



FİZ 301

FİZİK LABORATUVARI V

KUANTUM FİZİĞİ

DENEYLERİ

H. Ü. FİZİK MÜHENDİSLİĞİ BÖLÜMÜ

Ekim 2017

İÇİNDEKİLER

<u>Deney</u>	<u>Sayfa</u>
1. İNCE ELEKTRON DEMETİ TÜPÜ İLE ELEKTRONLARIN e/m ÖZGÜL YÜKLERİNİN BULUNMASI	2
2. KATOT IŞINLARI TÜPÜ İLE ELEKTRONLARIN e/m ÖZGÜL YÜKLERİNİN BULUNMASI (BUSCH YÖNTEMİ)	10
3. <i>MİLİKAN YAĞ DAMLASI</i> (Elektron Yükünün Bulunması)	20
4. ATOM SPEKTRUMLARI	28
5. CİVA ATOMUNDA KUANTUM GEÇİŞLERİNİN UYARILMASI (FRANCK-HERTZ DENEYİ)	34
6. FOTOELEKTRİK OLAY ve ELEKTRONLARLA İYONLAŞMA	45
7. TEK YARIKTA KIRINIM VE HEISENBERG BELİRSİZLİK İLKESİ	56
8. ELEKTRONLARLA KIRINIM	63
9. ZEEMAN OLAYI	71

İNCE ELEKTRON DEMETİ TÜPÜ İLE ELEKTRONLARIN e/m ÖZGÜL YÜKLERİNİN BULUNMASI

Deneyde Kullanılan Araçlar:

İnce elektron demeti tüpü, Helmholtz bobin çifti, güç kaynağı (0-500V ve 0-50V), döner çerçeveli ölçü aygıtı (2 adet, 300V DC; 3A DC, 6A DC), anahtar, 10Ω sürgülü direnç, akümülatör veya 0-6A akım kaynağı, bağlantı telleri

GİRİŞ

Bir Helmholtz bobin çifti ile birlikte kullanılan ince elektron demeti tüpü, elektron demetinin düzgün (türdeş) enine bir manyetik alan içindeki davranışının kolayca incelenmesini sağlar. Böyle bir düzenek yardımıyla yavaş hareket eden elektronların e/m özgül yük değerlerinin de deneysel olarak elde edilmesi olanağı vardır.

Bir ince elektron demeti tüpünün sıcak katot, kafes ve anottan oluşan demet elde etme düzeneğinden (elektron tabancası) çıkan elektron demeti, içinde $10^{-2} - 10^{-3}$ torr (mmHg) basıncında asal gaz bulunan bir odaya v hızı ile girer. Elektronlar gaz dolu oda içinde yol alırken önlerine çıkan gaz atomları ile çarpışırlar ve onları uyarırlar. Uyarılmış gaz atomları, uyarılmış durumlarında uzun süre kalamazlar ve tekrar kararlı hallerine geri dönerler bu sırada bir foton (ışın) yayınlanır ve böylece demetin geçtiği yol görünür hale gelir.

Ayrıca bazı elektronlarla gaz atomları arasındaki çarpışmalardan ortaya çıkan ikincil elektronlar anot doğrultusunda ivmelendirileceklerinden demetin bulunduğu bölgeden çabucak uzaklaşacaklar, böylece demet eksenini çevresinde artı yüklü bir bölge oluşacaktır. Bu artı yüklü bölge nedeni ile elektron demetindeki elektronlara çapsal bir elektriksel kuvvet etki edecek, bunun sonucu olarak, anottan çıkarak v hızı ile ilerleyen elektronlardan eksenden uzaklaşanlar eksene tekrar çekilecek ve elektron demeti ince bir demet haline gelecek, başka bir deyişle odaklanacaktır. Belli gaz basıncı ve elektron yoğunlukları için bu biçimde ince bir demet elde etmek olanaklıdır. Demetin odaklanması gözönüne alındığında, hareketli demete kendi manyetik alanı nedeniyle etkiyen manyetik kuvvetin de etkisi düşünülebilir. “ Pinch Etkisi” olarak tanımlanan bu manyetik etki, pozitif iyonların oluşturduğu elektriksel etkiyle kıyaslandığında, bu deney koşulları için, 10^3 - 10^4 merteye küçüktür.

KURAMSAL BİLGİ

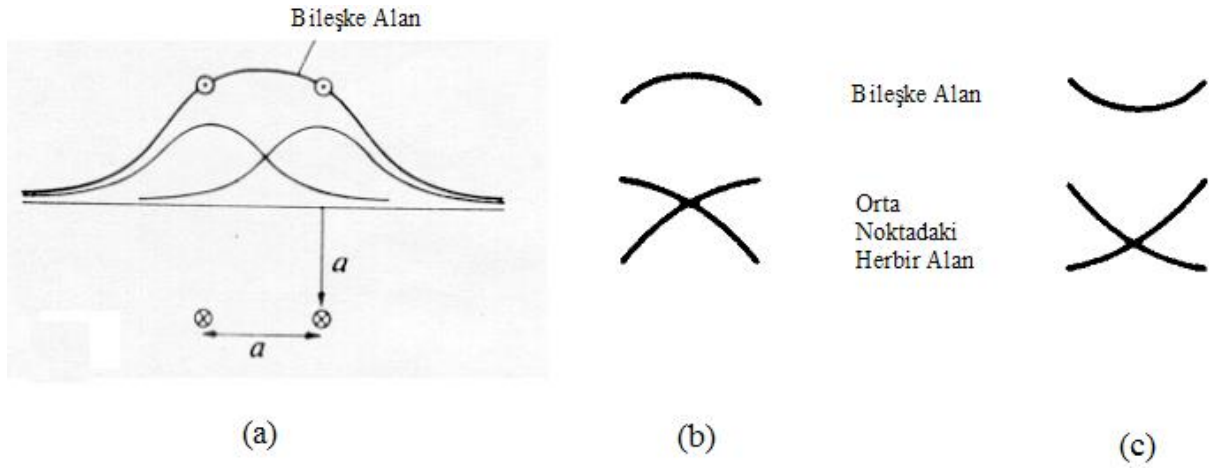
Helmholtz Bobin Çifti

Düzgün (türdeş) bir manyetik alan elde etmek için kullanılan Helmholtz-Gaugain düzeneği şöyle oluşturulur: eşit yarıçaplı bağımsız iki çembersel iletken, düzlemleri paralel olacak biçimde karşılıklı konur. Düzlemler arasındaki uzaklık çembersel iletkenlerin yarıçapına eşit yapılarak bunlardan aynı akım geçirilir. Çembersel tek iletkenler yerine, birçok sarımdan oluşan bobinler kullanılacak olursa, bobin kesitleri ile ilgili belirli koşullar yerine getirilerek yine düzgün bir alan elde edilebilir. Bu durumda bobinlerin merkezleri arasındaki uzaklık, ortalama bobin yarıçapına eşit yapılır.

I akımı taşıyan, a yarıçaplı çembersel iletkenin eksenini üzerinde, merkezinden x uzaklıktaki bir noktada, manyetik alan

$$B = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{a^2}{(a^2 + x^2)^{3/2}} \quad (1)$$

olarak verilir. Burada, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A}$ 'dır ve boşluk ya da hava için manyetik geçirgenlik olarak adlandırılır. Bu özellikteki iki bobin, aralarındaki uzaklık b olacak şekilde yerleştirildiğinde, bobinlerin merkezlerini birleştiren doğru boyunca oluşan bileşke alan, her iki bobinin alanlarının toplamı ile verilir. Şekil -1a' da görüldüğü gibi Helmholtz bobin çifti için, $b = a$ koşulunda, bir alandaki azalma diğer alandaki artma ile dengeleneceğinden bobinler arasındaki noktalarda düzgün manyetik alan oluşacaktır. Bobinler arası uzaklık arttıkça veya azaldıkça, manyetik alandaki düzgünlük bozulacaktır (bakınız Şekil-1b, c).



Şekil 1. Özdeş akım taşıyan a ve b yarıçaplı iki çembersel bobin, aralarındaki uzaklık b olacak şekilde yerleştiriliyor. İki bobin arasındaki noktalarda: (a) $b = a$; (b) $b < a$; (c) $b > a$ durumları için her bir bobinin manyetik alanı ve bileşke manyetik alan.

Böyle bir Helmholtz bobin düzeneğinin ortasındaki manyetik alan, bobinlerin ortalama yarıçaplarından (r), bobinlerden birinin sarım sayısından (n) ve bobinlerden geçen akım şiddetinden (I) yararlanılarak

$$B = \frac{\mu_0 n I}{r} * 0,715 \quad T \quad (2)$$

olarak hesaplanabilir.

e/m Oranının Bulunması

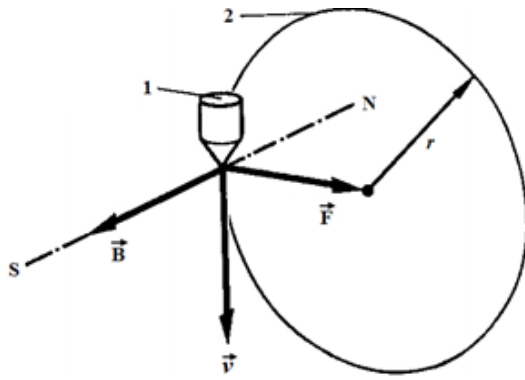
İnce elektron demeti tüpü, Helmholtz bobinlerinin oluşturduğu manyetik alanın içine, demetten v hızıyla çıkan elektronlar bu alana dik girecek şekilde yerleştirilir. Demetteki her elektrona etkiyen manyetik kuvvetin büyüklüğü evB 'dır ve her an manyetik alana ve elektronların hızlarına diktir. Manyetik kuvvetin etkisi ile ince demet çembersel bir yay şeklinde bükülür ve manyetik alan yeterli büyüklükte ise bu bükülme r yarıçaplı tam bir çember durumuna gelir (Şekil-2). Elektronların çembersel bir yörüngede hareket etmelerini sağlayan bu kuvvet, elektronun kütlesi ile merkezci ivmesinin çarpımı şeklinde yazılabilir. Newton'un ikinci yasasından, elektronların hızı için,

$$evB = m \frac{v^2}{r} \Rightarrow v = \frac{e}{m} \cdot Br \quad (3)$$

bağıntısı elde edilir. Bir V potansiyel farkı altında, durgun halden harekete başlayan q yüklü bir parçacığın kazanacağı kinetik enerji $K = qV$ ile verilir. Bu durumda, ince elektron demetinden çıkan elektronların hızları, V hızlandırma gerilimi cinsinden,

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad (4)$$

biçiminde yazılır.



Şekil 2. v hızındaki elektronlara B manyetik alanının etkisi. F kuvvetinin yönü.
N-S: Manyetik alanın kuzey-güney doğrultusu
1. Elektron tabancası
2. Elektronların çembersel yolu

Elektronların hızları için elde edilen (3) ve (4) eşitlikleri birleştirilerek elektronların özgül yükleri için

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{r^2 B^2} \quad (6)$$

bağıntısı elde edilir.

DENEY

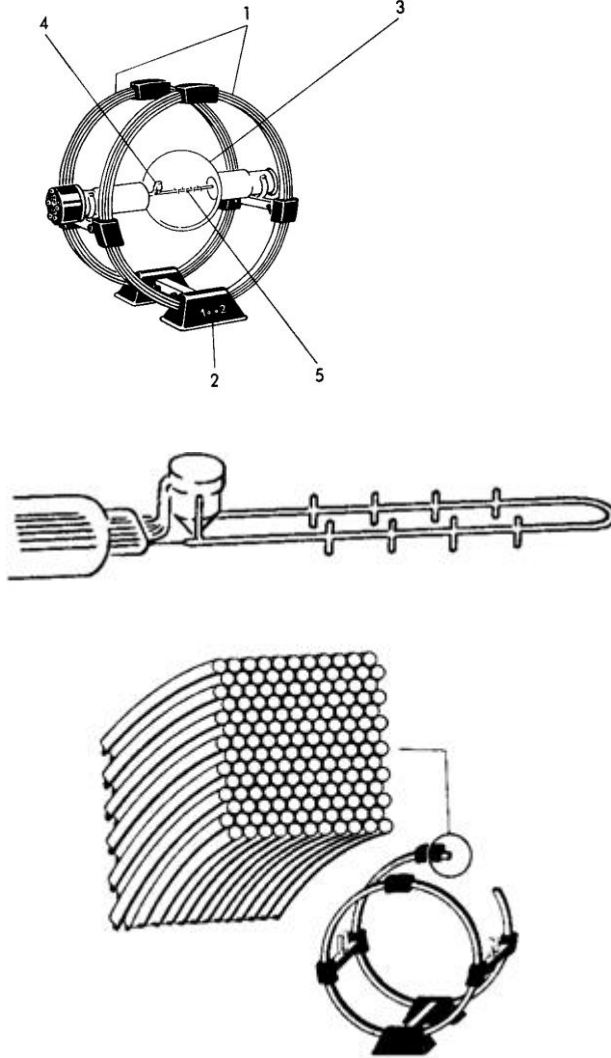
Deney Düzenegi:

İnce demet tüpü, 170-180 mm çapında bir cam balonla, bu balonun bir çapı boyunca kaynatılmış iki cam borudan oluşur. Tüpteki elektron elde etme düzeneği (elektron tabancası) ve ince ölçüm iğnecikleri cam borulardan birine kaynatılmıştır. Heriki cam borunun ucu silindirik birer plastik kapakla kapatılmıştır. Bu kapaklardan birinin içinden elektron tabancasının bağlantı telleri geçmekte ve üzerinde de gerekli gerilimleri belirten bağlantı çizimleri ile gerekli fiş yuvaları bulunmaktadır. (Şekil-3 ve Şekil-4).

Helmholtz bobinlerinden her birinin direnci 2,1 ohm, ortalama yarıçapı 0.20 m'dir. Bobinlerin merkezleri arasındaki uzaklığı 0,20 m olarak ayarlayabilmek için üç adet bağlantı parçası vardır. Bobinlerin sarımlarının başlangıç ve son uçları taşıyıcı plastik ayaktaki fiş yuvalarına bağlanmıştır. Böylece iki bobin seri ya da paralel bağlanabilir. Bobinlerin herbiri, her katında 11 sarım bulunan 14 kat sarımdan oluşmuştur. (Şekil-5)

İnce demet tüpü, Helmholtz bobin çiftinin arasına Şekil-3 ve Şekil-4 te gösterildiği biçimde yerleştirildikten sonra Şekil-6, Şekil-7 ve Şekil-8'e uygun olarak bağlantılar yapılır. Bağlantılar yapılırken şu noktalara dikkat edilmelidir:

- Güç kaynağı üzerindeki $-50 \rightarrow 0$ ve $0 \rightarrow 250V$ çıkış uçlarının 0 uçları bir kısa devre fişi ile birbirine bağlanmalıdır. Böylece $-50V$ ve $+250V$ çıkış uçları arasında $+300V$ 'a değin bir çıkış gerilimi elde edilebilir.

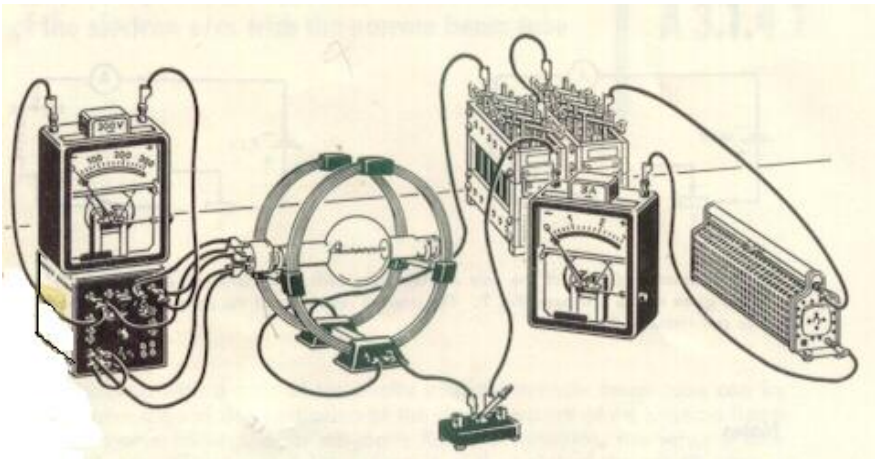


Şekil 3. İnce demet tüpü ve manyetik alanı oluşturan bobin çifti

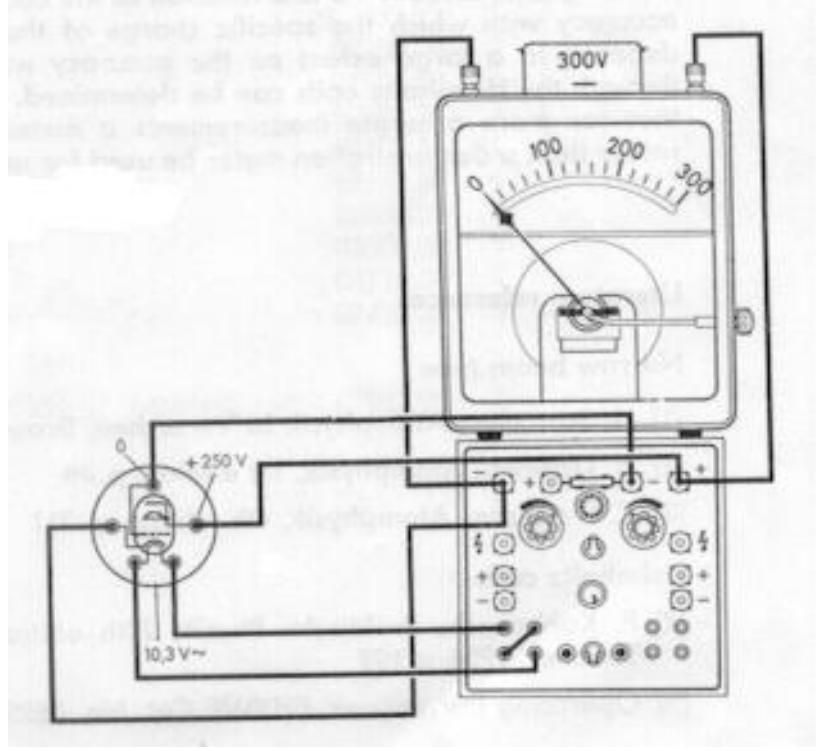
1. Bobin çifti
2. Bobinlerden birinin taşıyıcı ayağı (Bobinin uçları 1 ve 2 olarak belirtilmiştir)
3. İnce demet tüpü
4. Demet oluşturma düzeneği (Elektron tabancası)
5. Elektronların çembersel izlerinin çaplarını bulmada kullanılan, ince iğneciklerin bağlı bulunduğu çubuklar

Şekil 4. Demet oluşturma ve çembersel izlerin çaplarını duyarlı biçimde ölçmeye yarayan, ölçüm iğnecikleri düzeneği.
 $r=2cm, 3cm, 4cm$ ve $5cm$ için dört fosforlu iğnecik vardır.

Şekil 5. Helmholtz bobinlerinin çizimsel gösterimi.
Ardışık tel katmanları arasındaki tel çapının yarısı kadar bir kayma vardır. Her bobinde 14 kat ve her katta 11 sarım olmak üzere, toplam 154 sarım bulunmaktadır.



Şekil 6. Deney düzeneği



Şekil 7. Şekil-6'daki deney düzeneği için elektriksel bağlantım (Helmholtz bobinleri için Şekil-7' ye bakınız)

- Elektron tabancasından salınan elektronların hızlarını ve buna bağlı olarak enerjilerini, tabancanın katodu ile anodu arasındaki etkin hızlandırma gerilimi belirler. Gerilim, güç kaynağının -50 ile $+250V$ uçları arasına bağlanan bir gerilimölçerle ölçülür.
- Helmholtz bobinleri bir doğru akım kaynağı ile beslenir. Bobinler, DC güç kaynağı, 10 ohm'luk sürgülü direnç, anahtar ve akım ölçer'den oluşan ayrı bir devreye bağlanırlar. Bobinler, eldeki güç kaynağının durumuna göre seri ya da paralel olarak birbirlerine bağlanabilirler (Şekil-8).

İki bobin seri olarak bağlanırlarsa, bobinlerin aynı akımı taşımaları koşulu tam olarak sağlanmış olur ve devreye bağlanan akım ölçer bobinlerden geçen akımı gösterir.

İki bobin papalel olarak bağlanırsa, bobinlerdeki akımlar ancak yaklaşık olarak eşittir. Bu durumda, bobinlerin her birinden geçen akımı bulmak için akım ölçerin gösterdiği değer ikiye bölünmelidir.



Şekil 8. Helmholtz bobin çiftinin iki ayrı bağlantı biçimi "1" ve "2" noktaları bobin taşıyıcılarının üzerinde işaretlenmiştir (Şekil 3).

Deneyin Yapılışı:

Güç kaynağı açılmadan önce, $-50\text{ V} \rightarrow 0$ ve $0 \rightarrow 250\text{ V}$ bölgelerini denetleyen gerilim-bölücüler (potansiyometreler) sıfır konumuna getirilmelidir. Böylece, güç kaynağı açılıp fitil gerilimi uygulandığında, kafes ve anot gerilimlerinin sıfır olması sağlanmış olur. Bu işlem, fitilin ısınma süresince katot üzerinde ortaya çıkabilecek olası zararlara karşı etkili bir önlemdir.

Yaklaşık olarak üç dakikalık bir ısıtma süresinden sonra her iki gerilim bölücüyü uygun bir içimde ayarlayarak, karanlık odada net ve ince bir demetin görülmesi sağlanır. $0 \rightarrow 250\text{ V}$ gerilim bölücüsü anot gerilimini, $0 \rightarrow 250\text{ V}$ gerilim bölücüsünde kafes gerilini ayarladığından, demetin gözle odaklanmasında ve parlaklığında etkili olurlar.

Ölçü aralarında her iki gerilim bölücünün de sıfıra getirilmeleri uygun olur. Böylece tüpün ömrü önemli ölçüde artar. Elektronun e/m özgül yükünü bulmak için sıra ile aşağıdaki işlemleri yapınız:

1. 3 dakikalık ısıtma süresinden sonra, uygun bir hızlandırma gerilimi seçerek ince demeti tam olarak elde ediniz.
2. Helmholtz bobinlerine akım veriniz. Sürgülü direncini kullanarak bu akımın 2 A dolayında olmasını sağlayınız. Oluşan düzgün (türdeş) manyetik alanın etkisiyle, demetin çizeceği çembersel yörüngeyi gözleyiniz.
3. Tüpü, elektron demetinin doğrultusu, manyetik alanın doğrultusuna tam dik oluncaya dek, taşıyıcılarının içinde hafifçe çeviriniz. Bu durumda, manyetik alanın değeri uygun ise bir çember gözleyeceksiniz.
4. Tüpün içindeki ölçme düzeneğine kısa bir süre için kuvvetli bir ışık kaynağı tutunuz. Böylece ışık kaynağı kapatıldıktan sonra, ölçü iğneciklerinin (Şekil-3) yayınladığı ışık görünür duruma gelir.
5. Helmholtz bobinlerinden geçen akımı sürgülü dirençle ayarlayarak, demetin çizdiği çemberin, dört çift ölçü iğneciğinden birine teğet olmasını sağlayınız. Böylece $2,3,4$ ya da 5 cm yarıçaplı çemberler elde edebilirsiniz.
6. Bu işlemi, Helmholtz bobinlerinin akımını sabit tutarak, $0 \rightarrow 250\text{ V}$ 'luk gerilim bölücü ile elektronların hızlandırma gerilimini değiştirerek de yapınız.
7. Her bir V hızlandırma gerilimi değeri için, tam bir çember elde ettiğinizde, bobinden geçen I akımını saptayınız. $V = f(I^2)$ grafiğini çizerek, elektronun e/m özgül yükünün değerini hesaplayınız. Bu işlemi, $r = 2, 3, 4, 5\text{ cm}$ yarıçaplı çembersel yörüngeler için tekrarlayınız.
8. Hata hesabı yapınız.

NOT

Elektronun e/m özgül yükünün elde edilmesinde kullanılan eşitlikten görülebileceği gibi, özgül yükün hesaplanmasındaki doğruluk derecesi, eşitlikteki kareli terimlerin doğruluk derecelerine büyük ölçüde bağlıdır. Yani r yarıçapının ve B manyetik alan ölçümlerindeki yanlışlar e/m değerlerini etkiler. r yarıçapı ve tüpün içine yerleştirilmiş olan ölçü iğnecikleri ile oldukça iyi bir doğrulukla ölçülebilir. Bu yöntemle, bu ölçülerdeki yanlış oldukça küçük ($\%1$) tutulabilir. Bununla birlikte demetin oluşturduğu çemberin yarıçapının, yalnız bobin akımına değil, aynı zamanda hızlandırma gerilimine de bağlı olduğuna dikkat edilmelidir.

B manyetik alan büyüklüğü, bobin akımının bir fonksiyonudur. Bunun sonucu olarak, e/m için elde edilecek değerlerin doğruluk derecesi, bobin akımının ölçülmesindeki doğruluk derecesine büyük ölçüde bağlıdır. Bu nedenle, bu ölçülerde yüksek duyarlıklı bir akım ölçer kullanılması uygun olur.

Bağıl yanılğı için

$$\frac{\Delta(e/m)}{e/m} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{2\Delta I}{I} + \frac{2\Delta r}{r}$$

ifadesindeki ΔV ve ΔI yanılğıları, temel olarak ölçü araçlarının niteliğine bağıdır. Δr , demet kalınlığı ile belirlenebilir.

SORULAR

1. B manyetik alanına v hızı ile giren yüklü bir parçacık, B ile varasındaki açı:
 - a) sıfır derece
 - b) 90°
 - c) sıfır derece ile 90° arasında herhangi bir değerde olursa nasıl hareket eder?
2. Bu deneyde Helmholtz bobin çifti ne amaçla kullanılmaktadır?
3. e/m 'in bulunmasının yararı nedir
4. Bu deneyde, manyetik alanı hesaplamakta kullanılan (1) bağıntısını türetiniz.
5. “Pinch Etkisi” nedir ? Elektron demetinin odaklanmasında “Pinch” Etkisinin ne boyutta katkısı vardır?

KAYNAKLAR

1. PHYWE laboratuvar kılavuzu.
2. Electricity and Electromagnetism, W.J. Duffin
3. Foundations of Electromagnetic Theory, Reitz Milford.
4. Electromagnetic fields and Waves, Paul Lorrain, D. Carson.

KATOT IŞINLARI TÜPÜ İLE ELEKTRONLARIN e/m ÖZGÜL YÜKLERİNİN BULUNMASI (BUSCH YÖNTEMİ)

Deneyde Kullanılan Araçlar:

Güç kaynağı, katot ışınları tüpü (KIT), KIT bağlantı parçası, KIT besleme birimi, silindir biçiminde bobin, döner çerçeveli ölçü aygıtı (100 mA DC), mikro-akım ölçer, yüksek gerilim ölçüm parçası (10 kV DC), sürgülü direnç (10 000 Ω , 10 Ω), Transformatör (u-çekirdek, demir çekirdek, bağlama parçası, bobin 300 sarım, bobin 3600 sarım), bağlantı telleri.

GİRİŞ

Elektronların özgül yükünün bulunmasında kullanılan Busch Yöntemi, ince elektron demetli tüp yönteminden özellikle manyetik alanın doğrultusu bakımından farklıdır. Busch düzeneğinde elektronlar, manyetik alanın kuvvet çizgilerine paralel bir hız bileşeni ile helis biçimindeki yollar üzerinde hareket ederler. Bu yöntem, elektronların izlediği yolları gözleyebilmek açısından ince elektron demeti tüp yöntemine göre daha gösterişsizdir. Buna karşın, silindir biçimindeki bir bobinin içindeki manyetik alanı, akımın büyüklüğünden yararlanarak basit bir bağıntı ile hesaplamak ve belirli koşullar sağlandığında daha duyarlı ölçümler yapmak olanağını sağlar.

KURAMSAL BİLGİ

Bir katot ışınları tüpünde (Şekil-1), 1 nolu anot deliğinden geçen elektronlar, $v_{//}$ hızı ile doğrusal bir yol boyunca 5 nolu florişıl yüzeye giderler. Eğer 2 nolu paralel levhali kondansatör yardımı ile bir elektriksel alan oluşturulursa, elektronlar ilk hareket doğrultularına dik olan bir V_i hız bileşeni kazanarak başlangıçtaki yollarından saparlar. Elektriksel alanın bulunduğu bölgede, kuvvet çizgileri elektronların ilk yollarına paralel olacak biçimde bir de düzgün manyetik alan oluşturulursa, bu manyetik alan yalnız $v_{\perp}$ hız bileşenine etki eder.

Elektriksel ve manyetik alanlar yukarıda açıklandığı biçimde uygulanmışken, $v_{//} = 0$ olursa, elektronlar r yarıçaplı çembersel bir yörünge çizerler (Şekil-2). Buna rağmen $v_{//} \neq 0$ ise, elektronların yörüngesi, çembersel ve çizgisel hareketlerin bileşkesinden oluşan bir helistir (Şekil-3). Bu durumda manyetik alanın B büyüklüğü ayarlanarak, elektronların helis biçimindeki yörüngede bir tam dönüş yaptıkları anda florişıl yüzeye çarpmaları sağlanabilir. Bu koşul sağlandığında elektronlar, paralel levhali sığacın merkezinde tüpün simetri ekseninden ayrılırlar ve florişıl yüzeye çarptıkları noktada yeniden simetri eksenine ulaşırlar. Böylece elektronlar florişıl yüzeyin merkezinde odaklanmış olurlar.

Elektronlar odaklandığında, bunların $v_{\perp}$ hız bileşeni ile çembersel yörüngede bir tam dönüş yapmaları için geçen zaman, $v_{//}$ hız bileşeni ile Şekil-3’ deki ℓ yolunu almaları için geçen zamana eşittir. Yani,

$$\frac{2\pi r}{v_{\perp}} = \frac{\ell}{v_{//}} \quad \frac{2\pi r}{v_{\perp}} = \frac{\ell}{v_{//}}$$

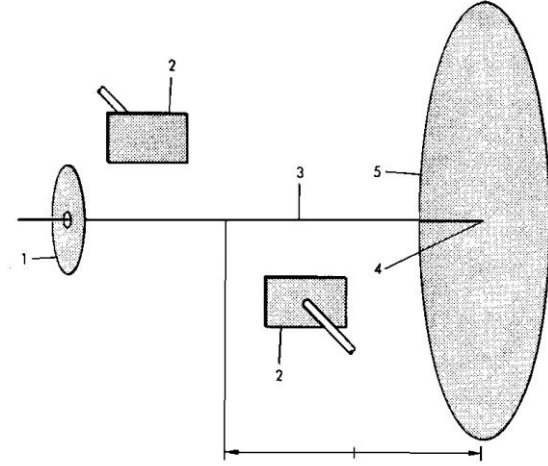
dir. Bu eşitlik “**odaklanma koşulu**” dur. Burada $v_{\perp}$ ve $v_{//}$ ’in değerleri (Bkz. “İnce Elektron Demeti Tüpü İle Elektronların e/m Özgül Yüklerinin Bulunması” deneyi) yerlerine konur ve eşitlik e/m için çözülürse,

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 V}{B^2 \ell^2}$$

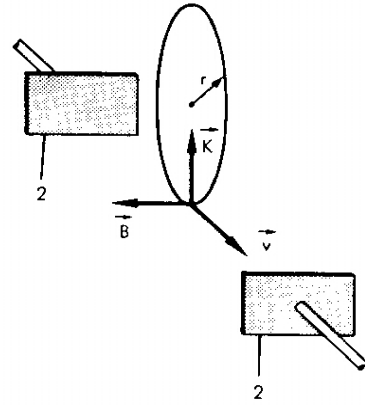
elde edilir (V elektronları hızlandırma gerilimi).

Şekil-1. Katot ışınları tüpünde elektron düzenimi

- 1 Anot deliği
- 2 Saptırıcı sığacın levhaları
- 3 Elektronların yolu (bu durumda saptırıcı sığaca gerilim uygulanmıştır.)
- 4 Elektronların florişıl yüzeye çarptığı nokta
- 5 Florişıl yüzey



Şekil-2. Elektronların $v_{\perp}$ hız bileşenine, B manyetik alanı nedeniyle etkiyen F kuvvetinin yönü, 2 saptırıcı kondansatörün levhaları



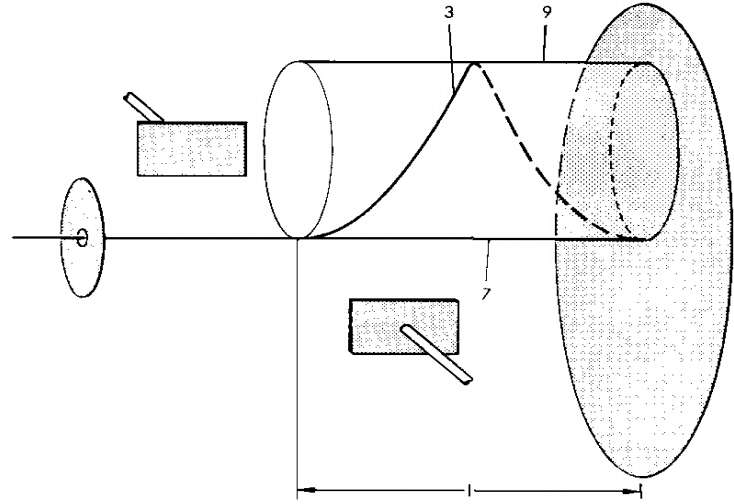
Şekil-3. Katot ışınları tüpünde $v_{//}$ ve $v_{\perp}$ hız bileşenli elektronların yörüngesi.

(B' nin helisel yörüngede bir tam dönü oluşturacak biçimde ayarlandığı varsayılmıştır.

3 Elektronların yörüngesi

7 Düzeneğin simetri eksen

9 Üzerinde elektronların hareket ettikleri varsayılan silindir.



DENEY

Deney Düzeneği

Düzenek ile ilgili bilgileri edinmek için Şekil-4,5,6 ile kullanılan araçlar kesimini de inceleyiniz.

Deneyde gerekli olan B manyetik alanı, katot ışınları tüpünün üzerine geçirilen silindir biçimindeki bobinin içinde oluşur (Şekil-6). Bu manyetik alanın büyüklüğü, odaklanma koşulunu sağlayan I akım değerinden yararlanılarak hesaplanır.

Düzgün sarılmış silindir biçiminde bir bobin için manyetik alanın değeri,

$$B = \mu_0 0.5 \frac{nI}{L} \left(\frac{a}{\sqrt{R^2 + a^2}} + \frac{L - a}{\sqrt{R^2 + (L - a)^2}} \right) \quad (1)$$

dir. Burada,

L bobinin boyu

R sarımların yarıçapı

n sarım sayısı

a alanın ölçüldüğü noktanın, bobinin bir ucuna uzaklığıdır.

Bu bağıntıdan kolayca görüleceği gibi bobinin ortasındaki ($a=L/2$) manyetik alan,

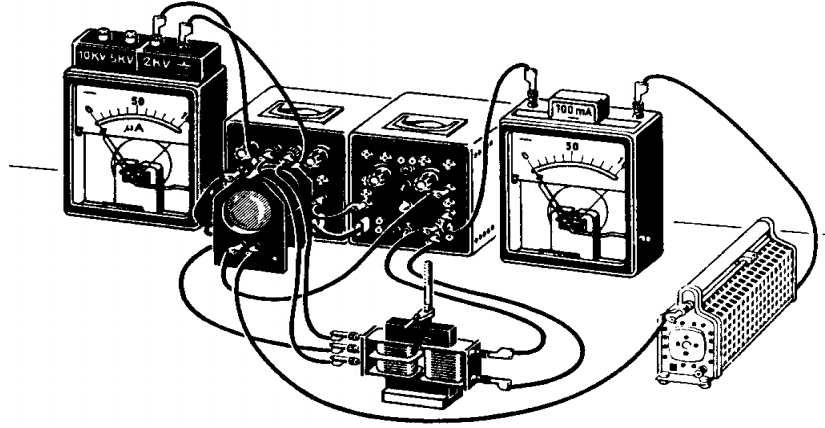
$$B_0 = \mu_0 \frac{nI}{\sqrt{4R^2 + L^2}} \quad (2)$$

olur. Bobin çapına göre çok uzunsa, yani $L^2 \gg 4R^2$ ise, bobinin ortasındaki alanın değeri,

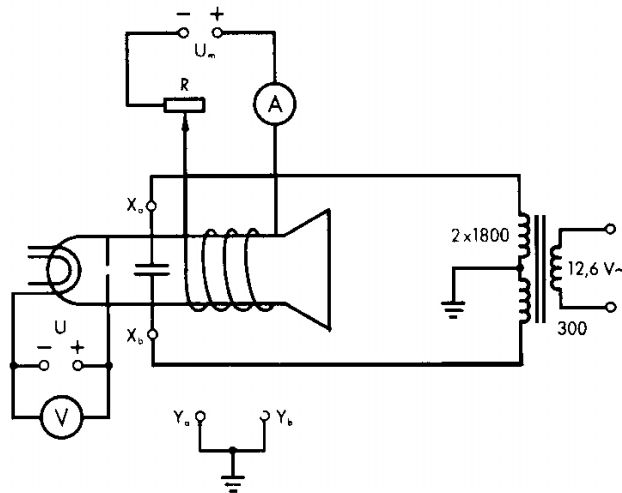
$$B_{\infty} = \mu_0 \frac{nI}{L} \quad (3)$$

olacaktır.

(1) bağıntısından anlaşılacağı gibi, bir bobinin içindeki manyetik alanın büyüklüğü, bobinin ortasından uçlarına doğru gidildikçe azalır. Bu nedenle deneyde verileri değerlendirirken, elektronların helis biçiminde yörüngeler çizdiği bölgede (Şekil-6: $\ell=9.0$ cm) oluşan manyetik alanın $\bar{B}$ ortalama değeri kullanılmalıdır. $\bar{B}$, Şekil-7'deki grafik yardımı ile bulunabilir. Bu grafik, 16 cm ve 40 cm uzunluğunda iki bobinin içlerindeki B manyetik alanlarının, bobinlerin orta noktalarından eksenleri boyunca iki tarafa doğru gidildiğinde, B_0 değerlerine göre ne ölçüde değiştiğini gösteriyor. Grafikte $B_\infty = 1$ varsayımıyla B 'nin bağıl değişimleri belirtilmiş ve $\bar{B}$ 'nin $\ell=9.0$ cm uzunluğu içindeki değerleri gösterilmiştir. Şekil 6'da ℓ ile belirtilen bölgenin, bobinin ekseninin tam ortasında bulunması KIT' nün bağlantı parçası yardımı ile sağlanabilir.



Şekil-4. Deney düzeneği. Manyetik alan için bobin kullanılmıştır ($I_{\max}=0.1$ A).



Şekil-5. Elektriksel bağlantılar

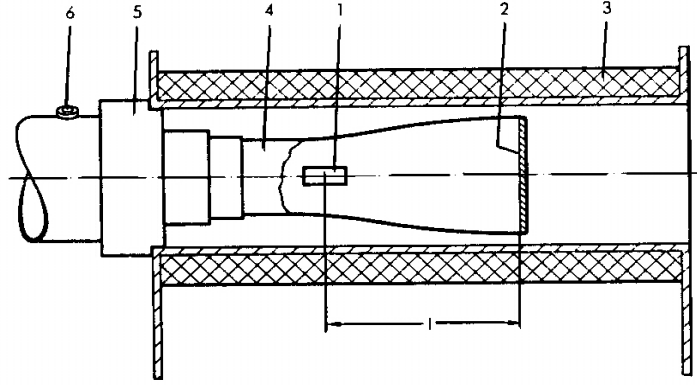
V hızlandırma gerilimi

x_a ve x_b yatay saptırıcı sığacın girişleri

y_a ve y_b düşey saptırıcı sığacın girişleri

V_m manyetik alan bobinine akım sağlayan güç kaynağının çıkışı
($V_m=500$ V D.C.)

R manyetik alan bobinindeki I akımını ayarlayan sürgülü direnç.



Şekil-6. Katot ışınları tüpünün manyetik alan bobini içine yerleşimi.

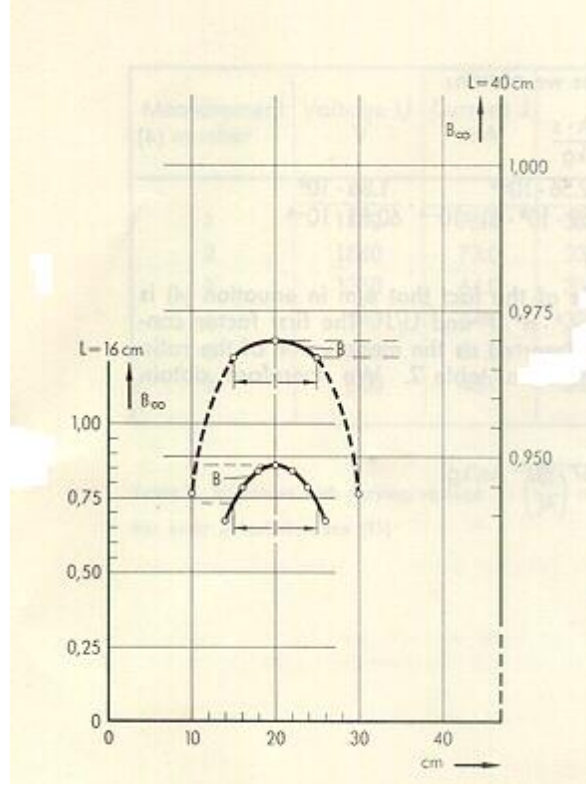
- 1 yatay saptırıcı sığacın levhaları (Bkz. Şekil-9)
- 2 tüpün florışıl yüzeyi
- 3 bobinin sarımlarının kesiti
- 4 katot ışınları tüpü
- 5 KIT bağlantı parçası. Bobinin ve tüpün simetri eksenlerinin çakışmasını ve ℓ bölgesinin, bobinin ortasında kalmasını sağlar.
- 6 V hızlandırma gerilimini ölçmek için KIT bağlantı parçası üzerinde bulunan iki girişten biri.

e/m 'nin hesaplanmasında kullanılacak olan $\bar{B}$ ortalama değeri, (3) bağıntısındaki n sarım sayısı yerine n^* etkin sarım sayısı konularak da elde edilebilir.

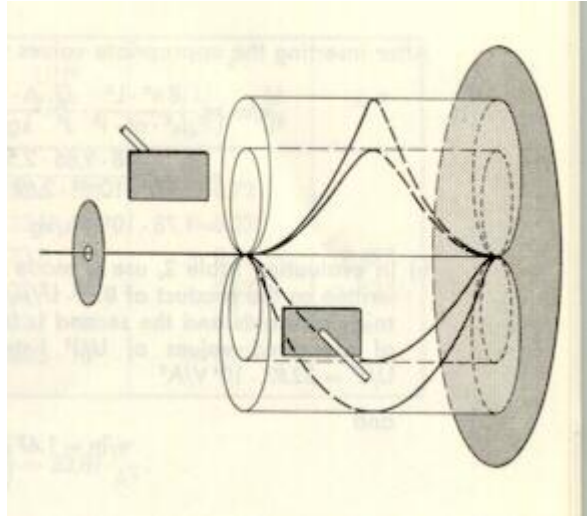
Bu deneyde kullanılacak olan sabit değerler aşağıdadır:

$$\begin{aligned}
 L &= 16 \text{ cm} \\
 n &= 20.000 \\
 n^* &= 16.400 \\
 \ell &= 9.0 \text{ cm} \\
 \mu_0 &= 1.256 \times 10^{-6} \text{ V.s/A.m}
 \end{aligned}$$

KIT'nün katodu ile anodu arasındaki V gerilimini ölçmek için, KIT'nün bağlantı parçası üzerine iki fiş yuvası konulmuştur (Şekil-6). Bu fiş yuvaları Şekil-10'daki 2(eksi) ve 9(artı) nolu ayaklara bağlıdır. 3 nolu ayakta silindirik biçimindeki birincil kafese uygulanan gerilim ile ilgili bilgiler için "NOT" kesimine bakınız.



Şekil-7. Elektronların ℓ bölgesindeki yörüngeleri boyunca, B manyetik alanın değişimi. Üstte, 40 cm uzunluğunda bir bobin için (sağdaki eksen); altta 16 cm uzunluğunda bir bobin için (soldaki eksen).



Şekil-8. Saptırıcı sığaca alternatif gerilim uygulandığında, elektronların katot ışınları tüpündeki yörüngeleri. B değeri odaklanma koşulunu sağlayacak biçimde seçilmiştir. Şekildeki dört elektron yörüngesinden ikisi saptırıcı kondansatördeki evre(faz) değişiminden önceki, ikisi de sonraki durumu göstermektedir.

Deneyin Yapılışı

1. Şekil-4,5'te gösterilen düzenimi kurunuz.
2. KIT'nün anot deliğinden çıkan elektron demetinin, florışıl yüzey üzerinde küçük ve parlak bir leke oluşturmasını sağlayınız.
3. Elektron demetinin, bobinin içindeki manyetik alana paralel olmasını sağlayınız.

Bunun için, saptırıcı sığaca gerilim uygulamadan, bobine kısa aralıklarla akım verip kesiniz. Bu sırada KIT'nün ya da bobinin konumunu değiştirerek, ışıklı lekenin yer değiştirmemesini sağlayınız.

4. Manyetik alanı kaldırınız ve saptırıcı sığaca alternatif bir gerilim uygulayınız. Bu durumda tüpün florışıl yüzeyinde yatay bir çizgi gözleyeceksiniz.
5. Manyetik alanı uygulayınız. Bu durumda da yatay çizgi, değişik helisler çizen elektronların florışıl yüzeye çarpmasından oluşan $\int$ biçiminde bir eğriye dönüşecektir.
6. “Odaklanma Koşulu”nu sağlamak için bobinden geçen akımı değiştiriniz. Bu koşul sağlandığında, değişik $v_{\perp}$ hız bileşenleri nedeniyle değişik r yarıçaplı helisel yörüngeler boyunca giden tüm elektronlar, florışıl yüzeyin ortasında yeniden küçük bir leke oluştururlar (Şekil-8). Çünkü odaklanma koşulu altında, elektronların değişik çembersel yörüngelerde dolanma süreleri, $v_{\perp}$ hız bileşenine bağlı değildir.

Bu deneyde e/m 'nin değerini iki yolla bulabilirsiniz:

- a) Elektronları hızlandıran V gerilimini belirli bir değerde tutup, manyetik alanı sağlayan bobinden geçen akımı değiştirerek “odaklanma koşulu”nu birçok kez gerçekleştirebilirsiniz. Böylece saptayacağınız I değerlerinin ortalamasından yararlanarak e/m 'yi hesaplayabilirsiniz.

Kullanacağınız bağıntı, “KURAMSAL BİLGİLER” kesiminde verilen bağıntıda $B = \mu_0 n \cdot I / L$ konularak elde edilen,

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 L^2}{\mu_0^2 n^2 \ell^2} \frac{V}{I^2} \quad (\text{A.s/kg})$$

dır. e/m 'nin bulunmasında bu yolu kullanırsanız, $\varepsilon = \bar{I} - I$ değerlerinden yararlanarak,

$$\pm \sigma = \pm \sqrt{\sum \frac{\varepsilon^2}{n}} \quad (n: \text{ölçü sayısı})$$

eşitliğinden standart sapmayı ve % olarak yanılığı bulunuz.

- b) KIT besleme birimine uyguladığınız gerilimi, Şekil-11'deki gibi bir gerilim bölücü ile değiştirerek, çeşitli V hızlandırma gerilimleri elde edebilirsiniz. Her V değeri için, “odaklanma koşulu”nu sağlayan I değerini saptayıp, V / I^2 değerlerini bulabilirsiniz.

V / I^2 değişmeyeceğinden (Bkz. (a)'daki bağıntı), bu değerlerin ortalamasını kullanarak e/m 'yi hesaplayabilirsiniz.

e/m 'nin bulunmasında bu yolu kullanırsanız,

$$\varepsilon = \left(\frac{V}{I^2} \right) - \frac{V}{I^2} \quad \text{değerlerinden yararlanarak,}$$

$\approx \sigma$ standart sapmasını ve % olarak yanılgıyı bulunuz.

Yukarıdaki her iki yolun uygulanması durumunda da, yerin manyetik alanının etkisini ortadan kaldırmak için, her ölçüm, bobinden geçen akımın yönü değiştirilerek tekrarlanmalıdır. Her ölçüm için bulunacak iki akım değerinin aritmetik ortalaması ölçümün verisi olarak kullanılmalıdır.

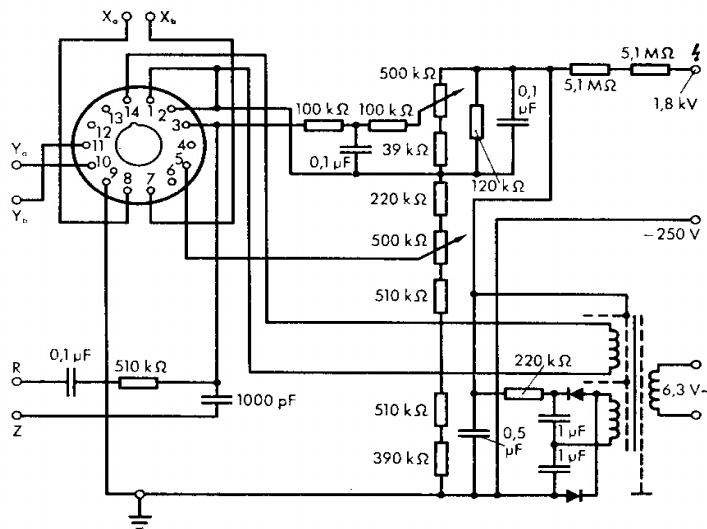
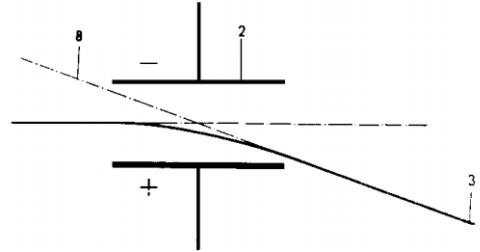
NOT

(4) denklemindeki sabitler bir araya toplanırsa, bağıl yanılgı için,

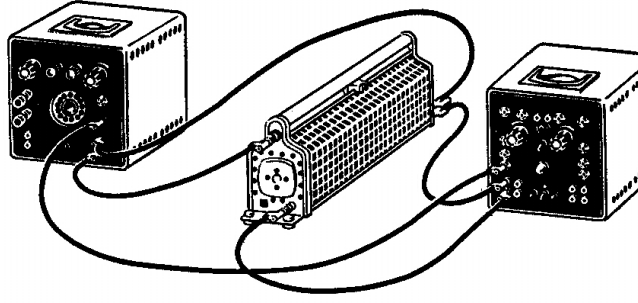
$$\frac{\Delta(e/m)}{e/m} = \frac{\Delta V}{V} + 2 \frac{\Delta I}{I}$$

bulunur. ΔV ve ΔI yanılgıları, temel olarak ölçü araçlarının niteliğine bağlıdır. Bundan başka, florişıl yüzey üzerindeki lekenin parlaklığını ayarlamak için katotla silindir biçimindeki kafes arasına uygulanan gerilim de bir yanılgı kaynağı olabilir (Şekil-10). Bu yanılgıyı azaltmak için, silindir biçimindeki kafese, lekenin istenilen parlaklıkta olmasını sağlayacak, olabildiğince büyük bir ters gerilim uygulanmalıdır. Örneğin, 1800V'luk hızlandırma gerilimi altında, katotla kafes arasına 5V'luk bir gerilim uygulanmışsa bu, %0.3'ten daha küçük bir yanılgı payı getirir.

Şekil-9. Elektronlar iki sığacın levhalarına paralel bir yol izleyerek gelirler ve elektriksel alanda sapıp, 3 yolunu izleyerek sığacın dışına çıkarlar. 3-8 doğrultusu, elektronların kondansatör içindeki yörüngelerine, kondansatörden çıkış noktasında teğettir. Bu teğet sığacın tam orta noktasından geçer. Bu nedenle elektronların, sığacın tam ortasında yeni 3 doğrultusuna saptırıldıkları varsayılabilir.



Şekil-10. KIT besleme biriminin devre düzenimi.



Şekil-11. V geriliminin değiştirilmesini sağlayan düzeneğin ayrıntısı
(Bkz. “DENEYİN YAPILIŞI”- kesim b).

ℓ uzunluğunun belirlenmesindeki yanılğı, her KIT’nün yapımında gösterilen özene bağlıdır. ℓ ’deki yanılğı payı genellikle bilinmemekle birlikte, ölçümlere Yüzde birkaç dolayında düzenli yanılğı getirir.

Şekil-9, ℓ uzunluğunun niçin saptırıcı sığacın ortasından başlanarak ölçüldüğünü açıklamaktadır.

Gerilim ölçümlerinde yukarıda anlatılandan başka bir yöntem kullanılmak istenirse, KIT besleme biriminin Şekil-10’da verilen devre şemasından yararlanılabilir.

SORULAR

1. Elektron demeti florışıl yüzeye çarptığı zaman niçin ışıklı bir leke oluşmaktadır?
2. “DENEYİN YAPILIŞI” kesimindeki 3 nolu işlemi yaptığınızda, ışıklı leke yer değiştirmiyorsa, elektron demetinin, bobinin içindeki manyetik alana paralel olduğunu nasıl açıklarsınız?
3. “DENEYİN YAPILIŞI” kesimindeki 4 nolu işlemi yaptığınızda, florışıl yüzey üzerinde niçin yatay bir çizgi gözlenmektedir?
4. Odaklanma koşulu sağlandığında, elektronların değişik çembersel yörüngelerde dolanma süreleri niçin $v_{\perp}$ hız bileşenine bağlı değildir?
5. “KURAMSAL BİLGİLER” kesiminde e/m için verilen bağıntı ile (1) nolu bağıntıyı türetiniz.
6. Ölçümlerde, bobinden geçen akımın yönü değiştirilerek, yerin manyetik alanının etkisi nasıl ortadan kaldırılmaktadır?

MİLİKAN YAĞ DAMLASI DENEYİ

(Elektron Yükünün Bulunması)

Deneyde Kullanılan Araçlar :

Millikan yağ damlası deney seti, DC güç kaynağı (550volt), yağ püskürtücü, kronometre, barometre, avometre, bağlantı kabloları.

GİRİŞ

Bir parçacık tarafından taşınan elektrik yükü parçacığa elektrik alan içerisinde etki eden bilinen kuvvetler aracılığı ile hesaplanabilir. Örneğin, 1000 volt/cm' lik alan, elektron üzerine 1.6×10^{-12} dyne' lik kuvvet uygular. Bu kuvvet 10^{-12} g kütleli bir parçacığa etki eden yer çekim kuvveti ile kıyaslanabilir. Millikan yağ deneyinin başarısı bu kadar küçük kuvvetleri ölçmesine bağlıdır. Yüklü küçük yağ damlaları (10^{-12} g veya daha küçük kütleli) elektrik ve gravitasyonel alanda gözlenir. Hava içerisinde serbest düşen damlanın hızı ölçülürse, Stokes kanunu yardımı ile damlanın kütlesi hesaplanabilir. Elektrik alan içerisinde yükselen damlanın yükselme hızı ölçülürse damla üzerine etki eden kuvvet ve damlanın sahip olduğu yük değeri hesaplanabilir. Deneyde kullanılan damla gözle görülemeyecek kadar küçüktür, fakat mikroskopla görülür. Mikroskopla incelendiğinde parlak bir spot görünümünde ve toplu iğnenin ucu kadar bir büyüklüktedir.

Yapılan deney ile yağ damlasının toplam yükü bulunur. Oysa bu deneyle amaçlanan temel elektriksel yük (elektron yükü) değerinin bulunmasıdır. Eğer deney birden fazla damla veya aynı damlanın farklı yük değerleri için (tercih edilen yöntem) tekrarlanır ve alınan bu veriler arası bağıl bir incelemeye gidilirse elektronun sahip olduğu elektriksel yük değerine ulaşılabilir.

KURAMSAL BİLGİ

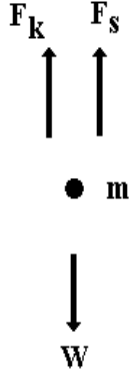
1. Dinamik Yöntem

Yağ damlası üzerine etki eden kuvvetlerin analizi, damla tarafından taşınan yükün hesaplanmasında bir eşitlik verir. Gerçek sıvılar içerisinde hareket eden bir cisme hızı azaltıcı bir direnç etki eder. Direnç kuvveti; cismin durgun, sıvının zıt yönde aynı hızla hareket ettiği haldekine eşit olur. Direnç, cismin hızına, etkili kesitine, biçimine, akışkanın yoğunluğuna ve viskozitesine bağlıdır. Aerodinamik biçim (damla biçimi) için direnç en azdır. Direncin incelenmesi teknikte önem kazanır. Uçak, otomobil, ... gibi araçların direnci az, paraşütte direncin çok olması istenir. Stokes, sıvı içinde küçük sabit bir v hızı ile hareket eden r yarıçaplı kürenin karşılaştığı direnci hesaplamış ve bunun,

$$F_s = 6\pi\eta rv \quad (1)$$

olduğunu bulmuştur. Burada η sıvının viskozluk katsayısıdır. Çelik bilyenin viskoz sıvı içinde, yağ damlasının hava içerisinde düşmesi bu hale uyar (yağ damlası kolaylık açısından küre biçimli düşünülmüştür). Yoğunluğu ρ_h , viskozluk katsayısı η olan hava içerisinde düşen r yarıçaplı küreye

$\mathbf{W}$ gravitasyonel kuvveti, $\mathbf{F}_k$ kaldırma kuvveti (Archimedes itmesi) ve $\mathbf{F}_s$ sürtünme kuvveti (hava direnci) etki eder.



$$\mathbf{F}_{\text{NET}} = \mathbf{W} - (\mathbf{F}_k + \mathbf{F}_s) \quad (2)$$

dır. $t=0$ anında hız ($\mathbf{v}$) sıfır olduğundan damlaya sürtünme kuvveti etki etmez ve toplam kuvvet,

$$\mathbf{F}_{\text{NET}} = \mathbf{W} - \mathbf{F}_k \quad (3)$$

şeklindedir.

Hızın artması ile sürtünme kuvveti de artar ve damla öyle bir hız değerine gelir ki (limit hız) $\mathbf{F}_k + \mathbf{F}_s$ toplamı $\mathbf{W}$ ya eşit olur ve

$$\mathbf{W} - \mathbf{F}_k = \mathbf{F}_s \quad (4)$$

ifadesi ile elde edilir.

$$\mathbf{W} = \frac{4}{3} \pi \rho r^3 \mathbf{g} \quad (5)$$

$$\mathbf{F}_k = \frac{4}{3} \pi \rho_h r^3 \mathbf{g} \quad (6)$$

(1), (5) ve (6) numaralı eşitlikler (4) numaralı eşitlikte yerine yazılırsa,

$$\frac{4}{3} \pi^3 (\rho - \rho_h) \mathbf{g} = 6 \pi \eta r v_0 \quad (7)$$

ifadesi elde edilir. Buradan,

$$r = \left(\frac{9}{2} \frac{v_0}{(\rho - \rho_h) \mathbf{g}} \right)^{1/2} \quad (8)$$

yarıçap ifadesine ulaşılır.

Bu deneyde yağ damlasının hareketi, güçlü elektriksel alanın uygulandığı iki paralel plaka arasında incelenerek damlaya etki eden bilinen kuvvetler yardımı ile damlanın toplam yükünün tayininden, elektronun yükü bulunacaktır.

Damlanın elektrik alanda yükselme ve düşme hareketi incelenirse;

a) Sabit elektrik alanda damlanın yükselmesi

$$F_{NET} = F_E + F_k - W - F_s$$

Damla yukarı yönde limit hıza ulaştınca,

$$qE = W - F_k - F_s \quad (9)$$

eşitliği elde edilir. Eşitlik (4) ve (9) dan dinamik metot için yük değeri olan

$$q_u = \frac{b}{E} (v_0 + v_u)$$

$$q_u = bd(v_0 + v_u)/V \quad (10)$$

ifadesi elde edilir. Burada q_u yükselme hareketinde damlanın sahip olduğu yük değeri, b sürtünme katsayısı, d plakalar arası uzaklık, V plakalara uygulanan gerilim değeri, v_0 damlanın serbest düşme limit hızı, v_u damlanın yükselme limit hızıdır.

Stokes kanunu damlanın düşme hızının 0.1 cm/s den küçük olduğu durumlar için doğruluğunu yitirir. Bu deneyde kullanılan damlaların hızları 0.01 ile 0.001 cm/s arasındadır, bu nedenle yük eşitliklerinde bir düzeltme çarpanına ihtiyaç vardır. Bu çarpan;

$$\left(\frac{1}{1 + b/pr} \right)^{3/2} \quad (11)$$

ifadesi ile verilir. Burada b bir sabittir, p atmosfer basıncı ve r de damlanın yarıçapıdır.

b) Sabit elektrik alanda damlanın düşmesi

$$F_{NET} = W + qE - F_k - F_s$$

Damla aşağı yönde limit hıza ulaştığında,

$$qE = F_s - (W - F_k)$$

eşitliği elde edilir. Buradan dinamik metot için yük değeri olan

$$q_D = b d (v_D - v_0) / V \quad (12)$$

ifadesine ulaşılır. Burada q_D düşme hareketinde damlanın sahip olduğu yük değeri, v_D düşme limit hızıdır. Bilinen elektrik alanda deneysel olarak v_0 , v_u ve v_D değerleri belirlenirse damlanın sahip olduğu yük değeri ve buna bağlı olarak elektronun yükü saptanabilir.

2. Denge Yöntemi

Bu metodun kullanılmasında yine damlanın yarıçapına ihtiyaç vardır. Damlanın yarıçapı dinamik metotta bulunan (8) bağıntısı ile bulunur.

Damlanın serbest düşmesi sırasında, uygulanan elektriksel alan ile damlanın havada asılı kalması sağlanır. Bu durumda damlanın hızı sıfır ve damla üzerine etki eden net kuvvet sıfırdır.

$$F_{NET} = W - F_k - F_E$$

$$W - F_k = F_E$$

$$6\pi \eta r v = qE$$

$$q = (6\pi \eta r v) / E$$

$$q = (6\pi \eta r v d) / V \quad (13)$$

damlanın sahip olduğu yük değeri bu eşitlik ile bulunur. Burada d plakalar arası uzaklık, V damlanın havada asılı kalmasını sağlayan gerilim değeridir.

DENEY

1. Dinamik Yöntem

Uyarı: Deney çok küçük damlaların hareketinin incelenmesi esasına dayandığı ve çok küçük kuvvetlerle ilgilenildiği için deney setinde oluşturulacak sarsıntılar alınan verileri etkileyeceğinden masanın veya setin sallanılmaması gerekmektedir.

1. Güç kaynağı ve avometrenin deney seti ile olan bağlantılarını yapınız.
2. Güç kaynağı ve damlacık görüntü odasını aydınlatan flamanın anahtarlarını açınız, avometreyi $M\Omega$ düzeyinde direnç ölçümü için ayarlayınız, plakalar arası elektrik alanın yönünü belirleyen tersleme anahtarını kapalı durumda tutunuz.
3. Damlacık görüntü odasının kapağını kaldırarak, daha önce yağ püskürtüp püskürtmediğini kontrol ettiğiniz yağ püskürtücünün hareket edebilir uç kısmını; damlacık görüntü odasının üst plakasında bulunan ve yağın odaya girişini sağlayan deliğin üstüne tam olarak yerleştirin.
4. Deney setinde "off " durumunda bulunan iyonizasyon kaynak kolunu "SPRAY DROPLET" pozisyonuna getiriniz.
5. Püskürtücüyü bir defa hızlı bir şekilde sıkarak yağ zerreciklerinin odaya girişini sağlayınız. Yağ püskürtücüyü sadece bir defa pompalayınız!..

Uyarı: Yağı püskürtme sırasında deney sorumlusuna danışınız

6. İyonizasyon kaynak kolunu tekrar "off" konumuna getiriniz. Yağ zerreciklerinin odaya girişini sağlayıp sağlamadığınızı kontrol için sette bulunan dürbünden bakarak odada damla bulunup bulunmadığını kontrol ediniz (*deney arkadaşınız yağı püskürtme esnasında bu kontrolü yapabilir*).

7. Eğer odada damlacık görürseniz, damlacık görüntü odasının kapağını çok yavaş bir şekilde kapatınız (bu kapak deney esnasında dış ortamda bulunan yabancı zerreciklerin odaya girişini engeller).

Uyarı: Eğer kapak yavaş bir şekilde kapatılmazsa kapağı kapatma esnasında oluşacak basınç ile odada bulunan yağ damlaları hızlı bir şekilde alt plakaya düşerler!..

8. Deneyi sürdürebilmek için odada bulunan çok sayıdaki damladan birini seçmek gerekmektedir.

Odada bulunan damlalar arasından uygun olan damlanın seçimi

a) Serbest düşmesini hissedilebilir bir şekilde yaptığını inandığınız bir damla seçiniz ve kronometre ile 0.5 mm'lik mesafeyi (dürbünden baktığınızda bölmelendirilmiş bir ekran göreceksiniz, bu bölmeli ekranda kalın iki çizgi arası mesafe) ne kadarlık bir sürede aldığını kontrol ediniz. Damla yukarı hareket edecek şekilde tersleme anahtarı ile oynayarak plakalara bir gerilim uygulayınız ve damlanın 0.5 mm yi yükselme süresini kontrol ediniz.

not : İyi bir deney için serbest düşmede 0.5 mm yi katetme süresi 16 ile 18 saniye arasında bir değer olmalıdır.

not : Dürbünden bakan kişinin, seçilen damlanın gözden kaybolmaması ve diğer damlalar ile karışmaması için, gözünü dürbünden ayırmaması gerekir.

b) Eğer seçilen damla uygun bir damla değilse benzer yöntemle yeni bir damla seçiniz.

c) Eğer seçilen damla istenilen özelliklerde ise dürbünün göze uzak ayar düğmesi ile damlanın netlik ayarını yapınız ve diğer damlaları ekrandan kaybetmek için plakalara uygulanan gerilimin kontrol edildiği tersleme anahtarı ile üst plakayı pozitif-negatif yükleyerek seçilen damlayı gözden kaybetmeden diğer damlaları ekrandan uzaklaştırmaya çalışınız; bu size rahat bir deney yapma imkanı verecektir.

Uyarı : Dürbünün göze yakın olan ayar düğmesi ve flaman ayar düğmeleri ile oynamayınız, bu ayarlar deney sorumlusu tarafından yapılmıştır.

9. Seçilen damla istenilen özelliklerde ise veri almaya başlayınız.

Not : Deneyin bundan sonraki kısmında damlanın alansız düşme, yükselme ve elektrik alanda düşme hızları ile ilgilenilecektir. Mümkün ise deney tek bir damla ile tamamlanır.

10. Avometreden odanın sıcaklığının belirlenmesine olanak veren direnç ölçümünü yaparak bu değeri kaydediniz. Zamanla odanın sıcaklığı değiştiğinden on dakikada bir ölçüm yapınız.

11. Damlanın serbest düşme, yükselme ve elektrik alanda düşme sürelerinin ölçülmesi (bu deneyde genelde damlanın serbest düşme, yükselme ve elektrik alanda düşmesi sırasında 0.5 mm yi ne kadar bir sürede aldığına bakılarak veriler alınır).

- i) Tersleme anahtarı ile damla yukarı yükseltilecek şekilde üst plaka yüklenir ve damla bölmeli ekranın üst kısımlarına gelene kadar yükseltilir. Damla serbest düşmeye bırakılarak 0.5 mm yi ne kadar sürede aldığı kaydedilir.
- ii) Elektrik alanda düşme hızının belirlenebilmesi için, tersleme anahtarı ile damla yukarı çekilir ve tersleme anahtarı ters konuma getirilerek damlanın düşmesi sağlanır. Bu düşme için damlanın 0.5 mm yi ne kadar sürede aldığı kaydedilir.
- iii) Damlanın yükselme hızını ölçebilmek için damlanın yükselme esnasında 0.5 mm yi ne kadar sürede aldığı kaydedilir.

Not: deneyin iki kişi tarafından yapılmasında fayda vardır. Bir kişi sürekli damlayı gözlemlerken diğer kişi kayıtları tutar.

Not: i), ii) ve iii) deki her bir ölçüm deneyin hassasiyeti için en az 5 defa tekrarlanır.

Not: serbest düşme ölçümleri yapılırken bölmeli ekranın alt kısmına gelen damlayı yukarı çıkarırken yükselme ölçümleri yapılabilir, böylece zaman değerlendirilmiş olur.

12. Ölçümler yapıldıktan sonra damlayı yukarı çekerek plakaları topraklayınız. İyonizasyon kaynak kolunu "on" durumuna getirip 5 saniye bekleyerek damlanın yükünün değişmesini sağlayınız. İyonizasyon kaynak kolunu yeniden "off" konumuna getirerek iyonizasyon sonucu yükü değişmemiş olan damla ile 11. basamaktaki ölçümleri tekrarlayınız. Bu şekilde damlanın en az 5 farklı yük değeri için ölçümleri tekrarlayınız.

Uyarı: Eğer ölçümler esnasında damla kaybedilirse;

- i) Kaybedilen damla için alınmış olan veriler korunur,
- ii) Deneyin 3. basamağından başlanarak deney basamakları tekrarlanır.

13. Verilerin alınması tamamlandıktan sonra deney seti, güç kaynağı ve avometrenin besleme gerilimini yapan üçlü prizin fişini çekin.

2- Denge Yöntemi

1. Bir damla seçiniz. Damlanın yarıçapının bulunabilmesi için serbest düşme hızına ihtiyaç olduğundan dinamik metodun 11-i) aşamasını yapınız.
2. Tersleme anahtarı ile damlanın yukarı doğru hareketini gözlemleyiniz. Plakalara uygulanan potansiyel farkı ile oynayarak damlanın havada asılı kalmasını sağlayarak bu durumda plakalara uygulanan gerilim değerini kaydediniz.

Uyarı: Damlanın hareketini iyi gözlemleyerek potansiyel farkı ile oynayınız. Damla ve üzerine etki eden kuvvetler çok küçük olduğundan potansiyel farkının çok iyi ayarlanması gerekir.

3. i) Damlayı kaybetmediyseniz; iyonizasyon kaynak kolunu "on " durumuna getirerek damlanın yükünün değişmesini gözlemleyerek deneye 2. aşamadan devam ediniz.
ii) Damlayı kaybettiyseniz; deneye bu metodun 1. aşamasından devam ediniz.

Millikan Yağ Damlası Deney Verileri :

- Plakalar arasındaki potansiyel farkı =
- Plakalar arası mesafe =
- Ortalama termistör direnci =
- Açık hava basıncı =

Damlacık hareket yönü
O= serbest düşme
U=yukarı doğru hareket

Termistör Direnci

R ($\times 10^6 \Omega$) Damlacık Türü x (mm) t (s) D=aşağı doğru hareket

q_u	—	Damlanın yukarı doğru harekette sahip olduğu yük değeri
q_D	—	Damlanın aşağı doğru harekette sahip olduğu yük değeri
d	—	Plakalar arası uzaklık
ρ_h	—	Havanın yoğunluğu (kg/m^3)
ρ	—	1 atm. ve 0°C deki havanın yoğunluğu, 1.2929 kg/m^3
ρ	—	Yağın yoğunluğu (kg/m^3)
g	—	Yerçekimi ivmesi (m/s^2)
η	—	Havanın viskozitesi (Ns/m^2)
b	—	Sabit, değeri $8.2 \times 10^{-3} \text{ (Pa.m)}$
p	—	Odanın basıncı (Pa)
r	—	Damlanın yarıçapı
v_0	—	Damlanın alansız düşme limit hızı
v_u	—	Damlanın yukarı doğru limit hızı
v_D	—	Damlanın alanlı düşmede limit hızı
V	—	plakalara uygulanan gerilim değeri

Sıcaklığa bağlı olarak hava yoğunluğunun değişimi;

$$\rho_h = \rho_0 \frac{P}{760} \frac{273.16}{T}$$

eşitliği ile verilir.

ATOM SPEKTRUMLARI

Deneyde Kullanılan Araçlar

H₂ spektrum tüpü, Ne spektrum tüpü, Hg spektrum tüpü, Spektrum tüpleri ve izolatör için tutucu (2 adet), Spektrum tüpü maskesi, Yüksek gerilim güç kaynağı (3 kV), Optik ağ tutucu, Optik ağ (Rowland tipi), Silindirik demir çubuk (75 cm), Uygun masa tutucular (4 adet), 75 cm' lik mm bölmeli bir cetvel, Bağlantı kabloları, Çubuklar için bağlantı elemanı, 100 cm' lik spektrum gözleme cetveli.

GİRİŞ

Bu deneyde atom spektrumlarının, atomların enerji düzeyleri ile olan ilişkisi incelenecektir. Kuantum mekaniğinin gelişmesinde atom spektrumları önemli bir rol oynamıştır. Atom spektrumlarının nasıl meydana geldiği sorusu kuantum mekaniğinin başlamasının temel nedenlerinden biriydi ve daha sonraki yıllarda spektrumların çözümleme aracı olmuştur.

Atom yapısının spektrumlarla ilişkisindeki temel düşünce, atomlarda belirli ve ayrık enerji düzeylerinin varlığıdır. E₁ enerji durumunda bulunan bir atom daha aşağı bir E₂ enerji haline geçebilir ve bu arada E₁ - E₂ enerjili bir foton salar. Fotonun enerjisi , λ dalga boyuna ve ν frekansına bilinen

$$E_1 - E_2 = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1)$$

Planck bağıntısı ile bağlıdır. Burada c ışık hızı, h ise Planck sabitidir. Tersine, bir atomun daha yüksek bir enerji durumuna çıkarılabilmesi, başka bir deyimle uyarılabilmesi, enerji düzeylerinin farkına eşit enerjide bir fotonun soğurulmasıyla gerçekleşebilir.

Bir proton ve bir elektrondan oluşan hidrojen atomu, atomların en basitidir. Bu nedenle hidrojen spektrumunun çok sade oluşu şaşırtıcı değildir. Kuantum mekaniği hidrojen atomunun E_n enerji düzeylerini SI birimler sisteminde aşağıdaki basit formül ile vermektedir.

$$E_n = -\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{m_e}{2n^2\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2}\right) \quad (2)$$

Burada e elektron yükü, ϵ_0 boşluğun elektriksel geçirgenliği, n baş kuantum sayısı denen pozitif bir tam sayıdır ve m_e elektron kütesidir. E_n düşük enerji durumu veya taban durumu n=1 içindir, n = ∞ ' a karşılık olan E = 0 enerjisi ise elektronun protondan tamamen ayrılmış ve hareketsiz (hızının sıfır) olduğu bir duruma karşılıktır.

Proton sonsuz kütleli olsaydı Denk. (2)' de m kütesi sadece elektronun kütesi olacaktı. Protonun M kütesinin sonlu oluşu yüzünden bu eşitlikte yapılacak uygun düzeltme, elektronun m_e kütesi yerine aşağıda tanımlanan indirgenmiş μ kütesini almaktır.

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{M} \quad (3)$$

Bu değişiklik bütün enerji düzeylerini $M = \infty$ halindeki değerlere göre % 0.05 oranında küçöltecektir.

Hidrojen spektrumundaki çizgiler, enerji düzeyleri arasında gerçekleşebilen geçişlere karşılıktır. Bu çizgilerin dalga boyları Denk. (1) ve (2)' ye göre aşağıdaki ifadeyle verilecektir;

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{E_1 - E_2}{hc} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\mu}{4\pi \left(\frac{h}{2\pi} \right)^3 c} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) \quad (4)$$

Burada n_1 ve n_2 sıra ile ilk ve son hallerin baş kuantum sayılarıdır. Atom spektroskopisinin öncülerinden J. R. Rydberg'i anmak için Denk.(4)'de parantez dışında kalan sabitlerin tümüne Rydberg sabiti denilmiştir (kısaca R_H).

Hidrojen anlamına gelen H indisi, R_H sabitini, içinde m_e bulunan R_∞ sabitinden ayırt etmemizi sağlar. Rydberg sabitinin denel olarak doğrulukla ölçülen değeri

$$R_H = \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\mu}{4\pi \left(\frac{h}{2\pi} \right)^3 c} = 1.0967757 \times 10^7 \text{ m}^{-1} \quad (5)$$

dir. Buna göre hidrojen spektrumunun dalga boyları,

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right)$$

ile verilecektir. Özellikle $n_2 = 2$ son durumuna daha yüksek ilk durumlardan olan geçişler spektrumun görünür bölgesinde bulunan

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R_H \left(\frac{n^2 - 4}{4n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5 \dots \quad (6)$$

dalga boylarını verecektir. Hidrojen atomunun yapısı ile ilişkisinin anlaşılmasından çok önce bu bağıntıyı deneysel olarak 1885' de ortaya çıkaran Johann Balmer olduğu için, görünür bölgedeki bu çizgilere Balmer serisi denilmiştir.

Daha karışık atomların enerji düzeylerinin hesaplanması çok kolay olmasa da bunlar spektrumlardan çıkarılabilir. Her durumda bir enerji düzeyinden diğer enerji düzeyine geçişe sadece bir spektrum çizgisi karşılık gelir.

DENEY

Şekil 1 ve Şekil 2' yi inceleyin. Hidrojen spektrum tüplerinde, kapiler (ince boyun) kısmından yayımlanan ışığın spektrumunda, Hidrojen atomunun Balmer serisinin şiddetli ve belirli çizgilerine ek olarak H_2 molekülünün bant spektrumu da gözlenir. Atom spektrumunun üç çizgisi, fonda bulunan bant spektrumunun sürekli yapısından belirli biçimde ayrılmıştır.

Spektrum tüpünün iki elektrodu arasına uygulanan potansiyel farkı ile, tüp içinde artı ve eksi yük taşıyıcıları oluşur. Bu işlemi biraz daha açıklayalım. Tüp içinde birkaç mm Hg basıncında belirli bir gaz vardır. Örneğin H_2 , Ne, He ya da Hg buharı gibi. Yüksek enerjili kozmik ışınlar tüp içinde iyonlaşmaya sebep olur ve hiç potansiyel farkı uygulanmasa da bu nedenle, tüp içinde serbest elektronlar ve artı iyonlar az da olsa bulunur. Eğer elektrotlar arasına yüksek potansiyel farkı uygulanırsa, elektrik alan içinde ivmelenen mevcut yüklü parçacıklar (büyük ölçüde elektronlar) küçük kütleli oldukları için büyük ivme kazanarak yeni iyonlaşmalara sebep olurlar ve içerde hareketli yüklerin sayısı hızla artar. Yük taşıyıcıları (iyonlar ve elektronlar) gaz atomları ve molekülleri ile çarpışarak onları uyarırlar. Uyarılmış atom ve moleküller taban enerji durumuna dönerken foton salarak ışıma yaparlar. Deneyde ışık veren spektrum tüpü (deşarj tüpü de denmektedir) bir optik ağ arkasından gözlenmektedir. (Şekil 1 ve 2) Burada gözlenen sanal görüntüdür ve optik ağa kadar aynı fazda gelen, dalgalar (ışık), optik ağda kırınıma uğrarlar ve Şekil 3’de görüldüğü gibi, farklı yönlerde dağılırlar. Farklı yönlerde giden dalgalar arasında yol farkları ve buna bağlı olarak da faz farkları oluşur. Yarıklar arası uzaklık D, ağ sabiti olarak tanımlanır. θ açısı altında paralel olarak ilerleyip kırınıma uğrayan dalgaların 1. mertebe parlak saçak oluşturma şartı,

$$D \sin\theta = \lambda \quad (7)$$

dır.

Ardarda gelen iki yarıktan kırınıma uğrayan, bu iki dalganın yapıcı girişim verme şartı genelde;

$$\Phi(\text{faz farkı}) = 2\pi \frac{\delta(\text{yol farkı})}{\lambda} = 2\pi n$$

dir. n burada tam sayıdır ve yapıcı girişim mertebesini göstermektedir. Bu şart tüm dalgalar için geçerlidir.

Şekil 1’den

$$\sin\varphi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}} \quad (8)$$

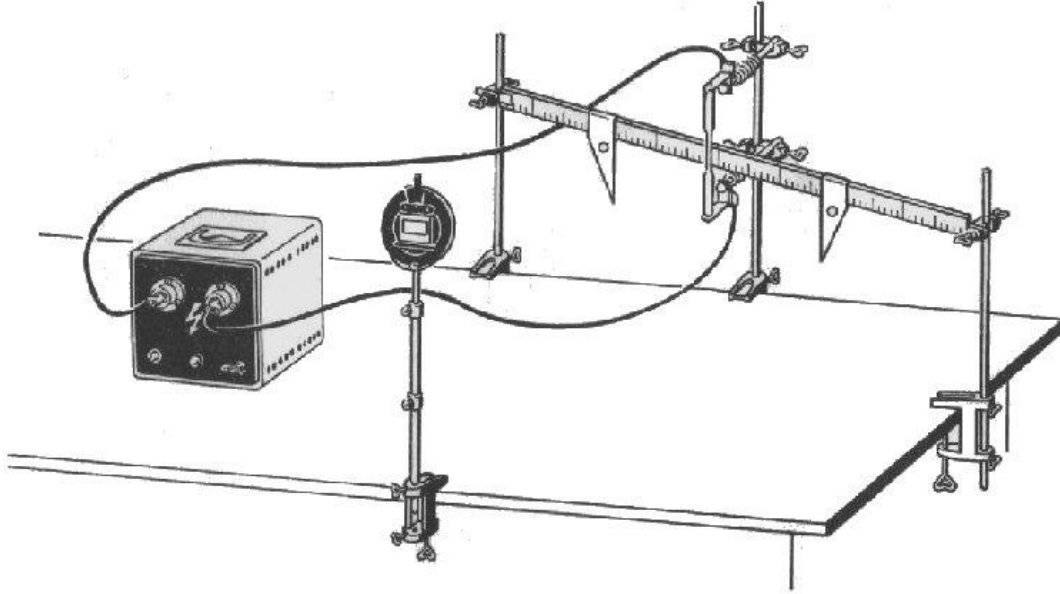
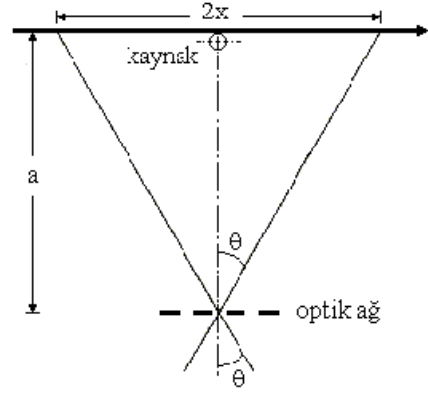
olduğu görülmektedir. Denklem 7 ve 8’ den

$$\lambda = D \cdot \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}} \quad (9)$$

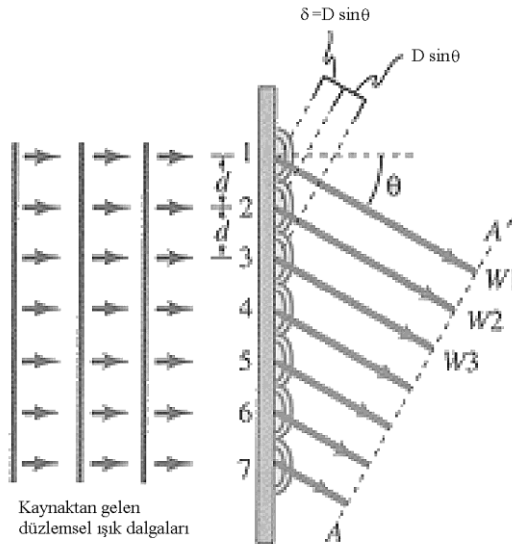
bağıntısı elde edilir. D biliniyorsa, örneğin cm’ sinde 5700 çizgi bulunan bir optik ağ kullanılıyorsa $D \approx 1.7544 \times 10^{-6}$ m, x ve a deney koşullarında ölçülerek λ belirlenir.

Deneyde, farklı atom spektrumları incelenecek ve belirlenen dalga boylarının farklı olduğu görülecektir. Deney sonuçları ile bulduğunuz dalga boylarını çizelge 1 ve 2’ de verilen dalga boyları ile karşılaştırın.

Şekil 1. Optik Ağ ve Spektrum tüpü geometrisi. $2x$, 1. mertebeden yapıcı girişim saçakları arasındaki uzaklıktır. a ise spektrum tüpünün optik ağa olan uzaklığıdır.



Şekil 2. Deney Düzeneği



Şekil 3. Düzenekte faz farkları ve yol farkları oluşur.

ÇİZELGE 1: hidrojenin balmer serisinin H_α , H_β , H_γ çizgilerinin dalga boylarının karşılaştırılması

Çizgi	Renk	Deneyde Ölçülen Dalga Boyu (nm)	Kaynaklarda Verilen Dalga Boyları, (nm)	Sapma nm %
H_α	Kırmızı		656.28	
H_β	Mavi-Yeşil		486.13	
H_γ	Mor		434.05	

ÇİZELGE 2: helyumun görünür bölgedeki spektrumunun dalga boyları

Deneyde Ölçülen Dalga Boyları, (nm)	Kaynaklarda Verilen Dalga Boyları, (nm)	Sapma nm %
	447 (Mavi)	
	471.3	
	492.2 (Mavi-Yeşil)	
	501.6	
	587.6	
	667.8 (Kırmızı)	

SORULAR

- 1- Hidrojen spektrumunda gözlediğiniz çizgilerin hidrojen molekülünün değil de hidrojen atomunun olduğuna nasıl güvenebilirsiniz? Hidrojen molekülünün spektrumunda gözlenebilecek ne gibi değişiklikler bekliyorsunuz ?
- 2- Görünür ışık fotonlarının enerjileriyle hidrojen molekülünü ayırtmak için gerekli enerji değerini karşılaştırınız. Ayırma enerjisinin değerini bir el kitabından bulunuz. Spektrumda hidrojenin saydam olmadığı bir bölge kestirebilir misiniz ?
- 3- Spektrumdaki çizgilerin şiddetleri sizce hangi fiziksel niceliklere bağlı olabilir ?
- 4- Günümüzde yaygın olarak kullanılan floresan lambalar nasıl ışık veriyorlar açıklayınız.

KAYNAKLAR

- 1- Buche F. J. , Introduction to Physics for Scientists and Engineering, Mc Graw Hill, 1986.
- 2- Alan M. Portis, Hugh D. Young, Berkeley Physics Laboratory, 2'nd edition, Mc Graw-Hill Company, 1971.
- 3- K. S. Krane, Modern Physics, J. Willey, 1983.
- 4- J. W. Rolf Modern Physics From α to Z^0 , J. Willey, 1974.

FRANCK-HERTZ DENEYİ

Deneyde kullanılan araçlar:

Civa Buharlı Düzenek: Civalı Franck-Hertz tüpü, fırın, ısıtıcı çift, Franck-Hertz kontrol birimi, Franck Hertz deneyi ölçüm yazılımı içeren bilgisayar, bağlantı kabloları.

Neon Gazlı Düzenek: Ne gazı ile dolu Franck-Hertz tüpü, Franck-Hertz kontrol birimi, Franck Hertz deneyi ölçüm yazılımı içeren bilgisayar, bağlantı kabloları.

Amaç

Civa ve Neon atomunun enerji düzeylerinin kuantumlu olduğunu göstermek ve uyarılma enerjilerini hesaplamak.

GİRİŞ

İlk olarak 1914'te gerçekleştirilen Franck-Hertz deneyi, civa buharından geçen elektron akımındaki maksimum ve minimumların gözlenmesiyle, atomun enerji düzeylerinin kesikli olduğunu (kuantalandığını) doğrulamaktadır. Enerji düzeyleri, her atom için karakteristik bir özelliktir. Civa buharı kullanılarak yapılan Franck-Hertz deneyinde, civa atomlarının birinci izinli uyarılma enerjisi 4,86eV olarak bulunur. Bu değer, deneysel olarak, katot-kafes arası gerilim farkına karşılık anot akımının değişimi kullanılarak elde edilebilir. Birinci izinli uyarılma enerjisi diğer bazı elementlerin gaz evreleri için de deneysel olarak gözlenebilir; örneğin azot gazı için 2,12eV, potasyum gazı için ise 1,63eV değerindedir. Bu deneyde civa ve neon atomunun taban durumdan birinci izinli uyarılmış duruma geçiş için gerekli enerji değerleri, Franck-Hertz deneysel yöntemiyle belirlenecek ve bu atomların yalnız kesikli değerlerde enerji soğurabileceği, $I=f(V)$ grafiği yardımıyla incelenecektir.

KURAMSAL BİLGİ:

Civa Buharlı Düzenek

Frank-Hertz tüpünde, elektriksel olarak ısıtılan katotdan çıkan elektronlar 1 ve 2 elektrotları arasına uygulanan V_1 elektriksel gerilimi ile hızlandırılırlar (Şekil 1). Bu elektronların kinetik enerjileri, kafes biçimindeki 2 nolu pozitif elektroda ulaştıklarında

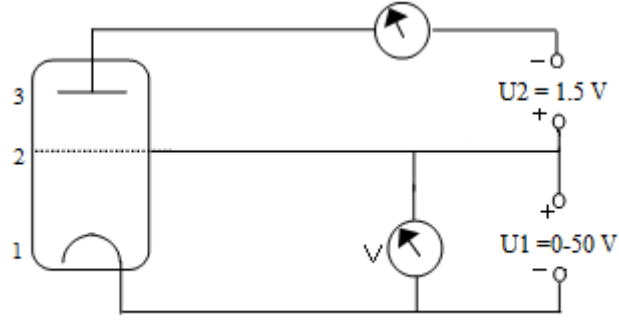
$$\frac{1}{2}mv^2=eV$$

kadardır. Elektronların kinetik enerjileri 4.86 eV'dan küçük kaldıkça bunların büyük bir bölümü 2 nolu kafes ile 3 nolu toplayıcı elektrod arasındaki bölgeye ulaşırlar. Bu bölgede, elektronların hareketlerini engelleyici bir elektriksel alan vardır (V_2). Bu nedenle, kinetik enerjileri, engelleyici alanda yitirdikleri enerjiden fazla olan elektronlar 3 nolu toplayıcı elektroda ulaşabilirler. Elektronların toplayıcı elektroda gerçekten ulaşabildiği, I akımını ölçerek kanıtlanabilir.

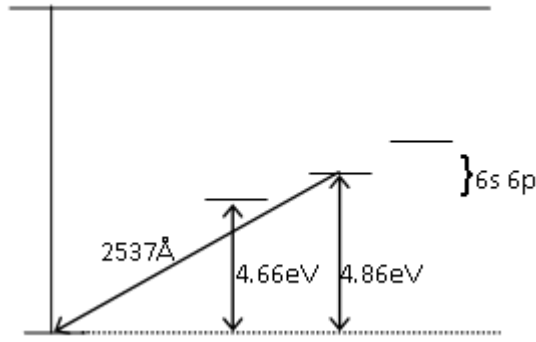
Elektronlar kafese kadar yolları boyunca civa atomlarına çarparlar. Bu elektronların enerjileri 4,86 eV'a ulaştığı anda civa atomları ile esnek olmayan çarpışma yaparlar ve taşıdıkları enerjiyi civa atomlarına aktarırlar. Böylece civa atomları 6^1S_0 taban enerji durumundan, daha yüksekteki 6^3P_1 enerji durumuna geçerler (Şekil 2). Deney koşullarında bu rezonans düzeyini uyarma olasılığı, başka herhangi bir düzeyi uyarma olasılığından çok büyüktür. Uyarılmış atomlar, yaklaşık olarak 10^{-7} s'lik bir süre içinde ν frekanslı ve $h\nu$ enerjili ışık kuantumları (fotonlar) yayınlayarak taban duruma dönerler. Yayınlanan fotonların enerjileri, uyarılmış düzeyle taban düzey arasındaki enerji farkına eşittir.

$$\Delta E = 4,86 \text{ eV} = h\nu$$

Burada $\nu = 11,08 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ve buna karşılık gelen dalgaboyu $\lambda = c/\nu = 253,652 \text{ nm}$ 'dir.

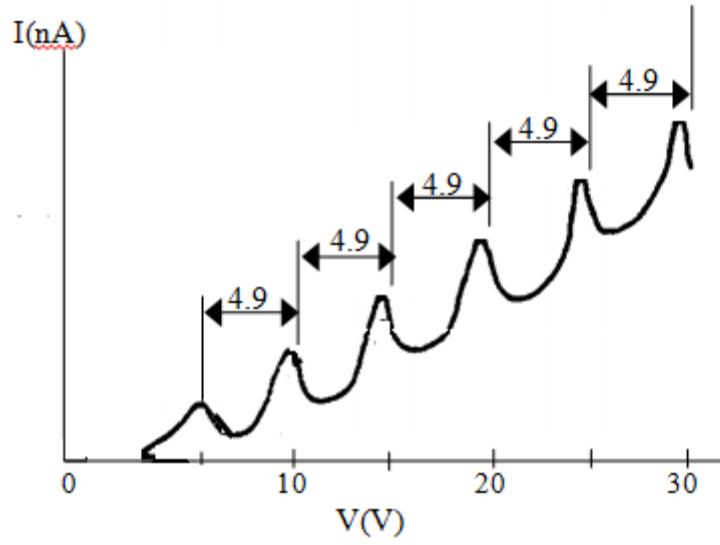


Şekil 1. Devrenin Temel Bağlantıları: 1. Katod, 2. Kafes, 3. Toplayıcı Elektrod



Şekil 2. Civa atomunun enerji düzeyleri

Esnek olmayan çarpışmalar sonucunda enerjilerini civa atomlarına aktaran elektronlar, artık engelleyici elektrik alanını geçerek 3 elektroduna ulaşamazlar ve bu elektroddan geçen akım azalır. Bu nedenle ancak esnek olmayan çarpışmalar oluştuğunda I akımında değişim gözlenir. Akımdaki bu değişim ardışık maksimumlar ve minimumlar biçimindedir. Katodla kafes arasındaki V gerilimi $4,86 \text{ eV}$ 'a eşitken esnek olmayan çarpışmalar kafesin hemen önünde oluşur. V gerilimi artırılırsa esnek olmayan çarpışmalar bölgesi katoda doğru kayar. Çünkü elektronlar $4,86 \text{ eV}$ 'luk kinetik enerjiye daha kısa bir uzaklıkta erişirler. Bunun sonucunda, elektronlar esnek olmayan çarpışmalardan sonra yeniden enerji kazanırlar. Böylece V geriliminin artması ile elektronlar karşı koyucu elektriksel alanı geçebilecek yeterli enerjiyi kazanabilirler. V geriliminin daha fazla artırılması, katod ile kafes arasındaki esnek olmayan çarpışma bölgelerinin artmasına neden olur. Hızlandırma geriliminin fonksiyonu olarak toplayıcı elektrod akımının değişimi Şekil 3'te gösterilmiştir.

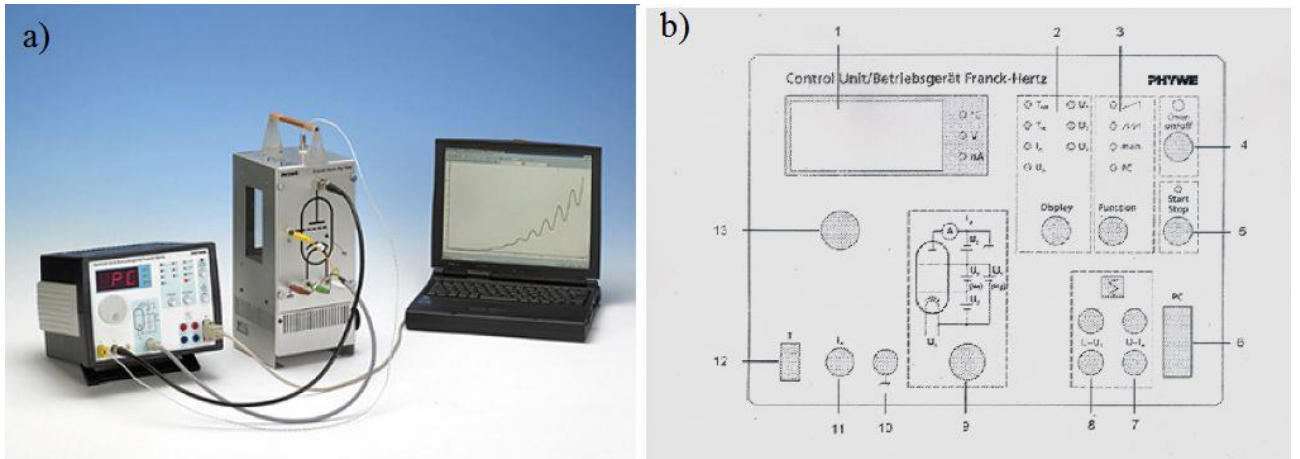


Şekil 3. Hızlandırma geriliminin fonksiyonu olarak toplayıcı elektrot akımının değişimi

DENEY

Civa Buharlı Düzenek

Civa buharı ile Franck-Hertz deney düzeneği; temel olarak üç elektrotlu elektron tüpü, elektrotlara uygulanacak gerilim farklarını üreten güç kaynaklarını ve kişisel bilgisayar ile iletişimi kuran elektronik devreyi içeren kontrol birimi ile bu birimle iletişimin kurulmasını sağlayan yazılımın yüklü olduğu bir kişisel bilgisayardan oluşur. Şekil 4a’da kurulu Franck-Hertz deney düzeneğinin bir resmi verilmiştir. Çarpışma olayı, içinde yaklaşık olarak 15 mm Hg basıncında civa buharı bulunan bir cam tüpte oluşur. Civanın oda sıcaklığındaki buhar basıncının son derece küçük olması nedeni ile istenilen düzeyde bir buhar basıncı elde edebilmek için tüpün 190°C’ye kadar ısıtılması gerekir. Bunun için Frank-Hertz tüpü bir elektrik fırını içine yerleştirilmiştir.



Şekil 4. a) Civa buharlı Franck-Hertz deney düzeneği b) Kontrol biriminin şematik gösterimi

Dikkat edilmesi gereken hususlar:

- Kontrol biriminin havalandırma bölümünü kapatmayın.
- Parantez içinde verilen değerler iyi bir ölçüm grafiği için tipik değerlerdir.
- Eğer akım değerleri çok yükselirse, ölçümler kontrol birimi tarafından otomatik olarak 7 saniye içinde kesilir. Böylece tüpün zarar görmesi engellenir.
- Deşarjdan korunmak için U_H ısıtma voltajı düşürülebilir.

Deney düzeneğinin kurulumu:

1. Hg tüpünü 5 iğneli bağlantı kablosu ile kontrol birimine bağlayın (9 nolu bağlantı). Bu bağlantı ile tüp için gerekli olan flaman gerilimi (U_H), hızlandırma gerilimi (U_1) ve durdurma gerilimi (U_2) sağlanır.
2. Anot akımını ölçebilmek için gerekli BNC bağlantısını yapın (11 nolu bağlantı).
3. Bilgisayar destekli ölçüm için gerekli PC bağlantı RS232 kablosu ile kontrol birimi ve bilgisayar arasında seri olarak yapın (6 nolu bağlantı).

PC İle Ölçüm:

Yukarıdaki kurulum gerçekleştirildikten sonra kontrol birimini çalıştırın. Isıl çiftin oda sıcaklığını doğru ölçüp ölçmediğini, kontrol ünitesindeki ekranı ve 2 nolu fonksiyon tuşunu kullanarak kontrol edin. Ardından Frank-Hertz tüpünün içinde gerekli civa buharı basıncını elde edebilmek için, ulaşılmak istenen sıcaklığı kontrol ünitesinden 190 °C olarak ayarlayın. Son olarak, şekilde gösterilen oven on/off (4) düğmesine basarak fırını çalıştırın. Yaklaşık olarak 7 dakikalık ısıtma süresi sonunda tüp çalışma sıcaklığına ulaşır. Fırının içindeki sıcaklık hiçbir zaman 300°C'yi geçmemelidir. Tüpün camı, bu sıcaklıkta dayanıklılığını yitirmeye başlar.

Daha sonra (5) fonksiyon butonu ile PC konumuna gelin. Böylece kontrol birimi tarafından uygulanacak gerilim değerleri PC aracılığıyla belirlenecektir.

Bilgisayarda “measure” programını çalıştırın. Program açıldığında “gauge” menüsünden “franck-hertz experiment” seçeneğine tıklayın. Ekrana gelen tabloda kontrol birimi tarafından uygulanacak gerilim değerlerini Şekil 5’te gösterildiği gibi belirledikten sonra “continue” tuşunu tıklayın.

Franck-Hertz experiment (FHE) - measuring <Serial no.: 90508182-522-... X

Mode

☒ automatic control

☐ manual control

X data

Voltage U1

Parameters

End voltage U1 50 V

Voltage U2 1.5 V

Voltage U3 0 V

Voltage UH 6.3 V

Temperature T 0 °C

Channels

☒ Voltage U1

☒ Current IA

☐ Temperature Tact

☐ Voltage U2

☐ Voltage U3

☐ Voltage UH

Display

☐ U1 ☒ IA ☐ Tact

☐ U2 ☐ U3 ☐ UH

☒ Diagram

☐ Setup

Get value

☒ on key press

☐ every 1 s

Information

Tube: Neon

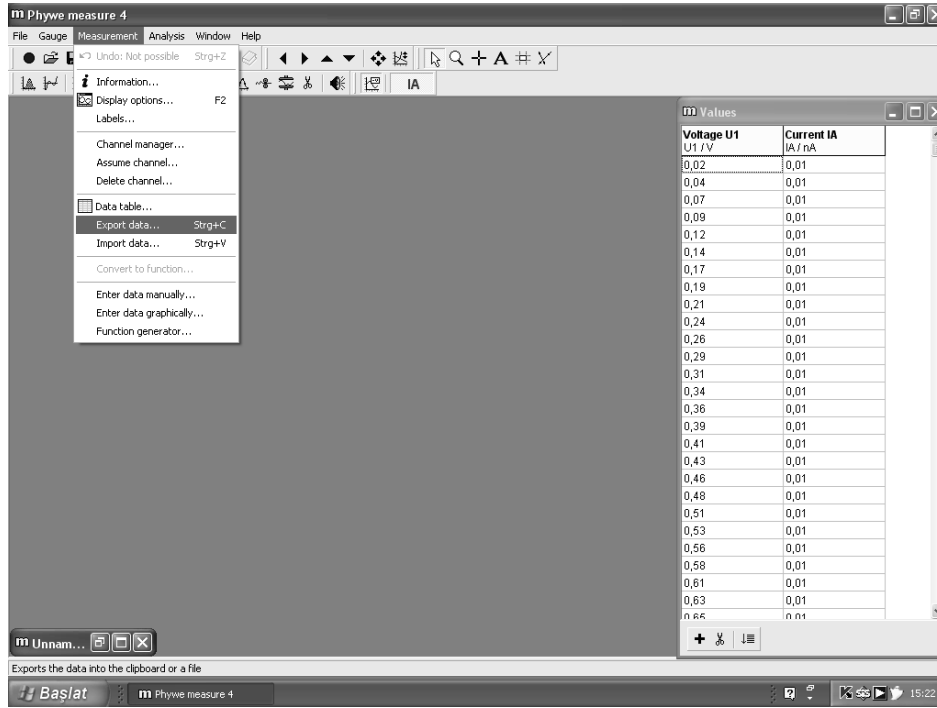
Device version: 1.3.7-2

Continue Cancel

Şekil 5. Ölçüm parametreleri

Açılan pencerede “start experiment” tuşuna tıkladığınızda, bilgisayar aracılığıyla bir önceki menüde ayarlanmış olan gerilim değerleri kontrol birimi tarafından uygulanarak veri almaya başlanacak ve U_1 hızlandırma gerilimine karşı okunan I_A anot akımının grafiğini ekranda çizilecektir.

Veri alma işlemi bittikten sonra “measurement” menüsünde “data table” ı tıklayarak alınan verileri görebilirsiniz. Bu verileri yine aynı menüde “export data” kısmında “export as numbers” ve “save to file” seçenekleri seçili iken “ok” tuşuna tıklayarak istenilen isimde bir dosya altında kayıt edilebilir (Şekil 6). Verilerin kayıtlı olduğu dosya MS Word veya MS Excel programları ile açılıp, düzenlenebilir.



Şekil 6. Alınan verilerin kayıt edilmesi

Bu verileri kullanarak siz de ölçekli kağıda U_1 hızlandırma gerilimine karşılık I_A anot akımının grafiğini çizin. Elde edilen grafikten Hg için gerekli uyarılma enerjisini hesaplayın. Bunun için akım minimumları arasındaki gerilim farkları saptanın ve ortalamaları alınır. Bu değerden yararlanılarak Ne atomunun uyarılmış düzeyden taban düzeye geçerken yayınladığı fotonun dalga boyunu hesaplayın.

Hg atomunun birinci uyarılmış düzeyinin bulunmasındaki doğruluk, akım minimumlarının saptanmasındaki doğruluğa bağlıdır. Bu nedenle akımın minimum olduğu gerilim değerlerinin olabildiğince doğru saptanmasına özen gösterilmelidir.

Akım minimumları, kafes ile katot arasındaki değme gerilimi nedeni ile beklenen gerilim değerlerinde elde edilemezler. Bu nedenle Hg atomunu uyarmak için gerekli olan enerji değerinin hesabında, minimumlar arasındaki farklardan yararlanılmalıdır.

U_2 durdurma geriliminin $I(V)$ eğrisine etkisini incelemek amacıyla belirlediğiniz 3 farklı U_2 gerilim değeri için deneyi tekrarlayın. Bu üç eğriyi aynı grafik üzerinde çizerek U_2 'nin değişiminin deneye etkisini tartışın. Son olarak, UH fitil geriliminin üç farklı değeri için deneyi tekrarlayın ve sonuçlarınızı yorumlayın.

Neon gazlı Düzenek

Neon gazı ile Franck-Hertz deney düzeneği; temel olarak tetrod (dört elektrotlu) elektron tüpü, elektrotlara uygulanacak gerilim farklarını üreten güç kaynaklarını ve kişisel bilgisayar ile iletişimi kuran elektronik devreyi içeren kontrol birimi ile bu birimle iletişimin kurulmasını sağlayan yazılımın yüklü olduğu bir kişisel bilgisayardan oluşur. Şekil 6'da kurulu Franck-Hertz deney düzeneğinin bir resmi verilmiştir.



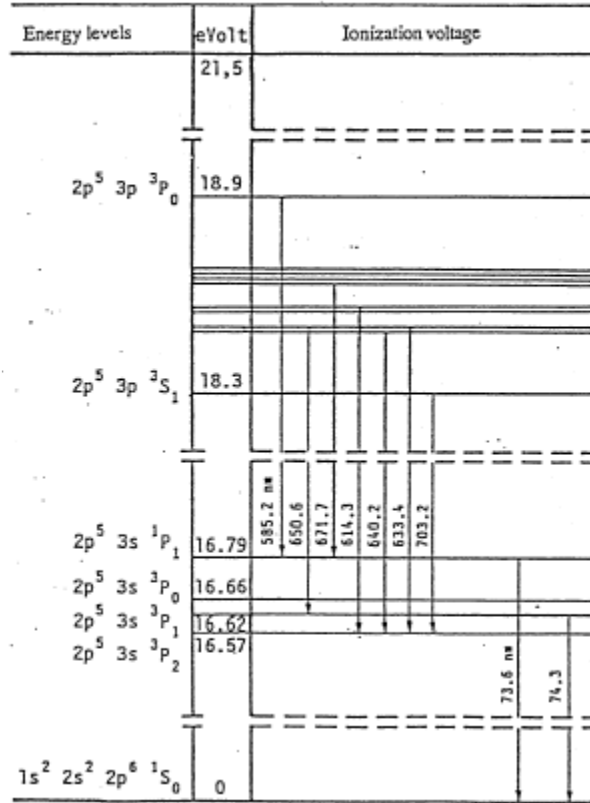
Şekil 7. Neon gazlı Franck-Hertz düzeneği

V gerilim farkı ile hızlandırılan, vakum içindeki q bir yüklü parçacık, qV kadarlık bir kinetik enerji kazanacaktır. Kazanılan bu kinetik enerji ile parçacığın uygulanan elektrik alan etkisinden çıkıncaya kadar ivmeli, daha sonra ise değişmez hızlı bir hareket yapması beklenir. Neon gazı ile dolu bir Franck-Hertz deney tüpünde ise katottan sökülen elektronlar kafese kadar hızlandırılarak neon atomları ile çarpışırlar. Çarpışmanın esnek ya da esnek olmayan olmasını elektronun çarpışmadan hemen önceki kinetik enerjisi belirler. Eğer hızlandırma gerilimi neon atomunun birinci izinli uyarılma enerjisi olan $18,7\text{eV}$ değerinden daha küçük ise (Şekil 8) çarpışma esnek olup, elektron enerjisini neon atomuna aktarmayacaktır. Hızlandırma gerilimi artırıldıkça, ikinci kafes (G_2) ile anot (A) arasına uygulanan durdurucu gerilimi (U_2) aşp, anoda ulaşan elektronların sayısı artacak ve dolayısıyla akım artacaktır.

Hızlandırıcı gerilim değeri, neon atomunu uyarmak için gerekli enerji değerini elektronlara kinetik enerji olarak değere ulaşmışsa; elektronlar kinetik enerjileri $18,7\text{eV}$ olduğunda neon atomları ile kafesin hemen önünde yaptıkları çarpışmalar esnek olmayacaktır. Enerjilerini neon atomlarını uyarmak için harcarlar. Enerjileri tükenen elektronlar U_2 durdurucu gerilim değerini aşamayacakları için akımda düşme başlayacaktır. Hızlandırıcı gerilimin daha da artırılması enerjileri daha az olan elektronlarında neon atomlarını uyarmaya yetecek enerjiye ulaşmalarını sağlar. Bu nedenle anoda ulaşan elektron sayısı azalmaya devam eder, akım azalmayı sürdürür.

Hızlandırma geriliminin artırılmaya devam edilmesi sonucu, elektronların çoğunluğu katot-kafes arası bölgede esnek olmayan çarpışmalar yapmış, enerjilerini yitirmiştir. Ancak, kafese kadar yeniden hızlanmaya başlayacaklardır. Esnek çarpışma sonrasında yeniden hızlanma sonucu kazandıkları enerji, U_2 durdurucu gerilim değerini aşmaya yettiğinde akım yeniden artmaya başlayacaktır. Anot akımı bu noktada bir çukurdan geçmektedir.

Daha yüksek hızlandırma gerilimleri için, elektronlar, katot-kafes arası yol boyunca birden fazla uyarma yapabileceklerdir. Her uyarmanın başlaması ile akımda bir azalmaya başlama (tepe noktası); her uyarma sonrasında elektronlar durucu gerilimi geçmeye yetecek enerjiyi kazanmaya başladıklarında ise akımda artmaya başlama (çukur noktası) gözlenecektir. Hızlandırma gerilimine karşılık akımda artma ve azalmaların olması neon atomlarının kesikli enerji düzeylerinin olduğunun bir kanıtıdır.



Şekil 8. Neon atomunun enerji düzeyleri

Neon gazı için elektron çarpışmalarından soğurulan enerji görünür bölgede foton yayılmasına neden olur. Hızlandırılmış elektronlar neon atomlarını uyararak $2p^6 1S_0$ düzeyinden $2p^5 3p^3 P_0$ enerji düzeylerine geçmelerini sağlarlar. Elektronlar bu düzeyden taban düzeye dönerken daha düşük enerjili düzeyler üzerinden geçerler. Bu geçişler nedeniyle görünür bölgede fotonlar da salınır. Neon gazıyla Franck-Hertz deneyinde kırmızı-turuncu renkli uyarma bölgeleri oluşur.

Sonuç olarak, atomlar her enerji değerinde değil ancak belli bir enerji değerinde enerji düzeylerine sahiptir. Elektronlarından en az birisi taban durumdan daha yüksek enerji değerlerine geçerse, atom uyarılmıştır denir ve uyarılmış bir atom bu enerjiyi ışıma yoluyla tekrar salar. Buna göre; söz konusu salınan ışığın frekansı ν ile kesikli enerji düzeyleri arasındaki enerji farkı ΔE arasında

$$\Delta E = h\nu = hc/\lambda$$

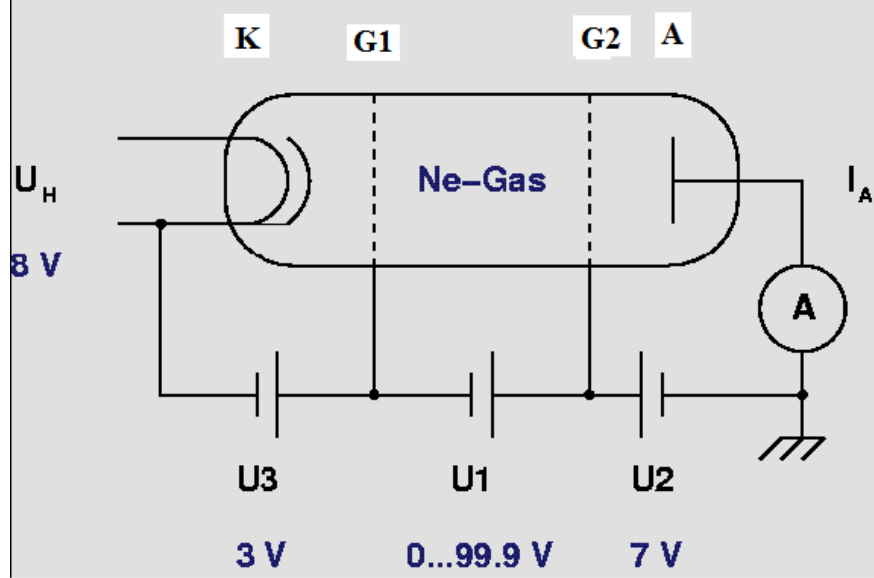
ilişkisi vardır. Burada c , ışık hızıdır (3×10^8 m/s). ΔE ise soğurma ya da salma enerjisi olarak değerlendirilebilir.

$$\Delta E = 18,7 \text{ eV} = h\nu = hc/\lambda$$

$$\lambda = 66,3 \text{ nm}$$

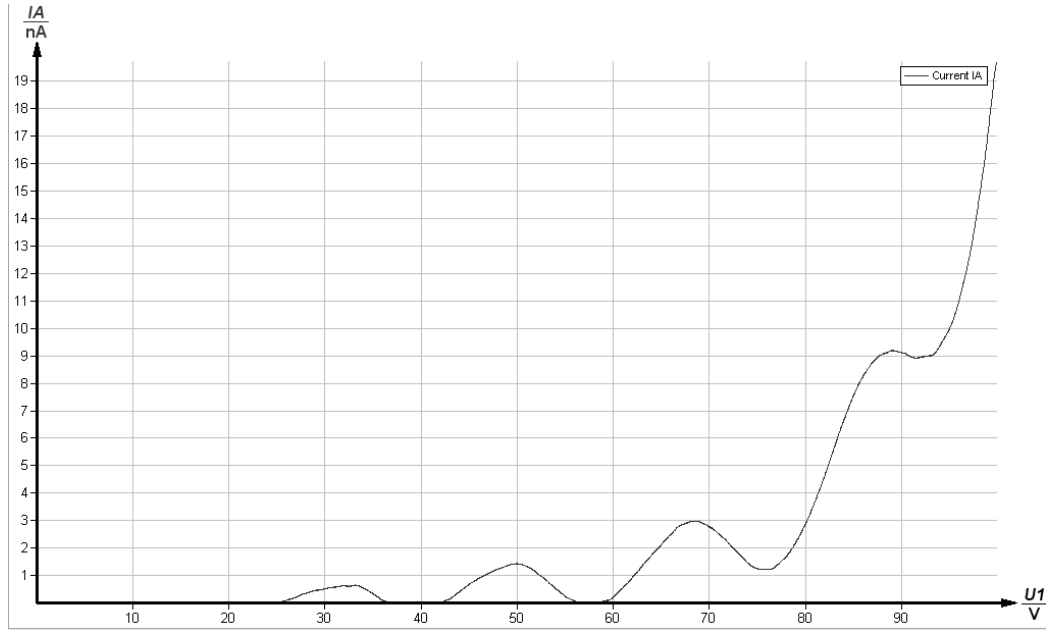
Şekil 9'da şematik olarak gösterilen neon içeren Franck-Hertz tüpü, paralel düzlemsel elektrotlar içerir. Sistem dolaylı olarak ısıtılan oksit bir madde ile kaplı katot (K), hızlandırma elektrotları, kafesler G_1 ve G_2 ve toplayıcı elektrot anottan (A) oluşmaktadır. G_1 katottan çıkan elektronları kontrol eder. Katottan çıkan elektronların ortalama serbest yolu, çalışma sıcaklığında, K ve G_2 kafesi arasındaki uzaklıktan çok daha küçük olmalıdır. Bu nedenle; elektronların serbest yolunu belirleyeceğinden, tüp içindeki neon gazının basıncı önemlidir.

İçerisinde neon bulunan vakum tüpünün filamanı ısıtılarak (U_H gerilimi ile) termoiyonik yayınımla elde edilen elektronlar, U_1 potansiyeli ile birinci kafes (G_1) ve ikinci kafes (G_2) arasında hızlandırılırlar. Elektronlar yeterince kinetik enerji kazanmışlarsa, neon atomlarını üst enerji düzeylerinden birine uyarabileceklerdir. Enerjilerini yitirenlerden ancak enerjisi U_2 gerilimini aşanlar anoda gidebilenler akım oluşturabilirler.



Şekil 9. Neon gazı ile dolu Franck-Hertz deney düzeneği

Uygulanan potansiyele bağlı olarak anot akımında inişli çıkışlı davranışlar gözlememiz mümkündür. (Şekil 10)

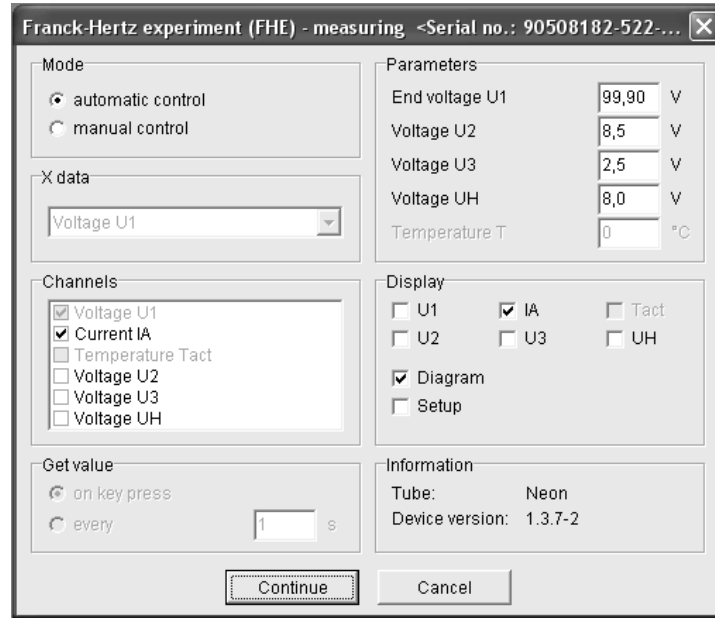


Şekil 10. Neon tüpü için Franck-Hertz akım-gerilim eğrisi.

DENEY:

Deney düzeneğinin kurulumu:

1. Ne tüpünü 5 iğneli bağlantı kablosu ile kontrol birimine bağlayın (9 nolu bağlantı). Bu bağlantı ile tüp için gerekli olan flaman gerilimi (U_H), hızlandırma gerilimi (U_1), durdurma gerilimi (U_2) ve kontrol gerilimi (U_3) sağlanır.
2. Anot akımını ölçebilmek için gerekli BNC bağlantısını yapın (11 nolu bağlantı)
3. Kontrol ünitesini çalıştırarak, Hg'lı düzenekte açıklandığı şekilde PC ile ölçüm alın. Ölçüm parametreleri örnek olarak Şekil 11'de verilmiştir.



Şekil 11. Ne tüp için ölçüm parametreleri

Bu verileri kullanarak sizde ölçekli kağıda U_1 hızlandırma gerilimine karşılık I_A anot akımının grafiğini çizin. Elde edilen grafikten Ne atomu için uyarılma enerjisini hesaplayın. Bunun için akım minimumları arasındaki gerilim farkları saptanın ve ortalamaları alınır. Bu değerden yararlanılarak Ne atomunun uyarılmış düzeyden taban düzeye geçerken yayınladığı fotonun dalga boyunu hesaplayın.

SORULAR

1. Frank-Hertz tüpü ısıtılmazsa, $I = f(V)$ eğrisi nasıl olur?
2. Kafesle toplayıcı elektrot arasındaki ters elektriksel alan hangi amaçla uygulanmaktadır?
3. Fitil ve ters elektriksel alan gerilimlerinin değişimi $I = f(V)$ eğrisinde nasıl bir değişime neden olur?
4. Bu deneyde, her hızlandırma gerilimine karşılık, toplayıcıdan geçen akımların mutlak değerlerinin saptanmasına gerek var mıdır, açıklayın.
5. Kafesle katot arasındaki değme geriliminin değerini bulun.

KAYNAKLAR

1. Introduction to the Structure of Matter. A course in Modern Physics. John J. Brehm, William J. Mullin, John Wiley & Sons, 1989.
2. Concepts of modern Physics. Mc Graw-Hill, Inc, 1995.
3. Modern Physics from α to Z° , James William Rohlfs, John Wiley & Sons, 1994.

FOTOELEKTRİK OLAY VE ELEKTRONLARLA İYONLAŞMA

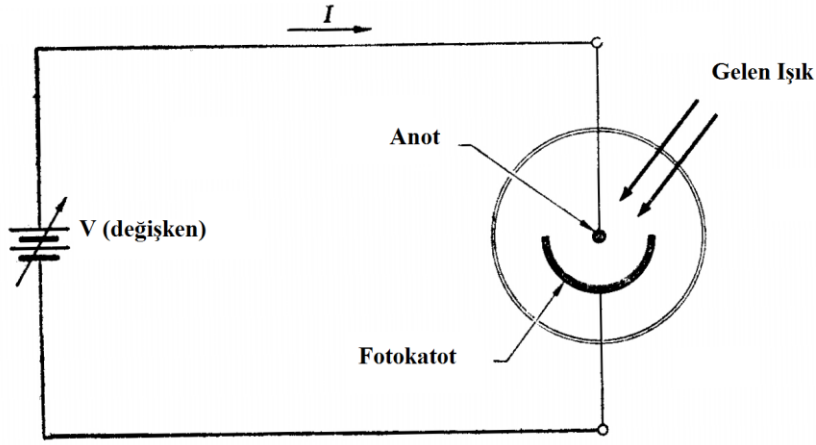
FOTOELEKTRİK OLAY

Deneyde Kullanılan Araçlar:

Fototüp (929 tipi), mavi, kırmızı, turuncu, yeşil ve kızılaltı LED'ler, voltmetreler, potansiyometre ($5k\Omega$), yükselteç, güç kaynağı, LED güç kaynağı, yük direnci, bağlantı kabloları.

GİRİŞ

Fotoelektrik olay, ışığın enerjisini bir madde yüzeyine aktararak elektron sökmesidir. Bu olayı gözlemek için hazırlanmış en basit deneysel düzenek Şekil 1'de görülmektedir. Katoda monokromatik ışık düşürülerek fotosalma ile sökülen elektronların oluşturduğu akım, gerilimin fonksiyonu olarak ölçülebilir.



Şekil 1. Fotoelektrik olay deney düzeneğinin basit gösterimi

Deneyisel gözlemlerin en önemlileri şunlardır:

- ◆ Katottan anoda akan elektron akımını büsbütün durduracak bir negatif gerilim ile ölçülen fotoelektronların kinetik enerjisi, ışığın **şiddetinden** bağımsızdır, fakat ışığın **frekansının** çizgisel bir fonksiyonudur.
- ◆ Fotoelektrik salmanın gözlenebildiği maksimum bir dalga boyu vardır ki, bunun ötesinde olay meydana gelmez. Bu maksimum dalga boyunun değeri katot yüzeyinin cinsine bağlıdır.
- ◆ Fotoakımın doyma değeri doğrudan ışığın şiddetine bağlıdır.

KURAMSAL BİLGİ

Ondokuzuncu yüzyılın sonlarında yapılan bir dizi deney, metal yüzeyleri üzerine yeterince yüksek frekanslı ışık düştüğünde, (alkali metaller dışında, hepsi için mor ötesi ışık gerekir) metal yüzeyinden elektronlar salındığını açığa çıkarmıştır. Bu olay fotoelektrik etki olarak bilinmektedir. 1905'de Einstein bu deneysel gerçekleri elektromanyetik enerjinin kuantumlanması ile açıklamıştır. Elektromanyetik enerjinin kuantumlu olduğu ilk olarak 1900'de Planck tarafından bir

postula halinde ortaya atılmıştır. Frekansı ν olan bir ışınım rastlayan $E = h\nu$ enerjili bir foton, katot içinde bulunan bir elektron tarafından soğurulur. Elektronu yüzeyden çıkarmak için W kadar bir iş yapmak gerekir. (W 'ya katot maddesinin **iş fonksiyonu** denir). Böylece bir elektron yüzeyden

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - W \quad (1)$$

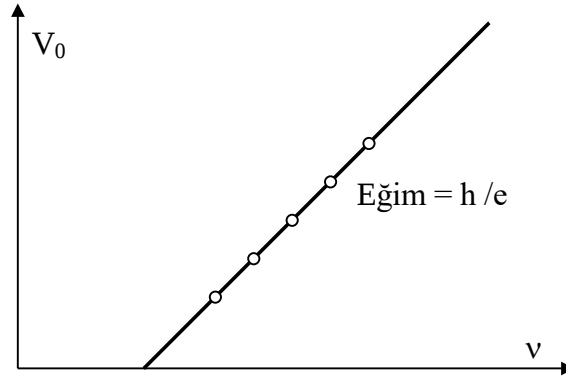
ile verilen bir kinetik enerji ile fırlar. Işık şiddetinin artması foton sayısının artması demektir, bu ise fotoelektron sayısını artırır, fakat herbir elektronun enerjisini artırmaz.

Buna uygun olarak elektron akımını durdurmak için gerekli negatif V_0 gerilimine denk gelen eV_0 enerjisi elektronun ilk kinetik enerjisine eşit olmalıdır. Yani **V_0 durdurma gerilimi**,

$$eV_0 = h\nu - W \quad (2)$$

ile verilir.

Buna göre V_0 deneysel olarak görüldüğü gibi frekansın çizgisel bir fonksiyonudur. O halde V_0 'ın, frekansın fonksiyonu olarak ölçülmesi Şekil 2'de görüldüğü gibi h 'nin ve W 'nin değerlerini vermelidir.

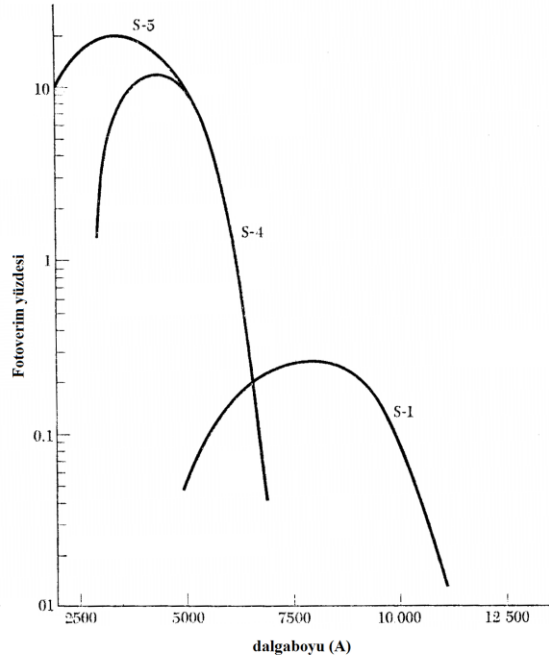


Şekil 2. Durdurma potansiyelinin ışığın frekansına bağımlılığı

Durdurma geriliminin tüm değerleri için, fotoelektrik akımı ışık şiddeti ile orantılıdır. V_0 'ın değeri ışığın şiddetine bağlı değildir.

İş fonksiyonlarının küçük ve fotoelektrik etkinliklerinin (salınan elektron sayısının soğurulan foton sayısına oranı) yüksek olması yüzünden ilk fotoelektrik deneylerinde katot olarak alkali-metaller kullanılmıştır. Buna rağmen bunların etkinliği ancak %0,1 basamağında ve orta şiddette bir ışığın meydana getirdiği fotoakım mikroamper basamağındadır.

Modern fototüplerde fotokatot yüzeyi olarak çoğu zaman sezyum-antimon kullanılır; bu malzemenin iş fonksiyonu küçüktür ve etkinliği %20'yi bulur. Yapacağımız deney yönünden bu malzemenin güçlüğü, iş fonksiyonları düzgün olmadığı için negatif gerilimlerde fotoakımın keskin bir kesilme değerinin bulunmayışıdır. Buna rağmen h ve W %10-20 arasında bir doğrulukla elde edilebilir. Şekil 3 satın alınabilen üç fototüpün duyarlıklarını dalga boyunun fonksiyonu olarak göstermektedir.

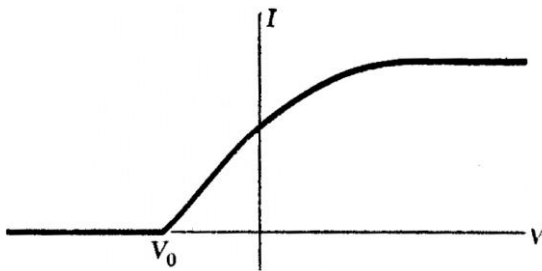


Şekil 3. Üç fototüpün duyarlılıklarının dalga boyuna bağımlılığı

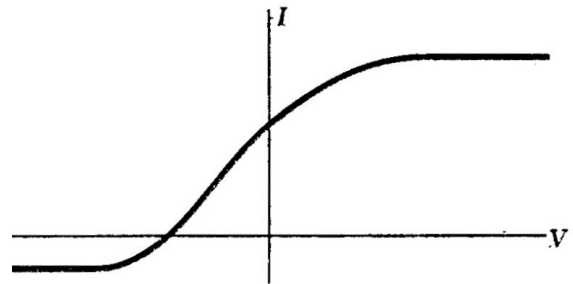
Gerçekte I 'yı V 'ye bağlayan grafik Şekil 4'den çok Şekil 5'e benzer. Belli negatif bir V_0 değeri için akım keskin bir şekilde kesilecek yerde, bazı negatif V değerleri için küçük negatif bir doyma değerine yaklaşır. Bunun nedeni anottan gelen foto salmadır. Katottan buharlaşan küçük madde parçacıkları anot üzerine konduğu için, ışık düştüğü zaman anot da fotokatot gibi davranır. Anottan elektron sökülmesini azaltmak için ışığın doğrudan anot teline varmasını önlemek üzere tüp gizlenebilir. Yine de saçılmış ışığın anodu dövmesi yüzünden bu olay tümünden önlenemez. Buna göre ölçülen $I(V)$ akımı katot akımı ile anot akımının toplamına eşittir, oysa biz $I_0(V)$ katot akımını arıyoruz. Bu ayırımı yapabilmek için, anot akımının V 'ye bağımlılığının katodunkine ile aynı olduğunu ve iki elektrotun rolleri değiştiği için V 'nin işaretinin değişmediğini düşünerek işi basitleştirebiliriz. Buna göre toplam $I(V)$ akımı aşağıdaki şekilde $I_0(V)$ cinsinden yazılabilir:

$$I(V) = I_0(V) - \alpha I_0(-V) \quad (3)$$

Burada α birden küçük bir sabittir ve sabit şiddet ve sabit frekansa anot ve katot doyma akımlarının (yani ileri yönde ve ters yönde doyma akımları) oranına eşittir.



Şekil 4



Şekil 5

Eş.3, $I(V)$ 'yi $I_0(V)$ cinsinden verir. $I(V)$ doğrudan ölçüldüğüne ve biz $I_0(V)$ 'yi bulmak istediğimize göre bu denklemi $I_0(V)$ için çözmeliyiz. Bunun için (V) yerine $(-V)$ koyup α ile çarpalım.

$$\alpha I(-V) = \alpha I_0(-V) - \alpha^2 I_0(V) \quad (4)$$

Şimdi Eş.3 ve Eş.4'ü toplayıp $(1-\alpha^2)$ 'ye bölersek

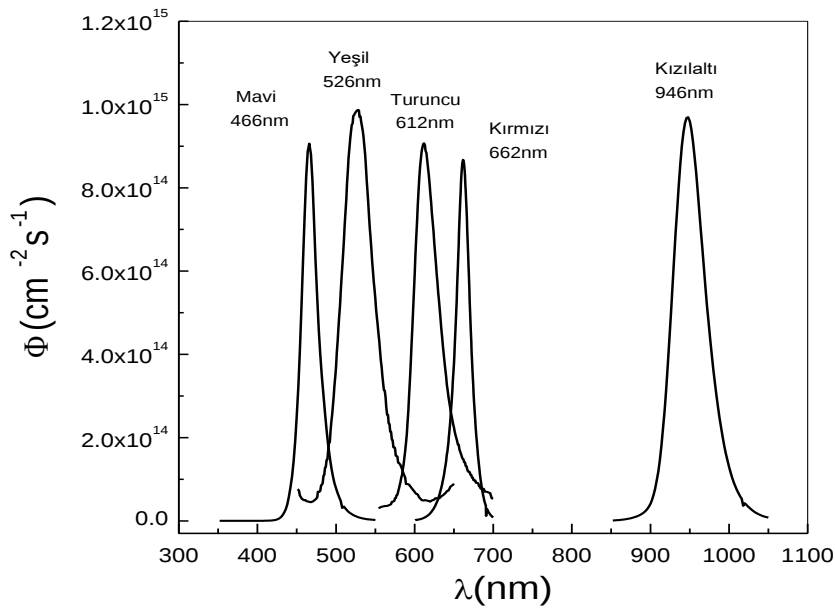
$$I_0(V) = \frac{I(V) + \alpha I(-V)}{1 - \alpha^2} \quad (5)$$

buluruz.

DENEY

Fotoelektrik deneyi için tek renkli ışık kaynakları olan LED'ler (Light Emitting Diode/ Işık yayan diyot) kullanılacaktır. Kullanılacak LED'lerin renkleri mavi, yeşil, turuncu, kırmızı ve kızılaltıdır. Şekil 6'da kaynak olarak kullanılacak LED'lerin dalga boyuna bağlı olarak ölçülen tayfları verilmiştir.

Işık yayan diyotlar (LED'ler) ilerleyen yarıiletken teknolojisi sonucunda üretilmiş tek renkli ışık kaynaklarıdır. Diğer beyaz ışık kaynaklarına (Tungsten fitilli lamba, gaz boşalma lambaları, v.b.) oranla fiziksel boyutlarının küçük olması ve az enerji harcamaları nedeniyle oldukça yaygın bir kullanım alanına sahiplerdir. Başlangıçta fotoverimliliği çok fazla olmasa da birçok elektronik aygıt göstergesinde kullanılmıştır. Son yıllarda yeni teknikler ve malzemeler kullanılarak üretilen LED'ler birkaç on cd (kandela) aydınlanma şiddetine kadar ulaşmışlardır. İlerleyen yıllarda gelişen teknolojiye paralel olarak LED'lerin verimleri de artmış ve bilimsel araştırmalarda ışık kaynağı olarak kullanılagelmiştir.



Şekil6.LED'lerin dalga boyuna bağlı tayfları

Planck Değişmezi ve İş Fonksiyonunun Bulunması

Kullanacağınız LED'i, LED güç kaynağına bağlayarak, 10V kademesine getiriniz. LED'i fototüpteki plastik parçanın üzerindeki yuvaya yerleştiriniz. Böylece katot yüzeyi doğrudan aydınlanacaktır.

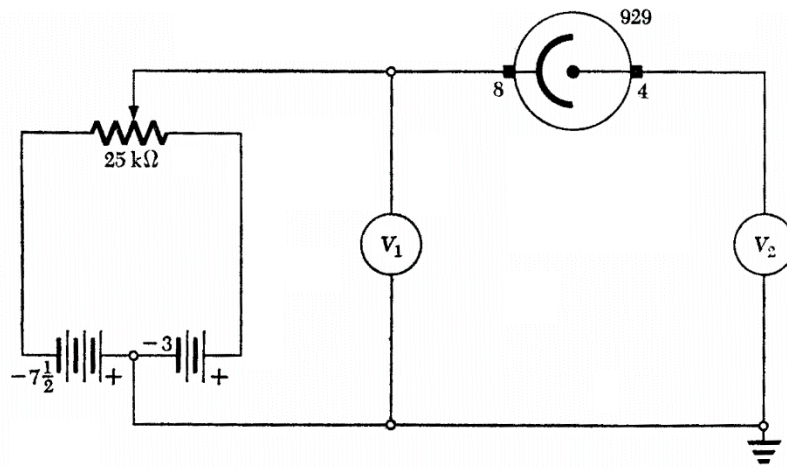
Şekil 7'deki devreyi kurunuz. Deneyde, anot-katot arası gerilim farkına karşılık akım ölçülecektir. Akım çok küçük olduğundan doğrudan ölçülmesi çok zordur. Ya yükseltilmeli ya da bir yük direnci üzerinden geçirilerek gerilim farkına dönüştürülmelidir. Deneyde akım $100\text{k}\Omega$ 'luk bir direnç üzerinden geçirilerek gerilim farkına dönüştürülüp V_2 gerilimi ölçülecektir. Direnç üzerinden geçen akım aynı zamanda fototüpten geçen akımdır. Gerek duyulursa yük direnci üzerindeki gerilim düşmesi yükselteç ile yükseltilebilir.

Deneyde, V_1 gerilimleri değiştirilerek V_2 gerilimleri ölçülecektir. Mavi LED ile V_1 gerilimi; $[-10\text{V}, -1\text{V}]$ aralığında 1V , $[-1\text{V}, 1\text{V}]$ aralığında $0,1\text{V}$ ve $[1\text{V}, 18\text{V}]$ aralığında yine 1V aralıklar ile değiştirip V_2 gerilimlerini ölçünüz. Daha sonra ileri ve ters yönde doyum akımlarının oranını (α) kullanarak I_0 değerlerinin hesaplayınız. I_0 - V_{KA} grafiğini çizerek V_0 durdurma geriliminin değerini belirleyiniz.

Devreyi hiç bozmadan yeşil, kırmızı, turuncu ve kızılaltı LED'leri kullanarak deneyi yineleyiniz. Daha sonra her bir LED için çizdiğiniz I_A - V_{KA} grafiklerinden V_0 gerilimlerini belirleyiniz. Kullandığınız tek renkli ışık kaynaklarının dalgaboyunun tersine ($1/\lambda$) karşılık durdurma gerilimi grafiğini ($V_0 - \frac{1}{\lambda}$) çizin. Grafiğin eğimi hc/e 'dir. hc/e nin kuramsal değeri,

$$\frac{hc}{e} = (1,23986 \pm 0,00001) * 10^{-6} \text{ Vm}$$

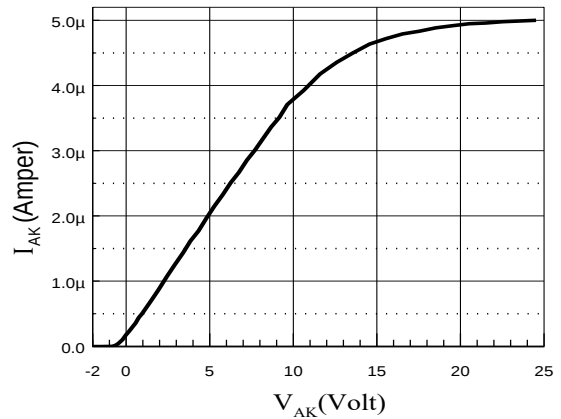
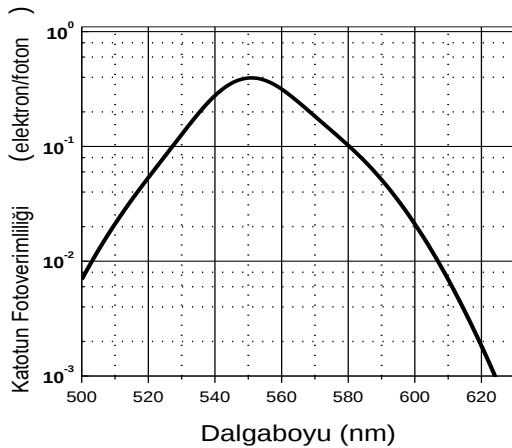
dir. Buradan h Planck değişmezinin değerini ve katot malzemesinin iş fonksiyonunu (W) bulunuz ve kuramsal değer ile karşılaştırınız.



Şekil 7. Deney düzeneğinin devre şeması

SORULAR

1. İş fonksiyonu 2,0 eV olan bir fotokatot için, fotoelektrik salmanın gözlemlendiği en uzun dalga boyu nedir?
2. Şekil 3'den görülen verim belirtgenlerinin (etkinliklerinin) üstünlükleri ve zayıflıkları nelerdir?
3. Eğer anot akımı tamamen ihmal edilseydi, yani $I(V) = I_0(V)$ olsaydı, V_0 üzerinde meydana gelecek hata ne olurdu? Bu h 'nin ölçülen değerini nasıl etkiler?
4. Çeşitli spektrum çizgileri için α 'nın değeri aynı mı, yoksa farklı mıdır? α 'nın dalgaboyuna bağlı olarak değişmesinin gerekçeleri neler olabilir?
5. Yeşil çizgi ile ışıktandırılmış bir 929 fototüpün doymuş fotoakımından faydalanarak saniyede salınan fotoelektronların sayısını hesaplayın. Verim %5 ise, katoda saniyede çarpan foton sayısı ne kadardır? Katodu gören katı açığı hesaba katarak, lambadan yeşil çizgi için birim zamanda ne kadar foton salınacağını kestirin. Yeşil çizgi için, toplam giriş gücünün kaçta kaçını yayınlamır?
6. Anot katoda göre pozitif olduğu zaman, akım neden birden doyma değerine ulaşamaz? Anoda erişemeyen elektronlara ne olur?
7. Anot ve katot akımlarının V 'ye aynı şekilde bağlı olmaları ne kadar doğrudur? İki akımı şekilce farklı kılabilen görüşler ne olabilir?
8. V_{KA} gerilim farkını, tek bir voltmetre ile doğrudan ölçmek yerine, neden V_1 ve V_2 gerilimleri ölçülerek farkı alınır?
9. Şekilde bir fototüpün spektral fotoetkinlik eğrisi ve 550nm tepe dalgaboyuna sahip, $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ foton akısında bir kaynakla yapılan fotoelektrik olay deneyi sonucunda çizilen, fototüpün akım-gerilim ($I=f(V)$) eğrisi verilmiştir. Aynı fototüp kullanılarak 600nm'lik tepe dalga boyuna sahip, $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ foton akısında bir ışık kaynağıyla yapılan fotoelektrik olay deneyi sonucunda fototüpün akım-gerilim eğrisi nasıl olacaktır? Üst üste çiziniz. İPUCU: Katot yüzeyinin her iki durumda da tamamen ve homojen aydınlandığını düşünün. ($W_{\text{Katot}}=1,7\text{eV}$)



KAYNAKLAR

1. Alan M. Portis & Hugh D. Young, *Berkeley Fizik Laboratuvarı-3*
2. Arthur Beiser, *Çağdaş Fiziğin Kavramları*

ELEKTRONLARLA İYONLAŞMA

Deneyde Kullanılan Araçlar:

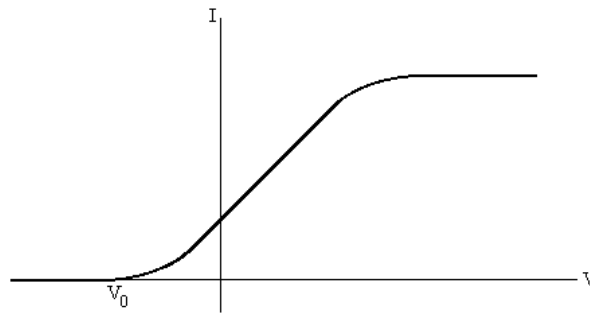
İki adet fototüp(925 ve 930 tipi), ayarlı güç kaynağı, sinüs dalga üretici, voltmetre, 100 Ω luk direnç, ışık kaynağı, bağlantı kabloları.

GİRİŞ

Bu deneyde fototüpün akım-gerilim eğrisini hızlandırıcı gerilimler için inceleyeceğiz. Birkaç volt veya daha büyük hızlandırıcı gerilimlerde akımın gerilimden bağımsız ve sadece ışık şiddetine bağlı olduğunu göreceğiz. Sonra asal gaz dolu bir fototüpün akım-gerilim eğrisini ele alacağız. Pozitif gerilimlerde öncekine benzer düzlüğe ulaşıldığını fakat bunu bir takım sert akım artışları izlediğini göreceğiz. Bu artışlar, yeterince enerji kazanmış elektronların tüpteki gaz atomlarına çarparak iyonlaştırmasının sonucudur. Sonunda serbest elektron ve iyon yoğunluğunda görülen artış akım taşıyıcı sayısını, dolayısıyla akımı arttırmaktadır. Akım-gerilim eğrisini çizerek gaz atomlarının iyonlaşma enerjisini bulabiliriz.

KURAMSAL BİLGİ

Havası boşaltılmış fototüp için akım-gerilim grafiği Şekil 1’de gösterildiği gibidir. Bu grafiği şu şekilde yorumlayabiliriz: Başlangıçta anot ile katot arasına bir gerilim uygulanmadığını düşünelim. Katot yüzeyine, enerjisi yüzeyin iş fonksiyonundan biraz büyük olan bir ışık düşürelim. Böylece katottan sökülen elektronlar fototüp içinde her yönde yayılacaklardır. Bunlardan hareket yönü anot doğrultusunda olanlar anoda ulaşarak devreden küçük de olsa bir akım geçmesine neden olacaklardır. Bu grafikte $V=0$ için görülen akımı açıklamaktadır. Burada enerjisi yüzeyin iş fonksiyonuna eşit olan bir ışık kullansaydık, yüzeyden sökülen elektronların kinetik enerjisi olmayacağından yüzeyin hemen yanında bir elektron bulutu oluşturacaklardı ve anoda hiç bir elektron ulaşamayacağından, akım $V=0$ ’da sıfır olacaktı.

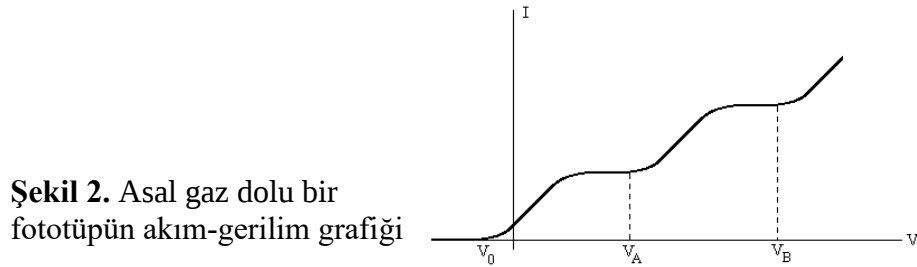


Şekil 1. Boş bir fototüp için akım-gerilim grafiği

Anotla katot arasına sıfırdan başlayarak pozitif olarak artan bir gerilim uygulayalım. Bu gerilimden dolayı anotla katot arasında doğru bir elektrik alan oluşur ve dolayısıyla elektronlar üzerine elektrik alanın ters yönünde bir kuvvet etki eder. Bu kuvvetin etkisi ile elektronlar anoda doğru ivmelenirler ve aynı zamanda yönleri de anoda doğru odaklanmış olur. Bu nedenle anoda ulaşan elektron sayısı artmaktadır. Gerilim arttıkça elektronlar üzerine etkiyen kuvvet de büyüyeceğinden, anoda ulaşan elektron sayısı potansiyel farkla doğru orantılı olarak artar. Fakat belli bir noktadan sonra gerilim artsa da akımın değişmediği görülmektedir. Bunun nedeni katottan

birim zamanda çıkan elektronlarla anoda birim zamanda ulaşan elektron sayısının eşit hale gelmesidir. Katottan birim zamanda çıkan elektron sayısı değişmediğine göre (ışık şiddeti değişmediği için) anoda birim zamanda ulaşan elektron sayısı da değişmeyecek ve akım gerilimden bağımsız olarak sabit kalacaktır. Anot ile katoda ters yönde bir potansiyel fark uygulanırsa elektrik alan katottan anoda doğru ve elektronlar üzerine etkiyen kuvvet de buna ters yönde, yani anottan katoda doğru olacaktır. $V=0$ 'da anoda ulaşan elektronlar olduğundan söz etmiştik. Şimdi bu elektronlara hareketinin ters yönünde bir kuvvet uygulanmaktadır. Böylece elektronların anoda ulaşması engellenmeye çalışılmaktadır. Fakat enerjileri büyük olan elektronlar bu kuvvete rağmen hala anoda ulaşabilmektedir. Gerilim arttıkça elektronlara uygulanan kuvvet arttığından anoda ulaşan elektron sayısı azalacak ve akımda da bir azalma görülecektir. Sonuçta gerilim birkaç volt mertebesinde belli bir V_0 değerine ulaşıncaya veya onu geçince hiç bir elektron anoda ulaşamaz ve akım kesilir.

İçerisi asal gaz dolu bir fototüpün akım-gerilim grafiği Şekil 2’de gösterildiği gibidir. V_A değerine kadar olan olaylar boş fototüpte olan olaylarla aynıdır. Sadece gaz molekülleri anoda giden elektron akımını, esnek çarpışmalar nedeniyle biraz güçleştirir. Bunun dışında akıma etkileri çok küçüktür. V_A değerinden sonra elektronların enerjisi asal gaz atomlarını iyonlaştıracak büyüklüğe ulaşır. Yani katottan çıkan her elektron gaz atomları ile esnek olmayan bir çarpışma yaparak gaz atomundan bir elektron söker. Ayrıca çarpışmada ortaya çıkan pozitif iyon katoda gelerek burada yükünü yitirir ve eğer katoda yeterli bir enerjiyle çarparsa, oradan ikincil elektronlar söker. Böylece ortamdaki elektron sayısı artmış olur. Uygulanan gerilimden dolayı bu elektronlar da anoda doğru hızlandırılırlar. Gerilim arttıkça, daha önce açıkladığımız gibi anoda ulaşan elektron sayısı da artar ve akımda da bir artış gözlenir. Yine belli bir gerilim değerinden sonra akımın sabit kaldığı görülmektedir. Bu ise katottan çıkan elektronlar, iyonlaşma sonucu açığa çıkan elektronlar ve pozitif iyonların katottan söktükleri elektronların tamamının anoda ulaştığını gösterir. V_B değerinden sonra akımın tekrar arttığı görülmektedir. Burada ilk elektronlar ve iyonlaşma sonucu açığa çıkan elektronlar birlikte anoda doğru hızlanırken yeni iyonlaşmalara neden olurlar. Böylece ortamdaki elektron sayısı çok daha fazlalaşmış olur. Uygulanan gerilim arttıkça anoda ulaşan elektron sayısı tekrar artacağı için akımda yeni bir artış gözlenmektedir.



DENEY

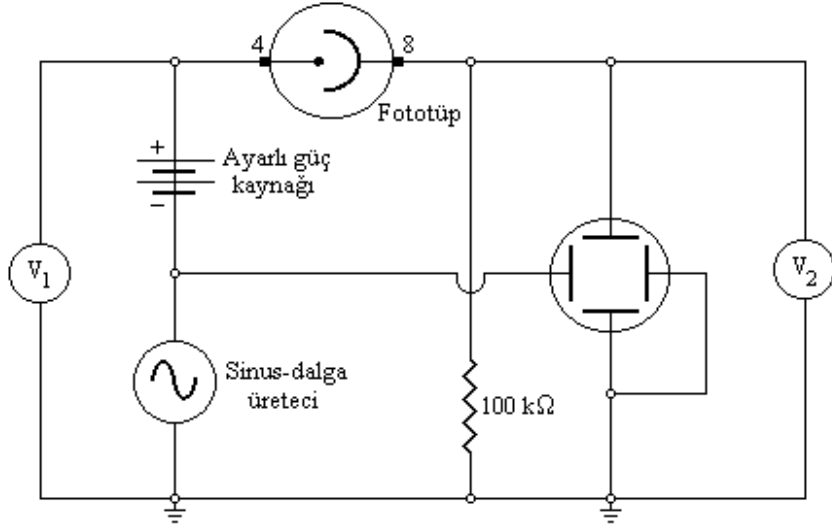
1-Havası Boşaltılmış Bir Fototüpün I-V Eğrisi

Boş bir tüpün I-V (akım-gerilim) eğrisini elde etmek için Şekil-3’de görülen devreyi kurun. Tüp olarak “925 tipi” fototüpünü kullanın. Aydınlatma işi olarak bir masa lambasından yararlanabilirsiniz. Floresan ışıktan kaçınılmalıdır; çünkü bu ışıktaki 100 Hz ‘lik (şehir frekansının iki katı) dalgalanmalar osiloskopta izlenen I-V eğriyi karıştırabilir.

Sinüs dalga üreticinin genliğini ve ayarlı güç kaynağının çıkış gerilimini değiştirerek fototüp eğrisinin çeşitli kesimlerini osiloskopta gözleyin. Sonra sinüs dalga üreticinin genliğini sıfıra

getirin ve güç kaynağının çıkış gerilimini 0'dan başlayarak 50V 'ta kadar birer birer artırın (V_1). Her bir değer için 100 k Ω 'luk direncin uçları arasındaki gerilimi okuyun (V_2).

V_2/R 'den fototüp akımını, V_1-V_2 'gerilimlerinin farkından da fototüp gerilimini bulabilirsiniz. Bulduğunuz bu değerleri kullanarak fototüpün akım-gerilim grafiğini çizin. Akımın doyum değerinden yararlanarak anoda saniyede ulaşan elektron sayısını hesaplayın. 925 tipi tüpünün fotoetkinliğini % 0,1 alarak, yani gelen fotonların % 0,1 'inin elektron söktüğünü varsayarak, durgun yüzeye saniyede gelen foton sayısını hesaplayınız. Santimetre kareye düşen ışık akısını Watt cinsinden yaklaşık olarak bulun.



Şekil 3. Fototüpün I-V eğrisini gözlemek için devre şeması

2. Gaz Dolu Bir Fototüpün I-V eğrisi

“925 tipi” fototüpü yerine, içinde çok az asal gaz bulunan bir “930 tipi” fototüpünü yerleştirin. Bir önceki kesimdeki işlemleri bu tüp için de yapın. Bulduğunuz değerlerle fototüpün akım-gerilim grafiğini çizin.

İlk eşik değerinden iyonlaşma enerjisini hesaplamak için, eğriyi akım artışının başladığı yere geriye doğru uzatmak (extrapole etmek) gerekir; bu ise oldukça güçtür. Bunun yerine iki eşikte benzer noktalar seçerek eşik gerilimleri farkını bulmak daha kolay yoldur. Bu yapılırken iyonlaşma enerjisini bulabilmelisiniz ve böylece gazı tanıyabilmelisiniz. Asal gazların iyonlaşma enerjisi Çizelge 1’de verilmiştir. Bu çizelgeye göre “930 tipi” fototüpünde hangi gazın olduğunu belirleyin.

Çizelge 1. Asal gazların iyonlaşma enerjileri

Gaz	İyonlaşma enerjisi (eV)
Helyum (He)	24.46
Neon (Ne)	21.47
Argon (Ar)	15.68
Kripton (K)	13.93
Ksenon (Xe)	12.08
Radon(Rn)	10.698

Elektronun elektron volt cinsinden enerjisi, aynı bir gerilim altında hızlandığı zaman kazanacağı enerjidir. O halde, elektronların elektron volt cinsinden enerjileri sayısal olarak ölçülen hızlandırıcı potansiyel farklarına eşit olacaktır.

SORULAR

1. Fotoelektrik olay deneyinde, fotokatoda gelen ışının dalgaboyunun önemi vardı. Şimdiki deneyde bu neden daha az önemlidir?
2. Akımın ilk fırlamasının görüldüğü potansiyel neden gazın iyonlaşma potansiyeline eşit değildir?
3. Fototüpün gaz basıncı, bir elektronun ortalama serbest yolu, anot-katot uzaklığından çok küçük kalacak şekilde arttırılmış olsun. Bunun akım-gerilim eğrisine ne gibi bir etkisi olacaktır?
4. Gaz dolu bir fototüpte, iyonlaşma potansiyelleri farklı iki gaz karışımı olduğunu varsayalım. Bu karışım akım-gerilim eğrisini ne şekilde etkiler?

KAYNAKLAR

1. *Berkeley Physics Laboratory-3*, Alan M. Portis & Hugh D. Young, Mcgraw-Hill Book Comp. USA, 1971.

TEK YARIKTA KIRINIM VE HEISENBERG BELİRSİZLİK İLKESİ

Deneyde Kullanılan Araçlar

Çeşitli genişliklerde tek yarıklar, Yarık tutucu, Fotosel, Fotosel hareket düzeneği, Sayısal Voltmetre, Helyum-Neon lazeri, Çeşitli destekleyiciler, Cetvel.

Amaç

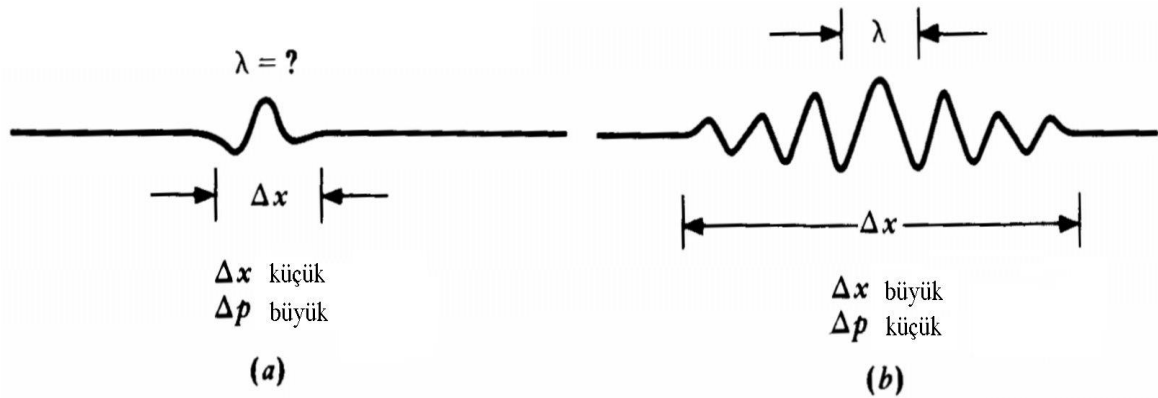
Bu deneyde tek yarıқта kırınım olayı gerçekleştirilecektir. Elde edilen sonuçlar hem Kirchhoff kırınım bağıntısı kullanılarak dalga deseni açısından hem de kuantum mekaniksel bakış açısı ile irdelenecek ve Heisenberg belirsizlik ilkesi doğrulanacaktır.

GİRİŞ

Klasik fiziğin temel yasaları uyarınca ölçme sonuçları kesindir. Ölçme kavramı olayların dışındadır ve olayları etkilemez. Buna karşın kuantum fiziği elde edilecek sonuçların ancak belirli olasılıklarla gerçekleşebileceği kavramını ortaya koyar. Bu durum, kuantum fiziğinin geçerli olduğu boyutlarda ölçme olayının sistemi etkilemesinden kaynaklanır.

Modern fiziğin gelişiminde önemli yer tutan fotoelektrik olayını, Einstein, ışığı $h\nu$ enerjili paketler (foton) gibi alarak açıklamıştır. Compton olayı ise fotonların h/λ şeklinde verilen momentumu olduğunu göstermiştir. Işığın bazı olaylarda parçacık, bazı olaylarda dalga gibi davranmasını (dualite ya da ikili özellik) göz önüne alarak de Broglie maddesel parçacıkların da dalga davranışı gösterebileceğini ve p momentumlu parçacığın dalga boyunun $\lambda = h/p$ olması gerektiğini öne sürmüştür ve bu öngörü elektronların kristallerdeki kırınımı deneyleri ile doğrulanmıştır.

Parçacığı tanımlayan maddesel dalganın uzayın belirli bir bölgesinde yüksek genlikli olması ve bu bölge dışında sönümlenmesi gerekir. Bu, farklı dalga boylarına sahip çok sayıda dalganın üst üste binerek bir bölgede genliği arttırması, diğer bölgelerde ise söndürmesi yolu ile gerçekleşir (Şekil-1). Böylece maddesel parçacık ancak bir "*dalga paketi*" ile tam olarak tanımlanabilir. Dalga paketinin ilerleme hızı parçacığın hızına eşittir.



Şekil-1. de Broglie dalga grupları. a) Parçacığın yeri belirlenebilir, dalga boyu belirsiz.
b) Dalga boyu belirli, parçacığın konumu belirsiz.

Dalga paketinin Δx gibi bir bölgeye sınırlanmış olması durumunda, paketi oluşturan dalgaların dalga sayıları Δk gibi bir aralığa yayılır ve Fourier dönüşümüne göre

$$\Delta x \cdot \Delta k \geq \frac{1}{2} \quad (1)$$

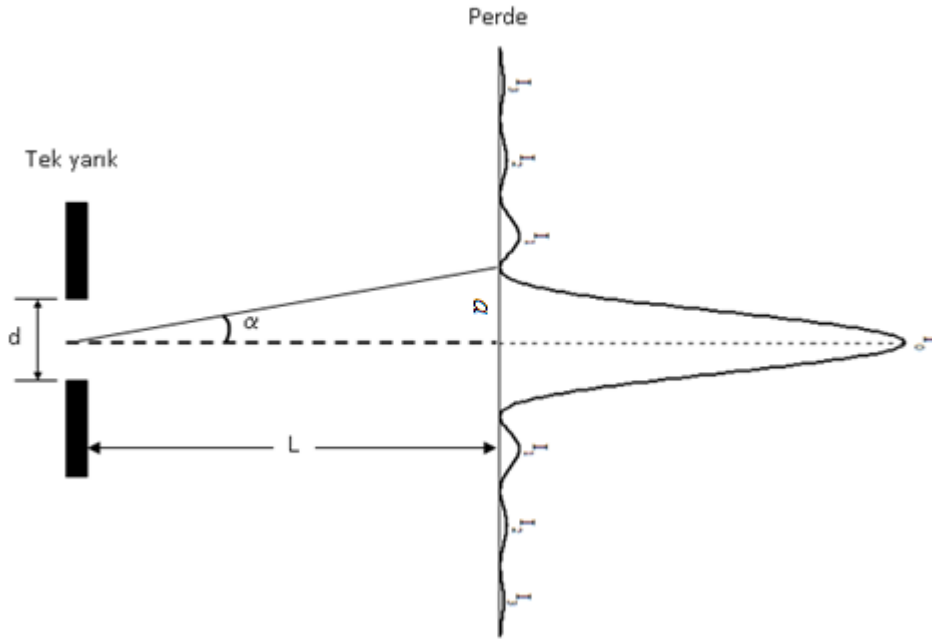
dir. Heisenberg $p = (h/2\pi)k$ ($h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J.s}$, Planck sabiti) bağıntısı uyarınca, Δk teriminin parçacığın momentumundaki belirsizliğe karşı geldiği yorumu ile (1) nolu bağıntı

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{h}{4\pi} \quad (2)$$

ifadesine dönüşür. Bu ifade Heisenberg belirsizlik ilkesi olarak ortaya konmuştur. Bu ilke; Bir parçacığın konumu ve momentumundaki belirsizlikler çarpımının Plank sabiti ile verilen bir alt sınırı olduğunu ya da konum ve momentumun aynı anda ölçülemeyeceğini belirtir.

Dalga deseni açısından gözlemler:

λ dalga boylu, faz uyumlu paralel bir ışık demeti, d genişliğinde tek yarık üzerine düştüğünde, belli bir uzaklığa yerleştirilen ekran üzerinde kırınım deseni oluşur. Kırınım deseninin şiddeti merkezi aydınlık saçaktan uzaklaştıkça azalmaktadır. Tipik bir tek yarıktaki kırınım deseni Şekil-2' de verilmiştir.



Şekil-2. Tek yarıktaki kırınım deseninde şiddet değişimi

Şiddet, α sapma açısının fonksiyonu olarak Kirchhoff kırınım bağıntısı uyarınca,

$$I(\alpha) = I(0) \cdot \left[\frac{\sin(\beta)}{\beta} \right]^2 \quad (3)$$

ifadesi ile verilir. Bu ifadenin türetilmesi öğrenciye bırakılmıştır. Burada

$$\beta = \frac{\pi d}{\lambda} \cdot \sin \alpha \quad (4)$$

ifadesine sahiptir. Şiddet minimumları $\beta = \mp\pi, \mp2\pi, \mp3\pi, \dots, \mp m\pi$ olmak üzere

$$\frac{\pi d}{\lambda} \cdot \sin \alpha = m\pi \quad \Rightarrow \quad d \sin \alpha = m\lambda \quad (5)$$

koşulunu sağlayan α açılarındaki gerçekleşir. $\beta = \mp\pi$ değerleri arasında I_0 şiddetinde geniş bir aydınlık pik oluşur.

Minimum şiddet değerleri arasında

$$\beta = 3\left(\frac{\pi}{2}\right), 5\left(\frac{\pi}{2}\right), 7\left(\frac{\pi}{2}\right), \dots, \left(m + \frac{1}{2}\right)\pi$$

$$d \sin \alpha = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (6)$$

koşulunu sağlayan α açılarındaki ise diğer maksimumlar oluşur. Ancak, bu koşul merkezi aydınlık saçaktan çok uzaktaki aydınlık saçaklar için doğrudur. Merkezi aydınlık saçığa yakın olan aydınlık saçaklar (örneğin 1. 2. ve 3. aydınlık saçaklar) için yaklaşık doğrudur. Şiddetin maksimum olduğu β açıları ve dolayısı ile de α sapma açıları, (3) bağıntısının β ' ya göre türevi alınıp sıfıra eşitlenerek bulunur. Bu yolla elde edilen eşitlik ve bu eşitliğin çözüm kümesi

$$\left. \frac{dI}{d\beta} \right|_{\beta=\beta_m} = 0 \quad \Rightarrow \quad \tan \beta_m = \beta_m \quad (7)$$

$$\beta_m = \left(m + \frac{1}{2}\right)\pi - \frac{1}{\left(m + \frac{1}{2}\right)\pi} \quad (8)$$

ifadelerine sahiptir. Birincil ve ikincil maksimumları veren α_1 ve α_2 açı değerleri (4) nolu bağıntıdan,

$$\alpha_{1max} = \arcsin\left(1,432 \cdot \frac{\lambda}{d}\right) \quad (9)$$

$$\alpha_{2max} = \arcsin\left(2,459 \cdot \frac{\lambda}{d}\right) \quad (10)$$

olarak bulunur. İkincil maksimumların şiddetleri de, (3) nolu bağıntıdan,

$$I(\alpha_{1max}) = 0,0472 \cdot I(0) \quad (11)$$

$$I(\alpha_{2max}) = 0,0165 \cdot I(0) \quad (12)$$

olarak bulunur.

Kuantum Mekaniksel Açidan gözlemler:

Heisenberg belirsizlik ilkesi, kuantum fiziğinde, bir parçacığın konum ve momentumunun aynı anda kesin bir doğrulukla belirlenemeyeceğini belirtir. Δy ve Δp_y sırasıyla parçacığın konumdaki ve momentumdaki belirsizlikler olmak üzere, Heisenberg belirsizlik ilkesi,

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq \frac{h}{4\pi} \quad (13)$$

ile verilir. Genişliği d olan bir yarıktan geçen fotonlar için konumdaki belirsizlik

$$\Delta y = d \quad (14)$$

dir. Fotonlar yarığa ulaşmadan önce yarığa dik doğrultuda (x -doğrultusu) hareket ederler. Ancak yarıktan geçtikten sonra y doğrultusunda da hareket bileşeni kazanırlar. Bu yönde kazanılan hareketin hız bileşeni (v_y) kırınım desenindeki şiddet dağılımı ile verilir. Hızdaki belirsizliği tanımlamak üzere kırınım desenindeki ilk minimum saçak kullanılırsa

$$\Delta v_y = c \cdot \sin(\alpha_{1min}) \quad (15)$$

ifadesine ulaşılır. İfadedeki c fotonun hızıdır. Fotona karşılık gelen parçacığın kütlesi m alınırsa, momentumdaki belirsizlik için de

$$\Delta p_y = m \cdot c \cdot \sin(\alpha_{1min}) \quad (16)$$

bağıntısı elde edilir. Parçacığın momentumu ile dalga boyu arasındaki ilişkiden

$$\frac{h}{\lambda} = p = m \cdot c \quad (17)$$

olur. Böylece (16) bağıntısı,

$$\Delta p_y = \frac{h}{\lambda} \cdot \sin(\alpha_{1min}) \quad (18)$$

biçimine dönüştür. Karanlık saçak şartından birinci minimum için sapma açısı

$$\sin(\alpha_{1min}) = \frac{\lambda}{d} \quad (19)$$

ile verilir. Böylece, (19), (18) ve (14) bağıntıları birlikte kullanıldıklarında, konum ve momentumdaki belirsizliklerin çarpımı için

$$\Delta y \cdot \Delta p_y = d \cdot \frac{h}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{d} = h \quad (20)$$

sonucu elde edilir. Deneysel olarak elde edilen kırınım deseninden, ilk minimumun sapma açısı,

$$\tan(\alpha_{1min}) = \frac{x_{1min}}{L} \quad (21)$$

bağıntısında elde edilir. Bu ifade (18) eşitliğinde yerine konursa, birinci karanlık saçak için momentumdaki belirsizlik

$$\Delta p_y = \frac{h}{\lambda} \cdot \sin \left[\arctan \left(\frac{x_{1min}}{L} \right) \right] \quad (22)$$

olur. Bu bağıntı (20) eşitliğinde kullanılırsa,

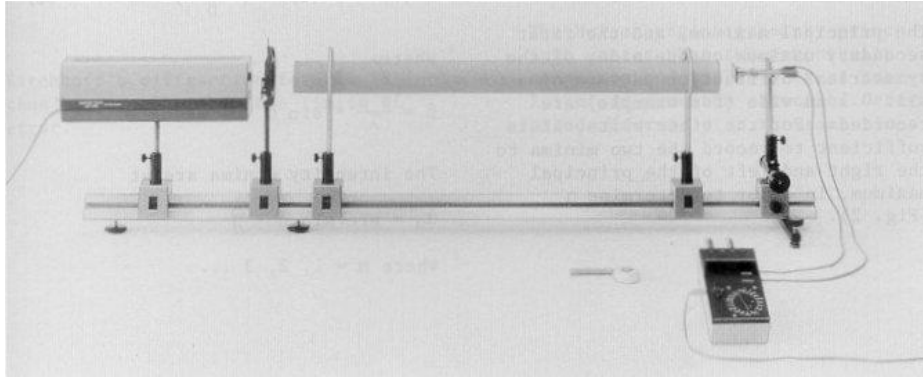
$$\Delta y \cdot \Delta p_y = h \Rightarrow d \cdot \frac{h}{\lambda} \cdot \sin \left[\arctan \left(\frac{x_{1min}}{L} \right) \right] = h$$

$$\frac{d}{\lambda} \cdot \sin \left[\arctan \left(\frac{x_{1min}}{L} \right) \right] = 1 \quad (23)$$

sonucuna ulaşılır. Ölçüm sonuçlarının bu bağıntıyı sağlaması durumunda, Heisenberg belirsizlik ilkesi doğrulanmış olacaktır.

DENEY

Deney düzeneği Şekil-3' teki gibidir. İlk olarak, lazerden çıkan ışın demetinin ölçekli raya paralel olduğundan emin olunuz. Fotoselin hareketini sağlayan verniyeli kompası 30 mm konumuna getiriniz ve fotoseli taşıyan gövdeyi hareket ettirerek lazer ışınının tam olarak fotosel üzerine düşmesini sağlayınız. Hareketin sınır noktalarında da ışığın tam olarak fotosel üzerine düşmesi gerekir. Bunun için, hareketin sınır noktalarında fotosel masa yüzeyinden



Şekil-3. Deney Düzeneği

aynı yükseklikte olmalıdır. Bu yükseklikleri perde üzerinde işaretleyerek bu iki noktayı bir çizgi ile birleştiriniz. Tek yarığı lazerden çıkan ışık demetinin önüne koyunuz. Yarık ile ekran arasındaki uzaklığı değiştirerek en iyi kırınım desenini (Şekil-4) elde ediniz. Desen, fotosel' in üzerinde hareket edeceği çizgi boyunca olmalıdır. Bunun için yarık fotosel'in hareket doğrultusuna dik olarak konumlanmalıdır.



Şekil-4. Tek yarıқта oluşan kırınım deseni

Fotosel, üzerine düşen ışığın şiddetini gerilime dönüştüren ve bir devre elemanıdır. Ancak doğru bir ölçüm için, sayısal voltmetre üzerinden okunan gerilim değerinin fotosel üzerine düşen ışığın şiddeti ile doğru orantılı olması gerekir. Bunun için de, fotosel üzerine düşen maksimum ışık şiddetinin oluşturacağı gerilim fotoselin akım-gerilim karakteristiğinin çizgisel olduğu bölgede olmalıdır. Bu deneyde fotosel üzerine düşen maksimum ışık şiddetinin oluşturduğu gerilimin 150 mV civarında olması sağlanmalıdır. Çeşitli filtreler yardımı ile ışık şiddetini azaltabilirsiniz.

Fotoseli desenin bir ucundan diğer ucuna 1 mm' lik aralıklarla kaydırarak ışık şiddetini ölçünüz ve veri tablosuna yazınız. Daha sonra yarık genişliğini değiştirerek ölçümleri tekrarlayınız.

Lazerden gelen ışık şiddetinin değişmez kalması için lazer deneye başlamadan yarım saat önce açılır. Ölçüler karanlık odada, bir cep feneri yardımı ile alınır.

Her bir yarık için, ölçülen şiddet değerlerini fotoselin konumuna bağlı olarak çiziniz.

Her bir yarık için, merkezi aydınlık saçığın her iki yanındaki aydınlık ve karanlık saçakları dikkate alarak ortalama sapma açılarını hesaplayınız. Deneyden bulduğunuz bu değerleri, kuramsal karşı gelirleri ile kıyaslayarak yüzde hata oranlarını hesaplayınız.

Merkezi aydınlık saçığın her iki yanındaki birincil ve ikincil aydınlık saçakların şiddet ortalamalarını hesaplayarak, merkezi aydınlık saçığın şiddet değerine bölünüz. Deneyden bulduğunuz bu değerleri, kuramsal karşı gelirleri ile karşılaştırılarak yüzde hata oranlarını hesaplayınız.

Her bir yarık için, birincil minimum saçakları kullanarak (23) numaralı bağıntının sağlanıp sağlanmadığını kontrol ediniz.

SORULAR

1. Atom çekirdeğinde elektron bulunabilir mi? Elektronun bu durumda momentumundaki belirsizliği bulunuz ve enerjisini hesaplayarak sonucu tartışınız.
2. Maddesel dalga ile elektromanyetik dalga arasındaki benzerlik ve farkları sıralayınız.
3. a) 12 eV kinetik enerjili elektronun hızı 2.05×10^6 m/s' dir. Hızın % 1.5 duyarlılıkla ölçülebildiğini kabul edersek, elektronun konumu hangi belirsizlikle ölçülebilir?
b) 45 g kütleli bir golf topunun hızı % 1.5 duyarlılıkla 35 m/s olarak ölçülmüştür. Belirsizlik ilkesinin golf topunun konumunu belirlemede koyduğu limiti tartışınız.
4. a) 3 mm genişliğinde ve 1 cm yüksekliğindeki bir yarık tek renkli ışıkla aydınlatılıyor. 1 m uzaklıktaki ekranda elde edilen ışıklı görüntüsünün boyutları ne olur?
b) 0.1 mm genişliğinde ve 1 cm yüksekliğindeki bir yarık için (a) şıkkındaki sorunun yanıtı ne olur?
c) Ekran uzaklığının 2 m' ye çıkartılması durumunda (a) ve (b)' deki soruları tartışınız.
5. 4. sorunun (a) ve (c) şıklarında merkezde elde edilen şiddetleri kıyaslayınız.
6. (7) nolu eşitlikten (9) ve (10) daki değerleri elde ediniz.

KAYNAKLAR

1. Beiser A., 1995, Concepts of Modern Physics, Mc Graw-Hill
2. Halliday, D., Resnick ,R., Walker, J.,1993, Fundamentals of Physics, John Wiley & Sons
- 3.Alonso, M., Finn, E. J., 1992, Physics, Addison-Wesley
4. Karaoğlu, B., 1994, Kuantum Mekanikine Giriş, Bilgi Tek
5. Apaydın, F., 2004, Kuantum Fiziği, Hacettepe Üniversitesi Yayınları
6. Bueche,J., 1986, Introduction to Physics for Scientists and Engineers, Mc-Graw-Hill
7. Jenkins, F.A., White, H.E., 1957, Fundamentals of Optics, Mc-Graw-Hill

ELEKTRONLARLA KIRINIM

Deneyde Kullanılan Araçlar:

Elektron Kırınımı Tüpü, yüksek voltaj güç kaynağı (5 kV), bağlantı kabloları.

GİRİŞ

Kırınım olayı bir dalga özelliğidir ve Newton tipi parçacıkların davranışında kırınım olayından söz edilemez. Ancak 1927 yılında A.B.D. de Davisson ve Germer, İngiltere’de ise G. P. Thomson, elektronların kristallerden kırınımına uğradıklarını göstererek, de Broglie hipotezini birbirlerinden bağımsız olarak doğrulamışlardır.

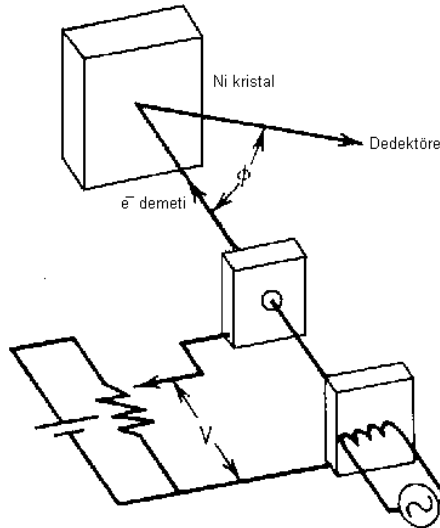
Bu deneyde, hızlandırılmış elektronların, polikristal grafit yüzeyden kırınımına uğraması ile floresan ekranda elde edilen girişim halkalarının yarıçapı ölçülerek, grafit kristalindeki bazı atom düzlemlerinin **düzlemler** arası uzaklığının hesaplanması amaçlanmaktadır.

KURAMSAL BİLGİ

Louis de Broglie’nin parçacıkların dalga yapısı ile ilgili varsayımı ortaya attığı 1924 yılında elektromanyetik ışınımın dalga-parçacık olarak ikili yapısı olduğu iyice anlaşılmıştı. De Broglie bu ikili davranışın maddeye de genişletilebileceğini ileri sürdü ve p momentumu olan herhangi bir parçacık için dalgaboyu;

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$$

ile verilen bir maddesel dalga tanımlandı. Burada h Planck sabiti, m parçacığın kütlesi ve v hızıdır.



Şekil 1.

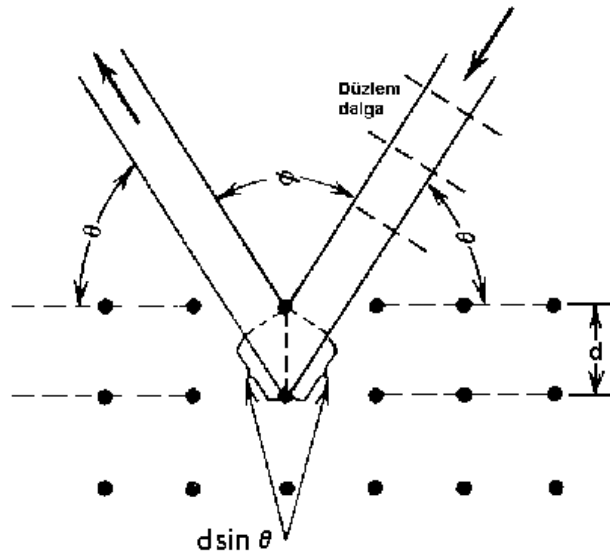
1927 yılında Bell laboratuvarlarında çalışmakta olan Davisson ve Germer, de Broglie’nin hipotezini doğruladı. Kullandıkları deney sistemi Şekil-1’ de görülmektedir. Deneyde, yavaş elektron demeti

nikel tek kristali üzerine gönderildi ve dedektörün açısal konumu değiştirilerek, yansıyan elektron dalgalarının girişimi sonucu oluşan bir takım maksimum ve minimumlar gözlemlendi. Bu maksimumlara ait açılardan yararlanarak elektron dalgalarının dalga boyları hesaplandığında, de Broglie hipotezi ile mükemmel bir uygunluk içinde olduğu görüldü.

1928 yılında G.P. Thomson hızlı elektronlarla yaptığı deneylerle, de Broglie'nin hipotezinin doğruluğunu bir kez daha gösterdi. Thomson elektron demetini ince alüminyum, altın ve platin gibi madde yapraklarından geçirerek bu polikristal (polycrystalline) hedeflerden halka biçimli kırınım desenleri elde etti ve floresan perde de gözlediği kırınım halkalarının çaplarını ölçerek böyle bir kırınım desenini verebilmek için elektronların dalga boyunun ne olması gerektiğini hesapladı. Aynı dalga boyu de Broglie hipotezinden gidilerek de hesaplanabildiğinden, bu yapıldığında, iki dalga boyunun %1 hata ile birbirine uyduğu görüldü.

Kristal, atomların eşit aralıklarla periyodik olarak dizilmesi ile oluşan 3-boyutlu düzenli bir yapıdır ve uygun dalga boylu dalgalar için mükemmel bir kırınım ağıdır.

Kırınım; bilindiği gibi dalgaların, kendi dalga boyları mertebesinde yarıklarla etkileşerek her doğrultuda saçılmasıdır. Dalgalar, Şekil-2' de görüldüğü gibi, kristal içinde ardarda gelen atom düzlemlerinden kırınımına uğrarlar.



Şekil 2.

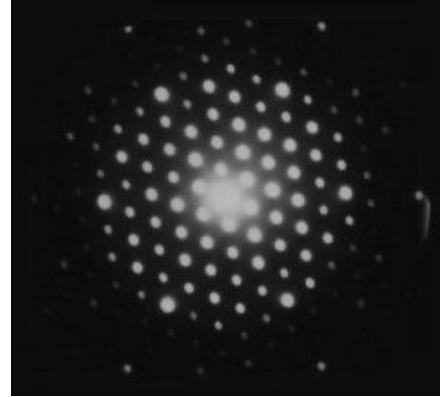
Monokromatik parçacık dalgalarının, bir kristalde kırınımına uğraması ile ilgili geometrik yasa, Bragg yasası olarak bilinir. Bragg yasası, x-ışını fotonu, elektronlar, nötronlar ... gibi her türlü parçacık dalgasına uygulanabilir. Şekil-2' den görüldüğü gibi; iki dalga arasındaki yol farkı $2d \sin \theta$ dır. Burada d ; ardarda gelen atom düzlemleri arasındaki uzaklık, θ ise gelen dalga ile yansıma düzlemi arasındaki açıdır (yansıma açısı dendiği zaman gelen dalganın düzlem normali ile değil, yansıma düzlemi ile yaptığı açı anlaşılmalıdır). Aynı doğrultuda kırınımına uğrayan dalgalar arasındaki yol farkı dalga boyunun tam katlarına eşit olduğunda yapıcı girişim meydana gelir.

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

n kırınım mertebesi

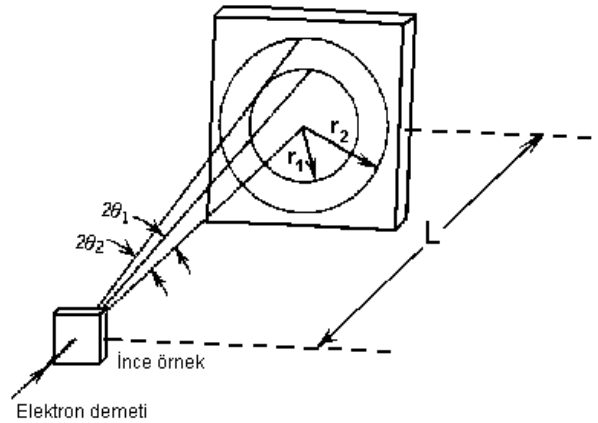
Düzlemler arası uzaklığı d olan düzlemlerden θ_1 açısında 1. mertebeden ($n=1$) kırınım meydana geliyorsa, aynı düzlemlerden θ_2 açısında ($\theta_2 > \theta_1$) 2. mertebe ($n=2$) kırınım elde edilir.

d aralıklı paralel bir düzlem takımı için Bragg koşulunu sağlayan bir tek θ açısı vardır. Bu θ açısında kırınıma uğrayan dalga floresan ekranda birçok noktalar içeren görüntü oluşturur. İncelenen örnek, yönelmeleri tanımlı bir tek kristal ise, ekranda belirli bir d düzlemi için her zaman bir nokta grubu elde edilir. Ancak örgü içinde aynı d uzaklığına sahip yönelimleri farklı düzlemler olduğundan gelen elektron doğrultusunu merkez alan, iç içe çemberler üzerine düşen parlak noktalar deseni görürüz (Şekil 3).



Şekil 3.

İncelenen örnek, genişgüzel yönelmeleri sürekli sayılabilecek kadar çok sayıda küçük kristalden oluşmuş bir polikristal (toz kristal) ise, her küçük kristal için d düzlemlerinin yönelmeleri farklı olacağından kırınıma uğramış elektron dalgaları, tepe yarı açısı 2θ olan koni yüzeyinde bulunurlar. Şekil-4'de görüldüğü gibi, bu kırınıma uğrayan dalgaların ekran düzlemi ile kesişmeleri sonucu iç içe parlak halkalardan oluşan kırınım deseni elde edilir.



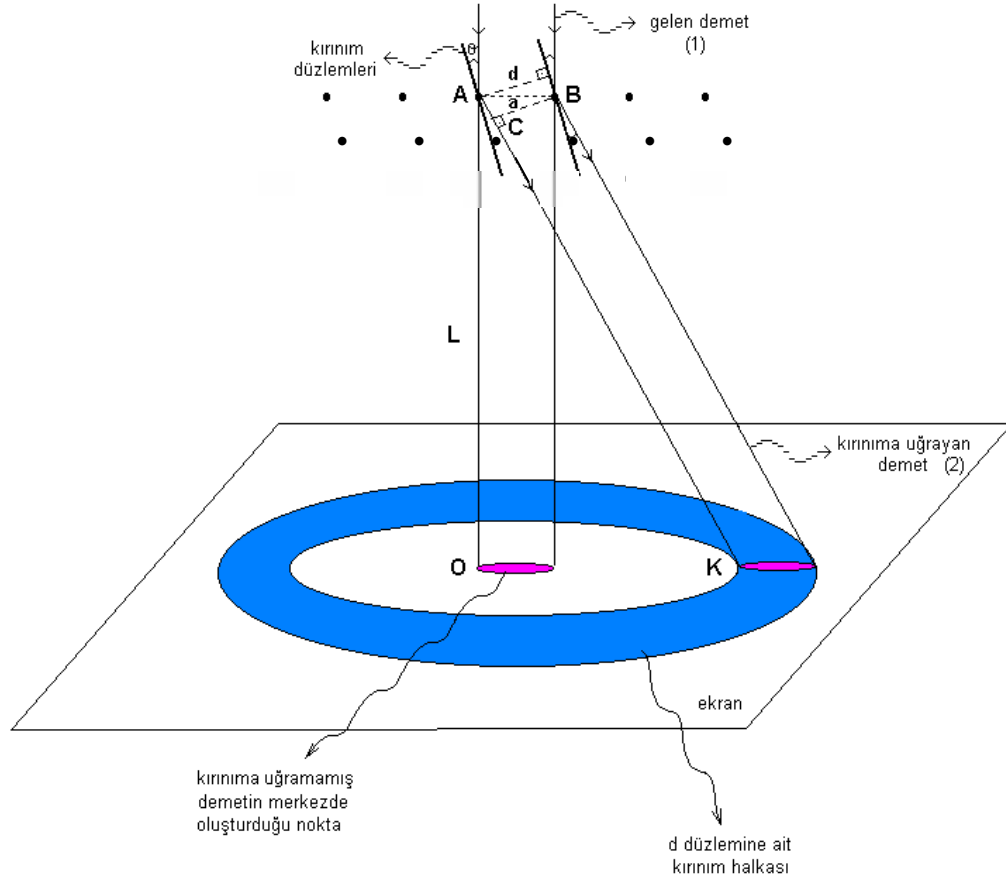
Şekil 4.

Şekil 4'de görülen iki ayrı halka, belirli bir V potansiyel farkı altında hızlandırılan elektronlara ait dalgaların iki farklı düzlem takımından kırınıma uğraması sonucu elde edilmiştir. Hızlandırma gerilimi değiştiğinde, elektronlara ait λ de Broglie dalgaboyu değişeceğinden, Bragg koşulu farklı bir yansıma açısında sağlanacak ve ekranda görülen halkaların yarıçapları değişecektir.

Önemli Not:

Kırınım sonucu meydana gelen girişim olayı, farklı iki elektrona ait de Broglie dalgaları arasında değildir. Girişim olayı, bir elektrona ait ve kristal içinde iki veya daha fazla düzlemden saçılan dalganın farklı kısımları arasında olur.

Hızlandırma gerilimi V , düzlemler arası uzaklık d ve halkanın çapı D arasındaki bağıntı Şekil-5 yardımı ile elde edilir.



Şekil 5.

- AC (1) ve (2) demetleri arasındaki yol farkı
d kırınım düzlemleri arasındaki uzaklık
L kristal-ekran uzaklığı
D ekrandaki halkanın çapı
θ kırınım açısı

$$\hat{ABC} = \hat{OAC} = 2\theta$$

$$AC = a \sin 2\theta$$

Bragg yasasına göre;

$$a \sin 2\theta = n\lambda$$

$$a = \frac{d}{\cos \theta}$$

olduğundan;

$$\frac{d}{\cos \theta} \sin 2\theta = n\lambda \quad \Rightarrow \quad 2d \sin \theta = n\lambda$$

elde edilir. AOK üçgeninde;

$$\tan 2\theta = \frac{D/2}{L} = \frac{D}{2L}$$

θ açısı çok küçük olduğundan; $\theta = \frac{D}{4L}$ alınabilir.

$$2d \sin \theta = n\lambda$$

bağıntısı 1. mertebe için yazılır ve küçük açı yaklaşımı kullanılırsa

$$2d\theta = \lambda \quad \Rightarrow \quad \theta = \frac{\lambda}{2d}$$

$$\frac{D}{4L} = \frac{\lambda}{2d} \quad \Rightarrow \quad D = \frac{2L}{d} \lambda$$

bulunur.

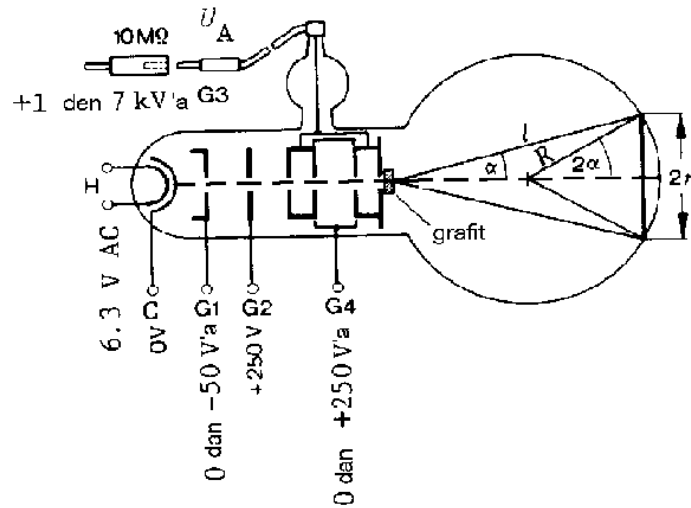
$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{de Broglie dalgaboyu}$$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meV}}$$

$$D = \frac{2L}{d} \frac{h}{\sqrt{2meV}}$$

elde edilir.

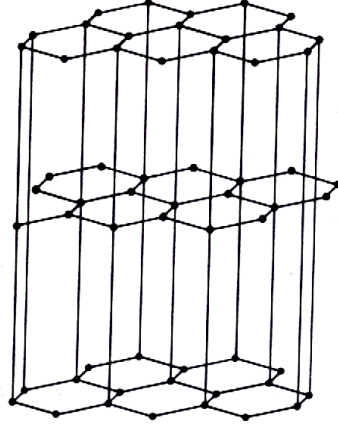
DENEY



Şekil 6.

Bu deneyde, Şekil-6'da görülen, elektron kırınımı için düzenlenmiş havası boşaltılmış ve polikristal grafit hedefli bir katod-ışınlu tüp kullanılacaktır.

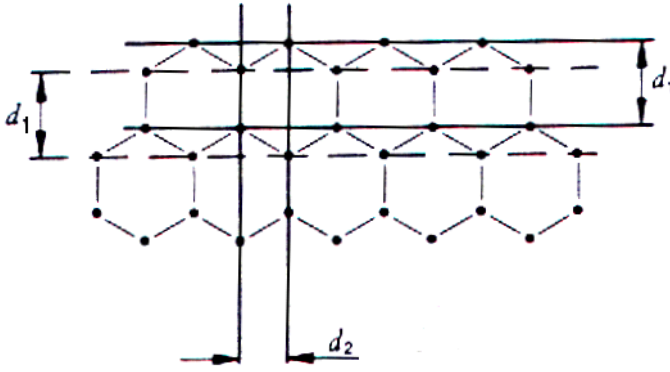
Grafit, hekzagonal örgüde kristalleşmektedir. Polikristal grafitte Şekil-7'de görüldüğü gibi bağımsız tabakalar arasındaki bağ kopmuş ve bu nedenle rasgele yönelmiş kristaller elde edilmiştir.



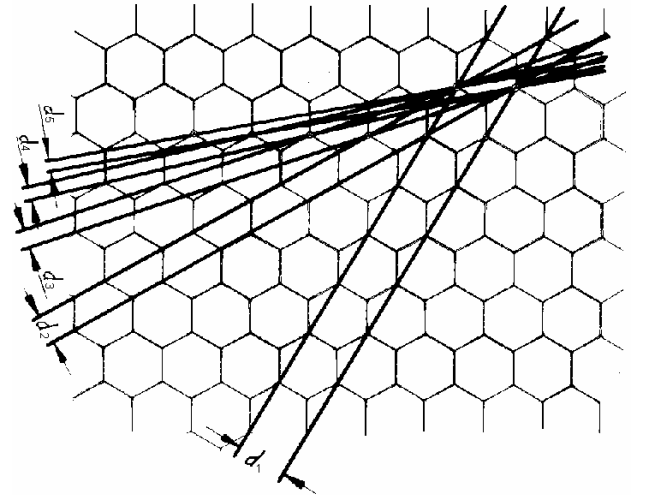
Şekil 7.

Kırınım tüpü içinde, hızlandırılan elektronlar, bakır bir kafes üzerine kaplanmış polikristal grafit üzerine çarparlar ve Bragg yasasına göre saçılarak belirli d düzlemlerine ait halkalar oluştururlar.

Her kristal örgüde, atomlardan geçmek ve eşit aralıklı periyodik olma özelliğini sağlamak koşulu ile sonsuz sayıda düzlem tanımlanabilir. Bu deneyde incelenecek iki grafit düzlemi Şekil-8 ve Şekil-9'da görülmektedir.



Şekil 8.



Şekil 9.

DENEYİN YAPILIŞI

Güç kaynağını çalıştırmadan önce yüksek gerilim ve bias kontrol düğmelerinin kapalı (OFF) konumunda olduğundan emin olmak gerekir. Şehir gerilim düğmesi ON konumuna alınarak güç kaynağı çalıştırılır. Güç kaynağı çalıştıktan birkaç dakika sonra yüksek gerilim istenen değere alınabilir. Elektron demeti grafit hedefe düşürülerek odaklanır ve ekranda gözlenen iki halkanın çapları ölçülür. Ölçüleri başka gerilimlerde tekrarlamak için demet odaktan çıkarılır gerilim yeni değerine alındıktan sonra yeniden ilk konumuna ayarlanır. Bu şekilde en az beş farklı hızlandırma geriliminde deney tekrarlanmalıdır.

Verilerin Çözümlemesi

V(kV)					
D(mm) 1.halka					
D(mm) 2. halka					

Tablodaki V ve D değerlerinden yararlanarak

$$D = f(V^{-1/2})$$

grafiği çizilir.

$$D = \frac{2L}{d} \frac{h}{\sqrt{2meV}}$$

bağıntısı gereğince bu bir doğru olacaktır. L, örnek-ekran uzaklığıdır ve her tüp için değeri bellidir.

İki halka için elde edilen doğruların eğiminden yararlanarak d_1 ve d_2 değerleri bulunur.

SORULAR

1. Dalgaboyu 100 eV enerjili bir elektronunki ile aynı olan bir fotonun enerjisi ne kadardır? Böyle bir foton elektromanyetik spektrumun hangi bölgesinde yer alacaktır?
2. Kütle 1 g ve hızı $2 \cdot 10^5$ cm/s olan bir taneciğe ait de Broglie dalgalarının dalgaboyunu hesaplayın. Böyle bir tanecikle başarılı bir kırınım deneyi yapıp yapılamayacağını tartışın.
3. Katot maddesinin iş fonksiyonu elektron demetinin enerjisini ne şekilde etkiler? Hedefin iş fonksiyonunun bir etkisi var mıdır? Açıklayınız.
4. Kristal ile kırınım deneylerinde protonlardan yararlanılabilir mi? Bunun için yeterli proton enerjisi nedir? Burada elektron kırınımında görülmeyen ne gibi güçlükler ortaya çıkabilir?

KAYNAKLAR

1. Beiser A., 1995, Concepts of Modern Physics, Mc Graw-Hill.
2. Brehm, J. J., Mullin, W. J. 1989, Introduction to the Structure of Matter, John Wiley & Sons.

ZEEMAN OLAYI

DENEYİN AMAÇLARI

1. Dış manyetik alan içine konulan atomların spektral çizgilerinin yarılmalarını gösteren “Zeeman Olayını” öğrenmek,
2. Kadmiyum (Cd) lamba ile “Normal Zeeman Olayını” gözlemek,
3. Bohr magnetonunu (μ_B) hesaplamak,
4. “Enine Zeeman Olayı” ve “Boyuna Zeeman Olayı” kavramlarını öğrenmek ve deneysel olarak gözlemek,
5. “Zeeman Olayında Kutuplanma” kavramını öğrenmek.

DENEYDE KULLANILAN ARAÇ VE GEREÇLER

Fabry-Perot girişimmetresi
Kadmiyum lamba, renk filtresi (kırmızı)
Elektromıknatıs
Döner tabla
Güç kaynağı (25 V_{AC} / 20 V_{DC})
Elektrolit kapasitör (22000 μ F)
Sayısal multimetre (10 A)
Ray (1 m)
Mercekler (50 mm ve 300 mm odaklı)
İris diyaframı
Analizör
CCD kamera
Bilgisayar
Bağlantı kabloları ve tutucular



Şekil 1. Zeeman Olayı deney düzeneği

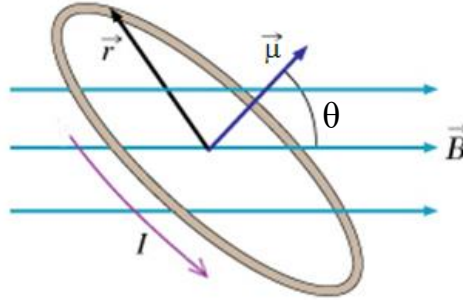
KURAMSAL BİLGİ

1. ZEEMAN OLAYI

Faraday 1862 yılında, alevin renkli spektrumunun manyetik alandan etkilendiğini gözledi. **Fievez** 1885'de, dış manyetik alan etkisi ile atomun enerji düzeylerinde yarılmalar olduğunu gösteren bir deney gerçekleştirdi. **Lorentz** 1895 yılında, kendisine ait klasik elektron teorisi ile dış manyetik alanın atomun enerji düzeylerinde yarılmalara neden olacağını teorik olarak gösterdi. **Zeeman** ise 1896 yılında, başarılı ve tekrarlanabilir deney ile atomdan salınan ışığa ait spektral çizgilerin dış manyetik alandan etkilendiğini ispatladı ve bilime yaptığı bu katkı nedeni ile 1902 yılında Nobel Fizik ödülü aldı.

Dış manyetik alan uygulanmadığında atomun enerji düzeylerinde var olan çakışıklık, dış manyetik alan uygulandığında ortadan kalkar ve atomun spektral çizgilerinde **yarılmalar** gözlenir. Bu etki, "**Zeeman Olayı**" olarak isimlendirilir. Zeeman (1896), dış manyetik alan uygulanmadığında tek spektral çizgiye sahip olan *sodyum buharının*, manyetik alanın gözlem doğrultusuna dik uygulandığı durumda üçe, paralel uygulandığı durumda ise ikiye yarıldığını gözlemiştir. Bu etkiler sırası ile "**Enine Zeeman Olayı**" ve "**Boyuna Zeeman Olayı**" olarak isimlendirilmektedir. Zeeman Olayı'nın kuramının anlaşılabilmesi için bazı temel fiziksel kavramların hatırlatılması gerekmektedir.

Dış manyetik alan içinde bulunan bir manyetik dipol (μ_m), manyetik alanla yaptığı yönelimine bağlı olarak (θ), bir manyetik potansiyel enerjiye (U_m) sahiptir (Şekil 2).



Şekil 2. Dış manyetik alanla θ açısı yapan manyetik dipol moment

Dış manyetik alan nedeni ile manyetik dipol üzerinde oluşan τ dönme momentinin ifadesi, (1) nolu bağıntı ile verilir. Dönme momenti, manyetik dipol alana dik olduğunda en büyük değerine sahip, aynı doğrultuda olduğunda ise sıfırdır.

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (1)$$

Manyetik dipol momentin herhangi bir yönelimi için sahip olduğu manyetik potansiyel enerji (U_m); dipolü manyetik alanda döndürmek için yapılması gereken işe eşittir (2 nolu bağıntı).

$$U_m = - \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2)$$

Atomik yörüngedeki elektronunun sahip olduğu toplam açısal momentum ($\vec{J}$), elektronun yörünge açısal momentumu ($\vec{L}$) ve spin açısal momentumunun ($\vec{S}$) toplamı şeklindedir (3 nolu bağıntı).

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (3)$$

Toplam spin açısal momentumun sıfır olduğu ($\vec{S} = 0$) durumlar için, toplam manyetik moment sadece yörünge açısal momentumu ($\vec{L}$) ile ilişkili olacaktır. Bu koşula uyan atomların spektral çizgilerinde gözlenen yarılmalar,

“Normal Zeeman Olayı” sonucu oluşan yarılımlar olarak tanımlanır. Deneyde de, dış manyetik alan etkisi ile Kadmiyumun kırmızı spektral çizgisinde gözlenecek yarılımlar, ‘Normal Zeeman Olayı’ sonucu gerçekleşir.

“Anormal Zeeman Olayı”nda ise; atomun spektral çizgilerinde gözlenen yarılımlara, elektronun toplam yörünge açısal momentumunun ($\vec{L}$) yanısıra, toplam spin açısal momentumunun ($\vec{S}$) da katkısı vardır. Anormal Zeeman Olayı’nın gözlemlendiği ilk yıllarda Kuantum Fiziği yasaları henüz bilinmediğinden, “*spin*” kavramı ve spinin enerji düzeylerine katkısı bilinmiyordu. Anormal Zeeman yarılımlarının nedeninin o yıllarda açıklanamaması sonucu, bu etki **“Anormal Zeeman Olayı”** olarak isimlendirilmişti. Anormal Zeeman Olayı, elektron spininin keşfi ve Kuantum Fiziği’nin yapılanmasında çok önemli görevler üstlenmiş ve sonraki yıllarda bu etkinin daha genel bir kavram olduğu görülmüştür.

Atom yörüngesinde bulunan bir elektronun sahip olduğu manyetik dipol moment $\vec{\mu}$, kapalı bir akım halkasında oluşan manyetik dipol moment kavramı ile ilişkilendirilebilir (4 nolu bağıntı). Bağıntıda geçen I akım halkasından geçen akım, A akım halkasının alanı, $\hat{n}$ ise oluşan manyetik dipol momentin yönelimine paralel birim vektörü vermektedir, yönü ise sağ el kuralı ile belirlenir.

$$\vec{\mu} = IA \hat{n} \quad (4)$$

Yarıçapı r olan dairesel bir yörüngede T periyodu ile dönen bir elektron, $I = -e/T$ miktarında akım oluşturur. Bu sistemin manyetik dipol momentinin büyüklüğü (5) nolu bağıntı ile verilir.

$$\mu = (-e/T)(\pi r^2) \quad (5)$$

Elektronun lineer hızı $v = 2\pi r/T$ olarak tanımlanabilir. Bu durumda elektronun açısal momentumu, (6) nolu bağıntı ile verilir.

$$\begin{aligned} \vec{L} &= m_e (\vec{r} \times \vec{v}) \\ L &= m_e r v \sin 90^\circ = m_e 2\pi r^2 / T \end{aligned} \quad (6)$$

Manyetik dipol moment için ulaşılan bağıntı (5) ile açısal momentum bağıntısı (6) karşılaştırıldığında, (7) nolu bağıntıya ulaşılır. Bu bağıntı, manyetik dipol momentin, açısal momentum ile zıt yönlü olduğunu göstermektedir.

$$\vec{\mu} = - \left(\frac{e}{2m_e} \right) \vec{L} \quad (7)$$

Klasik fizik hesaplamaları ile bulunan bu ifadeye kuantum mekaniksel çözümleme ile de ulaşmak mümkündür. Bağıntıda elektronun yükünü ve kütesini içeren büyüklük, **“jiromanyetik oran”** olarak tanımlanır (

$\gamma = -\frac{e}{2m_e}$). Atomun, dış manyetik alan içinde sahip olacağı manyetik potansiyel enerji ifadesi, (2) nolu bağıntı

da kullanılarak, (8) nolu bağıntıda ifade edilmiştir.

$$U_m = \left(\frac{e}{2m_e} \right) LB \cos \theta \quad (8)$$

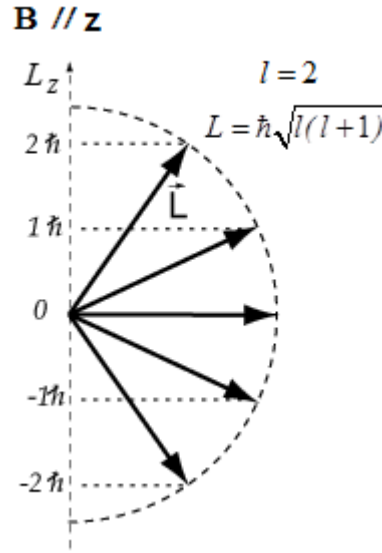
Bu durumda, Normal Zeeman Olayı için, atomun dış manyetik alan içinde sahip olduğu enerji n **baş kuantum sayısının** yanısıra, l ve m_l sırası ile **yörünge kuantum sayısı** ve **manyetik yörünge kuantum sayısına** da bağlıdır. Oluşan bu alt enerji durumları, manyetik alanın olmadığı durumda atomun sahip olduğu potansiyel enerjiden bir miktar fazla veya bir miktar azdır. Zeeman etkisi ile spektral çizgiler arasındaki uzaklık, uygulanan dış manyetik alanın büyüklüğü ile doğru orantılıdır. Zeeman Olayı, **“uzay kuantumlanması”** için önemli bir örnektir. **“Uzay kuantumlanması”**; atomun, kuantum sayıları ile ifade edilen kesikli açısal momentuma sahip olması olarak da tanımlanır (Şekil 3). Şekilden de görüldüğü gibi, dış manyetik alanda bulunan atomun presesyon hareketi ancak belirli yönelimlerde (kesikli) gerçekleşebilmektedir.

Atomun yörünge açısal momentumun büyüklüğü ve açısal momentumun z bileşeni, (9) nolu bağıntı ile verilir. Bağıntılarda geçen $\hbar$ Planck sabitini göstermektedir ($\hbar = h / 2\pi$).

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)}$$

(9)

$$L_z = m_l \hbar$$



Şekil 3. Uzay Kuantumlanması

Açısal momentumun, manyetik alanın uygulandığı z – *ekseni* ile yaptığı θ açısı, (10) nolu bağıntı ile verilir.

$$\cos \theta = \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}} \quad (10)$$

Dış manyetik alanda bulunan bir atomun sahip olduğu manyetik potansiyel enerji değeri kesiklidir (11 nolu bağıntı). Bağıntıda geçen μ_B ifadesi, “**Bohr magnetonu**” olarak tanımlanan bir evrensel sabittir.

$$\mu_B = \frac{eh}{2m_e} = 9,27 \times 10^{-24} \text{ J/T} = 5,79 \times 10^{-5} \text{ eV/T}$$

$$U_m = m_l \left(\frac{e\hbar}{2m_e} \right) B = m_l \mu_B B \quad (11)$$

Atomun enerji düzeyleri; $+l$ 'den $-l$ değerine kadar $2l+1$ adet farklı değer alabilen m_l manyetik yörünge kuantum sayısına bağlı olduğundan, sisteme dış alan uygulandığında atomun çakışık olan enerji düzeyleri $2l+1$ tane alt enerji düzeyine yarılır. Yarılan enerji düzeyleri arasındaki enerji farkı, (12) nolu bağıntı ile verilir. Kadmiyumun kırmızı spektral çizgisi için 3^1D_2 ve 2^1P_1 singlet düzeyleri arasında $\Delta m_l = 0, \pm 1$ seçim kurallarına uyan izinli geçişler olur (Şekil 4)

$$\Delta E = \mu_B B \quad (12)$$

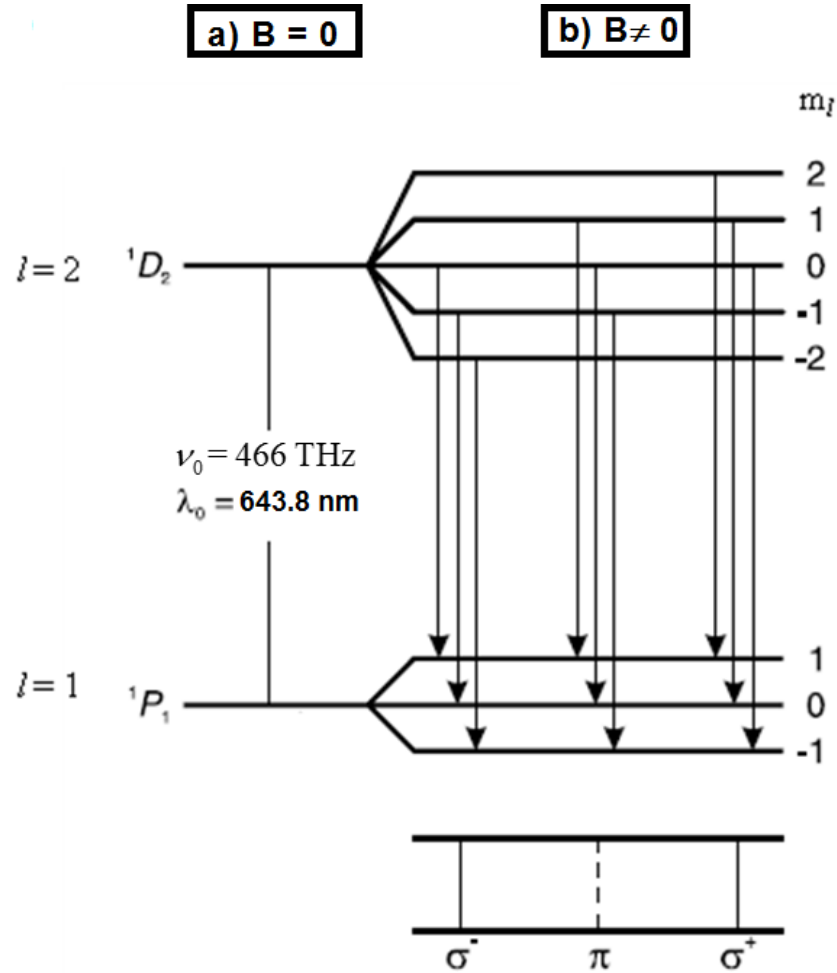
Yörünge kuantum sayısı $l = 2$ olan enerji düzeyindeki elektrondan biri, yörünge kuantum sayısı $l = 1$ olan düzeye geçiş yapar. Her iki düzeyde de toplam spin sayısı sıfırdır, dolayısıyla atomun toplam açısal momentumu sadece yörünge açısal momentumuna bağlıdır (Normal Zeeman Olayı). Dış manyetik alanın uygulanmadığı durumda, kadmiyumun enerji düzeylerinde yarıllma olmaz ve kadmiyumun 3^1D_2 ve 2^1P_1 singlet düzeyleri arasında kırmızı spektral çizgisine ($\lambda = 643.8 \text{ nm}$) ait tek mümkün ışımalı geçiş olacağından tek frekanslı ($\nu_0 = 466 \text{ THz}$) bir çizgi gözlenir (Şekil 4a).

Dış manyetik alan uygulandığında ise (Şekil 4b); atomun S düzeylerinde, toplam yörünge açısal momentumu sıfır olduğu için ($l = 0$ ve $m_l = 0$) Zeeman yarıllması gözlenmez ancak singlet P düzeyleri üçe, D düzeyleri ise beşe yarılır. Bu enerji düzeyleri arasında seçim kurallarına uyan 9 adet izinli geçiş

vardır. Bu 9 geçiş, aynı frekanslı üç geçişi içerecek şekilde, üç farklı frekans değerinde gerçekleşir. Kadmiyum için 3^1D_2 ve 2^1P_1 düzeyleri arasında seçim kurallarına uyan üç bileşenin frekans cinsinden değerleri (13) nolu bağıntı ile verilmiştir.

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \nu_0 - \Delta\nu & (\sigma^- \text{ çizgisinin frekansı}) \\ \nu_2 &= \nu_0 & (\pi \text{ çizgisinin frekansı}) \\ \nu_3 &= \nu_0 + \Delta\nu & (\sigma^+ \text{ çizgisinin frekansı}) \end{aligned} \quad (13)$$

Burada $\Delta\nu = \frac{\mu_B B}{h} = \frac{eB}{4\pi m}$ 'dir. $\Delta E = \mp \mu_B B = \mp h\Delta\nu$ olup iç ve dış halkaları oluşturan $\sigma^\mp$ ışımalarının enerjisi ile ortadaki π ışımalarının enerjisi arasındaki farktır.



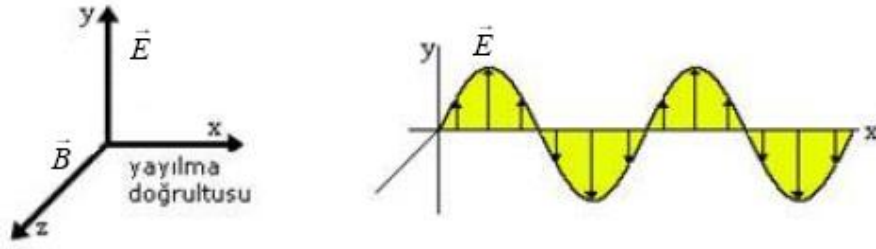
Şekil 4. Kadmiyumun (Cd) kırmızı spektral çizgisi için izinli geçişler

Dış manyetik alan etkisiyle ν_0 frekanslı tekli temel çizginin, üç çizgiye ($\nu_0 - \Delta\nu$, ν_0 , $\nu_0 + \Delta\nu$) yarılması, ‘**Lorentz Üçlüsü (Lorentz Triplet)**’ olarak tanımlanır. Bu çizgilerden $\Delta m_l = 0$ ışımalı geçişi π -çizgisi olarak, $\Delta m_l = \pm 1$ ışımalı geçişleri ise σ -izgileri olarak isimlendirilir.

2. Zeeman Olayında Kutuplanma

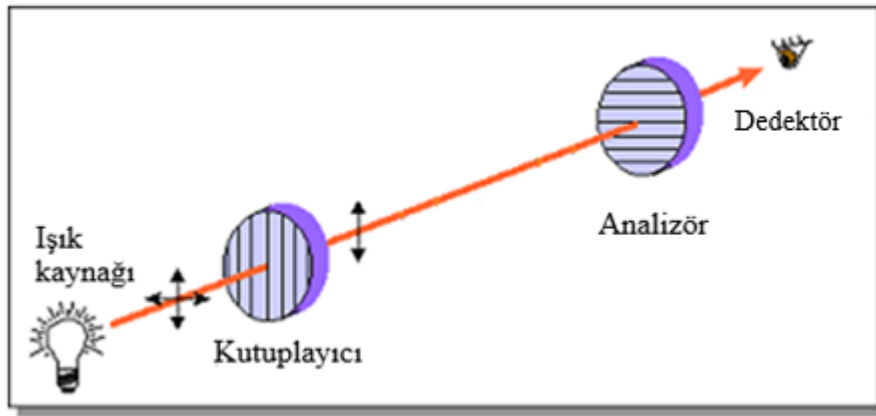
Kutuplanma, enine dalgaların bir özelliğidir. Elektromanyetik dalganın kutuplanma doğrultusu, “*elektrik alan vektörünün titreştiği doğrultu*” olarak belirlenir. Elektromanyetik dalganın elektrik alan vektörü, uzayda

belli bir noktada hep aynı doğrultuya sahip ise, bu tür dalgalara “**çizgisel kutuplu**” veya “**düzlem kutuplu**” dalgalar denir (Şekil 5).



Şekil 5. Çizgisel kutuplu elektromanyetik dalga

Kutuplanmamış ışıktan, sadece belli bir doğrultuda titreşen elektromanyetik dalgayı seçerek kutuplanmış ışık elde etmek için kullanılan malzemelere “**kutuplayıcı**” adı verilir. Işık demetinin kutuplanmış olup olmadığını anlamak için ise, “**analizör**” olarak isimlendirilen ikinci bir kutuplayıcı kullanılır. Analizör çevrildiğinde ışık şiddetinin sıfır ile maksimum değerler arasında değişmesi, ışık demetinin kutuplandığının göstergesidir (Şekil 6). Çizgisel kutuplu ışık için; analizör ve kutuplayıcının geçirme eksenleri paralel olduğunda ($\theta=0^\circ$ veya $\theta=180^\circ$) analizörden geçen ışık şiddetinin maksimum, dik olduğu durum için ($\theta=90^\circ$ veya $\theta=270^\circ$) ise, geçen ışık şiddetinin sıfır olması beklenir.



Şekil 6. Seçici soğurma tekniği ile kutuplanma

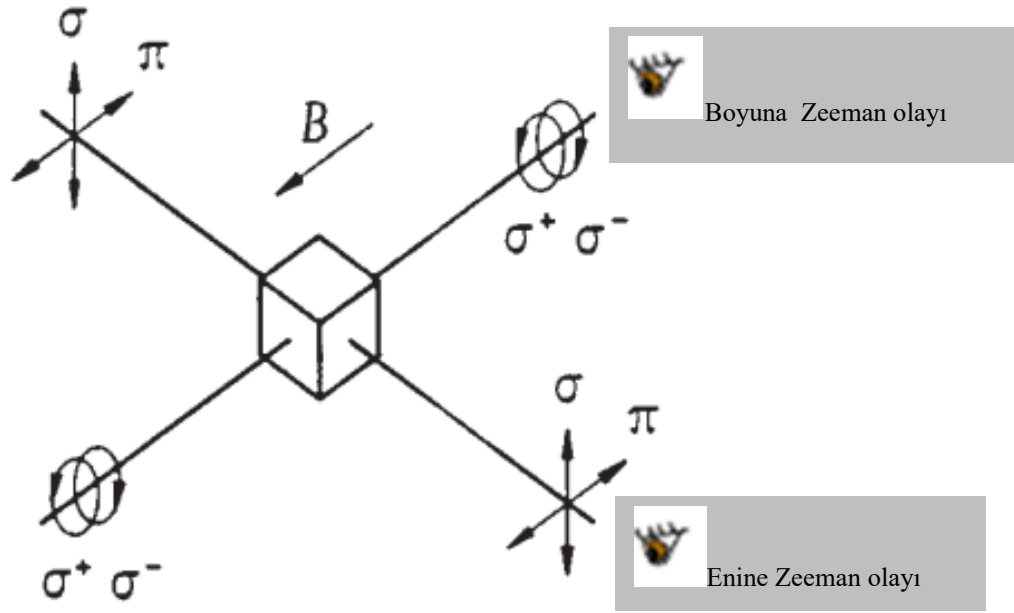
Manyetik alan içine konulan Cd lambada gözlenen üç ışımaya (π , σ^- , σ^+) farklı kutuplanmalara sahiptir (Şekil 7). Işımların kutuplanma durumlarını belirlemek için, dış manyetik alan doğrultusunda ve dış manyetik alana dik doğrultuda gözlemler yapılmaktadır. Dış alan doğrultusunda yapılan deneye **boyuna Zeeman olayı**, dış alana dik doğrultuda yapılan deneye ise **enine Zeeman olayı** adı verilmektedir. Bu deneyin 1. Kesimde ‘Enine Zeeman Olayı’, 2. Kesimde ise ‘Boyuna Zeeman Olayı’ irdelenecektir.

$\Delta m_l = 0$ geçişine karşı gelen π -ışımaya, dış manyetik alana paralel titreşen elektriksel dipol ile ilişkilidir ve ışımaya dış manyetik alan doğrultusunda doğrusal kutuplanmaya sahiptir. (π -ışımaya enine Zeeman olayında gözlenirken, neden boyuna Zeeman olayında gözlenmemektedir?).

$\Delta m_l = \pm 1$ geçişlerine karşı gelen σ -ışımları dış manyetik alana dik titreşen ve birbirleri ile de 90° faz farkına sahip elektriksel dipoller ile ilişkilidir.

- Dış manyetik alana dik doğrultuda yayılan σ -ışımları doğrusal kutupludur. π -ışımaya dik doğrultuda doğrusal kutuplanmaya sahip olan bu ışımlar enine Zeeman olayında gözlenirler.
- Dış manyetik alan ile aynı doğrultuda yayılan σ -ışımları dairesele kutupludur. σ^- ışımaya saat yönünde (CW), σ^+ ışımaya saatin tersi yönünde (CCW) dairesele kutupludur ve boyuna Zeeman olayında gözlenirler.

Dış manyetik alan içinde çalıştırılan Cd lambada yukarıda belirtilen kutuplanmalara sahip tüm ışımlar oluşur ancak, gözlem yapılan doğrultuya göre bazıları enine Zeeman olayında bazıları da boyuna Zeeman olayında gözlenir.

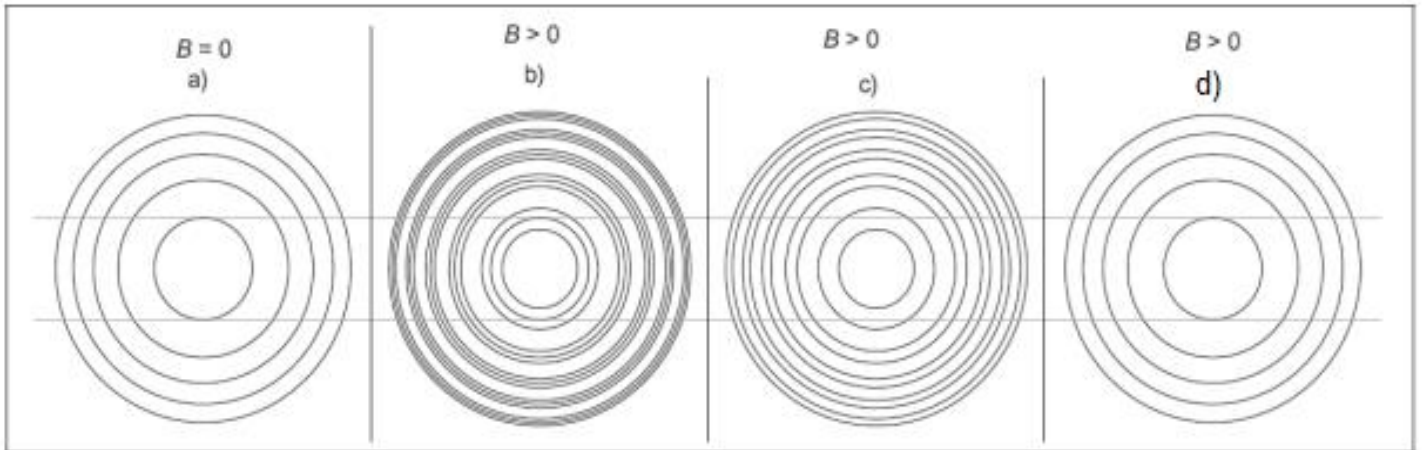


Şekil 7. Zeeman Olayında Kutuplanma

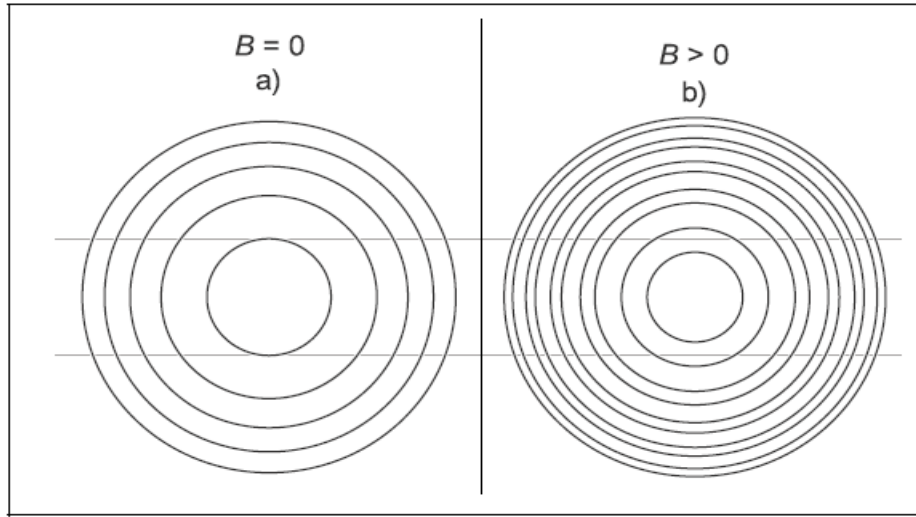
Deneyde, dış manyetik alan uygulandığı durum için kadmiyumun kırmızı spektral çizgisinde gerçekleşen yarılmalar, çözünürlüğü yüksek olan **Fabry-Perot girişimmetresi** kullanılarak incelenecektir. Fabry-Perot girişimmetresinde oluşan girişim desenleri, iç içe halkalar şeklindedir (Şekil 8) .

Dış manyetik alanın olmadığı ve Enine Zeeman Olayı'nın gözlemlendiği (Kesim 1) durumda, girişim deseninde farklı mertebelere ($n = 1, 2, 3 \dots$) karşı gelen ν_0 frekanslı temel tekli halkalar gözlenir (Şekil 8a). Sisteme dış manyetik alanın uygulandığı durumda ise, temel halkaların üç alt halkaya (Lorentz üçlüsü) yarıldığı gözlenir (Şekil 8b). Dış manyetik alanın uygulandığı ve ışığın geldiği yol üzerine bir analizörün eklendiği durumda ise, analizörün konumuna bağlı olarak girişim deseninde değişiklikler gözlenir. Analizörün dikey konumu için desende iki adet σ çizgisi gözlenirken (Şekil 8c), analizör yatay konuma döndürülecek olursa girişim deseninde sadece bir π - çizgisi gözlenir (Şekil 8d). Enine Zeeman olayının gözlemlendiği bu kesimde ulaşılan bu sonuç π ve σ çizgilerinin çizgisel (düzlemsel) kutuplu olduğunu gösterir.

Boyuna Zeeman Olayında (Kesim 1) ise, analizörün konumu ne olursa olsun sadece iki σ geçişi gözlenmektedir (Şekil 9). Bu gözlem, σ geçişlerinin dairesel kutuplu olduğunu göstergesidir.



Şekil 8. Enine Zeeman olayında, Cd lamba için gözlenen girişim desenleri
a) $B = 0$, b) $B > 0$, analizör yok, c) $B > 0$, analizör dikey konumlandırılmış,
d) $B > 0$, analizör yatay konumlandırılmış.

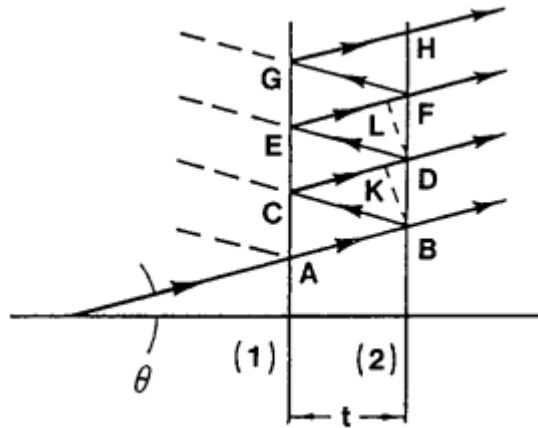


Şekil 9. Boyuna Zeeman olayında, Cd lamba için gözlenen girişim desenleri
a) $B = 0$, b) $B > 0$, analizörün herhangi bir konumu için gözlenen σ geçişleri.

3. FABRY - PEROT GİRİŞİMMETRESİ İLE GİRİŞİM DESENİNİN OLUŞMASI

Deneyde, kadmiyumun spektral çizgilerinde dış manyetik alan etkisi ile gözlenecek yarılmaların “dalgasayısı ($k = 1/\lambda$)” cinsinden değerleri **Fabry-Perot Girişimmetresi** kullanılarak belirlenecektir. Bir atom spektrometresi ile görünür bölgede, farklı renklerde, kesikli çizgiler şeklinde görülen spektral çizgiler, Fabry-Perot girişimmetresi ile iç içe halkalar olarak gözlenmektedir. Deneyde kullanılacak Fabry-Perot girişimmetresi, girişim desenindeki $\Delta\lambda \sim 0.002$ nm mertebesindeki dalgaboyu değişimlerinin gözlenebildiği, yaklaşık 300000 çözünürlüğüne sahip bir girişimmetredir.

Fabry-Perot girişimmetresi, iç yüzeyleri yarı-geçirgen olan iki adet paralel düz cam levhadan oluşur (Şekil 10). Fabry-Perot girişimmetresinde, atomdan gelen ışınım ince gümüş tabaka ile kaplanmış paralel levhalar arasında birkaç kez yansıtıldıktan sonra, yeniden birleştirilerek girişim deseni oluşturulur. Bu çok sayıdaki yansıma sonucunda, yalnızca sınırlı sayıda dalga grupları ekrana ulaşır **yapıcı girişim çizgilerini** oluştururlar.



Şekil 10. Fabry-Perot girişimmetresi

Fabry-Perot girişimmetresinde, Şekil 10'da gösterildiği gibi, aralarında t mesafesi bulunan 1 ve 2 yarı-geçirgen yüzeylerini ele alalım. Levhanın normali ile θ açısı yaparak gelen bir ışın, $AB, CD, EF, \dots$ vb.

ışınlar ayrılacaktır. Birbirine yakın AB ve CD ışınlarının dalga cepheleri arasındaki yol farkı, (14) nolu bağıntı ile verilmiştir.

$$\delta = BC + CK \quad (14)$$

$BK \perp CD$ şartı sağlandığında yol farkı (δ) ifadesini (15) nolu bağıntı ile vermek mümkündür.

$$\begin{aligned} CK &= BC \cdot \cos 2\theta, \\ t &= BC \cdot \cos \theta \\ \delta &= BCK = BC (1 + \cos 2\theta) \\ \delta &= 2 BC \cdot \cos^2 \theta \\ \delta &= 2 t \cdot \cos \theta \end{aligned} \quad (15)$$

Girişimetre ile yapıcı girişim gözlenebilmesi için gerekli olan koşul, üst üste binecek ışınlar arasındaki yol farkının, ışınının dalga boyunun tam katlarına eşit olmasıdır. Bu sonuç (16) ve (17) nolu bağıntılarının sağlanmasını gerektirir. Ortamın kırma indisi (*ortamın kırma indisi: κ*) dikkate alınırsa ($\kappa \neq 1$), yapıcı girişim deseni gözlemek için gerekli olan koşul, (18) nolu bağıntı ile verilecektir. Bağıntılarda geçen n ; girişim deseninin mertebesini gösterir ve aydınlık saçaklar için tamsayı olmalıdır ($n = 1, 2, 3, \dots$).

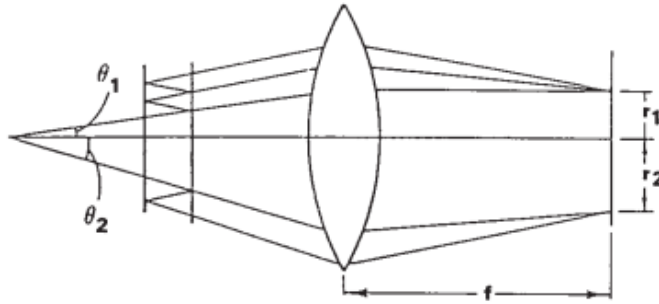
$$\delta = n\lambda \quad (16)$$

$$n\lambda = 2t \cdot \cos \theta_n \quad (\kappa = 1) \quad (17)$$

$$n\lambda = 2 \kappa t \cdot \cos \theta_n \quad (\kappa \neq 1) \quad (18)$$

Fabry – Perot girişimmetresinden çıkan $B, D, F, \dots$ vb. paralel ışınlar, odak uzaklığı f olan bir mercek ile odaklandığında (Şekil 9), odak düzleminde Şekil 10'da gösterildiği gibi aydınlık halkalar gözlenir. Bu halkaların yarıçapları, θ 'nın küçük değerleri, yani hemen hemen optik eksene paralel ışınlar için ($\theta \leq 5^\circ$), (19) nolu bağıntı ile verilir.

$$r_n = f \tan \theta_n \approx f \theta_n \quad (\theta \leq 5^\circ) \quad (19)$$



Şekil 10. Fabry Perot girişimmetresinde odaklanma

$n_0 = \frac{2\kappa t}{\lambda}$ kısaltması yapılarak (20) nolu bağıntıya ulaşılır. Bağıntıda geçen θ_n değerinin aydınlık saçığa ilişkin bir açı olması durumunda, n tamsayı olmalıdır. Merkezdeki girişimi veren n_0 [$\theta=0^\circ$] ise, genellikle tamsayı değildir.

$$\begin{aligned} n &= \frac{2\kappa t}{\lambda} \cos \theta_n \\ n &= n_0 \cos \theta_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
n &= n_0 \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\theta_n}{2} \right) \\
n &= n_0 \left(1 - \frac{\theta_n^2}{2} \right) \quad (\theta \leq 5^\circ) \\
\theta_n &= \sqrt{\frac{2(n_0 - n)}{n_0}} \quad (20)
\end{aligned}$$

(21) nolu bağıntı, girişim deseninde p . aydınlık saçığının mertebesini vermektedir.

$$n_p = (n_0 - \varepsilon) - (p - 1) \quad (21)$$

Halkanın ilk girişim desenine karşı gelen mertebe değeri, (22) nolu bağıntı ile verilir.

$$n_1 = n_0 \cos \theta_{n_1} \quad (22)$$

Bağıntı geçen n_1 , n_0 'dan küçük ve n_0 'a en yakın tamsayıdır ($n_1 < n_0$) (23 nolu bağıntı).

$$n_1 = n_0 - \varepsilon \quad (0 < \varepsilon < 1) \quad (23)$$

(19), (20) ve (23) nolu bağıntılar kullanılarak, girişim deseninde gözlenen halkanın yarıçapı tanımlanabilir. n . mertebeden girişim deseninin p . halkasının yarıçapı olan r_{n_p} , (24) nolu bağıntı ile verilir (Bundan sonra, r_{n_p} yerine, r_p kullanılacaktır).

$$r_p = \sqrt{\frac{2f^2}{n_0}} \sqrt{(p-1) + \varepsilon} \quad (24)$$

Komşu halkaların yarıçaplarının kareleri arasındaki fark sabittir ve 25 nolu bağıntıda verilmiştir.

$$r_{p+1}^2 - r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0} \quad (25)$$

Sisteme dış manyetik alan uygulandığında ise, ν_0 frekanslı temel halkalar, dalga boyları $\lambda_{iç}$ ve $\lambda_{dış}$ olacak şekilde iki bileşene ayrılırlar, bu ifadeler $\varepsilon_{iç}$ ve $\varepsilon_{dış}$ gibi küçük basamaklarla tanımlanabilir. Bağıntılarda geçen $n_{1,iç}$ ve $n_{1,dış}$ ise birinci aydınlık saçığının ($p = 1$) girişim sırasını vermektedir.

$$\left[\text{dalga sayısı} \quad k = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} \right]$$

$$\varepsilon_{iç} = \frac{2\kappa t}{\lambda_{iç}} - n_{1,iç} = (2\kappa t) k_{iç} - n_{1,iç}$$

$$\varepsilon_{dış} = \frac{2\kappa t}{\lambda_{dış}} - n_{1,dış} = (2\kappa t) k_{dış} - n_{1,dış}$$

Aynı mertebeden girişim saçakları için irdelenecek yapılsa, $n_{1,iç} = n_{1,dış}$ olacaktır ve bu durumda temel halkanın iç ve dış kesiminde gözlenen yarılmalarının dalga sayıları arasındaki fark (26) nolu bağıntı ile verilecektir.

$$\Delta k = k_{i\zeta} - k_{d\zeta} = \frac{\varepsilon_{i\zeta} - \varepsilon_{d\zeta}}{2\kappa t} \quad (26)$$

(24) ve (25) nolu bağıntılar kullanılarak, (27) nolu bağıntı elde edilebilir.

$$\varepsilon = \frac{r_{p+1}^2}{r_{p+1}^2 - r_p^2} - p \quad (27)$$

(27) nolu bağıntı *iç* ve *dış* bileşenlerine uyarlanırsa aşağıdaki bağıntılara ulaşılır.

$$\varepsilon_{i\zeta} = \frac{r_{p+1,i\zeta}^2}{r_{p+1,i\zeta}^2 - r_{p,i\zeta}^2} - p$$

$$\varepsilon_{d\zeta} = \frac{r_{p+1,d\zeta}^2}{r_{p+1,d\zeta}^2 - r_{p,d\zeta}^2} - p$$

Bu ifadeler (26) nolu bağıntıda yerleştirilirse, girişim deseninde gözlenen yarılmalara dalga sayıları arasındaki farka ulaşılır (28 nolu bağıntı).

$$\Delta k = \frac{1}{2\kappa t} \left(\frac{r_{p+1,i\zeta}^2}{r_{p+1,i\zeta}^2 - r_{p,i\zeta}^2} - \frac{r_{p+1,d\zeta}^2}{r_{p+1,d\zeta}^2 - r_{p,d\zeta}^2} \right) \quad (28)$$

(25) nolu bağıntıdan da görüldüğü gibi, *iç* bileşeninin yarıçaplarının kareleri arasındaki fark, *dış* bileşeninin yarıçaplarının kareleri arasındaki farka eşittir.

$$\Delta_{i\zeta}^{p+1,p} = r_{p+1,i\zeta}^2 - r_{p,i\zeta}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,i\zeta}} \quad (29)$$

$$\Delta_{d\zeta}^{p+1,p} = r_{p+1,d\zeta}^2 - r_{p,d\zeta}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,d\zeta}} \quad (30)$$

Bu durumda *f* (odak uzaklığı) değerinden bağımsız olarak (31) nolu eşitlik yazılabilir.

$$\Delta_{i\zeta}^{p+1,p} = \Delta_{d\zeta}^{p+1,p} \quad (31)$$

Benzer şekilde, bir spektral çizginin *iç* ve *dış* bileşenlerinin yarıçaplarının kareleri arasındaki fark, (32) nolu eşitlik ile verilir.

$$\delta_{i\zeta,d\zeta}^{p+1,p} = r_{p+1,i\zeta}^2 - r_{p+1,d\zeta}^2 \quad (32)$$

Girişim deseninde *n*. mertebeye kadar yapılan *iç* ve *dış* yarıçap ölçümleri için, Δ ve δ 'nın ortalama değerleri hesaplanabilir. Örneğin, girişim deseni *n* = 4 mertebesine kadar alınan ölçümler değerlendirilerek Δ ve δ 'nın ortalama değerleri, (33) ve (34) nolu bağıntılar ile hesaplanabilir.

$$\bar{\Delta} = \frac{1}{4} \sum_{p=1}^2 (\Delta_{i\zeta}^{2p,2p-1} + \Delta_{d\zeta}^{2p,2p-1}) \quad (33)$$

$$\bar{\delta} = \frac{1}{4} \sum_{p=1}^4 \delta_{i\zeta,d\zeta}^p \quad (34)$$

Kırma indisi etkisinin dikkate alınmadığı durumda ($\kappa=1$), $\bar{\Delta}$ ve $\bar{\delta}$ değerleri ile kullanılarak iç ve dış bileşenlerinin dalga sayıları arasındaki fark (35) nolu bağıntı ile verilir.

$$\overline{\Delta k} = \frac{1}{2t} \left(\frac{\bar{\delta}}{\bar{\Delta}} \right) \quad (35)$$

Enine Zeeman Olayı'nın irdeleneceği 1. Kesim'de, uygulanan manyetik alanın şiddeti arttıkça, girişim desenindeki $\nu_1 = \nu_0$ frekanslı temel halkaların konumları sabit kalacak, iç kesimde oluşan $\nu_2 = \nu_0 - \Delta\nu$ frekanslı halkaların yarıçaplarında ($r_{n,iç}$) azalmalar ve dış kesimde oluşan $\nu_3 = \nu_0 + \Delta\nu$ frekanslı halkaların yarıçaplarında ($r_{n,dış}$) artışlar gözlenecektir. Deneyde analizör kullanılarak, sadece σ geçişlerinin gözlemlendiği durumda ölçümler yapılacaktır. Bu durumda temel halkaya göre belirlenen iç ve dış halkaların yarıçaplarındaki değişim miktarları (36) nolu bağıntı ile verilir.

$$\Delta r_n = r_{n,dış} - r_n = r_n - r_{n,iç} \quad (36)$$

σ çizgilerinin dalga sayıları arasındaki fark, temel halkaya göre $\frac{\overline{\Delta k}}{2}$ değerine sahip olacaktır. Bu fark aynı zamanda, 13 nolu bağıntıdan faydalanarak, yarılan enerji düzeyleri arasındaki geçişlere karşı gelen ışımaların enerji farkı cinsinden de yazılabilir (37 nolu bağıntı).

$$\left(\text{Frekans} - \text{dalga sayısı ilişkisi} : \nu = \frac{c}{\lambda} = ck \right)$$

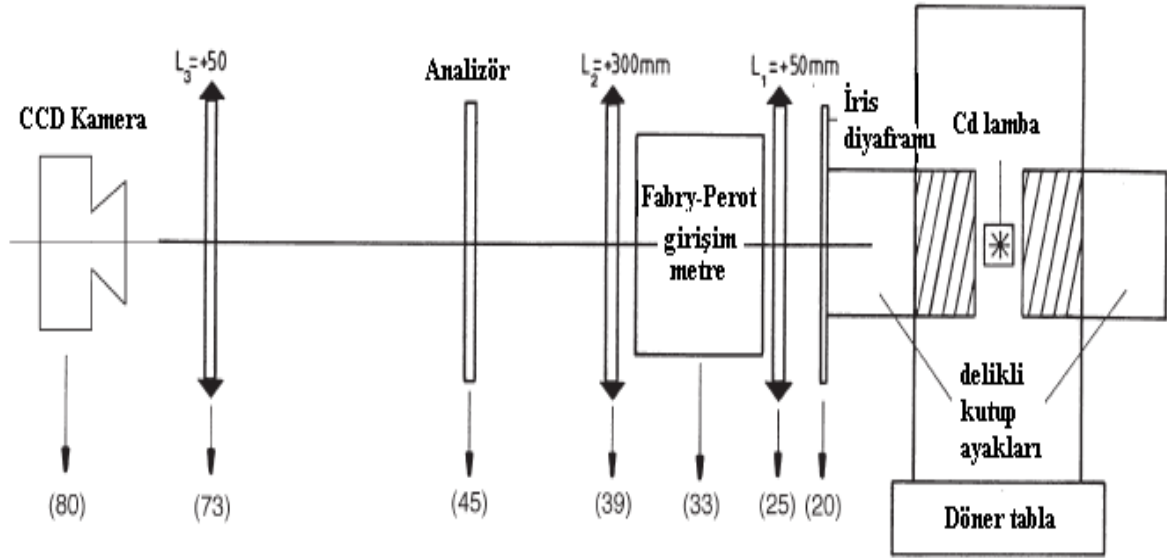
$$E_{dış} - E_{iç} = E_3 - E_1 = 2\Delta E = 2\mu_B B = hc\overline{\Delta k} \quad (37)$$

Bu durumda, **Bohr magnetonunu** hesaplamak mümkündür (38 nolu bağıntı).

$$\mu_B = \frac{hc}{B} \frac{\overline{\Delta k}}{2} \quad (38)$$

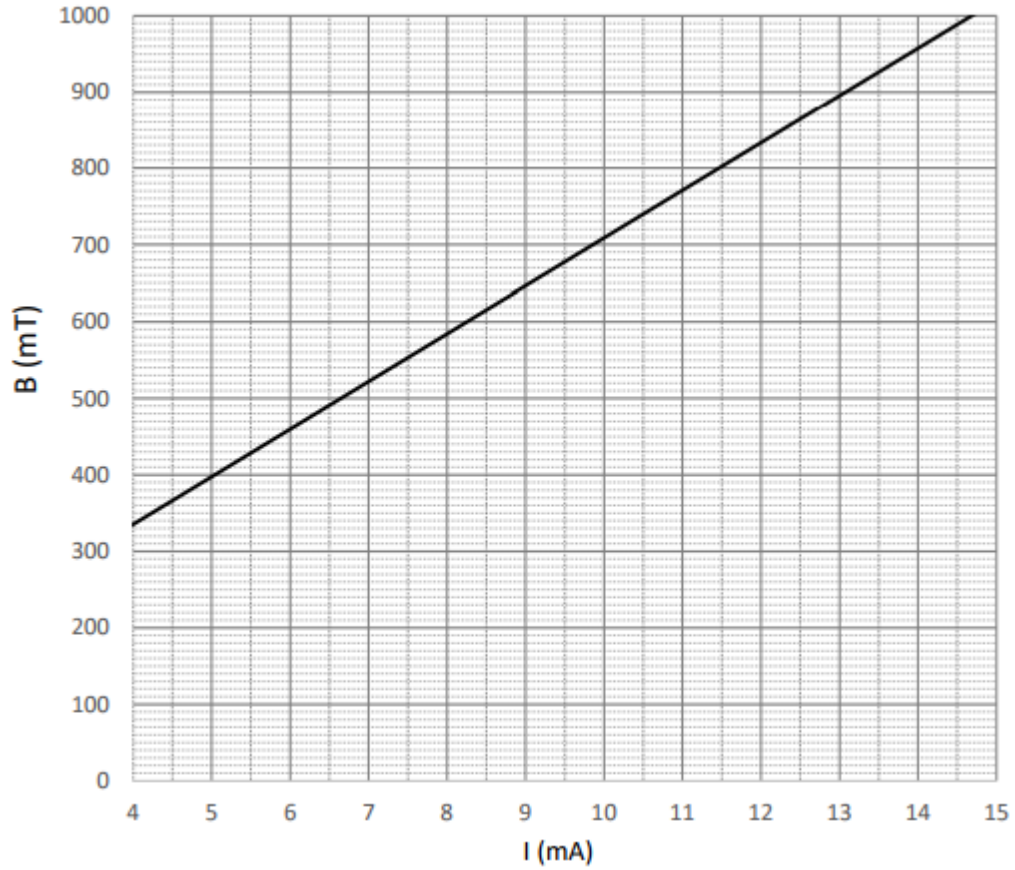
DENEYSEL KESİM

Deneyde düzgün manyetik alan üretici olarak kullanılan elektromıknatıs, döner tabla üzerinde, Cd lamba ise elektromıknatısın tam ortasına yerleştirilmiştir (Şekil 1 ve Şekil 11). Bir ray üzerinde, **Fabry-Perot girişimmetresi**, **iris diyaframı**, **mercekler**, **analizör** ve **CCD kamera** bulunmaktadır. İris diyaframı, Cd lambadan çıkan ışık ışınlarını paralel bir demet haline getirmek amaçlı kullanılır. İristen çıkan ışınlar, mercekler ve Fabry-Perot girişimmetresi ile bilgisayar ekranında, aydınlık ve karanlık halkalar şeklinde gözlenen girişim deseni oluştururlar. Aynı zamanda Fabry-Perot girişimmetresi değiştirilebilir bir renk filtresi içermektedir. Deneyde kullanılacak filter, $\lambda = 643.8$ nm dalgaboyuna sahip kırmızı Cd çizgisini geçirir. CCD algılayıcılar, [dijital fotoğraf makineleri](#) ve video kameralarda ışığa duyarlı yüzey olarak kullanılır ve düşen ışığı elektriksel gerilime çeviren [foto-diyotlardan](#) oluşur. Halka çapları, CCD kamera ve deney yazılım programı ile belirlenir.



Şekil 11. Deney düzeneğinin şematik gösterimi.

Şekil 11'in alt kesimde yazılı olan rakamlar, ray üzerindeki deney ekipmanlarının döner tablaya olan yaklaşık uzaklıklarını (cm cinsinden) vermektedir. Dış manyetik alanın büyüklükleri, "**bobin akımı – dış manyetik alan**" kalibrasyon eğrisi kullanılarak belirlenir (Şekil 12).



Şekil 12. Bobin akımı ile değişen dış manyetik alan kalibrasyon eğrisi (Cd lambası yokken)

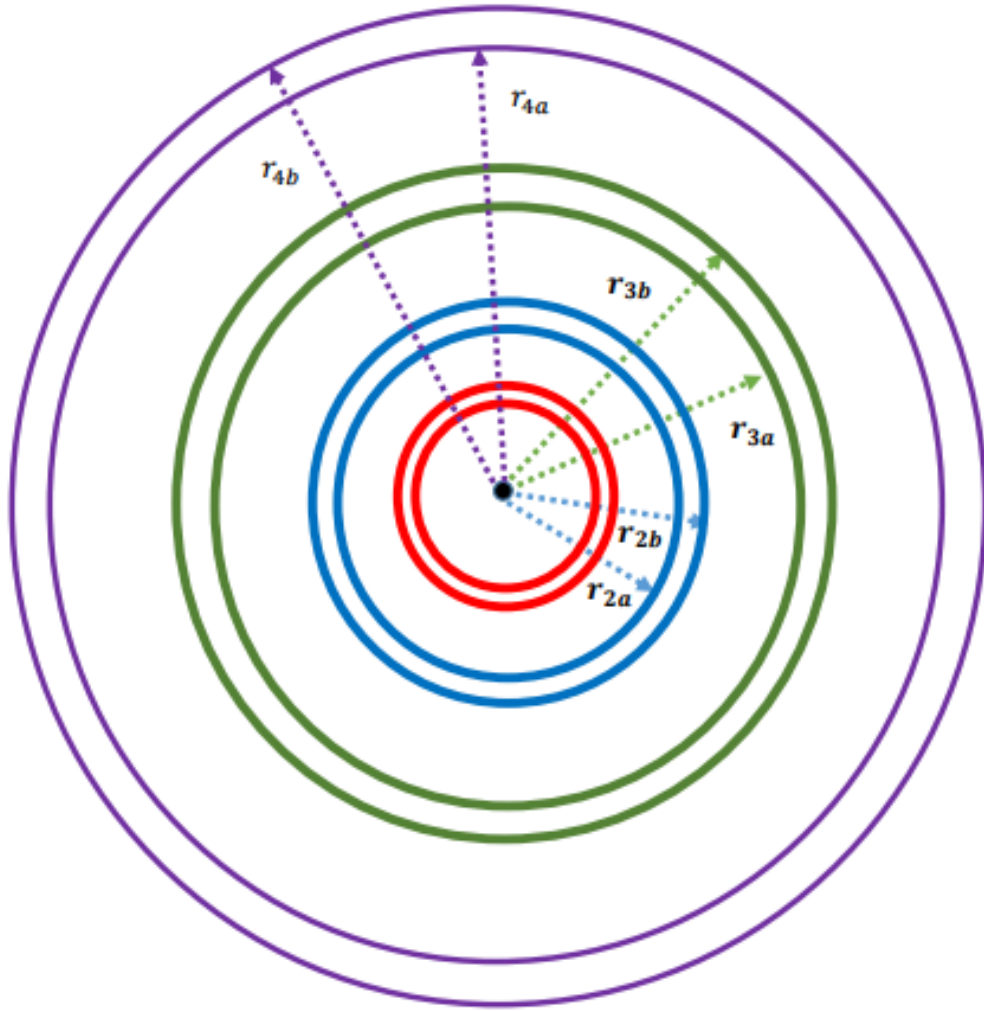
KESİM 1. ENİNE ZEEMAN OLAYI

1. Deney düzeneği kurunuz (Şekil 1 ve Şekil 11).
2. Bilgisayar ekranında en iyi girişim desenini elde edinceye kadar optik parçaların konumlarını ayarlayınız.
3. Deneye başlamadan önce Kadmiyum (Cd) lambayı, yaklaşık 5 dakika süresince çalıştırınız.
4. Cd lamba tarafından gelen ışığın şiddetini azaltmak, böylece daha iyi girişim deseni elde etmek için iris diyaframını daraltınız.
5. Deney setine dış manyetik alan uygulamadan önce bilgisayar ekranında Cd atomunun yaydığı kırmızı renkli temel girişim halkalarını gözleyiniz.
6. Elektromıknatısı besleyen güç kaynağının gerilimini artırarak bobinlerden akım geçmesini sağlayınız. Bobin akımını, yaklaşık 6 A oluncaya kadar artırınız ve ekranda gözlenen temel halkalardaki yarılmalari (Lorentz üçlüsü) gözleyiniz.
7. Deney setine analizörü (polarizasyon filtresi) ekleyiniz ve dış manyetik alan uygulandığında gözlenen üçlü halkalardan ortada bulunan π çizgisi kayboluncaya kadar (sadece σ çizgileri kalıncaya kadar) analizörü çeviriniz. Daha sonra, girişim deseninde sadece π çizgisi kalıncaya kadar (σ çizgileri kayboluncaya kadar) analizörü çeviriniz. Gözlenen desenleri çizin ve gözlemlerinizi yorumlayınız.
8. Analizörün konumunu, tekrar π çizgisinin kaybolduğu konum olarak ayarlayınız (Şekil 13). Girişim deseninin farklı mertebeleri için ($n = 2, n = 3$ ve $n = 4, \dots$), farklı bobin akımları ($I = 6 A, 7 A, 8 A, 9 A, 10 A, 11 A$) sonucunda oluşturulan dış manyetik alan değerlerindeki yarılmalari inceleyiniz. İç ve dış yarılmalara karşı gelen halkaların yarıçap değerlerini, bilgisayar yazılımını kullanarak, ölçünüz.
9. (38) nolu bağıntıyı kullanarak, $\frac{\Delta k}{2} = f(B)$ grafiğini çizin ve Bohr magnetonunun (μ_B) değerini hesaplayınız. Sonucu yorumlayınız.

(Not: Deneyde kullanılan Fabry-Perot girişimmetresinin levhaları arasında mesafe olan $t = 3 \text{ mm}$ 'dir.)

Halka yarıçaplarının ölçümünde yararlanılacak bilgisayar yazılımının komutları aşağıdaki gibidir:

1. Kameradan görüntü alabilmek için <File> menüsünden <Capture Window> seçilir.
2. Capture window menüsünde görüntünün kontrastı, parlaklığı ve doygunluğu vb. ayarlar, <Option> menüsü ve <Video Capture Filter> menülerinden yapılabilir.
3. Görüntü kalitesi en iyi şekilde elde edildiğinde, uygun bobin akım değerleri için <Capture> menüsünden <Still image> seçilerek fotoğraf alınır.
4. <Measure> menüsünden doğru halka merkezi için <circle> veya <line> seçilerek halkaların yarıçapları ölçülür.



Şekil 13. Enine Zeeman Olayı (Kesim 1) için girişim deseni (analizör, π çizgisinin gözlenmediği dik konumdadır)

KESİM 2. BOYUNA ZEEMAN OLAYI

Deney setinde kullanılan elektromıknatıs bir döner tabla üzerinde bulunduğundan, elektromıknatısı 90° döndürerek, manyetik alanı spektral lambadan gelen ışık ile paralel konuma getirmek mümkündür.

1. Boyuna Zeeman etkisinin gözlenebilmesi, Cd lambadan gelen ışık şiddetinin yüksek olması gerekmektedir. Bu amaçla iris diyaframını tam olarak açınız.
2. Elektromıknatısı 90° çevirerek Cd lambadan çıkan ışık demeti ile uygulanan dış manyetik alanın doğrultusu paralel yapınız.
3. Manyetik alan uygulamadan önce, bilgisayar ekranında girişim desenini gözleyiniz ve çiziniz.
4. Deney setine manyetik alan uygulayınız ve girişim deseninde gözlenen değişimleri irdeleyiniz. Gözlediğiniz girişim desenini çiziniz.
5. Deney düzeneğine analizör ekleyiniz. Analizörün konumunu değiştirerek girişim deseninin nasıl değiştiğini gözleyiniz ve sonucu yorumlayınız.

NOT: Deney verilerinin elde edilmesi ve bulguların değerlendirilmesinde, Zeeman deney şablonundan yararlanılmalıdır.

SORULAR

1. **Normal Zeeman Olayı** ile **Anormal Zeeman Olayı** kavramlarını kıyaslayınız.
2. **Enine Zeeman Olayı** ve **Boyuna Zeeman Olayı** kavramlarını kıyaslayınız.
3. 500 nm dalgaboylu bir spektral çizgi, 1 T büyüklüğünde uygulanan bir dış manyetik alan etkisi ile birbirinden dalga boyları $\Delta\lambda = 0.0116$ nm olacak şekilde ayrılmıştır. Elektronun e/m oranını hesaplayınız.
4. **Stern-Gerlach Deneyini** açıklayınız, Zeeman Olayı ile ilişkilendiriniz ve bilime getirdiği katkıları belirtiniz.

KAYNAKÇA

1. Phywe-Deney Föyü
2. Apaydın, F., Kuantum Fiziği, H.Ü. Yayınları, Ankara, 2004.
3. Beiser, A., Çağdaş Fiziğin Kavramları, McGraw Hill, 1995.
4. Hindmarsh, W. R., Atomic Spectra, Pergamon Press, 1967.
5. Jenkins, F. A. and White, H. E., Fundamentals of Optics, McGraw Hill, 1976.