ile şiddet hakkında bilgi edinilir. Koherent olmayan ışık demetlerinde ise her kaynağın tekil olarak genliğinin karesi tekil şiddet değerlerini vereceğinden, ancak tekil şiddet değerleri toplanarak toplam şiddet bulunur. Çift yarık deneyinde, iki yarıktan yayılan dalgalar aynı fazlıdır. Bu kesin faz bağıntısı, yarıkların kaynaktan aynı uzaklıkta olmasından ve kaynaktan gelen bir dalga alınındaki farklı noktalar arasında belirli bir faz bağıntısı bulunmasından kaynaklanır. Bu tür bir faz bağıntısına **yerel koherenslik** denir. Bu deney kapsamı içerisinde, dalga yayılma doğrultusunda ayrılmış bulunan noktaları arasında belirli bir faz bağıntısı bulunma özelliğinden yararlanılmaktadır. Farklı düzenlerde dizilmiş olan aynalar yardımıyla, lazer demeti iki ışına bölünür ve bu iki ışının tekrar biraraya gelmeden önce farklı yollar almaları sağlanır. İki dalga farklı yollar aldığından, yeniden aynı bölgeye getirilen demetler arasında girişim deseninin oluşması ilerleme doğrultusunda belirli bir faz bağıntısının bir sonucudur. Bu tür bir bağıntıya **zaman koherensliği** denir. Belirli bir frekanstaki sinüsel bir dalga, hem yerel hem de zaman koherentliği gösterir. Zaman koherentliğine bağlı girişim olayını göstermek için kullanılabilecek uygun bir düzenek Şekil 3'de şeması verilen **Michelson Girişimölçeridir**. Bu düzenek yardımıyla ışık hızının, yayılma doğrultusundan bağımsız olduğu gösterilmiştir.



Şekil 3. Michelson Girişimölçeri

Bu deneyde, demet bölücü olarak, geliş doğrultusu ile 45° 'lik açı yaparak yansıyan ve geçen ışık dalgalarının genliklerini hemen hemen eşit yapan bir yarı gümüşlenmiş ayna kullanılmaktadır. Girişimölçerde, ışının toplam yol uzunlukları farkı sıfır veya dalgaboyunun tam katları halinde ise **yapıcı girişim**, dalgaboyunun yarı katlarında ise **yıkıcı girişim** gözlenir. Lazer demetinin paralel ve monokromatik olması nedeniyle, oluşan girişim desenini bir perdeye düşürerek gözlemek ve perdede ölçüm almak mümkün olmaktadır. Perdede oluşan bu girişim deseni, aydınlık ve karanlık halkalar şeklindedir. Aynalar, Şekil 3'de gösterilen konumlarında iken, noktasal bir kaynağın iki sanal görüntüsünü verirler.



Şekil 4. Michelson Girişimölçerinde girişim deseninin perdede gözlenmesi

Her ayrı demetten perdeye vuran ışık, bunları veren sanal kaynaklardan geliyormuş gibidir. Sanal kaynakların konumları iki ışın demetinin kaynakla perde arasındaki toplam yol uzunlukları ile belirlenir. Bu iki sanal kaynak koherenttir. Aynalar, perdeye ulaşan ışınlar paralel ve optik yol uzunlukları eşit olacak şekilde yerleştiğinde, aynalardan birinin ileri veya geriye doğru d kadar hareket ettirilmesi sanal kaynaklar arasındaki uzaklığın $2d$ kadar değişmesine neden olmaktadır. İki sanal kaynaktan gelen ve L mesafesindeki perdenin ortasından r uzaklığındaki bir noktaya ulaşan ışık için yapıcı girişim,

$$2d \cos \theta = n\lambda \quad (n=0,1,2,\dots) \quad (5)$$

ifadesi ile verilir. Kaynak ile perde arasındaki uzaklık (L) yeterince büyükse, θ açısı değeri çok küçük olacağından $\sin\theta \approx \tan\theta \approx \theta$ yazılabilecektir.

Şekil 4'den de görüldüğü gibi $\tan\theta = \frac{r}{L}$ 'dır. Küçük açı yaklaşımında ise bu değer,

$$\tan\theta = \frac{r}{L} \approx \sin\theta \approx \theta \text{ alınabilir.}$$

Bu durumda, $\cos\theta = \cos\frac{r}{L}$ yazılabilir ve bu bağıntının seriye açılışı eşitlik (6)'da verildiği gibidir.

$$\cos\frac{r}{L} = 1 - \frac{r^2}{2L^2} + \frac{r^4}{4!L^4} - \frac{r^6}{6!L^6} + \dots \quad (6)$$

Bu yöntemle bulunan girişim saçakları, r_n yarıçapları

$$2d\left(1 - \frac{r_n^2}{2L^2}\right) = n\lambda \quad (7)$$

ifadesi ile verilen aynı merkezli aydınlık halkalar olacaktır. Eğer ardışık iki aydınlık halkanın yarıçapları r_n ve r_{n+1} ise,

$$r_n^2 - r_{n+1}^2 = \frac{\lambda L^2}{d} \quad (8)$$

şeklinde yazılabilir. Aynalardan birinin $\lambda/2$ kadar hareket ettirilmesi ile, optik yol uzunluğu λ kadar değişir ve girişim desenindeki her saçak, bir sonraki saçığın yerine geçecek şekilde kayar. Aynaları belirli bir mesafe boyunca hareket ettirerek yer değiştiren saçaklar sayılabilir ve doğrudan dalgaboyu ölçümü yapılabilir.

DENEY:

Michelson Girişimölçeri

Bu deneyde ışık kaynağı olarak lazer ışık kaynağı kullanılmaktadır. Lazer, uyarılmış emisyon yolu ile ışığın şiddetlendirilmesi olayında kullanılır. Bir lazer demetindeki ışınlar, paralel, tek renkli ve aynı fazlıdır. Lazerin oluşması için, sistemdeki tüm atomlar tersine birikim durumunda olmalı, sistemdeki atomların uzun ömürlü uyarılmış durumları bulunmalı (Metastable state) ve yayınlanan fotonlar, sistemde uzun süreli uyarılmış emisyonlara sebep olmalıdır.

Deneyin Yapılışı

Deneysel kesimde, Şekil 3a'da verilen düzeni kurunuz ve perde üzerinde aydınlık ve karanlık saçaklardan oluşan girişim desenini gözleyiniz. Deseni ekran üzerinde elde etmek

için önce ray üzerine lazer kaynağını, kalın kenarlı merceği ve aynalardan birini koyunuz. Daha sonra lazerden gelen ve aynadan yansiyarak geri dönen ışınları paralel yapmak için aynanın arkasındaki vidalarla oynayarak aynanın düzlemini ayarlayınız. Daha sonra, ışın bölücüyü ayna ile iraksak mercek arasına 45° lik açı yapacak şekilde yerleştiriniz. Şu anda ekran üzerinde bir ışık görmeniz gerekir. Bu, ışın bölücüden yansiyıp ekrana gelen ışıktır. 2. aynayı da şekil 3a' da gösterildiği biçimde yerleştirdiğinizde ekran üzerinde ikinci bir ışık daha göreceksiniz. 2. aynanın arkasındaki vidalarla oynayarak ekran üzerindeki bu iki ışığı üst üste çakıştırarak deseni elde etmeye çalışınız. Deseni gözledikten sonra, merkezden itibaren karanlık saçakları kağıt üzerine işaretleyin. Bu işlem bittikten sonra yarıçapları ölçerek Çizelge 1' e yazınız.

Çizelge 1. Oluşan girişim deseninde karanlık saçaklar için yarıçap değerleri

n	1	2	3	4	5	6	7
r(mm)							
r ² (mm ²)							

Veri alırken halkaların merkezini işaretlemeyi unutmayınız .

Verilerin Değerlendirilmesi

Çizelge 1' de hesaplanan r^2 değerleri kullanılarak ardışık r^2 lerin farkı alınarak ve $(\Delta r^2)_{ort}$ değerini bulunuz. Ayrıca, girişimölçerde Şekil 3'de belirtilen mesafeleri ölçülerek girişimi oluşturan ışınlar arasındaki yol farkını bulunuz. Ölçülen bu değerlere bağlı olarak ışık demetlerinin izlediği yollar,

$$L_1 = 2c + e = 250 \text{ cm} \quad (\text{Birinci demetin izlediği yol})$$

$$L_2 = 2d + e = 234 \text{ cm} \quad (\text{İkinci demetin izlediği yol})$$

olacaktır. Bu durumda sanal kaynaklar arasındaki uzaklık, $2d = L_2 - L_1$ olur. Belirlenen d değeri ve ölçülen L değerini, eşitlik (8)'de kullanarak, Helyum-neon lazeri için dalgaboyunu bulunuz. Bu değeri Helyum-neon lazerinin gerçek dalgaboyu ($\lambda = 6323\text{\AA}$) değeri ile karşılaştırınız.

SORULAR

1-Demet bölücü olan aynanın demeti, eşit iki ışına değil de biri ötekinden daha şiddetli iki ışına ayrılmış olsun. Bunun girişim desenindeki etkisi ne olacaktır?

2- Iraksak mercek yer değiştirince saçak deseninde aydınlanmış kısım niçin değişiyor? Açıklayın.

3-İraksak merceğin yerini değiştirince şaak desenindeki orta kısım niçin etkilenmiyor?
Merkez yeri aynı kaldığına, şaaklarda ise çok az bir kayma olduğuna dikkat edin.

KAYNAKLAR

Portis, A.M. and Young, H.D., (ev. Armağan N., Karabıyık H. ve İbrahim A.,) Berkeley
Fizik Laboratuvarı-3 (Lazer Optiği, Atom Fiziği, ekirdek Fiziği, Yarıiletkenler Elektronik),
H.Ü. Yayınları
Halliday, D. and Resnick, R., 1981, Fundemantal of Physics
Beckett, L., 1982, Advanced Practical Physics

SESTE GİRİŞİM VE KIRINIM

Amaç : Mekanik dalgalar sınıfına giren ses dalgaları ile girişim ve kırınım olayının yüksek frekanslı ses dalgaları ile gözlenmesi.

Araçlar: Alıcı ve verici ses dönüştürgenleri, ölçekli ray, ses dalgaları için yansıtıcı ve yarı geçirgen levhalar, akım-ölçer, tek ve çift yarıklı levhalar, gönye, iletke, cetvel ve milimetrik kağıt.

1. GİRİŞ

Ses dalgaları mekanik dalgalar sınıfına giren ve yayılmak için bir ortam gereksinimine ihtiyaç duyan dalgalardır. Ses dalgaları da elektromanyetik dalgalar gibi girişim ve kırınım davranışlarını gösterir. Ses dalgaları yayılmak için ihtiyaç duydukları ortamın özelliklerine göre farklı hızlarda yayılan, elektromanyetik dalgalar gibi farklı ortamlara geçerken kırınım uğrayan ve bütün dalga hareketleri için geçerli olan girişim olayına uygun olarak hareket ederler.

Bu deneyde kullanılan ses dalgaları yaklaşık olarak 40 kHz dolaylarında frekansı olan ses dalgalarıdır ve insan kulağının ses duyarlılığının yaklaşık 20 Hz ile 20kHz arasında olduğu göz önüne alındığında duyulmaz (sesüstü) bir ses dalgasıdır.

Ses dalgaları teknolojiye de oldukça yoğun bir şekilde kullanılırlar; tıpta ultrasonik görüntülemeye, deniz altı araştırmalarında kullanılan sonar sistemlerinde ses dalgaları kullanılmıştır. Bir başka deyişle elektromanyetik dalgaların uygun olmadığı her ortamda ses dalgaları kullanılmaktadır.

Ses dalgaları gazlarda, sıvılarda ve katılarda yayılabilirler. Gazlarda ve sıvılarda daha çok boyuna olan ses dalgalarının kutuplanma göstermemesi, onları elektromanyetik dalgalardan ayıran en önemli bir özelliktir. Katılarda ise ses dalgaları enine, boyuna veya ikisinin bir karışımı olabilir yani katılarda ses dalgaları kutuplanabilir.

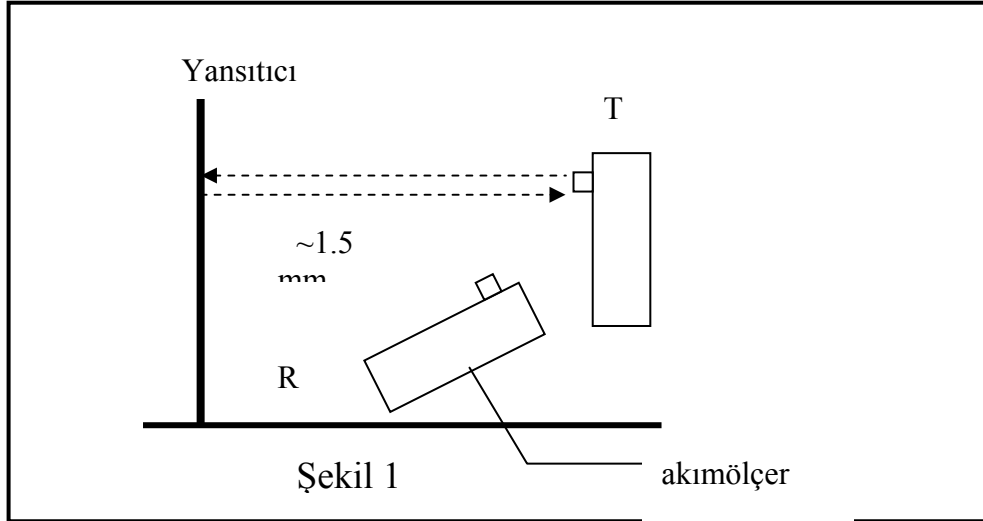
Ses dönüştürgenleri, temelde içinde bulundukları ortamın parçacıklarına istenen frekansta titreşim aktarmak yoluyla, elektrik enerjisi ile ortamda oluşturdukları basınç farklılıkları yöntemi ile çalışırlar. Aynı şekilde, ortamdaki ses dalgasının algılanması da bu basınç farklılıklarının elektriksel olarak algılanması ile gerçekleşir.

2. DENEY

2.1 DURAN DALGALAR YARDIMI İLE DALGABOYUNUN ÖLÇÜLMESİ

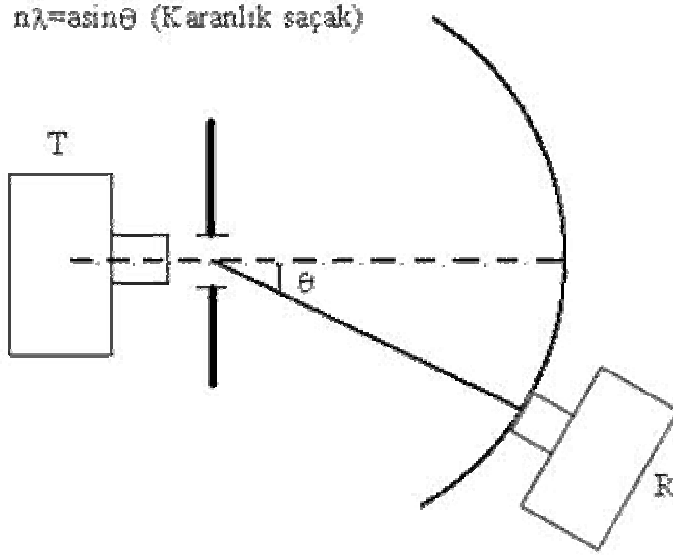
Şekil 1’de görülen düzeneği kurun. Yansıtıcı levhayı veya Alıcı dönüştürgenini (Receiver)yavaş ve küçük adımlarla bir yönde ilerletin ve aynı anda akım ölçeri gözleyin. Levha ses yayıcısından gelen dalgaları geri yansıtır ve ara bölgede gelen ve yansıyan dalgalar, duran dalga oluşturur. Levhanın veya Alıcı dönüştürgeninin bir yönde hareketi ile alıcının bulunduğu noktada yapıcı ve yıkıcı girişimler oluşur. Ardarda iki yapıcı girişim olması için levhanın katettiği yolu belirleyin. Bu işlemi 10 ardışık yapıcı girişim için tekrarlayın ve 10 yapıcı girişim olayını gözlediğiniz mesafeyi kaydedin. Ardarda iki yapıcı girişim neyi ifade etmektedir. Bulduğunuz sonuç, deneyde kullandığınız ses dalgaları hakkında nasıl bir bilgi verir. Ardarda iki yapıcı girişimin olduğu mesafe dalgaboyunun yarısıdır.

$$d=\lambda/2$$



2.2 TEK YARIKTA KIRINIM

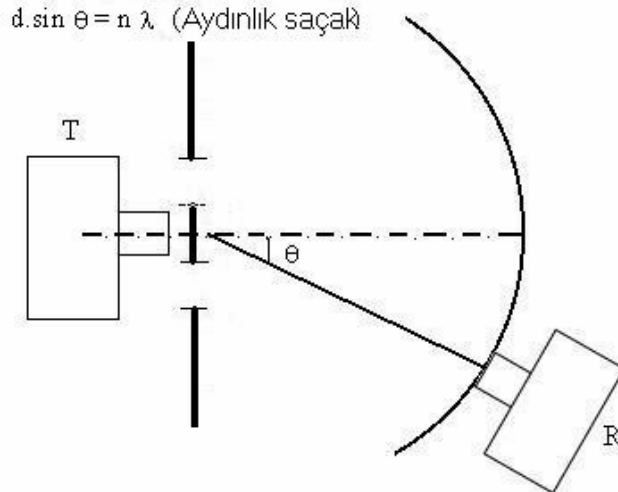
Şekil 2’de görülen düzeneği kurunuz. Bu düzenekte de elektromanyetik dalgalarda olduğu gibi kullanılan ses dalgalarının, dalgaboyuna uygun bir yarıktan geçmesi ile kırınım ve girişim olayı oluşmaktadır. Alıcı dönüştürgeyi uygun bir mesafede açılı ray düzeneğine yerleştirdikten sonra belirli adımlarla açığı değiştirip, akım ölçerde enbüyük değeri bulun. Aynı işlemi farklı açılar



içinde bulun.ardarda gözlenen yapıcı girişimler için açığı tespit edin ve kaydedin.

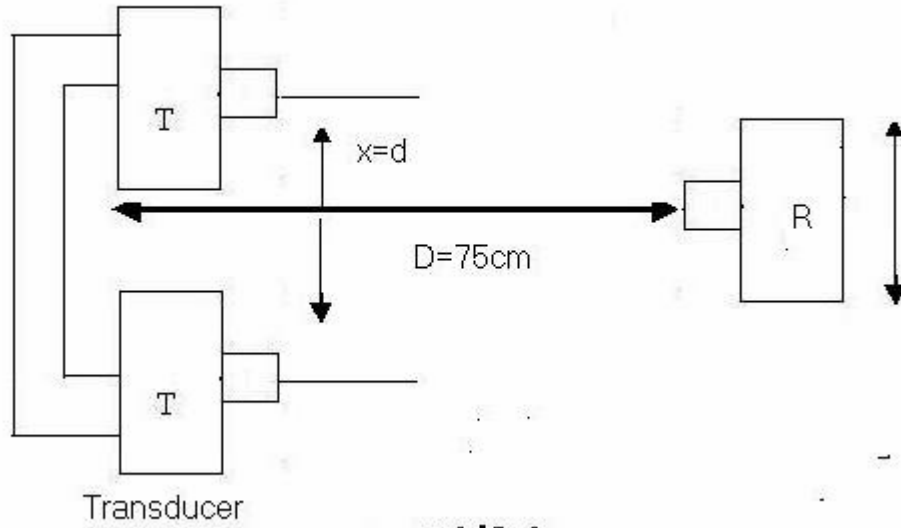
2.3 ÇİFT YARIKTA GİRİŞİM

Elektromanyetik dalgalarda olduğu gibi ses dalgalarında da girişim olayı gerçekleşir. Bu kesimde Şekil 3’deki düzeneği kurunuz. Kesim 2’de yapılanları, bu kesimde de tekrarlayınız. Elde ettiğiniz sonuç, bir önceki kesimdeki sonuçla uyumlumu? Bu kesimde de ses dalgalarının dalgaboyunu bulunuz.



2.4 YOUNG DENEYİ

Bu kesinde Şekil 4'deki düzeneği kurunuz. Young 1802'de koherens iki ses dalgası kaynağı kullanarak ses dalgalarında girişim deneyini gerçekleştirmiştir. Düzenekte yer alan alıcı ses dönüştürgeci şekildeki doğrultuda hareket ettirdiğinizde, akımölçerde ne gibi değişimler



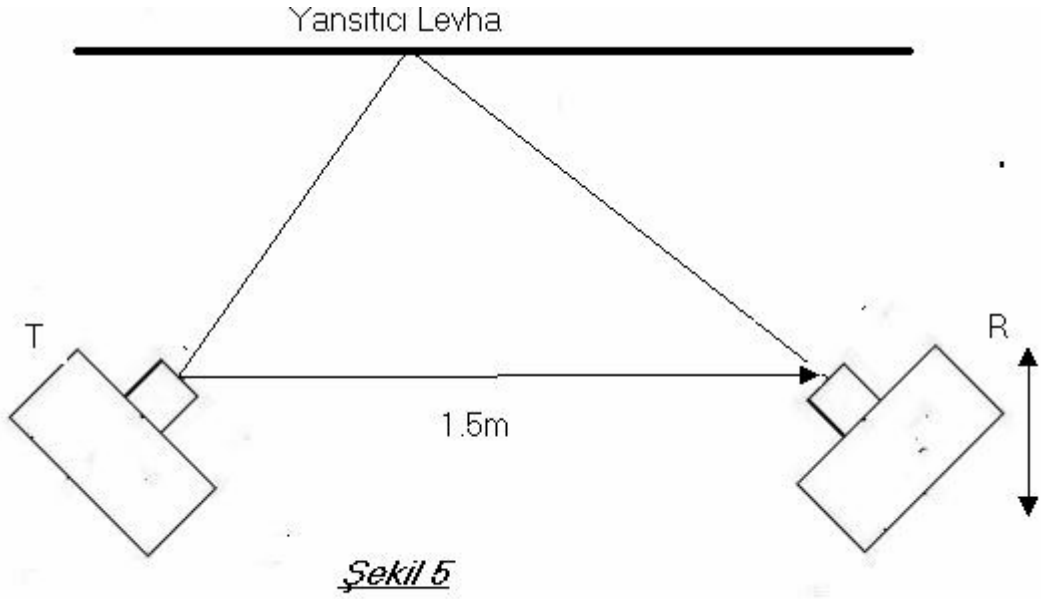
Şekil 4

görülmektedir?

Alıcının bulunduğu, ardışık iki yapıcı girişimin olduğu iki nokta arasındaki mesafeyi kullanarak dalgaboyunu bulunuz. Dalgaboyunun bulunması için aşağıdaki denklemi kullanın. Bu denklemin türetilmesi ön hazırlık olarak size bırakılmıştır.

2.5 LLOYD AYNASI DENEYİ

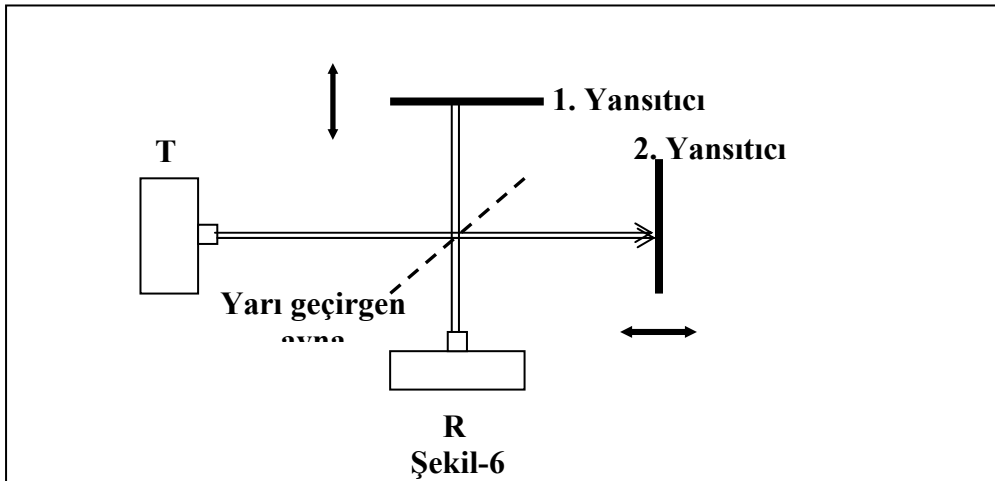
Bu kesimde, Şekil 5'deki düzeneği kurun. Ses dalgaları alıcıya iki farklı yoldan ulaşırlar; bunlardan birisi, doğrudan vericiden alıcıya, diğeri ise yansıtıcı levhadan alıcıya. Böylece alıcının bulunduğu yerde bir girişim oluşacaktır. Yansıtıcı yüzey, kaynağın sanal bir görüntüsünü verir ve girişim olayının oluşmasında neden olur.



Deneyde alıcının hareketi ile oluşan ardarda gözlenen saçaklar arasındaki mesafe yine kullanılan ses dalgasının dalgaboyu hakkında bilgi verir. Elde ettiğiniz verilerden sesin dalgaboyunu bulunuz.

2.6 MICHELSON GİRİŞİM ÖLÇERİ

Şekil 6'daki düzeneği kurunuz. Bu düzenekte de kullanılan levhalar sesi yansıtıcı özelliktedir. Ayrıca, düzenekte kullanılan ses dalgaları için yarı geçirgen bir levha da kullanılmaktadır. Bu durumda alıcı ses dönüştürgenine iki ayrı yoldan ses dalgaları ulaşır. Bunlardan birisi yarı geçirgen levhadan yansıyıp I nolu levhadan yansdıktan sonra, tekrar yarı geçirgen levhadan geçip alıcıya ulaşan, diğeri ise yarı geçirgen levhadan geçip, II nolu levhadan yansdıktan sonra, tekrar yarı geçirgen levhadan yansıyıp alıcıya ulaşan ses dalgalarının yollarıdır. Yansıtıcı levhalardan birisinin şekildeki doğrultularda hareketi ilgili levhadan yansıyıp alıcıya ulaşan ses dalgalarıda diğer yoldan ulaşanlara göre bir yol farkı oluşturur. Böylece girişim elde edilir. Bu deneyde, kullanılan ses dalgalarının dalgaboyunu bulunuz.



3. VERİLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ

Deneyde kullanılan bütün elektronik cihazların bağlantılarının dikkatli ve doğru kutuplara bağlanması, sonuçların doğruluğu ve cihazların zarar görmemesi açısından önemlidir.

Bütün kesimlerde elde edilen dalgaboyları, alınan veriler birkaç kez tekrar edilmeli ve sonuç bu tekrarların ortalaması şeklinde bulunmalıdır. Bulunan dalgaboyu sonuçlarının birbiriyle uyumu deneyin doğruluğu ile orantılı olacağından, her kesim dikkatlice yapılmalı ve sonucu, diğer kesimlerde elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmalıdır.

4. SORULAR

1. Deneyin bütün kesimlerinde elde edilen dalgaboylarını karşılaştırınız. Kesimlerin dalgaboyu bulmada, bu koşullarda üstünlükleri ve eksiklikleri neler olabilir?
2. Ses dalgaları ile yapılan girişim ve kırınım deneylerinde, kullanılan yarıkların en önemli özellikleri nedir?
3. Aynı deneyler lazer ışığı ile yapılabilir mi? Neden?
4. Tek yarıktaki kırınım deneyinde 0° ile 90° açıları arasında saçak gözlemlenebilmesi için, a 'nın en küçük değeri ne olabilir?
5. Ses dalgaları bir yüzeyden yansırken, gelen ve yansıyan arasında nasıl bir faz ilişkisi vardır? Açıklayınız.
6. Gazlarda, sıvılarda ve katılarda ses dalgalarının davranış farklılıkları nelerdir? Araştırınız.

5. KAYNAKLAR

- Armağan N., İbrahim A., Yağcı O., Uraz A., Berkeley Fizik Laboratuvarı-2, H. Ü. Yayınları-A8.
- Domaniç F., Modern Üniversite Fiziği, Cilt 3, Bölüm 35, 1985.
- Halliday D., Resnick R., Fundamentals of Physics, Chapter 40-41, 1981.

SIVILARDA SES HIZI ÖLÇÜMÜ

Amaç: Bu deneyde ultrasonik dalgaların bazı sıvılarda yayılma hızı ölçülecek ve sıvının hacim modülü tayin edilecektir.

Araçlar: 800 kHz temel titreşim frekanslı ultrasonik dönüştürgen, osilatör, dikdörtgen prizma şeklinde cam sıvı kabı, lazer ışık kaynağı, ince kenarlı mercek, ekran, optik ray ve kızaklar.

Giriş

Ses dalgaları mekaniksel dalgalardır. Bu dalgalar gaz, sıvı ve katı gibi maddi ortamlarda yayılırlar. Ses dalgaları sıvı ve gaz ortamlarında yayılırken ortamın parçacıkları, dalganın hareket doğrultusu boyunca yoğunluk ve hacim değişiklikleri yaparak titreşirler. Başka bir deyişle ses dalgası sıvı ve gaz ortamlarında *boyuna dalga* özelliği gösterir. Ses dalgalarının frekans aralığı çok geniştir. İnsan kulağı 20 Hz -20 kHz frekans aralığındaki sesleri işitebilir. Bu bölgeye *işitilebilir aralık* adı verilir. Frekansı işitilebilir aralığın alt sınırından daha küçük olan mekaniksel dalgalara *ses altı (infrasonik) dalgalar*, işitilebilir bölgenin üst sınırından daha büyük frekanslardaki mekanik dalgalara ise *ses üstü (ultrasonik) dalgalar* adı verilmektedir. Çeşitli piezoelektrik dönüştürgenler kullanılarak çok yüksek frekanslı (≈ 600 MHz) sesler üretilebilmekte ve algılanabilmektedir.

Ses dalgalarının yayılabilmesi için maddi bir ortam gerektiğini söylemiştik. Bu laboratuvar dersinde havada yayılan 40 kHz frekanslı ses dalgaları kullanarak çeşitli deneyler yapma olanağı bulacaksınız. Bu deneyde ise sıvı ortamlarda yayılan ses dalgaları ile ilgileneceğiz. Sesin sıvılarda yayılması birçok uygulama alanı bulmuştur. Özellikle denizaltı incelemelerinde yaygın olarak kullanılmaktadır.

Sıvı ortamda bir sarsıntı ile dengenin bozulması, sıvının bazı bölgelerinde geçici olarak basınç düşmelerine ve bazı bölgelerinde basınç yükselmelerine yol açar ve ortamda buna bağlı olarak sıkışma ve gevşemeler olur. Eğer bu sıvı ortam içinde duran dalgalar elde etmişsek, basıncın düştüğü ve yükseldiği bölgeler sabit kalacaktır.

Sıvı içindeki ses hızı

$$v = \sqrt{\frac{B}{\rho}} \quad (1)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir^(1,2,3 ve 4). Burada v ses hızı, B hacim modülü (bulk modulus), ρ sıvının yoğunluğudur. Düzenli bir şekilde sıkıştırılan bir cismin buna karşı koyma özelliğini ifade etmek için hacim modülü tanımlanır. Bir cisme etki eden dış kuvvetlerin, cismin bütün yüzeylerine dik açılarda etki ettiğini ve bütün yüzeylere düzgün olarak dağıldığını kabul edelim. Bu koşulda cismin hacmi değişir fakat şekli aynı kalır. ΔP hacim zoru, yüzeye dik olan F kuvvetinin büyüklüğünün, yüzeyin A alanına oranı $\Delta P = F/A$ olarak tanımlanır. *Hacim zorlanması*, hacimdeki ΔV değişiminin başlangıçtaki V hacmine bölümüne $\Delta V/V$ eşittir. B hacim modülü ise

$$B = (\text{Hacim Zoru/Hacim Zorlanması}) = - \frac{\Delta P}{\Delta V / V} \quad (2)$$

ifadesi ile tanımlanmaktadır. Hacim modülü bir sıvı veya katının hacim değişimine karşı gösterdiği direncin bir ölçüsüdür.

Tablo-1’de bazı sıvıların yoğunluğu ve ölçülen ses hızları verilmiştir.

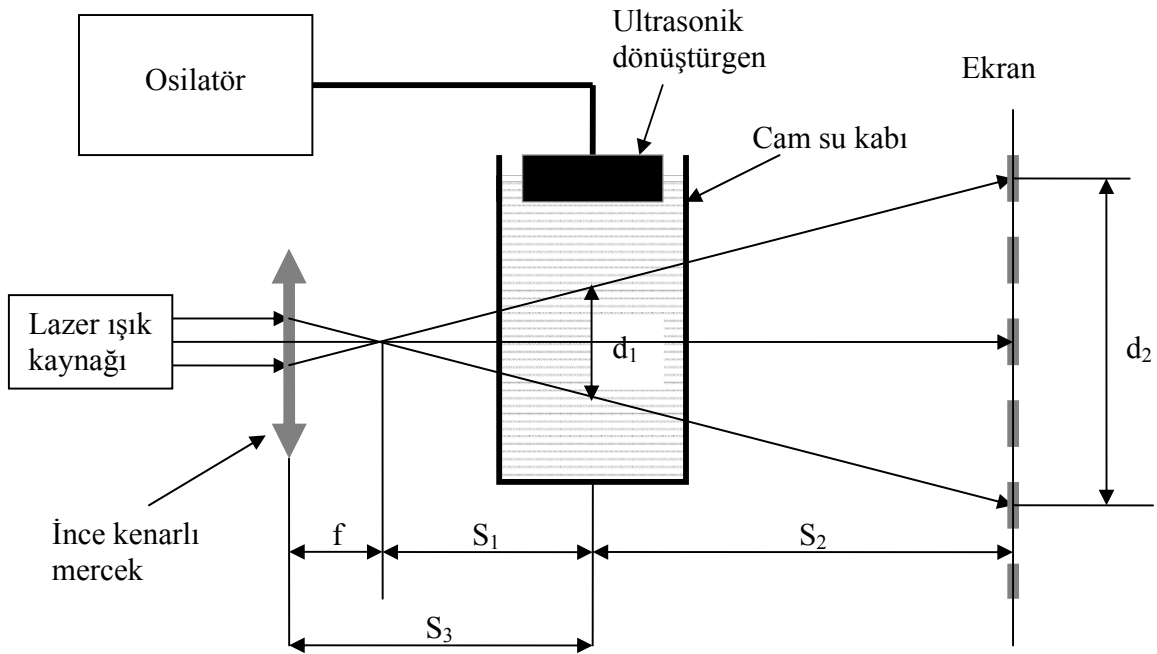
Tablo 1. Bazı maddelerin yoğunluğu ve ölçülen ses hızları ⁽⁶⁾

Sıvı	ρ (kg/m ³)	Ses hızı (m/s)
Etıl alkol	791	1150
Aseton	792	1200
Saf su	998	1481
Gliserin	1260	1980

Sıvılarda yayılan ultrasonik dalgaların hızını ölçmek için geliştirilmiş birçok yöntem vardır. Puls-yankı yöntemi ve optik yöntemler bunlardan bazılarıdır. Bu deneyde ses sıvılarda ses hızı ölçümü için optik yöntem kullanacağız. Optik yöntemin esası aşağıda kısaca anlatılmıştır.

Optik yöntem

Sıvı ortamda yayılan ses dalgası ortamın yoğunluğunu periyodik olarak değiştirmektedir ve dolayısıyla kırma indisi de periyodik olarak değişir. Sıvı içinde oluşan duran ses dalgalarının olduğu bölge, ortamdaki ışığa karşı sıvı içinde sanki ardışık mercekler varmış gibi davranır. Bu bölge üzerine monokromatik bir ışık düşürüldüğünde ekranda karanlık ve aydınlık bölgeler olur. Ardışık iki aydınlık saçak arasındaki uzaklık dalga boyunun yarısı ile ($\lambda/2$) orantılı olacaktır. Orantı katsayısı optik sistemin büyütmesi tayin edilerek belirlenebilir. Deneyin şematik anlatımı Şekil-1’de verilmiştir.



Şekil 1.Optik yöntemle sıvılarda ses hızı ölçümü.

Burada f kullanılan ince kenarlı merceğin odak uzaklığı, S_3 mercekle sıvı kabının ortası arasındaki uzaklık, S_2 sıvı kabının ortası ile ekran arasındaki uzaklık, d_2 ekranda seçilen iki aydınlık saçak arasındaki uzaklıktır. Üçgenlerin benzerlik bağıntısı kullanılarak

$$\frac{S_1}{S_1 + S_2} = \frac{d_1}{d_2} \quad (2)$$

veya buradan

$$d_1 = \frac{S_1}{S_1 + S_2} d_2 \quad (3)$$

eşitliği yazılabilir. Ardışık iki aydınlık saçak arası dalga boyunun yarısına ($\lambda/2$) eşittir. Dalga boyu için

$$\lambda = 2d_1/(N-1) \quad (4a)$$

veya

$$\lambda = 2 \frac{S_1}{S_1 + S_2} \frac{d_2}{N-1} \quad (4b)$$

ifadesini yazılabilir. Burada N, seçilen d_2 bölgesindeki aydınlık saçak sayısıdır. Sesin frekansı osilatörden uyguladığımız elektrik sinyalinin frekansına eşittir. Deneysel olarak sesin dalga boyunu (λ) ve frekansını (f) tayin edebildiğimize göre sesin sıvıda yayılma hızını

$$v = \lambda f \quad (5)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir.

Deney düzeneği

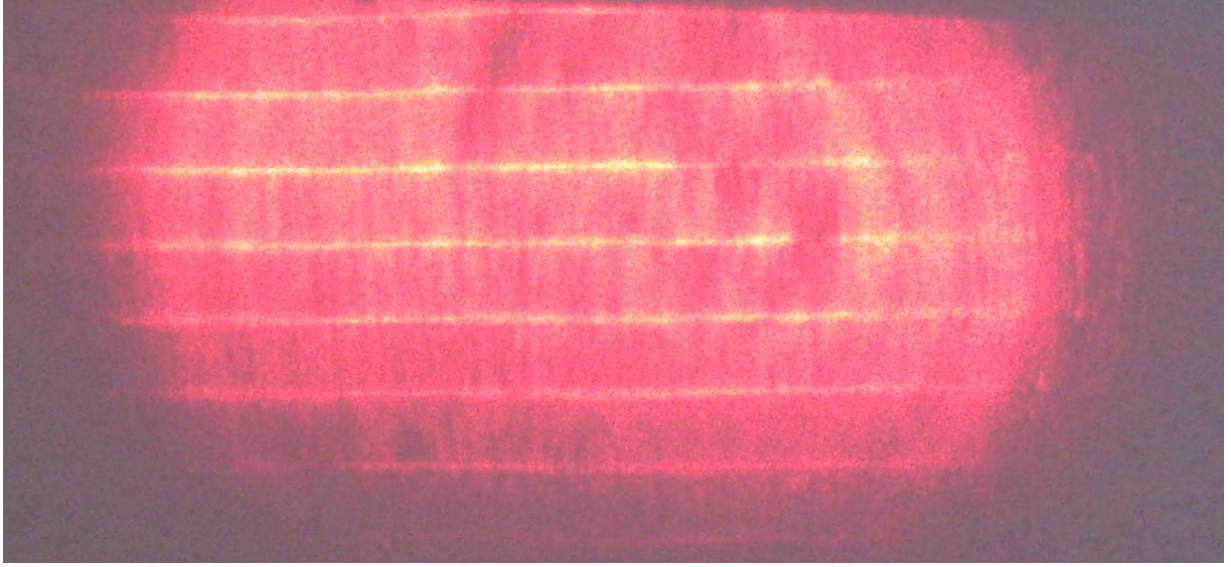
Bu deneyde optik yöntemle ses hızı ölçebileceğimiz bir düzenek kullanılacaktır ⁽⁵⁾. Bu düzenek esas olarak temel titreşim frekansı 800 kHz olan ultrasonik dönüştürgen, dikdörtgenler prizması şeklinde cam su kabı, ultrasonik dönüştürgeni titreştirmek ve frekansını ölçmek için kullanılan elektronik, monokromatik lazer ışık kaynağı, ince kenarlı mercek, ekran, optik ray ve kızaklardan oluşmaktadır. Şekil 2’ de deney düzeneğinin bir resmi verilmiştir.



Şekil 2. Deneysel düzeneğin bir resmi.

Deneyin yapılışı ve değerlendirilmesi

Ekranda oluşturulmak istenen aydınlı-karanlık saçakların net bir şekilde elde edilebilmesi için öncelikle optik sistem eş eksenli olmalı ve optik yol ses yoluna dik olmalıdır. Ultrasonik dönüştürgen, gerekli bağlantı parçaları kullanılarak, su dolun kabın içerisine girecek şekilde yerleştirilmelidir. Duran dalga elde edebilmek için ultrasonik dönüştürgenin yüzeyi cam kabın tabanına paralel olacak şekilde ayarlanmalıdır. Ultrasonik dönüştürgenin alt yüzeyi sıvı içinde kalacak şekilde olmalıdır aksi taktirde dönüştürgen ısınabilir. Lazer kaynağının önüne ince kenarlı merceği yerleştirdikten sonra lazer kaynağının yatay ve düşey konum ayar düğmeleri yardımıyla ekrandaki görüntüyü optik eksenle olacak şekilde ayarlayın. Lazer ışığına doğrudan bakmayın, gözünüzde kalıcı hasar yapabilir. Osilatörün frekansını yaklaşık 800 kHz olacak şekilde ayarladıktan sonra gücünü artırın. Frekans ayarı ile oynayarak ekranda Şekil-3'dekine benzer yatay karanlık ve aydınlık çizgiler elde etmeye çalışın. Cam kabın çeperlerinde hava kabarcıkları oluşabilir ve bu kabarcıklar ekrandaki görüntü kalitesini bozabilir. Bu nedenle zaman zaman bu kabarcıkları temiz bir kağıtla silmeniz gerekebilir.



Şekil 3. Ekranda gözlenen karanlık ve aydınlık saçaklar.

Ekranda deney kabı içinde oluşan duran dalga deseninin büyütülmüş görüntüsü izlenir. S_1 , S_2 , d_2 ve N değerlerini belirleyiniz. Bu değerleri Eş.4a’da kullanarak dalga boyunu hesaplayınız. Osilatörün sayısal göstergesinden frekans değerini okuyunuz ve bulduğunuz dalga boyu değerini kullanarak sesin sıvı içinde yayılma hızını Eş.5’i kullanarak belirleyiniz. Bulduğunuz hız değerini Eş.1’de kullanarak B hacim modülünü hesaplayınız. Elde ettiğiniz sonuçları literatür değerleri ile karşılaştırınız. Vaktiniz varsa başka bir sıvıda da ölçümler yapınız. Mümkünse grup arkadaşlarınızdan bağımsız olarak deneyi tekrarlayınız. Elde ettiğiniz sonuçlar için hata hesabı yapınız ve hataların nedenlerini tartışınız.

KAYNAKLAR

1. BLITZ, J. , Fundamentals of Ultrasonics, (Butterworth & Co. Ltd. , New York ,1967).
2. Kinsler L.E., Frey A.R.,Coppens A. B., Sanders J. V., Fundamentals of Ultrasonics John Willey & Sons, 1980
3. CARLIN, B. , Ultrasonics, (McGraw-Hill Book Company,Inc. , New York ,1960).
4. Fundamentals of Physics, Halliday D., ResnickmR., Walker J., John Willey & Sons, 1997
5. Phywe, University Laboratory Experiments, Physics, Volume 2.
6. CRC Handbook of Chemistry and Physics, 61st edition 1980-1981, CRC Press.