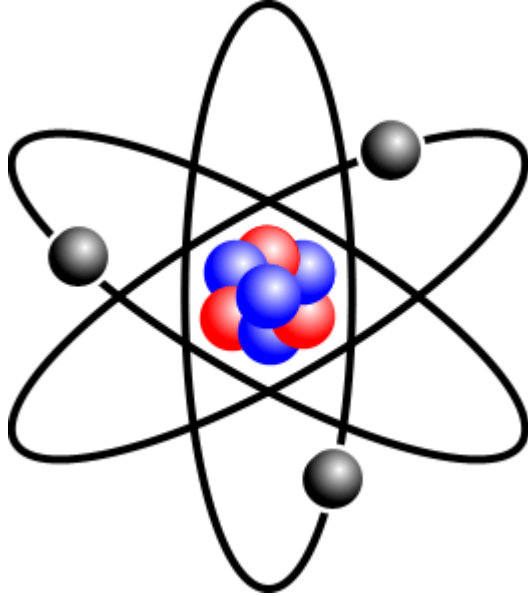


MODERN FİZİK

LABORATUARI



BALIKESİR 2011

Öğrencinin Adı :

Öğrencinin Numarası :.....

[illegible]

I. DENEY: ATOM SPEKTRUMLARI

Amaç:

Kırınım yolu ile çeşitli atomların optik spektrum çizgilerinin gözlenmesi, spektrum çizgilerine karşılık gelen dalga boylarının ve frekansların kırınım olayı ile hesaplanması, Planck sabitinin elde edilmesi.

TEORİ

Bu deneyde, daha önce dalgaların incelenmesinden de bilindiği gibi, $n. \lambda = d. \sin \theta$ bağıntısını kullanarak dalgaboyunu bulacaksınız.

Burada, θ : Ölçülecek noktanın merkez doğrusuna göre açısal yerini,

d : Yarık genişliğini,

λ : Işığın dalgaboyunu,

n : Merkez doğrusu üzerinde meydana gelen, merkezi aydınlık saçaktan itibaren, kaçınıcı aydınlık saçak olduğunu, gösterir.

$n=1$ olduğundan,

$$\lambda = d. \sin \theta \quad (1)$$

ifadesine ulaşılır.

Atom fiziğinden uyarılmış durum enerjisi E_{son} , taban durum enerjisi E_{ilk} , olan bir geçiş çizgisinin frekansının(ν);

$$\nu = \frac{E_{\text{ilk}} - E_{\text{son}}}{h} \quad (2)$$

olduğu bilinir. Bu değerler H atomu için bulunan,

$$E_H = \frac{-2 \pi^2 \cdot m \cdot e^2}{h^2} \left(\frac{1}{n^2} \right) \text{ bağıntısında } E_{\text{ilk}} \rightarrow n_{\text{ilk}}, E_{\text{son}} \rightarrow n_{\text{son}} \text{ değerleri}$$

yerlerine konularak ve;

$$\nu = \frac{2 \pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (3)$$

ya da $\nu \cdot \lambda = c$ ifadesi, göz önüne alınarak;

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{2 \pi^2 \cdot m \cdot e^4}{c \cdot h^3} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (4)$$

$$E = h \cdot \nu \quad (5)$$

ifadesine ulaşılır.

Bir atomda belli enerji düzeyleri mevcuttur ve bir ortamdaki elektron enerjisi, ancak bu enerji düzeyindeki değerleri alabilir. Bir elektronu düşük enerji düzeyinden yüksek enerji düzeyine getirmek için, dışarıdan bir enerji verilmelidir bu olaya, atomun uyarılması denir. Elektron $n=1$ ' de taban enerji düzeyindedir, $n=2,3,4,5,\dots$ ' de uyarılmış durumdadır. $n=\infty$ ' da elektron serbest haldedir. Bir elektronun uyarılmış bir durumdan daha aşağıdaki bir duruma düştüğünde, kaybettiği enerjinin, tek bir ışık fotonu olarak yayımlandığını kabul edelim; *elektron belirli bir dizi enerji düzeylerinin dışında bir enerji düzeyinde bulunamaz. Elektron bir düzeyden bir diğerine sıçradığında, düzeyler arasındaki enerji farkının, bir foton ile verilmesi, çizgi spektrumlarının, ana nedenidir.*

Uyarılmış durumdaki bir elektron tekrar ilk enerji düzeyine geçtiğinde elektronun kaybetmiş olduğu enerji, bir foton olarak ortaya çıkar. Bir fotonun hızı ışık hızına eşit, kütlesi de yaklaşık olarak sıfırdır. Bir fotonun enerjisi (5) eşitliği ile verilmiştir. Burada,

h : Planck sabiti

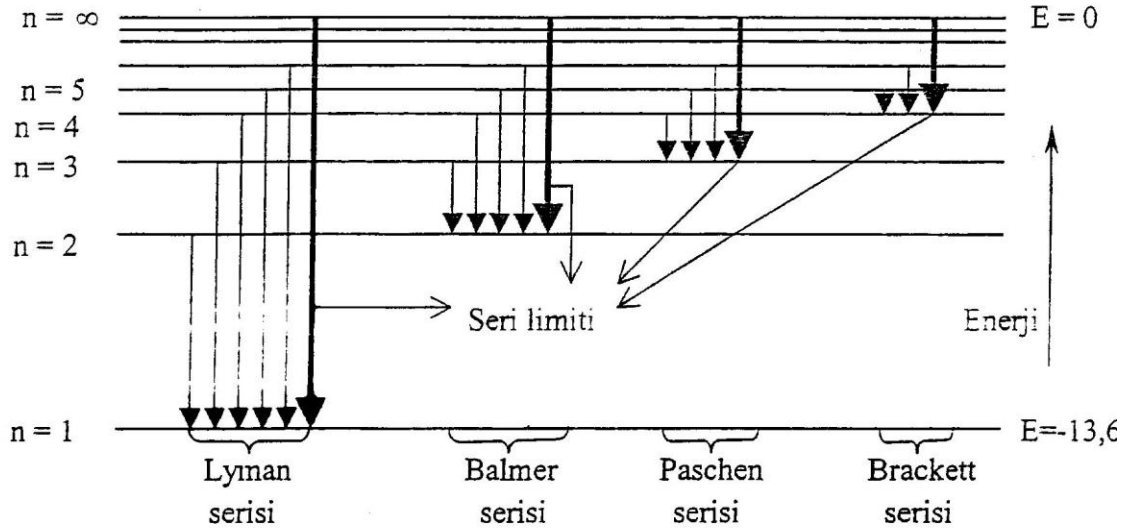
ν : Fotonun frekansı

E : Fotonun enerjisidir.

Eğer ilk (yüksek enerjili) durumun kuantum sayısı n_i ve son (düşük enerjili) durumun kuantum sayısı n_f ise, yayınlanan fotonun enerjisi, iki kuantumlanmış enerji düzeyi arasındaki enerji farkına eşittir;

$$\text{İlk Enerji} - \text{Son Enerji} = \text{Fotonun Enerjisi}$$

$$E_i - E_s = h \cdot \nu$$



Şekil 1: Tayf(spektrum) çizgileri, enerji düzeyleri arasındaki geçişlerden kaynaklanır. Gösterilenler hidrojenin tayf serileridir. $n = \infty$ olduğunda, elektron serbesttir.

$$E_i - E_s = E_1 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_s^2} \right) = -E_1 \left(\frac{1}{n_s^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (6)$$

E_1 ' in, negatif bir büyüklük (-13,6ev), olduğunu, dolayısıyla $-E_1$ ' in, pozitif bir büyüklük olduğunu, hatırlarsak; Bu geçişte yayımlanan fotonun frekansı:

$$\nu = \frac{E_i - E_s}{h} = -\frac{E_1}{h} \left(\frac{1}{n_s^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (7)$$

ifadesidir.

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \Rightarrow \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} \quad \text{olduğundan hidrojen spektrumu:}$$

$$\frac{1}{\lambda} = -\frac{E_1 \cdot Z^2}{c \cdot h} \left(\frac{1}{n_s^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (8)$$

olarak bulunur.

Denklem (8), uyarılmış hidrojen atomlarının yayımladığı ışınımın, sadece, belirli dalgaboylarını, kapsayacağını göstermektedir. Ayrıca, bu dalgaboyları, elektronun son enerji düzeyinin, n_s kuantum sayısına bağlı olan, belirli seriler içindedir(Şekil 1). Her durum için, ilk kuantum sayısı (n_i), son kuantum sayısından(n_s), büyük olduğundan($n_i > n_s$), bir foton olarak verilecek enerji fazlalığının olması için, ilk beş seri şu bağıntılara, uymalıdır:

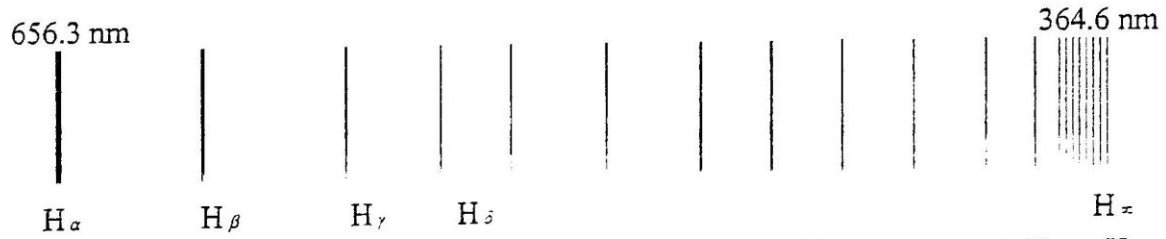
$$\text{Lyman Serisi: } n_s=1 \quad n=2,3,4,\dots ; \quad \frac{1}{\lambda} = -\frac{E_1}{c \cdot h} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (9)$$

$$\text{Balmer Serisi: } n_s=2 \quad n=3,4,5,\dots ; \quad \frac{1}{\lambda} = -\frac{E_1}{c \cdot h} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (10)$$

$$\text{Paschen Serisi: } n_s=3 \quad n=4,5,6,\dots ; \quad \frac{1}{\lambda} = -\frac{E_1}{c \cdot h} \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (11)$$

$$\text{Brackett Serisi: } n_s=4 \quad n=5,6,7,\dots ; \quad \frac{1}{\lambda} = -\frac{E_1}{c \cdot h} \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (12)$$

$$\text{Pfund Serisi: } n_s=5 \quad n=6,7,8,\dots ; \quad \frac{1}{\lambda} = -\frac{E_1}{c \cdot h} \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (13)$$

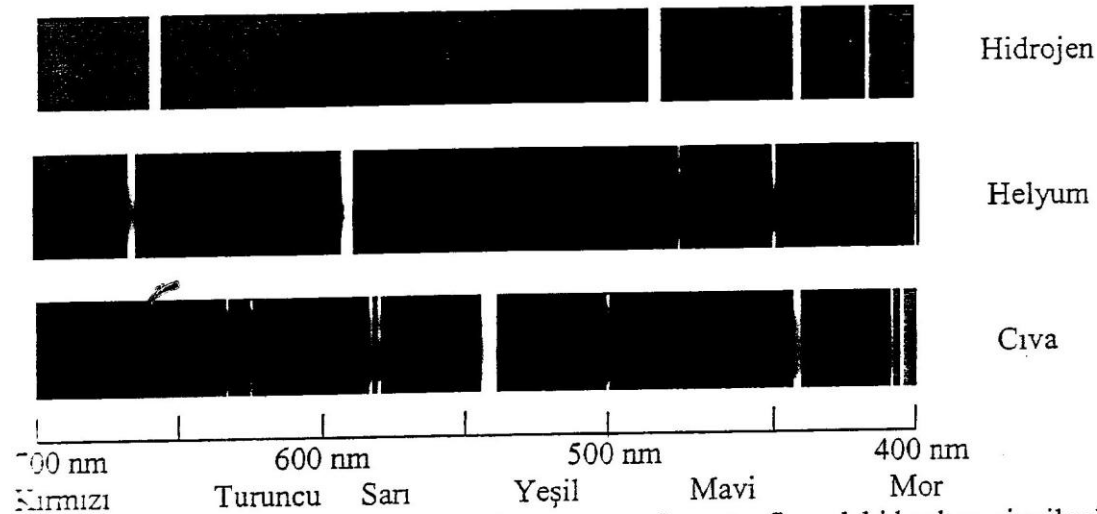


Şekil 2: Hidrojenin balmer serileri. H_α çizgisi, kırmızı, H_β çizgisi, mavimsi, H_γ ve H_δ çizgileri mor ve diğer çizgiler, yakın morötesindedir.

Yoğun maddelerin, (katılar ve sıvılar) bütün sıcaklıklarda, değişik şiddetlerde, olmakla birlikte tüm dalgalı boylarını içeren, elektromanyetik ışınım yayımladıklarını gördük. Bu ışınımın gözlenen özellikleri Planck tarafından, ışınımın ısıya yapan malzeme tarafından nasıl oluştuğuna veya malzemenin doğasına atıf yapmadan açıklanmıştır. Bundan belirli bir element atomlarının, belirgin davranışını değil, pek çok sayıda etkileşen atomun, toplu davranışını izlediğimiz sonucunu çıkartabiliriz.

Diğer uçta, seyreltilmiş bir gazın atomları ve molekülleri ortalama olarak, birbirinden o kadar uzaktır ki, sadece arada bir gerçekleşen çarpışmalar sırasında etkileşirler. Bu şartlar altında yayımlanacak her ışınımın, atom veya moleküllerin özelliklerini yansıtmalarını bekleriz.

Açık hava basıncından biraz daha düşük basınçtaki bir gaz veya buhar uygun bir biçimde (genellikle içinden bir elektrik akımı geçirilerek) uyarıldığında, yayımlanan ışınım tayfında, belirli dalgalı boyları bulunur.



Şekil 3: Hidrojen, helyum ve cıvanın yayımlama tayflarındaki başlıca çizgilerden bazıları

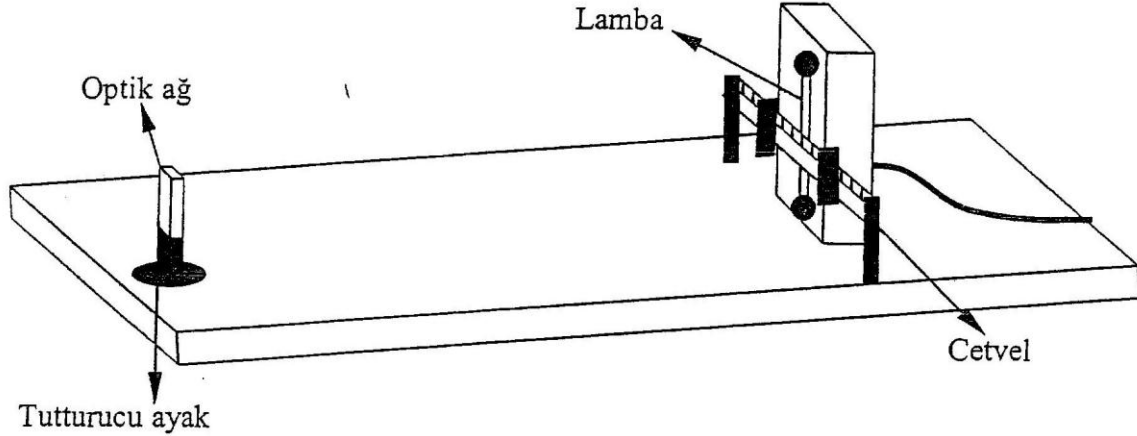
Şekil 3. değişik elementlerin, yayımlama çizgi tayflarını göstermektedir. Her elementin buhar fazındaki örneği uyarıldığında, kendine özgü bir çizgi tayfı verir. Bu nedenle, tayf ölçme, bilinmeyen bir maddenin bileşimini çözümlmek için yararlı bir araçtır.

Beyaz ışık bir gazdan geçirildiğinde, gazın yayımlama tayfında bulunan, belirli dalgalı boylarındaki ışığın, soğurulduğu gözlenir. Sonuçta ortaya çıkan soğurma çizgi tayfı, aydınlık bir fon üzerinde, kayıp dalgalı boylarına karşılık gelen, karanlık çizgilerden oluşur. Yayımlama tayfında ise karanlık bir fon üzerinde parlak çizgiler bulunur. Güneş ışığının

ayfinda karanlık çizgiler vardır, çünkü güneşin hemen hemen 5800 K sıcaklığındaki bir kara cisim gibi ışıma yapan aydınlık kısma daha soğuk bir gazla çevrilmiş olup bu sadece belirli dalga boylarındaki ışığı soğurur.

Bir elementin tayfindaki çizgilerin sayısı ve dalga boyları; sıcaklığa, basınca elektrik ve manyetik alanların varlığına ve hareketine bağlıdır. Tayfi inceleyerek, sadece bir ışık kaynağında hangi elementlerin bulunduğu değil, aynı zamanda, onların, fiziksel durumları hakkında da pek çok şey söylemek mümkündür.

Deney Düzeneği ve İşleyişi



Deney düzeneğinin gösterimi.

Lambanın önüne, üzerinde sürgüsü bulunan, 100-150 cm'lik cetveli, lamba tarafından ortalanan şekilde yerleştiriniz. Optik ağı lambanın tam karşısına gelecek şekilde tutturucu ayak ile masaya yerleştiriniz. Yanmakta olan lambaya $L=1,5-2$ m uzaklıktan optik ağ ile bakınız. Bakışınızda lambaya ait, spektrum çizgilerini gözleyeceksiniz. Kaynaktan birinci spektrum çizgisine kadar olan uzaklığı (Δx_n) cetveldeki sürgülerle belirleyiniz. Kırmızı, yeşil, mavi ve mor renkler için teorik dalgaboyu değerleri sırasıyla; 6562.8 Å^0 , 4861.3 Å^0 , 4340.5 Å^0 ve 4101.7 Å^0 dır. Bu değerler %hata hesaplamalarında kullanılacaktır.

[illegible]

2. Lamba

Deneyde hesapladığınız verileri, aşağıdaki yerlerine ve tablolara kaydediniz.

$$\Delta x_n = \dots \text{cm}$$

Δx_n 'i bulduktan sonra optik ağ ile ışık kaynağı arasındaki 'L' uzaklığını ölçünüz.

L =cm

Optik ağ üzerindeki 'd' yarı genişliğini yazınız.

d =cm

• de edilen verileri (1) eşitliğinde yerine koyarak ' λ ' dalga boyunu hesaplayınız.

$$\lambda = \dots \text{cm} = \dots \text{\AA}$$

Bu işlemleri, gözlediğiniz her renk aralığı için tekrarlayıp, dalgaboyunu bulunuz. Dalgaboyunu bulduktan sonra, 'h' Planck sabitini hesaplayınız.

h =js.

Testisaplamlarınızın sonuçlarını aşağıdaki tablolara doldurunuz.

[illegible]

3. Lamba

Deneyde hesapladığınız verileri, aşağıdaki yerlerine ve tablolara kaydediniz.

$$\Delta x_n = \dots \text{cm}$$

Δx_n ’i bulduktan sonra optik ağ ile ışık kaynağı arasındaki ‘L’ uzaklığını ölçünüz.

L =cm

Optik ağ üzerindeki 'd' yarık genişliğini yazınız.

d =cm

• De edilen verileri (1) eşitliğinde yerine koyarak ' λ ' dalga boyunu hesaplayınız.

$$\lambda = \dots \text{cm} = \dots \text{\AA}$$

Bu işlemleri, gözlediğiniz her renk aralığı için tekrarlayıp, dalgaboyunu bulunuz. Dalgaboyunu bulduktan sonra, 'h' Planck sabitini hesaplayınız.

h =js.

Testisaplamlarınızın sonuçlarını aşağıdaki tablolara doldurunuz.

[illegible]

4. Lamba

Deneyde hesapladığınız verileri, aşağıdaki yerlerine ve tablolara kaydediniz.

$$\Delta x_n = \dots \text{cm}$$

Δx_n 'i bulduktan sonra optik ağ ile ışık kaynağı arasındaki 'L' uzaklığını ölçünüz.

L =cm

Optik ağ üzerindeki 'd' yarık genişliğini yazınız.

d =cm

• De edilen verileri (1) eşitliğinde yerine koyarak ' λ ' dalga boyunu hesaplayınız.

$$\lambda = \dots \text{cm} = \dots \text{\AA}$$

Bu işlemleri, gözlediğiniz her renk aralığı için tekrarlayıp, dalgaboyunu bulunuz. Dalgaboyunu bulduktan sonra, 'h' Planck sabitini hesaplayınız.

h =js.

- Hesaplamalarınızın sonuçlarını aşağıdaki tablolara doldurunuz.

[illegible]

II. DENEY: e/m ORANININ TAYİNİ

Amaç

Bu deneyde,

- Farklı elektrik potansiyelleri altında hızlandırılan katot ışınlarının düzgün magnetik alan içindeki hareketlerinin incelenmesi: elektromagnetik Lorentz kuvvetinin ve Biot-Sawart yasasının katot ışınlarının yörüngesine göre incelenmesi;
- Katot ışınlarının yük bölü kütle (e/m) oranının hesaplanması;
- Yük bölü kütle oranına göre katot ışınlarının, elektrik yükü taşıyan atom altı parçacıklardan oluştuğunun anlaşılması amaçlanmaktadır.

TEORİ

e / m deneyi, ilk keşfedilen atom altı parçacık olan elektronun yük bölü kütle(e/m) oranının hesaplanmasını sağlamaktadır. Deneyin sonucunda bu oran bilinen en küçük atom olan Hidrojen atomu iyonunun yük bölü kütle oranı ile karşılaştırılarak katot ışını parçacıklarının yani elektronların gerçekten de atom altı parçacıklar olduğu kanıtlanacaktır.

Yüklü bir parçacığın düzgün bir elektromagnetik alandaki hareketi

vr hızı ile hareket eden elektrik yükü q (genelde bir parçacığın yükü bu harfle gösterilir ama unutulmamalıdır ki eksi artı ve nötr olmak üzere üç tür parçacık vardır. İşlemlerde yüklerin işaretine dikkat edilmelidir) olan bir parçacık elektrik alanı E ve magnetik alanı B ile verilen düzgün bir elektromagnetik alanda hareket ediyorsa, bu parçacığa etki eden elektromagnetik kuvvet Lorentz kuvveti ile ifade edilir:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \quad (1)$$

Denklem (1), MKS birim sisteminde ifade edilmiştir. Lorentz kuvvetinin etkisi altında hareket eden q yüklü ve m kütleli cismin yörüngesi aşağıdaki hareket denkleminin çözümü ile belirlenir

$$m \frac{d^2 \vec{x}(t)}{dt^2} = m\vec{a} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2)$$

burada $x(t)$ r ve ar sırasıyla cismin t anındaki konumunu ve ivmesini göstermektedir.

Not: Bu deneyde parçacıkların sadece bir dış magnetik alan etkisi altındaki hareketi inceleneceğinden elektrik alan ihmal edilecektir($E = 0$). Yani paraçacığa etki eden Lorentz kuvveti

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$$

şeklinde olacaktır.

Deney düzeneği çalışır konuma getirildikten sonra 6,3V' lik ısıtıcı gerilim ile ısıtılan katot çevresinde elektrik yüklü serbest katot parçacıkları oluşur. En fazla 10 V' luk Wehnelt gerilimi uygulanarak bu katot parçacıkları demet haline getirilir. $V_H = 120 - 300$ V' lik hızlandırıcı gerilim ya da anot-katot gerilimi ile hızlandırılan katot parçacıkları Wehnelt silindirisinin uç kısmından doğrusal bir yörünge izleyecek biçimde dışarı çıkarlar. Katot parçacıklarının vakum tüpü içindeki gazın atomları ile çarpışması ile yaklaşık 120 V'den sonra atom uyarılır ve katot parçacıklarının yörüngesini gösterecek biçimde mavimsi bir ışık yayar. Bu aşamaya kadar katot ışınlarının hareketi şu şekilde ifade edilebilir. V_H hızlandırıcı geriliminin etkisi ile hızlanan q yüklü parçacıkların elektriksel enerjisinin tümü, Wehnelt silindirisinden çıktıktan sonra, enerjinin korunumu yasasına göre kinetik enerjiye dönüşür

$$qV_H = \frac{1}{2}mv^2 \quad (3)$$

burada v demet halindeki katot parçacıklarının ya da bu parçacıkların oluşturduğu katot ışınının hızını göstermektedir.

Güç kaynağı-2 açık konuma getirildikten sonra Helmholtz bobinlerinden 0-1A arasında I akımının geçmesi sağlanır. Bu durumda akım arttırıldıkça bobinlerin arasındaki bölgede düzgün bir B magnetik alanı oluşur. Bu magnetik alana maruz kalan katot ışınlarının yörüngesi (1) denklemindeki ikinci terimle ifade edilen magnetik Lorentz kuvvetinin etkisine göre doğrusallıktan sapar. Akım arttırıldıkça katot ışınlarının yörüngesi giderek bükülür. Magnetik alanla katot ışınlarının doğrultuları birbirine dik ise yörünge belirli bir akım değerinden sonra çembersel olacaktır, magnetik alanla hız birbirine tam dik değilse yörünge helis biçimindedir.

Ölçümlerin alınması aşamasında, r yarıçaplı bir çembersel yörünge oluşturulur. Bu durumda, katot ışınlarının v hızı ile çembersel yörüngede hareket etmesi için magnetik kuvvet merkezci kuvvete eşit olmalıdır

$$qvB = m \frac{v^2}{r} \quad (4)$$

Denklem (3)' ten v hızı elde edilerek (4)' te yerine yazılırsa katot ışınlarının yük bölü kütle oranı aşağıdaki biçimde ifade edilir.

$$\frac{q}{m} = \frac{2}{r^2} \frac{V_H}{B^2} \quad (5)$$

(5) ifadesine göre yük bölü kütle oranı sabit yarıçaplı çembersel yörünge için hızlandırıcı gerilimin magnetik alana göre değişimi ile belirlenir.

Deney Düzeneği ve İşleyişı



- 1- Deney düzeneği laboratuvar sorumlularının yardımı ile kurulur ve laboratuardaki tüm lambalar söndürölür.
- 2- Güç kaynağı-1 açık konuma getirilir;
- 3- Yaklaşık 6 Voltluk ısıtıcı potansiyel farkı ve 1 A akım ile ısıtılan katottan yüklü, serbest parçacıklar oluşturulur(**Uyarı:** ısıtıcı gerilimi 6.3V' yi geçmemelidir);
- 4- Anot-katot arasındaki potansiyel farkı $V_H=0$ volttan başlayarak mavi renkteki katot ışınları görünene kadar yavaşça arttırılır(katod ışınları $V_H=120$ V civarında gözlenmeye başlar.);
- 5- Katod ışınları belirdikten sonra, Helmholtz bobinlerinden akım geçirmek için $I=0-1$ A akım üretebilen güç kaynağı-2 açık konuma getirilir;
- 6- $I=0-1$ A arası akımlar için katod ışınlarının yörüngeleri incelenir;
- 7- Çeşitli hızlandırıcı gerilim ve akım değerleri için katod ışınlarının yörüngelerindeki değişim gözlenerek, bobinlerden geçen akımın, katod ışınlarının maruz kaldığı magnetik alanın ve kuvvetin yönleri Lorentz kuvvetine ve Biot-Sawart yasasına göre belirlenir,
- 8- Katod ışınlarının bir çembersel yörünge oluşturması sağlanır;
- 9- Çembersel yörünge için aynı bırakacak şekilde I, V_H değerleri Çizelge 1.' de yerine yazılır (bu aşamada $I=0,6-1$ A akımlar için çemberin çapını sabit bırakan V_H değerlerinin tespit edilmesi kolaylık sağlar);
- 10- Ölçümler tamamlandıktan sonra güç kaynağı-1 ve güç kaynağı-2 kapatılır.

Sonuç ve Yorumlar

Çizelge 1.

$V_H (Volt)$									
$I (A)$									
$B (T)$									
$B^2 (T^2)$									

1. Çizelge 1.' de elde edilen değerlere göre $V_H - B^2$ grafiğini çiziniz.
2. $V_H - B^2$ grafiğinden yararlanarak katot ışınlarının yük bölü kütle oranı hesaplanır.

III. DENEY: FRANK-HERTZ DENEYİ

Amaç:

Civa elementinin uyarılma enerjisinin belirlenmesi, elektronun ilk uyarılmış konumdan zemin konumuna dönerken dalga boyunun bulunması.

TEORİ:

1900'lü yıllarda Planck ve diğer bilim adamlarının çalışmalarıyla gelişmeye başlayan, Kuantum Mekaniği'nin hem ispatına yönelik hem de sonuçlarına yönelik yapılan deneysel çalışmalardan biri olarak "**Franck-Hertz deneyi**" bilim tarihindeki yerini almıştır. Deney Kuantum Mekaniği'nin en önemli varsayımlarından birini ispatlamak amacıyla, 1914 yılında J. FRANCK ve G. HERTZ tarafından yapılmıştır.

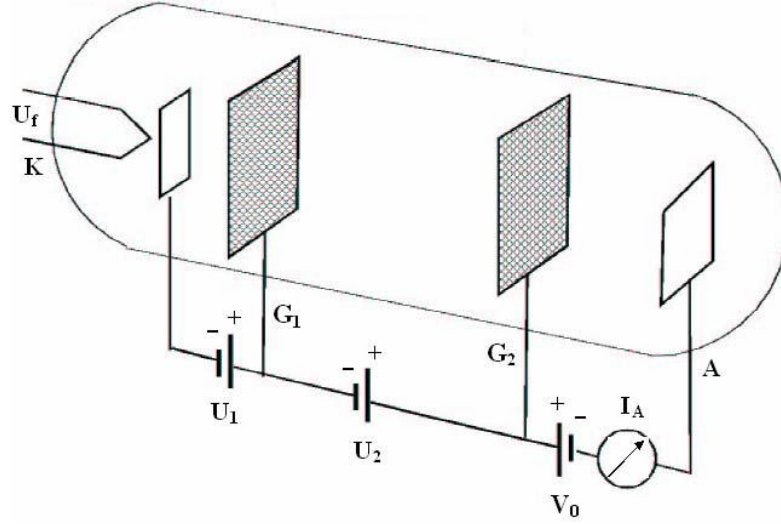
Deneyin amacı 'herhangi bir atomun kuantumlu enerji seviyelerini belirlemek' ten geçmektedir. Atomik yapı içinde çekirdeğin etrafında kararlı enerji seviyelerinde bulunan elektronların kararlı oldukları bu seviyeden, bir üst seviyeye çıkartılmaları için enerji verilmesi *Bohr postülalarından* biridir. Bu elektronların kısa bir süre sonra kararlı oldukları eski enerji seviyelerine geri döneceklerdir. Bu durumda:

a) Eğer uyarılan elektronların kararlı oldukları seviyelerine geri dönerken yayımlayacakları enerji bir şekilde ölçülebilirse, bu elektronların enerji seviyeleri tespit edilmiş olacaktır.

b) Eğer elektronları kararlı oldukları seviyeden bir üst enerji seviyesine çıkarmak için verilmesi gereken enerji ölçülebilirse, yine elektronların enerji seviyeleri tespit edilmiş olacaktır.

Franck-Hertz deneyi yukarıda belirtilen ve atomu oluşturan elektronların enerji seviyelerini bulmak için yapılması gereken iki metottan ikincisinin mantığı ile çalışan bir deneydir. Deneyde **Şekil 7.1**' de gösterilen ve Franck-Hertz tüpü olarak adlandırılan tüp kullanılacaktır.

Kesikli çizgiler kafesleri tasvir etmektedir. Kafesler arasındaki bölgede hızlandırılan elektronlar ile tüp içinde bulunan ve spektrumunu incelenecek olan atomların çarpıştırılması sağlanır. U_1 gerilimi katot ile birinci kafes g_1 arasına uygulanmıştır. U_1 gerilimi ile katottan sökülen elektronlar tarafından oluşturulan uzay yükündeki yüklerden kafes bölgesine geçecek olanların sayısı kontrol edilir. U_2 gerilimi kafes bölgesine giren elektronların hızlandırılmasını sağlar. V_0 gerilimi ise **durdurucu potansiyel** görevini görür.

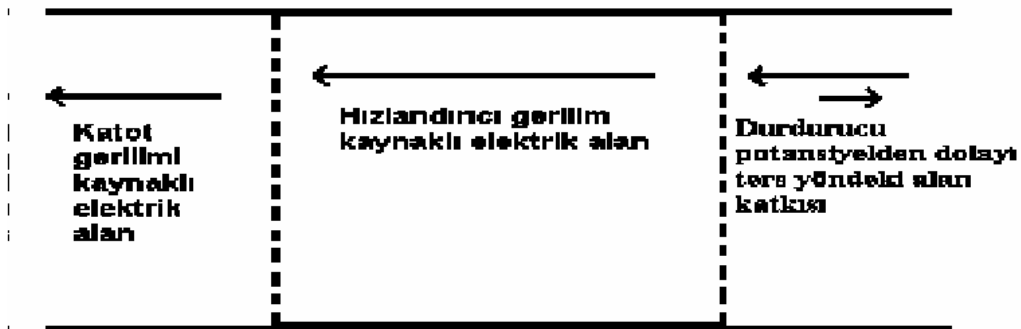


Şekil 1. Franck-Hertz tüpü

Katot 6,3 voltluk fitil gerilimi ile beslenir. Bu sebeple katot etrafında bir uzay yükünün oluşturulması sağlanır. Tüp içinde civa atomları ile çarpıştırılacak olan elektronlar bu elektronlardır. Bu elektronlar U_1 gerilimi ile kontrol edilerek kafesler arasına gönderilir. U_1 gerilimi genelde 0 volt değerinde tutulur. Seyrek olarak 0,5 ya da en fazla 1 volt değerine kadar yükseltilir.

Katottan sökülen ve sadece enerjisi yeterli olup ta birinci kafesi aşabilen elektronlar anoda ulaşmak eğilimindedirler. Bunun sebebi anot ve katot arasındaki potansiyel farkı dolayısı ile elektrik alanıdır. (bakınız Şekil 2) Birinci kafesi aşabilen elektronlar U_2 geriliminin kontrolünde olan bölgeye ulaşmıştır. Bu bölgede elektronlar U_2 gerilimi ile hızlandırılırlar. Elektronlar tarafından kazanılan bu enerji elektronların direkt olarak kinetik enerjilerinin artması demektir ve burada (1) bağıntısı geçerlidir.

$$\frac{1}{2} m v^2 = eU_2 \quad (1)$$



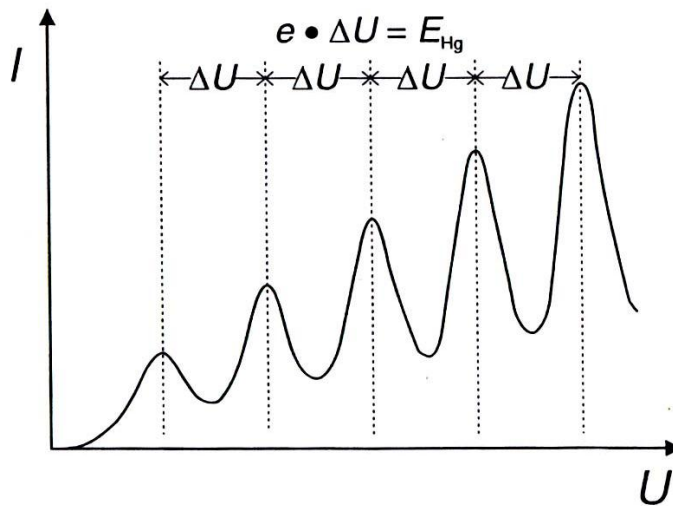
Şekil 7.2. Franck-Hertz tüpü içindeki elektrik alan vektörlerinin yönelimleri.

Bu gerilim altında hızlandırılan elektronlar civa (Hg) atomları ile çarpışacaklardır. Çarpışmaların yapısı düşünüldüğünde sadece iki tip çarpışma vardır. *Esnek* ve *esnek olmayan* çarpışmalar. *Esnek çarpışma*'da, çarpışmadan önceki ve sonraki momentumlar ile enerji korunur. *Esnek olmayan çarpışma*'da ise çarpışmadan önceki ve sonraki durumlar

düşünüldüğünde sadece momentum korunur. *Enerjinin korunumu yine geçerlidir ancak dinamik açıdan kaybedilen ve sisteme verilen enerji parçacıkların hareketinde kendisini direkt olarak gösterir. Dinamik anlamda enerji korunmaz.*

Bu durumda U_2 gerilimi altında hızlandırılan elektronlar ile civa atomlarının iki tür çarpışma yapması beklenir. Deneyde, artan U_2 gerilimine karşın katottan sökülen ve anoda düşerek devreyi tamamlayacak olan elektronların oluşturacağı akım gözlenecektir. O halde U_2 gerilimi arttıkça akımın da artması gerekir. Devreye bağlanan bir ampermetre yardımıyla bu artış direkt olarak gözlenir. U_2 geriliminin artırılmasına devam edildiğinde elektronların ulaştığı enerji civa (Hg) atomunun iç yapısını bozacak şekilde olacaktır. Civa (Hg) atomunun bir elektronu, kendisine çarpan ve hızlandırılmış olan elektronun enerjisini alarak bir üst enerji seviyesine çıkar. Bu aşamada hızlandırılan elektron, enerjisinin çok büyük kısmını kaybetmiş olacaktır. Kaybedilen enerji bu elektronun hareketinde çok önemli değişikliklere yol açacaktır. Ancak kaybedilmiş enerji civa (Hg) atomuna hiçbir hareket özelliği kazandıramamış sadece elektronlarından birinin bir üst enerji seviyesine geçmesine neden olmuştur.

Kararlı olarak bulunduğu enerji seviyesinden bir üst enerji seviyesine çıkartılan elektron ise 10^{-8} saniye sonra kararlı olarak bulunduğu enerji seviyesine geri dönecektir. Enerjisini kaybeden elektron ise yine anoda ulaşma çabası içinde olacaktır. Ancak 2. kafese ulaştığı anda V_0 durdurucu potansiyelini hissetmeye başlayacak ve enerjisinin çok büyük bir kısmını kaybettiğinden durdurucu potansiyeli aşamayacaktır. Dolayısı ile bu elektron anoda ulaşamayacaktır ve akımda keskin bir düşüş gözlenecektir. U_2 gerilimi artırılmaya devam edildiğinde akımda yine artma gözlenecektir. U_2 gerilimi artırıldıkça elektrik alanlarının dengelenmesi de değişecek ve alanın *sıfırlandığı* bölge anoda doğru yaklaşacaktır. Bu bölge elektronlar ile civa (Hg) atomlarının çarpıştıkları bölgenin genişlemesi demektir. O halde U_2 gerilimini artırmaya devam ettiğimizde civa (Hg) atomu elektronlarının ikinci kez uyarılması sağlanacaktır. Dolayısıyla akımda yine artma ve düşmeler gözlenecektir. Akım ile U_2 gerilimi arasındaki ilişki Şekil 3.'de gösterilen grafik olarak elde edilir.



Şekil 3. Akım- U_2 grafiği

Grafikteki her tepecik civa (Hg) atomunun değerlik yörüngesinde bulunan bir elektrona aittir. Durdurucu potansiyelin etkisi, esnek ve esnek olmayan çarpışma bölgeleri anot

akımında açıkça gözükmektedir.

Deney Düzeneği ve İşleyişi

Deney setini şekil 1 de görüldüğü gibi kurun. Zamanla artan artı bir uç gerilimi (U_A) elde etmek için 50 V değerinde sabit gerilim uygulamak üzere ayarlanmış bir güç kaynağı ünitesi kullanın.



ŞEKİL 1

- 1) $U_s = 1,5$ V ayarlanır. (Hareket engelleyici gerilim)
- 2) İlk olarak, U_A 20 V olarak verilir. (İvmelendirici, diğer bir deyişle artı uç gerilimi)
- 3) Franck-Hertz tüpü 190°C 'ye kadar fırında ısıtılmaya başlanır.
- 4) U_A değeri 60 V olarak arttırılır.
- 5) DC ölçüm yükselticisi uygun bir ölçeğe, örneğin 10 microampere ayarlanır.
- 6) Bilgisayardan I_s - U_A eğrisi elde edilir.

Sonuçlar ve Yorumlar

1. I_s - U_A grafiğini kullanarak, I_s akımının U_A artarken minimum değerler alacağını göreceksiniz. Ardışık iki minimum I_s değeri için uyarılma potansiyeli ΔU_A değerlerini bulunuz.

2. Ortalama ΔU_A değerlerini bulunuz (uyarılma enerjisi).

3. Uyarılma enerjisini kullanarak yayılan fotonun dalga boyunu hesaplayınız.

Sorular

1. Frank-Hertz tüpü deneyinde neler olduğunu açıklayınız.

2.Uyarılma enerjisi nedir?

3.Klasik ve kuantum fiziğinin enerji ile ilgili kuramları arasındaki fark nedir?

4.Eğer Frank-Hertz tüpünü ısıtmamış olsaydık I-V grafiği nasıl olurdu? Açıklayınız

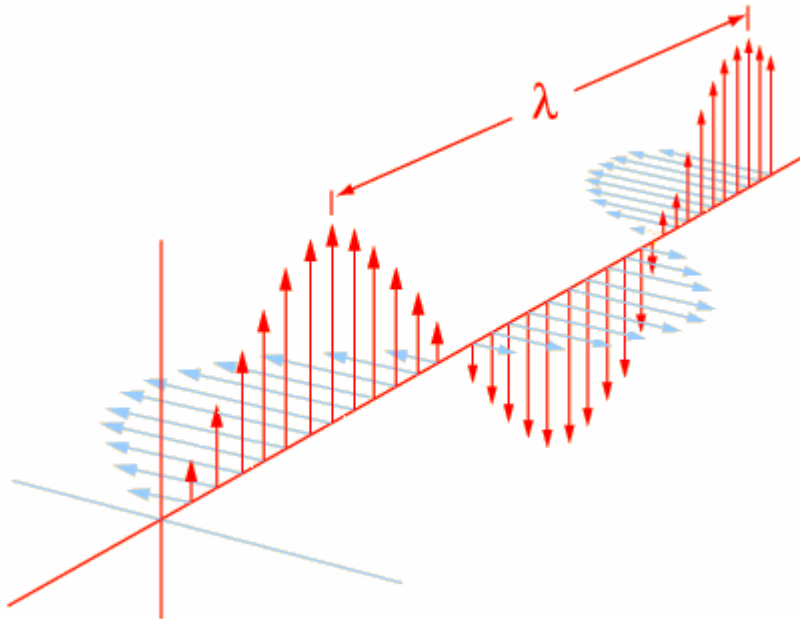
IV. DENEY: FOTOELEKTRİK OLAYDAN PLANCK SABİTİNİN BELİRLENMESİ

Amaç

Einstein'in fotoelektrik olay ile ilgili varsayımının deneysel olarak sınanması, fotoelektrik olayı kullanarak Planck sabitinin ve metal yüzeyin iş fonksiyonunun değerinin belirlenmesi.

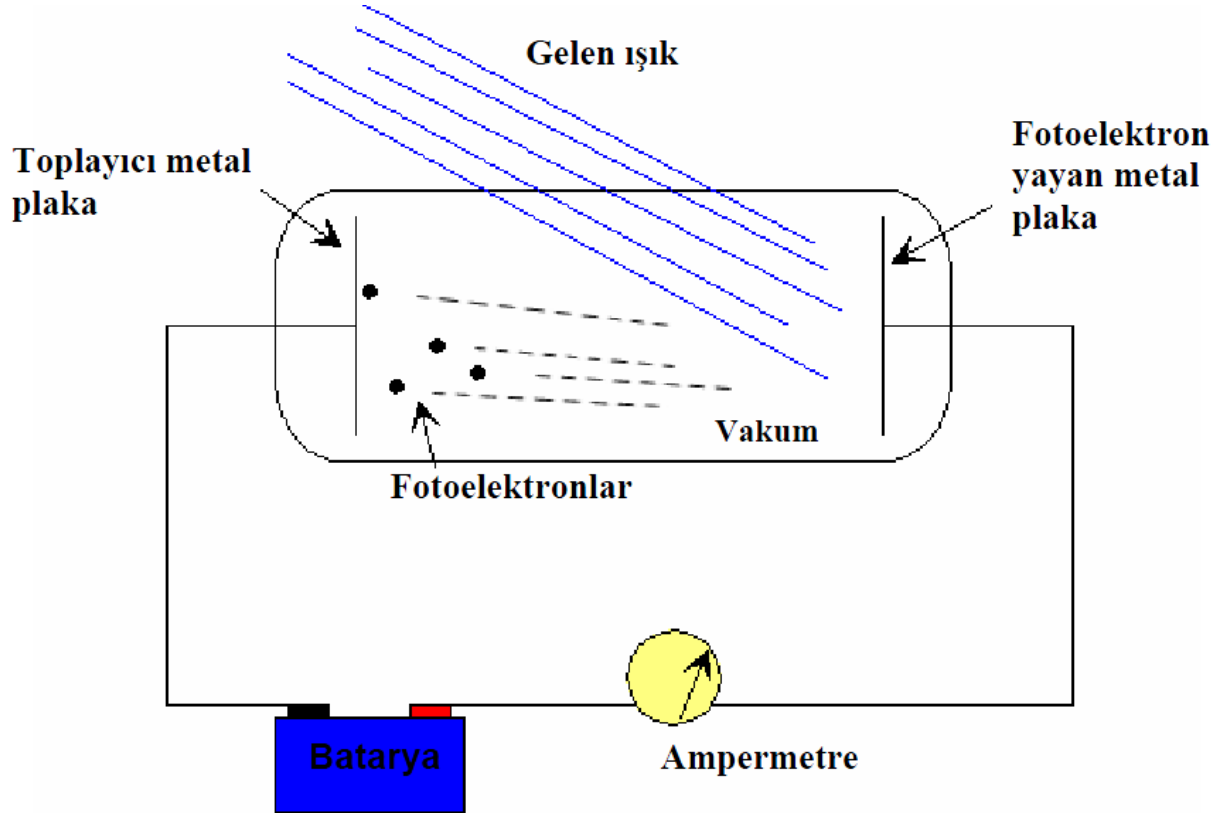
Teori

Fotoelektrik olay ilk kez 1887 yılında H. Hertz tarafından gözlenmiştir. Hertz em dalgalar üzerinde deney yaparken, katotla anot arasında hava boşluğunda oluşan elektrik arklarının, katot üzerine morötesi ışık gönderildiğinde daha kolay oluştuğunu farketti. Bu gözlemin üzerinde Hertz'in kendisi fazla durmadı. Ancak başka fizikçiler bu olayı anlamaya çalıştılar. Kısa zamanda bu olayın sebebinin, katot üzerine gelen ışığın frekansı yeterince yüksek olduğunda katotdan elektron yayımlanması olduğu anlaşıldı. Böylece ışığın, metal bir yüzeyden elektron sökme etkisine sahip olduğu anlaşılmış oldu. Biz bu etkiye **fotoelektrik olay (etki)** diyoruz. Işık tarafından sökülen elektronlara da **fotoelektronlar** adını veriyoruz. Işığın metal bir yüzeydeki elektronları sökücü bir etkiye sahip olması, ışığın klasik em dalgalar teorisi ile açıklanabilen bir olgudur. Bunun için, em dalgaların birbirlerine dik doğrultularda salınan elektrik ve magnetik alanlardan oluştuklarını düşünmemiz yeterlidir (şekil 5.1). EM dalganın elektrik alanı yüklü bir parçacık olan elektrona eE şeklinde bir kuvvet uygular. Burada E elektrik alanı ve e elektronun yükünü göstermektedir. Bu kuvvetin neden olduğu itme nedeni ile bir elektron metal bir yüzeyden sökülebilir. Bu sebeple fotoelektrik olay başlangıçta fizikçileri çok şaşırtmamış ve bu olayın klasik fizik ile açıklanabilir olduğu düşünülmüştür. Ancak fotoelektrik olaya ilişkin yapılan daha detaylı deneyler, bu etkinin klasik fizik ile açıklanmasının mümkün olmadığını göstermiştir.



Şekil 1. Işığın elektromagnetik dalga modeli

1902 yılında P. E. A. Lenard metal plakadan ışık tarafından sökülen fotoelektronların enerjilerinin plakaya gelen ışığın şiddetine nasıl bağlı olduğunu belirlemeye yönelik deneyler gerçekleştirdi. Bu amaçla, ışık şiddeti ayarlanabilir karbon ark lambası kullanarak metal bir plakayı aydınlattı. Plakadan yayılan fotoelektronları ikinci bir metal plaka kullanarak toplayan Lenard, toplayıcı plakayı bir bataryanın katoduna bağladı (şekil 2). Böylece toplayıcı plaka negatif yüklenmiş ve fotoelektronlar ile toplayıcı plaka arasında bir itme meydana gelmiş oldu. Bu durdurucu potansiyel engeli nedeni ile fotoelektronların tümü kolayca toplayıcı plakaya ulaşamazlar. Ancak kinetik enerjileri bu durdurucu potansiyel engelini aşacak büyüklükte olan fotoelektronlar toplayıcı plakaya ulaşabilir. Eğer batarya tarafından uygulanan gerilim artırılırsa belirli bir ΔV değerinden sonra toplayıcı plakaya hiç fotoelektron ulaşamayacaktır. Bu ΔV gerilim değeri fotoelektronların kinetik enerjilerinin maksimum değeri kadar olmalıdır. Lenard'ın deney düzeneği kabaca şekil 2'de gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi toplayıcı plaka bir tel ile bir ampermetreye bağlanmıştır. Toplayıcı plakaya ulaşan fotoelektronlar bir akıma neden olurlar ve bu akım ampermetre ile ölçülebilir. Böylece toplayıcı plakaya ulaşan fotoelektronlar ampermetre yardımıyla belirlenebilir.



Şekil 2 Lenard'ın fotoelektrik olayı incelemek için kurduğu deney düzeneğinin bir benzeri

Lenard'ın deneyleri oldukça ilginç ve ışığın klasik em dalgalar teorisi ile açıklanamayacak sonuçlar içeriyordu. Lenard şaşırtıcı bir şekilde ΔV durdurucu potansiyelinin metal plakaya gönderilen ışığın şiddetine bağlı olmadığını gördü. Oysa ışığın klasik em dalgalar teorisine göre, ışığın şiddeti arttıkça metal yüzeydeki elektronları ivmelendiren elektrik alanının değeri de artar. Bu ise fotoelektronların kinetik enerjilerinin artması demektir ki bu öngörü deney sonuçları ile uyumlu değildir. Deneylerini daha da detaylandıran Lenard, farklı renge sahip ışık kullanarak deneyini tekrarladı. Bulduğu sonuçlar ilginçti. Fotoelektronların kinetik enerjisi ışığın rengine bağlıydı. Yüksek frekanslı ışık kullanıldığında fotoelektronların kinetik enerjileri de büyük oluyordu. Lenard'ın deney sonuçları şöyle özetlenebilir:

1) Metal yüzeylerin ışığın fotoelektrik etkisi sonucu elektron yayıp yayamayacakları, gönderilen ışığın frekansına bağlıdır. Metalden metale değişen bir frekans eşiği vardır ve ancak frekansı bu eşik değerden büyük olan ışık bir fotoelektrik olay oluşturur.

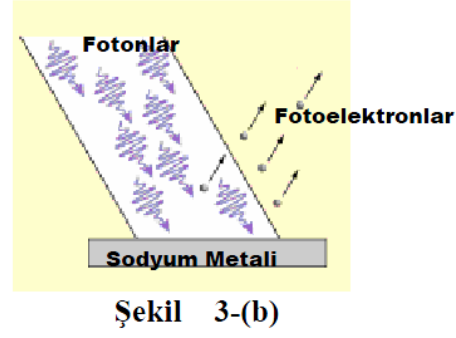
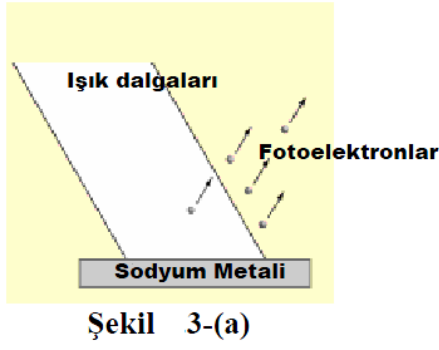
2) Fotoelektronların meydana getirdiği akım, eğer ışığın frekansı eşik değerden büyükse, ışığın şiddetine bağlılık gösterir. Işığın şiddeti arttıkça akım da artar.

3) Fotoelektronların kinetik enerjisi ışığın şiddetinden bağımsız olup gelen ışığın frekansı ile doğru orantılı olarak artar.

Işığın klasik em teorisi ile açıklanamayan bu deney sonuçları 1905 yılında A. Einstein tarafından açıklandı. Einstein devrimci bir yaklaşımla, ışığın enerjisinin klasik teoride öngörüldüğü gibi dalga cepelerine dağılmış sürekli bir enerji dağılımı şeklinde değil de belirli paketiciklerde toplanmış olduğunu öngördü. Einstein bu öngöründe bulunurken Planck'ın siyah cisim radyasyonunu açıklamak için kullandığı varsayımdan ilham aldı. Planck 1900 yılında siyah cisim radyasyonunun doğasını açıklamak için, bir kovuk içerisindeki duran em dalga kiplerinin enerjilerinin,

$$E_n = nh \nu \quad (1)$$

şeklinde kuantumlu olduğunu varsaymıştı. Bu formülde n bir pozitif tam sayı, ν em dalganın frekansı ve h Planck tarafından önerilen ve “Planck sabiti” olarak bilinen bir sabittir. Einstein, Planck'ın varsayımının yalnızca duran em dalgalar için değil tüm em dalgalar için geçerli olduğunu varsaydı. Einstein'ın varsayımına göre ışık, $h\nu$ enerjili kuantumlardan meydana gelmiştir. Biz bugün ışığın kuantumlarına **foton** adını veriyoruz. Bir ışık demetinin enerjisi $E = nh\nu$ şeklinde verilir. n sayısı demetin kaç tane foton içerdiğini gösterir ve ışık demetinin şiddetini bu sayı belirler. Bu durumda tek bir fotonun enerjisini yalnızca **frekansı** belirleyecektir. Bu varsayım ile Lenard'ın deney sonuçlarını açıklamak mümkündür. Şekil 5.3'de bir sodyum metali üzerine gönderilen ışık görülmektedir. Şekil 3-(a)'da ışık klasik em teorideki gibi sürekli enerji akışı biçiminde resmedilmiştir. Böyle kabul edildiğinde Lenard'ın deney sonuçları açıklanamaz. Şekil 3-(b)'de ise Einstein'ın varsayımı dikkate alınmış ve ışık, fotonlardan oluşan kesikli enerji akışı olarak düşünülmüştür.



Einstein'in varsayımı ünlü Amerikalı deneysel fizikçi R. A. Millikan tarafından uzun yıllaryanlaşılanmaya çalışılmıştır. Millikan, Einstein'in varsayımına, ışığın klasik em dalga teorisineaykırı olduğu gerekçesi ile karşı çıkmış ancak 10 yıl süren deneysel çalışmalar sonrasında,başlangıçtaki beklentisinin tersine Einstein'in varsayımını doğrulayan sonuçlar elde etmiştir.

Millikan, Einstein'nin varsayımına dayanarak Planck sabitini yüksek bir hassasiyetle ölçmeyi başarmıştır. Millikan'ın fotoelektrik olay ile ilgili deneysel çalışmaları Einstein'nin varsayımını kanıtlayan önemli çalışmalardan biridir. Bu çalışmalar, Nobel komitesi tarafından Einstein'nin fotoelektrik olay ile ilgili varsayımını doğrulayan yeterli bir kanıt olarak görülmüş ve Einstein'e 1921 yılında Nobel fizik ödülü verilmiştir. Millikan da fotoelektrik olay ve elementer elektrik yükü ile ilgili deneysel çalışmalarından dolayı 1923 yılında Nobel fizik ödülü ile ödüllendirilmiştir.

Einstein'in varsayımı gerçektende Lenard ve Millikan'ın fotoelektrik olay ile ilgili elde ettikleri deneysel sonuçları başarı ile açıklamaktadır. Bir fotonun enerjisini $h\nu$ olarak aldığımızda bir fotonun metal yüzey tarafından soğurulması, metaldeki bir elektronun enerjisini $h\nu$ kadar artırır. Enerjisi artan elektronlar hemen metal yüzeyden ayrılamazlar çünkü elektronları metal yüzeye bağlayan bir potansiyel enerji mevcuttur bu nedenle elektronu metal yüzeyden ayırmak için W kadarlık bir iş yapmak gerekir. Elektronun enerjisi $h\nu$ kadar arttığında bu enerjinin W kadarlık kısmı elektronu metalden ayırmaya harcanmalıdır. W 'ya **metalin iş fonksiyonu** denir ve değeri metalden metale değişir. $h\nu < W$ ise elektron sökümü olmayacak, fakat $h\nu > W$ ise söküm olacak ve geriye kalan $h\nu - W$ enerjisi ise elektronun kinetik enerjisi halinde kendini gösterecektir. Bu durumda fotoelektronun kinetik enerjisi,

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

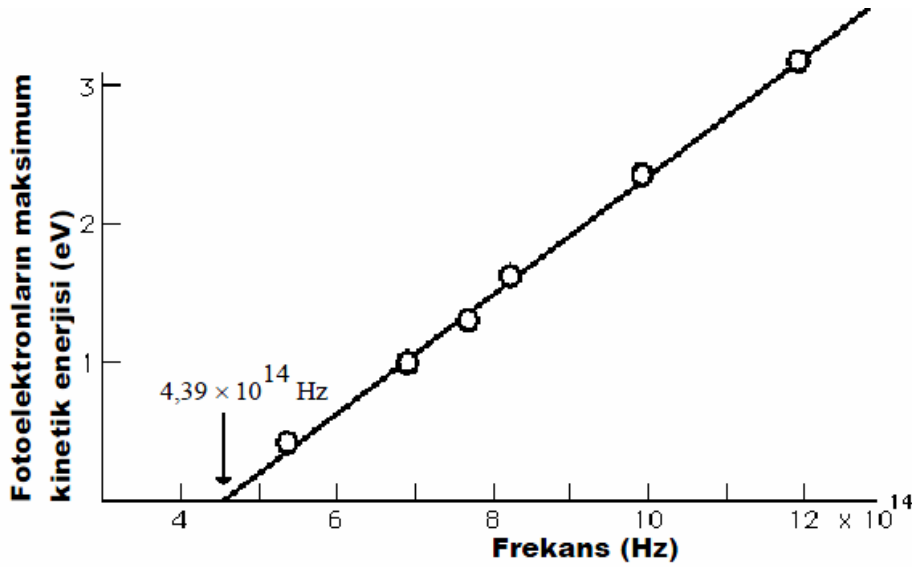
olarak yazılabilir. **Görüldüğü gibi fotoelektronun kinetik enerjisi yalnızca ışığın frekansı ile doğrusal bir bağlılık gösterir.** Metal için eşik frekansı ise,

$$\nu_0 = \frac{W}{h} \quad (3)$$

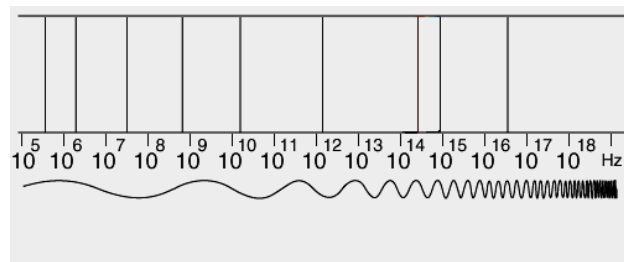
şeklinde olacaktır. Bu eşik frekansından daha düşük frekansa sahip fotonlar, metalden elektron sökemezler ve fotoelektrik olay meydana gelmez. Işık demetinin şiddeti arttığında artan yalnızca demetin içerdiği foton sayısıdır. Her bir fotonun enerjisinde ise bir değişiklik meydana gelmez. Bu durumda metal yüzeyden daha fazla sayıda fotoelektron sökülecek ancak bu fotoelektronların kinetik enerjileri değişmeyecektir.

Fotoelektronların kinetik enerjileri ile ışığın frekansı arasındaki ilişkinin doğrusal olduğu (2) bağıntısından görülmektedir. Eğer fotoelektronun kinetik enerjisinin fotonun frekansına göre grafiği çizilirse, grafiğin bir doğru verdiği görülür. Bu grafiğin eğimi Planck sabitini ve grafiğin frekans eksenini kestiği nokta ν_0 eşik frekansını verir. Şekil 4’de 1916 yılında Millikan tarafından elde edilen verilere dayanılarak çizilmiş kinetik enerji-frekans grafiği görülmektedir. Grafik beklenildiği gibi doğrusaldır ve grafiğin eğiminden Planck sabiti $h = 4,16 \times 10^{-15} \text{ eV.s}$ olarak bulunur. Bu değer Planck sabitinin günümüzde bilinen değeri olan $h = 4,1356675 \times 10^{-15} \text{ eV.s}$ ’den sadece % 0,7 kadar farklıdır. Grafikten eşik frekansı ise $\nu_0 = \text{Hz } 4,39 \times 10^{14}$ olarak okunur.

Soru: Bu eşik frekansı için metalin iş fonksiyonu ne olmalıdır ?

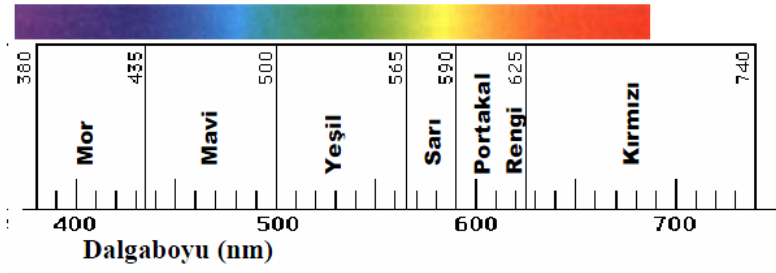


Şekil 4. Fotoelektronların maksimum kinetik enerjisinin foton frekansına göre grafiği



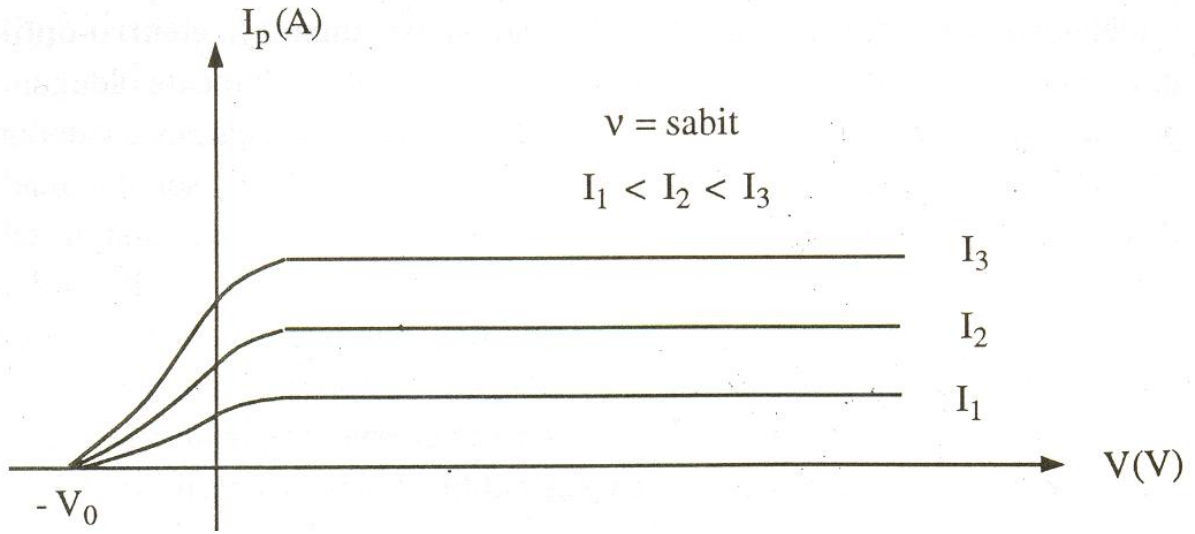
Şekil 5. EM dalgaların spektrumu

- (1) : AM radyo
- (2) : Kısa dalga radyo
- (3) : Televizyon, FM radyo
- (4) : Mikrodalgalar, radar
- (5) : Milimetre boylu dalgalar, telemetri
- (6) : Kızılaltı
- (7) : Görünür ışık
- (8) : Ultraviyole
- (9) : X ışınları , γ ışınları



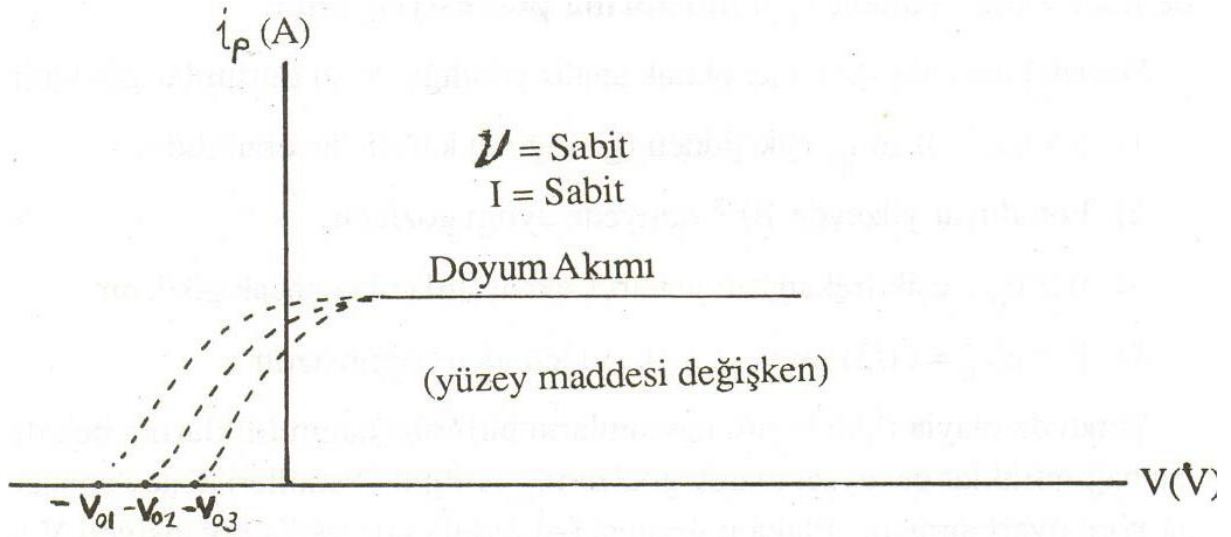
Şekil 6. EM spektrumun görünür bölgesi ve renkler

Eğer gönderilen ışığın frekansı sabit tutulup, plaka gerilimi değiştirilirse ve plaka akımı ölçülürse şekil 7’ deki grafik elde edilir. Burada $I_3 > I_2 > I_1$ olmak üzere üç farklı ışık şiddeti için $I_p = f(V)$ bağımlılığı görülmektedir. Katot yüzey maddesi aynı olduğundan her üç ışık şiddeti için de durdurucu gerilim aynıdır.



Şekil 7. Sabit frekans ve farklı ışık şiddetlerinde plaka akımının hızlandırıcı potansiyele bağımlılığı

Gönderilen ışığın frekansını ve şiddetini sabit tutup katotun yüzey maddesini değiştirerek deney yapılırsa şekil 8’ deki gibi bir grafik elde edilir. Bu durumda üç farklı durdurma potansiyeli beklenmelidir.



Şekil 8 Sabit frekans, sabit akım ve değişken yüzey maddesi için $I_p=f(V)$ grafiği

Deney Düzeneği ve İşleyişi

Deney düzeneği Şekil 1'deki gibidir.



Şekil 1

1. Girişim filtreleri biri diğerinden sonra gelecek şekilde fotoselin ışık girişine yerleştirilir.
2. Deneyde oluşan birikintileri yok etmek için her ölçümden önce fotoseldeki anot 10 saniye ısıtılır.
3. Fotoseldeki termal denge yaklaşık 30 saniye sonra tekrar sağlanır ve bundan sonra bütün ölçümler yapılabilir. Yükselteç elektrometre olarak kullanılır.

4. Yükseltecin yüksek empedans girdisi ölçümler arasında “sıfır” düğmesi ile boşaltılmıştır.

SPEKTRAL RENKLER

Renk	Dalga Boyu (nm)
Mor	380–450 nm
Mavi	450–495 nm
Yeşil	495–570 nm
Sarı	570–590 nm
Turuncu	590–620 nm
Kırmızı	620–750 nm

Tablo 1

Sonuç ve Yorumlar

$f \times 10^{12} \text{ (Hz)}$	$U(V)$

1. $U = F(f)$ grafiğini çiziniz.(İlgili renklere karşılık gelen dalgaboyları Tablo 1. de verilmiştir.)

2. Bu grafiğin eğiminden Planck sabitini bulunuz.

Sorular

- 1.Kuantum fiziği ile klasik fizik arasındaki farklar nelerdir?
- 2.Karşıılığı bulunma ilkesini (correspondence principle) açıklayınız.

V. DENEY: TERMAL RADYASYON SİSTEMİ

Amaç:

Stefan-Boltzman yasasının gözlemlenmesi

Teori:

Isıl ışıma on dokuzuncu yüzyılda fizikçileri en çok meşgul eden konuların başında geliyordu. Josef Stefan, John Tyndall'ın deneysel verilerinden faydalanarak 1879 yılında ısı ışıma şiddetinin sıcaklığın dördüncü kuvvetine bağlı olduğunu gözledi. Daha sonra Boltzmann, termodinamik yasalarını kullanarak bu bulguyu teorik olarak da ispatlayarak daha da sağlamlaştırdı. Deneyimizde de doğrulayacağımız bu yasanın, yani Stefan-Boltzmann yasasının ifadesi şöyledir:

$$I = e\sigma T^4 \quad (1)$$

Burada I ışımanın şiddetini ya da birim alan başına gücü, e cisim yüzeyinin ışıma yayılabilirlik katsayısını, σ ise Stefan-Boltzmann sabitini temsil etmektedir. e sayısı 0 ile 1 arasında boyutsuz bir sayıdır.

Stefan-Boltzman sabitinin değeri S.I.'de şöyledir: $\sigma = 5.6703 \times 10^{-8} \text{ Watt/m}^2\text{K}^4$

Isıl ışıma yapan cisim, kendisinden daha soğuk bir ortamda ise ışımanın bu ortamda algılanan net şiddetinin belirlenmesi için Stefan-Boltzmann yasası

$$I_{net} = e\sigma(T^4 - T_{ref}^4) \quad (2)$$

biçiminde kullanılır.

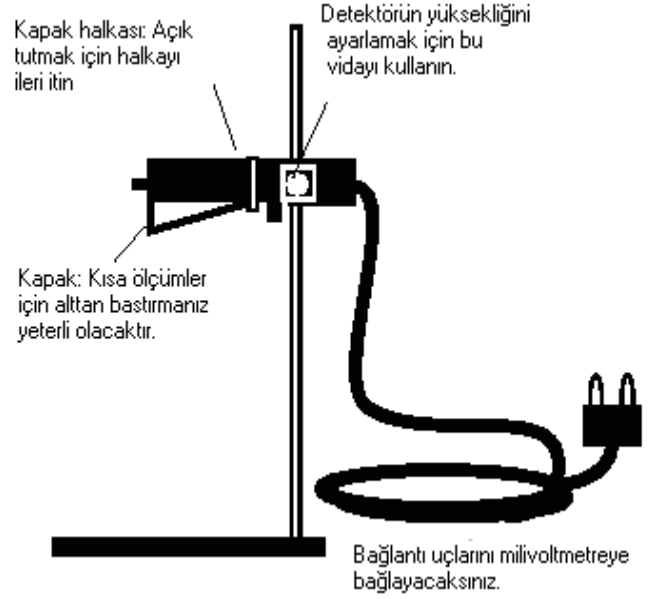
Stefan-Boltzmann yasası, teorik fizik tarihinin en önemli adımlarından biridir. Isıl ışımayı teorik bir temele oturtmuş ve on dokuzuncu yüzyılın sonlarında bir çok kuramcının karacisim ışımasını bir dağılım fonksiyonu ile ifade etmeye çalışmasına önayak olmuştur. Kuantum mekaniğinin çıkış noktası olan 1900 tarihli Max Planck'ın makalesi de karacisim ışımasının çözümüdür. Bu çözümden yola çıkarak, herhangi bir yaklaştırma yapmadan Stefan-Boltzmann yasasını tam olarak elde etmek mümkündür.

Deney Düzeneği ve İşleyişi

Deneyde kullanılan malzemeler şunlardır:

Işınım Detektörü

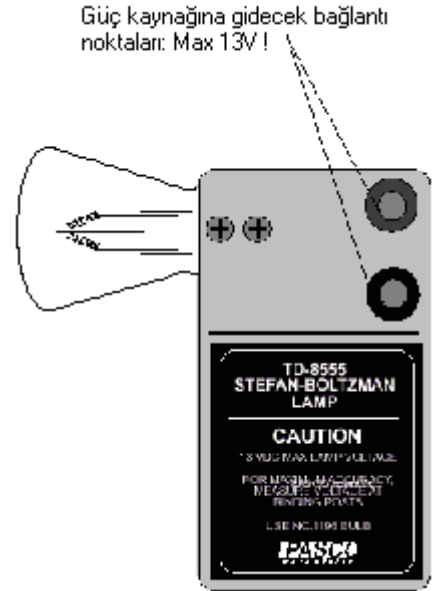
Bu detektör, ısı ışınının bağıl şiddetini ölçer. Sensör olarak kullanılan termopil, ışının şiddetiyle orantılı bir gerilim üretir ve bu gerilim, detektöre bağlanan bir voltmetreden okunarak şiddet belirlenir. Ölçüm yapılmadığı sırada detektörün kapağı kapalı tutulmalıdır. Aksi takdirde termopilin referans sıcaklığı kayarak sonraki ölçümlerinizi etkileyecektir.



Stefan-Boltzmann Lambası

Stefan-Boltzmann lambası, deneyimizin yüksek sıcaklık kısmında 3000°C'ye kadar sıcaklık kaynağı olarak görev yapar. Lamba 13 Volt'un altında gerilimlerde ve 2 ilâ 3 Amperelik akımlarda kullanılmalıdır. Lambanın sıcaklığı aşağıdaki karakteristik bağıntıyla belirlenir:

$$T = \frac{R - R_{ref}}{\alpha R_{ref}} + T_{ref} \quad (4)$$



Burada T lambanın sıcaklığı, R direnci, “ref” alt indisli büyüklükler de ortama ait sıcaklık ve dirençtir. α direncin sıcaklık katsayısıdır. ($\alpha = 4.5 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$)

Isıl Işınım Kübü (Leslie Kübü)

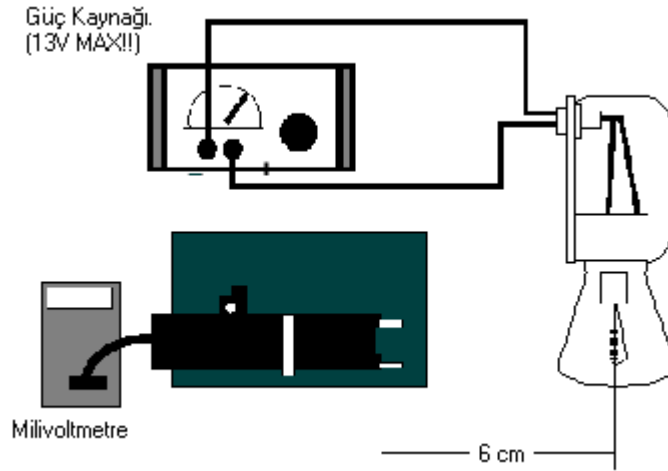
Leslie Kübü'nün değişik ışınlamalar yayabilen dört ayrı yüzü, oda sıcaklığından 120°C'ye dek sıcaklıklara erişebilir. Her yüzünde sıcaklığın ölçülmesi için termopifte bağlanmak üzere teller bulunmaktadır. Kübün ısınması için ayarlanabilir potansiyometre (dimmer) ile şiddeti ayarlanabilen bir ampul kullanacağız.

Deney iki aşamadan oluşmaktadır. Yüksek ve düşük sıcaklıklar için Stefan-Boltzmann yasası sağlanmaya çalışacaktır.

Term. R(Ω) T($^{\circ}$ C)	Term. R(Ω) T($^{\circ}$ C)	Term. R(Ω) T($^{\circ}$ C)	Term. R(Ω) T($^{\circ}$ C)
207.850	10	39.605	46
197.560	11	37.995	47
187.840	12	36.458	48
178.650	13	34.991	49
169.950	14	33.591	50
161.730	15	32.253	51
153.950	16	30.976	52
146.580	17	29.756	53
139.610	18	28.590	54
133.000	19	27.475	55
126.740	20	26.409	56
120.810	21	25.390	57
115.190	22	24.415	58
109.850	23	23.483	59
104.800	24	22.590	60
100.000	25	21.736	61
95.447	26	20.919	62
91.126	27	20.136	63
87.022	28	19.386	64
83.124	29	18.668	65
79.422	30	17.980	66
75.903	31	17.321	67
72.560	32	16.689	68
69.380	33	16.083	69
66.356	34	15.502	70
63.480	35	14.945	71
60.743	36	14.410	72
58.138	37	13.897	73
55.658	38	13.405	74
53.297	39	12.932	75
51.048	40	12.479	76
48.905	41	12.043	77
46.863	42	11.625	78
44.917	43	11.223	79
43.062	44	10.837	80
41.292	45	10.467	81
			82
			83
			84
			85
			86
			87
			88
			89
			90
			91
			92
			93
			94
			95
			96
			97
			98
			99
			100
			101
			102
			103
			104
			105
			106
			107
			108
			109
			110
			111
			112
			113
			114
			115
			116
			117

Tablo 1.

A. Yüksek Sıcaklık



Bu aşamada kullanılacak olan deney düzeneği şekilde gösterilmektedir.

Yüksek sıcaklıklarda ortamın sıcaklığının dördüncü kuvveti filamanın sıcaklığının yanında çok küçük kalacağı için $I = \sigma T^4$ formülünü kullanacağız.

1.Lambayı açmadan evvel oda sıcaklığını (T_{ref}) ölçün. Bu ölçüm bir sonraki aşamada da kullanılacaktır.

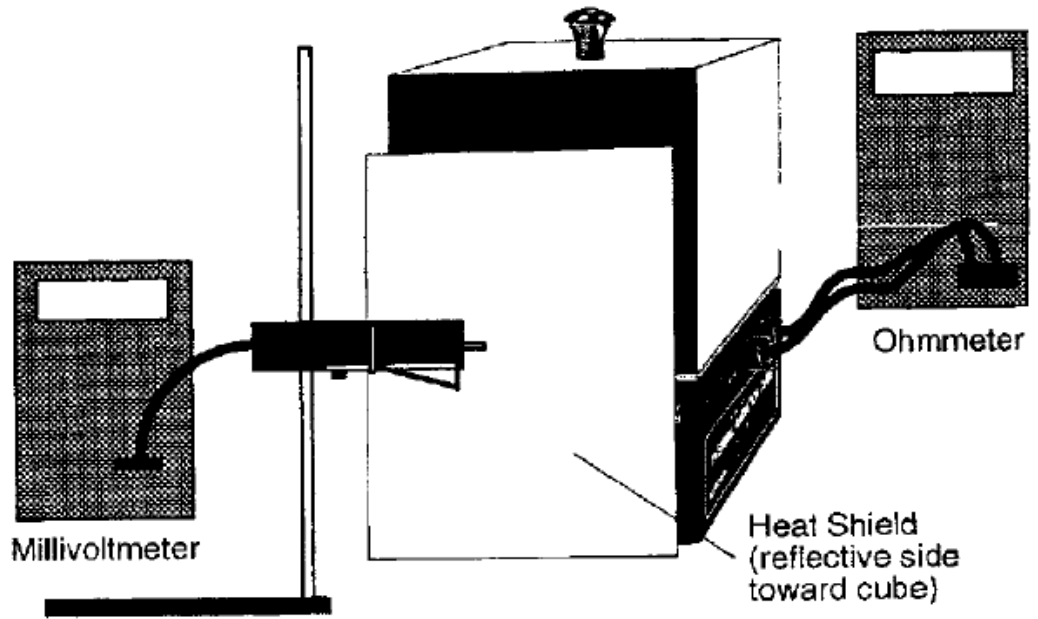
2. Düzeneği kurarak çeşitli gerilim değerleri için ampermetre ve voltmetredeki değerleri okuyun.Bu değerleri Tablo 2'e kaydedin.

3. Değer okuma işlemini hızlı yapmaya dikkat edin. Detektör kapağındaki kilit halkasını ölçümlerinizi seri alamıyorsanız kullanmayın. Böylece detektörün sıcaklığı sabit kalacaktır.

4.Ohm kanunu yardımıyla her gerilim değeri için filamanın direncini hesaplayın.Bu değerleri Tablo 2'e kaydedin.

5.Lambanın karakteristik denklemini kullanarak sıcaklığı hesaplayın. Bu değerleri Tablo2'e kaydedin.

B. Düşük Sıcaklık



Bu kısımda kullanılacak düzenek de şöyledir:

Artık kaynağın sıcaklığı ortamın sıcaklığından çok büyük olmadığı için kullanacağımız formül $I = e\sigma(T^4 - T_{ref}^4)$ olacaktır.

1. Şekildeki düzeneği kurun. Radyasyon sensörünü küpten 3-4 cm uzakta tutun.
2. Radyasyon kübü kapalı iken oda sıcaklığında kübün iç direncini ve bı değeri kaydedin.
3. Kübün çalıştırın ve gücünü 10'a getirin.
4. Kübün iç direnci yaklaşık 200 Ohm'a geldiğinde lambayı kapatın. Sıcaklık düşerken ohmmetre'de değişen her direç değerine karşılık gelen sensörde ölçülen ışıyım şiddetini tablo 3.'ye kaydedin.
5. Bu direnç değerlerine karşılık gelen sıcaklıkları (T_c) tablo 2 'den bulup, Kelvin cinsinden (T_k) tablo 3'e kaydedin.

Sonuç ve Yorumlar

A. Yüksek Sıcaklık

$$\alpha = 4.5 \times 10^{-3} K^{-1}$$

$$T_{ref}(\text{room temp.}) = \dots\dots\dots K$$

$$R_{ref}(\text{filament resistance at } T_{ref}) = \dots\dots\dots \Omega$$

V(V)	I(A)	Rad(mV)	R(Ω)	T(K)	$T^4(K^4)$
1.00					
2.00					
3.00					
4.00					
5.00					
6.00					
7.00					
8.00					
9.00					
10.00					
11.00					
12.00					

Tablo 2

- $I = f(T^4)$ grafiği çizerek eğimini bulun.

B. Düşük Sıcaklık

$$R_{rm} = \dots\dots\dots \Omega$$

$$T_{rm} = \dots\dots\dots ^{\circ}C = \dots\dots\dots K$$

R()	Rad(mV)	T _c (°C)	T _k (K)	T _k ⁴ (K ⁴)	T _k ⁴ -T _{rm} ⁴ (K ⁴)

Tablo 3

- $I = f(T^4)$ grafiklerini çizin

VI. DENEY: IŞIK HIZININ ÖLÇÜMÜ

Amaç

Hava ortamında ışık hızının ölçülmesi.

Teori

Işık ve diğer elektromanyetik dalgaların boşlukta ilerleme hızı Maxwell denklemleri yardımıyla

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (1)$$

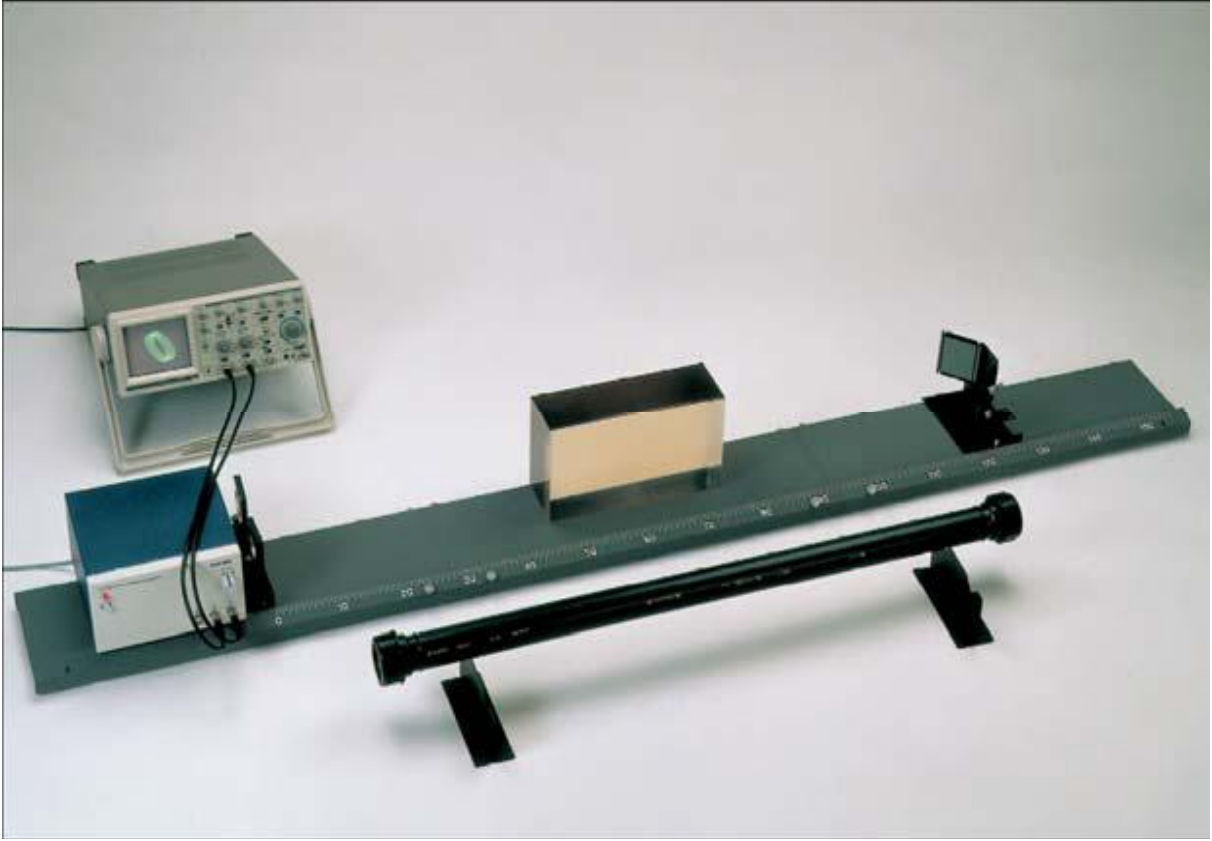
olarak verilir. Burada $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m boşluğun dielektrik geçirgenliği; $\mu_0 = 1.257 \times 10^{-6}$ H/m boşluğun manyetik geçirgenliğidir. Işığın farklı bir ortamdaki ilerleme hızı ise, ϵ_b ve μ_b sırasıyla ortamın bağlı dielektrik ve manyetik alan geçirgenliği olmak üzere

$$c' = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_b \mu_0 \mu_b}} \quad (2)$$

ile verilir. Ortamın kırılma indisi ise ışığın boşluktaki ve ortamdaki hızlarının oranına eşittir:

$$n = \frac{c}{c'} = \sqrt{\epsilon_b \mu_b} \quad (3)$$

Şekil 1'deki deney düzeneği yardımıyla ışığın hava veya farklı ortamlardaki hızları ölçülebilir. Bu düzenek, cetveli optik düzlem üzerine yerleştirilen ışık hızı ölçüm ünitesi, osiloskop, hareketli ayna ve merceklerden oluşmaktadır. Işık hızı ölçüm ünitesinde, ışık yayan diyot (LED) ve ışık alan diyot (fotodiyot) bulunmaktadır. Hareketli ayna ve mercekler aracılığıyla, ışık yayan diyottan çıkan ışık ışınlarının belirli bir yol aldıktan sonra fotodiyot üzerine düşmesi sağlanır. Işık yayıcı sinyali ile alıcı sinyali arasındaki faz farkı, ışığın aldığı yola bağlıdır. Bu yol ölçülerek ışık hızı hesaplanabilir. Bir osiloskop kullanılarak oluşan faz farkı Lissajous şekli ile gözlenir. Şekil düz çizgi halinde iken pozitif eğimli çizgi için faz farkı 0 (sıfır), negatif eğimli çizgi için faz farkı π dir.



Şekil 1. Işık hızı ölçüm düzeneği

Hava ortamında ışık hızını ölçmek için, ışığın aldığı yol

$$\Delta l = 2\Delta x \quad (4)$$

kadar büyütülür (Şekil 2). π kadar yol farkı oluşturmak için ışığın (4) bağıntısında verilen yolu alması için geçen süre

$$\Delta t = \frac{1}{2f} \quad (5)$$

olduğundan, ışığın hava ortamında hızı

$$c_{hava} = \frac{\Delta l}{\Delta t} = 4f\Delta x \quad (6)$$

ile bulunur. Burada f kullanılan ışık kaynağının modülasyon frekansıdır. Işık hızının hava ortamında hesaplanan gerçek değeri 3×10^8 m/s dir.

$$t_1 = t_2 + \frac{k}{f}; \quad k=0,1,2,\dots \quad (11)$$

Buradan ortamın kırılma indisi

$$n = \frac{c_{hava}}{c_{ortam}} = \frac{2\Delta x}{l_{ortam}} + 1 + \frac{kc_{hava}}{fl_{ortam}} \quad (12)$$

olarak bulunur. Işığın su sırasıyla, 2.248×10^8 m/ olarak bilinmektedir. Ayrıca suyun kırıcılık indisi 1.333 dir.

Deneyin Yapılışı

1. Hava ortamında ışık hızının ölçümü için Şekil 1 de verilen deney düzeneği kurulur. Hareketli ayna ve mercekler yardımıyla gelen ve yansıyan ışık ışınlar yatay zemine paralel olacak şekilde ayarlanarak, alıcı diyota maksimum sinyalin ulaşması sağlanır.
2. Işık hızı ölçüm ünitesi kırmızı ışık yayan diyot lamba (LED) sahiptir. Alıcı ve verici sinyallerinin osiloskopta gözlenebilir hale getirmek için lambanın modülasyon frekansı 50.1 MHz den yaklaşık olarak 50 kHz e kadar düşürülür.
3. Hareketli ayna, ışık hızı ölçüm ünitesine mümkün olduğunca yaklaşacak şekilde yerleştirilir (Cetveli optik düzlemin 0 noktasına).
4. Işık yayıcı sinyali ile alıcı sinyali arasındaki faz farkı Lissajous şekli olarak osiloskopta XY modunda gözlenir.
5. Işık hızı ölçüm ünitesinin faz ayar düğmesi ile Lissajous şekli, düz bir çizgi haline getirilir.
6. Faz farkı π oluncaya kadar hareketli ayna cetveli optik düzlem üzerinde kaydırılarak, aynanın yerdeğiştirmesi ölçülür (Şekil 2). Ölçümler tekrarlanarak, Tablo 1'e işlenir. $x\Delta$
7. Işığın hava ortamındaki hızı, (6) bağıntısı kullanılarak hesaplanır. Burada kırmızı ışık için modülasyon frekansı $f= 50.1$ MHz dir.
8. Hava ortamında ışık hızının gerçek değeri kullanılarak bağıl hata hesabı yapılır ve Tablo 1'e işlenir.

Tablo 1

Δx (cm) (hava)	c_{hava} (m/s)	Bağıl hata $ \Delta c / c_{gerçek}$
$\Delta x_{ortalama} =$		

9. Işığın su içinde hızının bulunması için, su ile doldurulmuş 1 m uzunluğundaki silindirik tüp yansıyan ışık ışınlarının yoluna yatay olarak yerleştirilir. Böylelikle her iki ucunda cam pencereler bulunan tüpten ışığın paralel geçmesi sağlanır (Şekil 3).

10. Hareketli ayna silindirik tüpün hemen arkasına yerleştirilir.
11. Işık hızı ölçüm ünitesinin faz ayar düğmesi ile osiloskop ekranında yine düz bir çizgi elde edilir.
12. Işık yoluna yerleştirilen t p kaldırılır ve ayna Lissajous şekli tekrar aynı faz farkını verinceye kadar kaydırılır (şekil 3).
13. Aynanın Δx yerdeğıştirmesi birkaç kez ölçülerek sonuçlar Tablo 2'ye işlenir.
14. Deneyde $k=0$ durumu için (12) bağıntısı

$$n = \frac{c_{hava}}{c_{ortam}} = \frac{2\Delta x}{l_{ortam}} + 1$$

kullanılarak ışığın sudaki hızı ve suyun kırılma indisi değerleri hesaplanır.

15. Bağıl hata hesabı yapılarak sonuçlar Tablo 2'ye işlenir.

Tablo 2

Δx (cm) (su)	c_{su} (m/s)	Bağıl hata $ \Delta c / c_{gerçek}$	n_{su}	Bağıl hata $ \Delta n / n_{gerçek}$
$\Delta x_{ortalama} =$				

16. Işığın sentetik reçine içinde hızının bulunması için, 30 cm uzunluğundaki sentetik reçine etkin yüzeyleri yola dik olacak şekilde yerleştirilir.

17. Deneyin 10-15 adımları tekrarlanır. Işığın reçine ortamındaki hızı ve reçinenin kırılma indisi hesaplanır ve sonuçlar Tablo 3'e işlenir.

Tablo 3

Δx (cm) (reçine)	$c_{reçine}$ (m/s)	Bağıl hata $ \Delta c / c_{gerçek}$	$n_{reçine}$	Bağıl hata $ \Delta n / n_{gerçek}$
$\Delta x_{ortalama} =$				

Sorular

1. Işığın hızını neler etkiler? Açıklayınız.
2. Lissajous şekli nasıl oluşur? Açıklayınız.
3. Faz farkı 0 (sıfır), π ve herhangi bir durum için Lissajous şeklini çiziniz.
4. Işığın hızı nasıl değiştirilebilir?

VII. DENEY: ELEKTRON SPİN REZONANS (ESR veya EPR)

Amaç

Difenilpikrilhidrazil (Diphenylpicrylhydrazyl, DPPH) örneği ile ESR düzeneği kullanarak serbest elektronun g-faktörünü ve soğurma çizgisinin yarı genişliğini belirlemek .

Teori

Atomik sisteme $\vec{B}_0$ dış magnetik alanı uygulandığında, atomun $\vec{\mu}$ magnetik momenti ve dış alan arasındaki etkileşme sonucu atomik enerji seviyeleri yarılr. Bu etkileşme için potansiyel enerji

$$V = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0 = -\mu B_0 \cos \theta \quad (1)$$

ile verilir. θ , $\vec{\mu}$ ve $\vec{B}_0$ arasındaki açıdır.

A) Elektron spininin olmadığı tek elektronlu atoma düzgün magnetik uygulandığını varsayalım (normal Zeeman etkisi). Elektronun çekirdek etrafındaki yörüngesel hareketinden doğan $\vec{\mu}_\ell$ yörüngesel magnetik momenti, elektronun $\vec{L}$ yörüngesel açısal momentumuna bağlıdır:

$$\vec{\mu}_\ell = -g_\ell \frac{e}{2m} \vec{L} = -\gamma_\ell \vec{L} \quad (2)$$

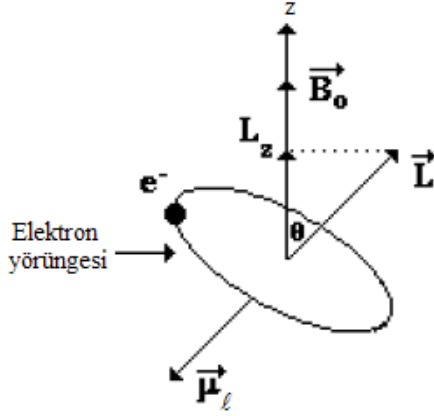
Son denklemdeki g_ℓ ve γ_ℓ , elektronun yörüngesel hareketi için sırası ile Landé g faktörü ve jiromagnetik orandır. $\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$ alınır ve Denklem 2, Denklem 1’de yerleştirilirse magnetik alanla etkileşme Hamiltonianı için

$$V_\ell = g_\ell \frac{e}{2m} B_0 L_z = \gamma_\ell B_0 L_z \quad (3)$$

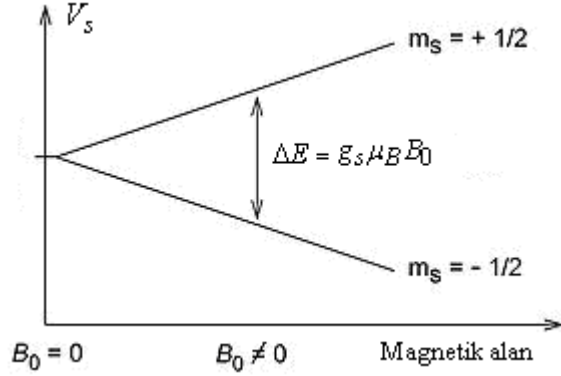
elde edilir. $\vec{B}_0$, $\vec{L}$, $\vec{\mu}_\ell$ ve L_z nin yönelimleri Şekil 1’de görülmektedir. ℓ ve n kuantum sayıları ile belirtilen durumdaki elektron için $L_z = m_\ell \hbar$ yazılabilir. Buradaki $m_\ell = -\ell, -\ell+1, \dots, \ell-1, \ell$ olmak üzere $2\ell+1$ değer alabilen yörüngesel manyetik kuantum sayısıdır. Böylece magnetik alanla etkileşme enerjisi

$$V_\ell = g_\ell \frac{e\hbar}{2m} B_0 m_\ell = g_\ell \mu_B B_0 m_\ell \quad (4)$$

değerlerini alabilir. Denklemdaki $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ büyüklüğüne, Bohr magnetonu denir. Saf yörüngesel manyetik moment için g_ℓ Landé g faktörü 1'dir ($g_\ell=1$).



Şekil 1. Vektörlerin yönelimleri.



Şekil 2. Magnetik alanın fonksiyonu olarak serbest elektronun enerji halleri.

B) Düzgün magnetik alan içinde bulunan yalıtılmış bir elektron göz önüne alalım (elektron spin rezonans). Elektronun spini sonucu sahip olduğu $\vec{\mu}_s$ spin magnetik moment, elektronun $\vec{S}$ spin açısal momentumu ile orantılıdır:

$$\vec{\mu}_s = -g_s \frac{e}{2m} \vec{S} = -\gamma_s \vec{S} \quad (5)$$

Buradaki g_s ve γ_s , elektron spini için sırası ile Landé g faktörü ve jiromagnetik orandır. Serbest elektron için $g_s=2.0036$ dır. $\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$ alınırsa magnetik dipolün magnetik alanla etkileşme Hamiltonianı için

$$V_s = g_s \frac{e}{2m} B_0 S_z = \gamma_s B_0 S_z \quad (6)$$

yazılabilir. Elektronun spin kuantum sayısı s ise magnetik spin kuantum sayısı m_s ; $-s, -s+1, \dots, s-1, s$ değerlerini alabilir. Serbest elektron için $s=1/2$ ve $m_s=\pm 1/2$ olduğundan magnetik alanla etkileşme enerjisi

$$V_s = g_s \mu_B B_0 m_s = \pm g_s \mu_B B_0 / 2 \quad (7)$$

değerlerini alabilir. Elektronun magnetik momenti alana paralel ($m_s = -1/2$) veya zıt paralel ($m_s = +1/2$) yönelebilmekte ve herbir yönetime karşılık enerjiler farklı olmaktadır. Şekil 2’de bu enerji seviyelerinin dış magnetik alanla değişimleri görülmektedir. Böylece magnetik alan uygulamadan önceki enerji seviyesi ikiye yarılmaktadır. Üst ve alt enerji seviyeleri aralığı (enerji seviyesindeki yarıлма)

$$\Delta E = g_s \mu_B B_0 / 2 - (-g_s \mu_B B_0 / 2) = g_s \mu_B B_0 \quad (8)$$

değerinde olup uygulanan magnetik alanla orantılıdır. Çiftlenmemiş elektron, $\varepsilon = hf$ enerjili elektromagnetik ışımayı soğurarak veya salarak iki enerji seviyesi arasında geçiş yapabilir. Geçişin gerçekleşebilmesi için

$$\Delta E = \varepsilon = hf = g_s \mu_B B_0 \quad (9)$$

rezonans koşulu sağlanmalıdır. Laboratuardaki ESR deneyinde kullanılan mikrodalgaların frekansı 146 MHz tir. Rezonans frekansı f ve uygulanan düzgün B_0 alanı bilindiğinde g_s faktörü belirlenebilmektedir.

ESR deneylerinde serbest radikaller gibi çiftlenmemiş spin (paramagnetik merkez) içeren moleküllere sabit frekanslı mikrodalgalar gönderilir. Dış B_0 magnetik alanı, $m_s = +1/2$ and $m_s = -1/2$ enerji durumları aralığı genişleyerek $\varepsilon = hf$ mikrodalga enerjisine eşit oluncaya kadar artırılır. Bu koşullar altında çiftlenmemiş elektronlar, iki spin hali arasında geçiş yapabilir. Serbest radikaller topluluğu termodinamik dengede ise istatistik dağılım

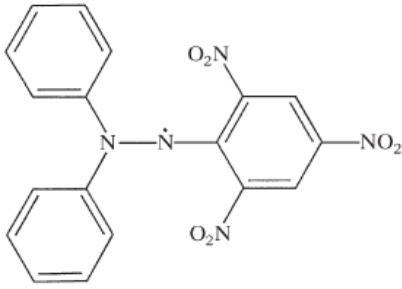
$$\frac{n_{üst}}{n_{alt}} = \exp\left(-\frac{E_{üst} - E_{alt}}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right) \quad (10)$$

Boltzmann dağılımı ile betimlenir. T, mutlak sıcaklık ve k ise Boltzmann sabitidir. $n_{üst}$ ve n_{alt} , sırası ilke üst ve alt enerji seviyelerinde bulunan paramagnetik merkezlerin sayısıdır. Denklem 10’a göre üst enerji seviyesindeki nüfus daha az olacağından alçak enerji seviyesinden yüksek enerji seviyesine geçiş (soğurma), tersi geçişten daha olasıdır ve net enerji soğrulması gerçekleşir. Düşük enerjili halin nüfusuna ve geçiş matris elemanına bağlı olan bir olasılıkla geçiş gerçekleştirğinde osiloskop ekranında sinyal oluşur.

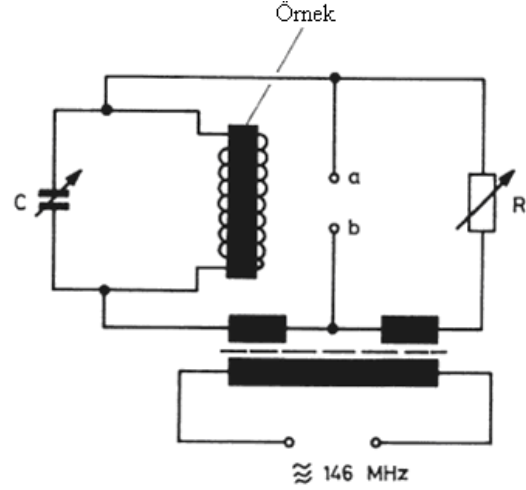
Gerçek sistemlerde örneğin serbest radikallerde elektronlar serbest değildir. Bu nedenle çiftlenmemiş elektron, açısal momentum kazanabilir veya kaybedebilir ve g

faktörünün değeri, serbest elektronunkinden farklıdır. Çiftlenmemiş elektronun çevresi ile etkileşmesi, spektral çizginin şeklini değiştirir.

Bu deneyde analiz edilecek örnek, paramagnetik DPPH (Diphenylpicrylhydrazyl) serbest radikalıdır ve Şekil 3’te görülmektedir.



Şekil 3. Paramagnetik DPPH serbest radikalı.



Şekil 4. ESR cihazının ölçüm köprüsü

C) Çiftlenmemiş elektron spinine ve yörüngesel açısal momentuma sahip atoma $\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$ magnetik alanı uygulanırsa, çekirdek spini ile etkileşme ihmal edildiğinde, Landé g faktörü

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2j(j+1)} \quad (11)$$

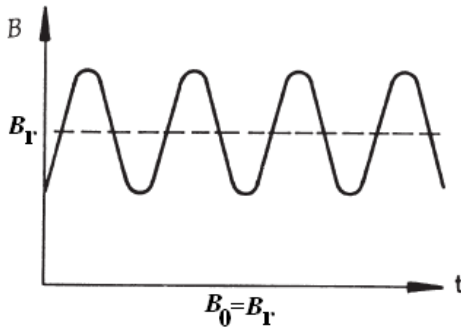
olmak üzere dış alanla etkileşme enerjisi için

$$V_J = \mu_B g_j B_0 m_j \quad (12)$$

yazılabilir (Anormal Zeeman etkisi). J , toplam açısal momentum kuantum sayısıdır ve toplam magnetik kuantum sayısı $m_j = j, j-1, \dots, -j$ değerlerini alabilir. Elektron spin rezonans deneyinde magnetik geçişler için seçim kuralı $\Delta m_j = \mp 1$ dir ve soğurma koşulu $\Delta E = hf = \mu_B g_j B_0$ dır.

DENEYİN YAPILIŞI

Şekil 4'te görülen simetrik beslemeli köprü devresi, bir kolunda R direnci diğerinde rezonatör içermektedir. Spin örneği rezonatörün bobini içine yerleştirilir. Her iki kolun kompleks impedansı eşitlenince köprü dengeye gelir ve a ile b noktaları arasında potansiyel farkı kalmaz. Helmholtz bobinlerinden geçen akım değiştirilerek örneğin içinde bulunduğu düzgün magnetik alan değiştirilir. Eğer dış alan, rezonans koşulunu sağlayan değere ayarlanırsa köprü dengesi bozulur ve a ile b noktaları arasında potansiyel farkı doğrultularak yükseltilir. Magnetik alan, 50 Hz frekanslı alternatif akımla (gerilim 2V) modüle edilirse, saniyede 100 kez rezonans noktasından geçilir (Şekil 5)



Şekil 5. Toplam magnetik alanın B_0 ve $B_{\sim}$ düzgün ve alternatif bileşenleri vardır. B_0 alanı rezonans koşulunu sağladığında ($B_0 = B_1$) osiloskopta sinyal görünür.

Önce köprü dengeye getirilmelidir. Bunun için dış magnetik alan uygulanmadan rezonatör üzerindeki R dönen anahtarı merkezi konumuna ve C dönen anahtarı ise en soldaki durma konumuna getirilir. ESR güç kaynağının köprü dengeleme (Brücken Abgleich) düğmesine basılır, osiloskop girişi d.c. ye ve 1 V/cm ye ayarlanır. Daha önce GND modunda osiloskop ekranında görülen tek ışıklı nokta, konum (Position) düğmesi ile koordinat eksenlerinin başlangıç noktasına taşınmış olmalıdır. Ekranda görülen yatay çizgi, “Zero” düğmesi ile sıfıra getirilir.

Soğurma sinyalinin araştırmak için bobin akımı 1.3 A'ye ayarlanır, “ $\approx$ ” düğmesine basılır ve yine “Zero” düğmesi ile ekrandaki sıfır çizgisi merkeze alınır. Sürekli “Zero” ile düzelterek “C” düğmesi ile sinyal araştırılır. Sinyal görünür görünmez, iki çizgi “Phase” düğmesi ile karşılaştırılır. Rezonatörün rezonans frekansı, osilatör frekansına eşit değilse sinyal asimetrik görünür. Osiloskopta maksimum genlikli simetrik sinyal elde edinceye kadar “C” düğmesi ile rezonatör tonlaması yapılır. Sinyal yüksekliği 8-10 cm olana kadar osiloskop

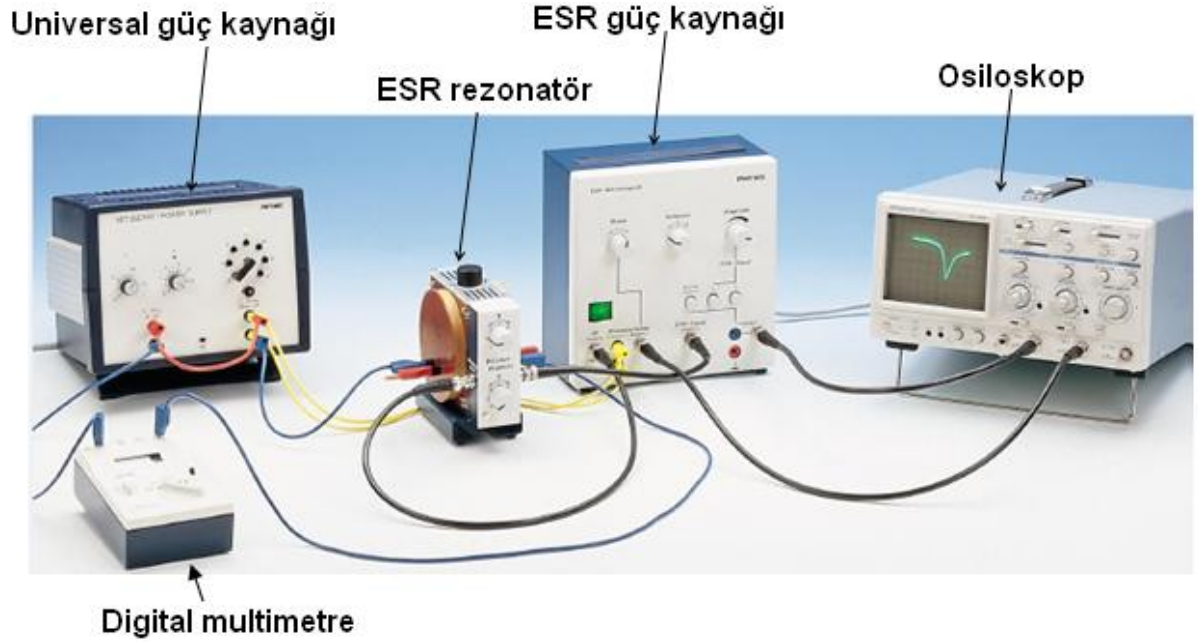
duyarlılığı artırılır. Bobindeki d.c. akım değiştirilerek, minimumu y-ekseni üzerinde olacak şekilde sinyal ekran merkezine alınır. Bu sırada gerekirse “Phase” düğmesi ile düzeltme yapılır. Devreden geçen d.c. akım değerinden B_r rezonans alanı hesaplanır.

Sinyal, x-ekseni sinyal yüksekliğinin yarısından geçecek şekilde ayarlanır ve alternatif gerilim modülasyonu kaldırılırsa bobindeki d.c akımı yavaşça değiştirerek hareket eden lekenin x-eksenini kestiği iki akım değeri ölçülür. Bu akımların farkı sinyalin yarı genişliğini verir. Aşağıda deneyin adımları daha ayrıntılı anlatılmaktadır.

Landé g-faktörünün belirlenmesi

- Universal güç kaynağı ön yüzünde bulunan, doğru gerilimi ayarlayan **V** etiketli dönebilen düğmeyi **sıfıra** getiriniz. Bu gerilime karşılık akımı ayarlayan **A** etiketli düğmeyi sağa çevirerek **5 amper** değerine ayarlayınız.
- Alternatif gerilimi **2 volta** ayarlayınız (bu değer 50 hertzlik frekansa karşılıktır).
- ESR sinyalinin osiloskopta gözlenmesi için doğru gerilim, alternatif gerilimle üst üste bindirilir.
- Universal güç kaynağını, ESR güç kaynağını ve osiloskopu çalıştırınız.
- ESR güç kaynağının köprü dengeleme (Brücken Abgleich) düğmesini bastırınız.
- ESR rezonatörünün R dönen anahtarı, orta konumunda olmalı ve C dönen anahtarı ise en soldaki durma konumuna getirilmelidir.
- Osiloskopta X-Y modunu seçiniz.
- X kanalı için GND modunu, Y kanalı için “d.c” modunu seçiniz.
- Her iki kanal için de sinyal duyarlılığı 1 V/cm olmalıdır.
- Bu durumda osiloskop ekranında tek bir nokta görmelisiniz. Bu noktayı, konum (Position) düğmesi ile koordinat eksenlerinin başlangıç noktasına taşıyınız.
- ESR güç kaynağının köprü dengeleme (Brücken Abgleich) düğmesinin sağındaki (üzerinde ~ işareti olan) düğmeyi bastırınız. Osiloskopta yatay bir çizgi görmelisiniz.
- Universal güç kaynağının doğru gerilimini, dijital multımetre 1.3 amper civarında bir akım gösterinceye kadar artırınız.

- Rezonatör üzerindeki C düğmesini, osiloskopta bir sinyal görünceye kadar dikkatli şekilde sağa döndürünüz. Bu sırada, ekranda daha şiddetli bir sinyal elde etmek için osiloskopun X ve Y kanallarının duyarlılığı 0.5 V/cm ye veya daha yükseğe artırılabilir.



Şekil 6. Deney düzeneği.

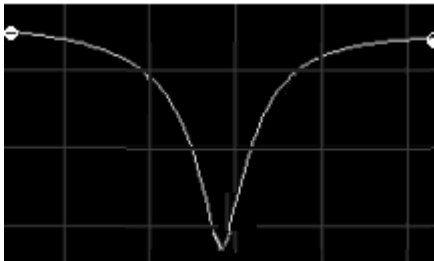
-Sinyal görünür görünmez, iki çizgi, ESR güç kaynağının faz (Phase) döner düğmesi ile karşılaştırılır.

- Rezonatörün C düğmesi ile mümkün olduğunca simetrik sinyal elde edilmeye çalışılır.

- Universal güç kaynağındaki doğru gerilim düşürülerek osiloskop ekranındaki sinyalin minimumu, osiloskopun Y eksenine üzerine getirilir. Bu sırada sinyalin simetrikleştirilmesi için yine rezonatörün C düğmesi kullanılır.

- Ekrandaki sinyal, Şekil 7'dekine benzediğinde iyi bir rezonans sinyali elde etmiş olursunuz.

- Dijital multimetreden I_r rezonans akımını okuyunuz ve sonuçlar kısmına yazınız.



Şekil 7. Rezonans sinyali.

Yarı band genişliğinin belirlenmesi

- Konum (Position) düğmelerini çevirerek x eksenini, sinyal yüksekliğinin yarısına gelecek şekilde ayarlayınız.
- Sinyalin X eksenini ile sağda ve solda kesiştiği noktaların X değerlerini okuyunuz ve sonuçlar kısmına yazınız.. Ayrıca osiloskoptaki X ve Y kanallarının duyarlılığını da sonuçlar kısmına yazınız Bu işlemler süresince osiloskoptaki X ve Y kanallarının duyarlılığını değiştirmeyiniz.
- . Kesişme noktaları arasındaki uzaklık amper olarak yarı band genişliğini verir. Bu amaçla alternatif gerilimi keserek rezonatörü doğru gerilime bağlayınız (yani, doğru gerilim girişini alternatif gerilim girişine bağlayan kırmızı kabloyu devreden çıkarınız ve rezonatörün mavi bağlantı kablosunu artık serbest olan doğru gerilim girişine bağlayınız.
- ESR güç kaynağından osiloskopun X kanalına bağlı olan BNC kabloyu sökünüz ve söktüğünüz ucu adaptöre bağlayınız. (Şekil 3).
- Adaptörü, universal güç kaynağının doğru gerilim girişine bağlayınız. Bu ölçüm sırasında X ve Y kanallarının duyarlılığını değiştirmeyiniz.
- Osiloskopta tek bir nokta gözükünceye kadar doğru gerilimi değiştiriniz. Görülen noktanın yerini, konum (Position) dönen düğmesi ile X eksenini üzerine taşıyınız. Universal güç kaynağındaki doğru gerilimi değiştirerek, bu noktayı daha önce belirlediğiniz iki kesişme noktasından biri üzerine hareket ettiriniz.
- Dijital multimetre üzerinde akımı okuyunuz ve sonuçlar kısmındaki I_1 karşısına yazınız.
- Noktayı, diğer kesişme noktasına taşıyınız ve akım değerini sonuçlar kısmında I_2 karşısına yazınız.

SONUÇLAR

Hesaplarda kullanılacak parametreler:

W = Helmholtz bobinlerindeki sarım sayısı= 241; R = Bobinlerin yarıçapı=0.048 m,

μ_0 =Boşluğun manyetik geçirgenliği= $4 \pi \cdot 10^{-7}$ Tm/A

f = ESR rezonatörü içinde, uygulanan elektromanyetik dalganın frekansı= 146MHz

$$\text{Bobinin içinde oluşan manyetik alan} = B = \mu_0 \frac{8 I w}{R \sqrt{125}} = 0.00451 I_r$$

$$\mu_B = \text{Bohr magnetonu} = 9.27 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2 \text{A} , \quad h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$$

$$g_j = \frac{h f}{\mu_B B_r} = 0.01044 / B_r = 0.01044 / (0.00451 I_r) = 2.414 / I_r$$

$$g_j =$$

$$I_1 =$$

$$I_2 =$$

$$\text{Yarı band genişliği} =$$

VIII. DENEY:ZEEMAN DENEYİ

Amaç:

Bu deneyde,

- “Zeeman etkisi” yani atomların spektral çizgilerinin magnetik alan içinde ayrışmalarının incelenmesi,
- En basit ayrışma yani "normal Zeeman etkisi" bir spektral çizgisinin magnetik alan içinde üç bileşene ayrılması ve normal Zeeman etkisi kadmiyum spektral lambası kullanılarak gözlenmesi,
- Kadmiyum lambası farklı magnetik akı şiddetleri içinde ve kadmiyumun kırmızı çizgisinin (643.8nm dalga boylu) Fabry-Perot girişimmetresi kullanılarak incelenmesi,
- Sonuçların değerlendirilmesi ile Bohr magnetonu hassas bir şekilde elde edilmesi amaçlanmıştır.

Teori

1862 yılının başlarında Faraday tarafından alevin renkli spektrumunun magnetik magnetik alandan etkilendiği gözlemlendi. Fakat bu başarılı bir deney değildi. 1885 e Belçikalı Fievez’in deneyine kadar bu konuda başarılı bir deney yapılamadı. Fakat bu deney de unutuldu ve bu tarihten 11 sene sonra Lorentz le birlikte çalışan Hollandalı Pieter Zeeman tarafından başarılı bir deneyle ışık spektrumunun magnetik alandan etkilendiğini yaptığı deneyle açıkladı.

Atom spektrumunun magnetik alan içinde ayrışması

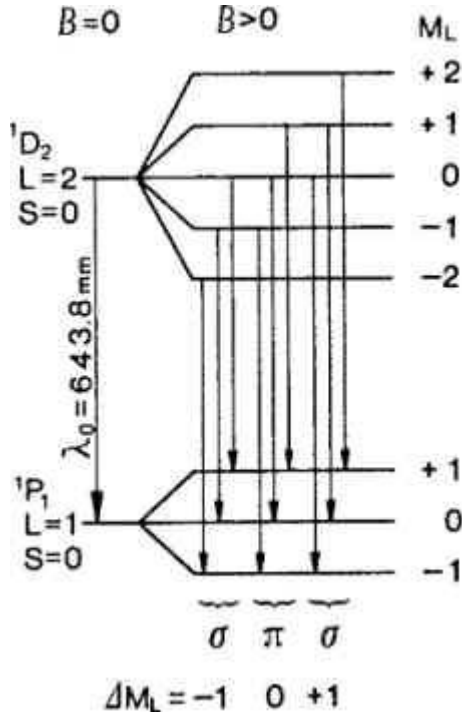
Atomik kabuğun teorisinin geliştirilmesinde önemli olan bu deney, artık öğrenci laboratuvarlarında modern donanımlarla gerçekleştirilebilmektedir. $\lambda = 643.8 \text{ nm}$ dalgaboylu Cd-spektral çizgisinin magnetik alan içinde üç çizgiye ayrılması, ki bu olay Lorentz üçüzü olarakta adlandırılır, Cd-atomunun (Cd atomunun 48 elektronu 2 8 18 18 2 şeklinde yörüngelere yerleşir) toplam spininin $S = 0$ olduğu tekli sistemini gösterir.

Manyetik alanın yokluğunda 643.8 nm sadece enerji seviyeleri arasında sadece $D \Rightarrow P$ arasında tek elektronik geçiş mümkündür, bu Şekil 1’ de gösterilmektedir.

Manyetik alanın uygulanması durumunda atomun enerji seviyeleri $2L + 1$ tane bileşene ayrılır.Bu bileşenler arasında ışımalı geçişler mümkündür ancak bunlar için sağlanması gerekenseçim kuralları aşağıdaki gibidir:

$$\Delta M_L = +1; \Delta M_L = 0; \Delta M_L = -1$$

Yukarıdaki koşulları sağlayan toplam dokuz tane izinli geçiş vardır. Bir gruptaki tüm geçişler aynı enerjiye dolayısıyla aynı dalgaboyuna sahip olacak şekildedir. Bu 9 geçiş her grupta üç geçiş olacak biçimde üç grupta toplanabilir. Bu yüzden magnetik alan artırıldığında spektrumda sadece üç çizgi görülebilecektir.

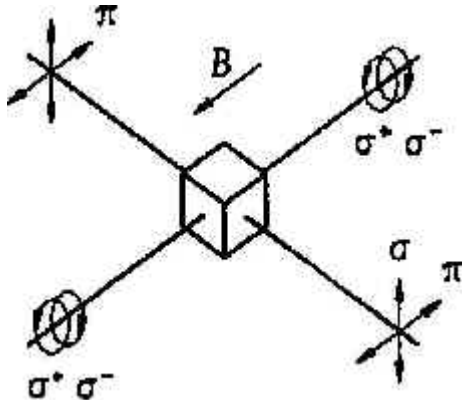


Şekil 1. Manyetik alanda bileşenlerin ayrılması ve izinli geçişler

İlk grup $\Delta M_L = -1$ koşulunda manyetik alana dik olarak kutuplanan ışığın s-çizgisini verir. Orta grup $\Delta M_L = 0$, π -çizgisini verir. Bu ışık alanın yönüne paralel olarak kutuplanır. Son grup $\Delta M_L = +1$, σ -çizgisini verir, Cd ışığı manyetik alana dik olarak kutuplanmıştır.

Analizör yokluğunda üç çizgi eşzamanlı olarak görülebilir. Manyetik alan yokluğunda gözlenen her halka, manyetik alan uygulandığında üç halkaya daha ayrılır. Işığın geldiği yol üzerine bir analizör eklenirse, eğer analizör dikey konumdaysa sadece iki σ -çizgisi gözlenebilir, eğer analizör yatay konuma döndürülürse sadece π -çizgisi görünür (enine (**transverse**) Zeeman etkisi). Kutup ayakları delikli olduğundan elektromagnet 90° döndürülerek spektral lambadan alana paralel yönde gelen ışıkla da çalışılabilir. Bu ışığın dairesel kutuplu olduğu gösterilebilir. Analizör konumu ne olursa olsun, manyetik alan yokluğunda gözlenen halkaların her biri manyetik alan varlığında sürekli olarak iki halkaya ayrılır (boyuna Zeeman etkisi). Şekil 2 de bu olay özetlenmiştir.

Enine Zeeman etkisinin iki σ -çizgisinin gözlenmesi için elektromagnetler ters çevrildiğinde, manyetik alan şiddetinin (magnetic field strength) artmasıyla ayrılma büyüklüğünün artacağı kolaylıkla görülebilir. Dalgaboyunun sayısı yönünden bu dağılımın nicel ölçümü için Fabry-Perot girişimmetresi kullanılır. Fabry-Perot girişimmetresi yaklaşık olarak 300000 çözünürlüğe sahiptir. Bu, yaklaşık 0.002nm dalgaboyu değişimi hâlâ saptanabilir demektir.



Şekil 2. Boyuna ve enine Zeeman etkisi

Girişimetre, iç yüzeyi kısmen yansıtımlı katmanla kaplanmış iki paralel düz cam plakadan oluşur. Şekil 3’ de gösterildiği gibi aralarında t mesafesi bulunan iki kısmi geçiş yüzeyi (1) ve (2) ele alalım. Bu levha normalleri ile θ açısı yapacak şekilde gelen ışın AB, CD, EF, vb. ışınlarına ayrılacaktır, iki bitişik ışının dalga cepheleri arasındaki yol farkı (örneğin AB ve CD);

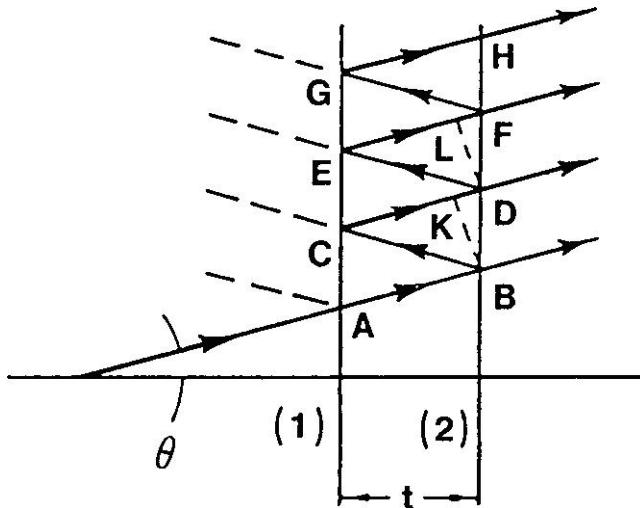
$$\delta = BC + CK$$

kadardır. Burada BK, CD’ nin normalidir.

$$CK = BC \cos 2\theta \text{ ve } BC \cos \theta = t$$

$$\delta = BCK = BC (1 + \cos 2\theta) = 2 BC \cos^2\theta = 2 t \cos \theta$$

elde edilir ve yapıcı girişimin oluşması için gerekli koşul:



Şekil 3. Girişimmetrenin (1) ve (2) paralel yüzeylerinden geçen ve yansıyan ışınlar.

Girişimetre aralığı t ’ dir.

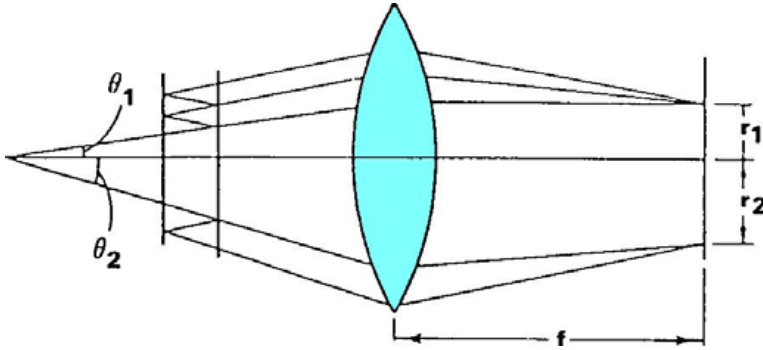
$$n\lambda = 2t \cos \theta$$

formülü ile verilir. Bu formülde n bir tamsayıdır. Eğer ortamın kırılma indisi $\mu \neq 1$ ise, eşitlik

aşağıdaki şekilde değişecektir:

$$n\lambda = 2\mu t \cos\theta \quad (1)$$

Denklem 1 temel girişimölçer denklemdir. Şekil 4' de gösterildiği gibi odak uzaklığı f olan merceğin kullanılmasıyla B, D, F paralel ışınlarını bir odakta toplayalım.



Şekil 4. Fabry-Perot girişimmetresinden görünen ışıkların odaklanması.

Girişimmetreye θ

açısı ile gelen ışık yarıçapı $r = f \theta$ olan halka üzerine odaklanır, burada f merceğin odak uzaklığıdır.

θ , denklem 1' i sağladığında, odak düzleminde parlak halkalar gözükcektir ve bu halkaların yarıçapları

$$r_n = f \tan \theta_n = f \theta_n \quad (2)$$

şeklinde olacaktır.

θ_n 'in küçük değerleri için, örneğin hemen hemen optik eksene paralel olan ışınlar için;

$$\begin{aligned} n &= \frac{2\mu t}{\lambda} \cos \theta_n = n_0 \cos \theta_0 \\ &= n_0 \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\theta_n}{2}\right) \end{aligned}$$

$$n_0 = \frac{2\mu t}{\lambda}$$

Son olarak aşağıdaki eşitlikler elde edilir.

$$n = n_0 \left(1 - \frac{\theta_n^2}{2}\right)$$

veya

$$\theta_n = \sqrt{\frac{2(n_0 - n)}{n_0}} \quad (3)$$

Eğer θ_n parlak saçakla uyuyorsa, n tamsayı olmalıdır. Ancak, merkezde ($\cos \theta = 1$ veya $\theta = 0$ denklem [1]) girişimi veren n_0 genellikle tamsayı değildir. Eğer n_1 ilk halkanın girişim sırasıysa açıkça $n_1 < n_0$ dır çünkü $n_1 = \cos \theta_n n_0$. Böylece

$$n_1 = n_0 - \varepsilon ; 0 < \varepsilon < 1$$

n_1 , n_0 ‘ dan küçük olan ve n_0 ‘ a en yakın olan tamsayıdır. Böylece, genellikle desenin p -inci halkası için içten dışa aşağıdaki gibi verilebilir,

$$n_p = (n_0 - \varepsilon) - (p - 1) \quad (4)$$

Denklem-4’ ü 2 ve 3 denklemleriyle birleştirirsek, halkaların yarıçaplarını elde ederiz, $n_p r$ için r_p yazarsak;

$$r_p = \sqrt{\frac{2f^2}{n_0}} \cdot \sqrt{(p - 1) + \varepsilon} \quad (5)$$

Bitişik halkaların yarıçaplarının kareleri arasındaki fark sabittir.

$$r_{p+1}^2 - r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0} \quad (6)$$

εr_p^2 nin p ’ ye göre grafiğinin çizilmesi ve $r_p^2 = 0$ ekstrapolasyonu ile belirlenebilir. Şimdi,eğer spektral çizginin birbirlerine yakın λ_a ve λ_b dalgaboylu iki bileşeni varsa, merkez ε_a ve ε_b de kesirli düzenlemelere sahip olacaklardır.

$$\varepsilon_a = \frac{2\mu t}{\lambda_a} - n_{1,a} = 2\mu t \bar{v}_a - n_{1,a}$$

$$\varepsilon_b = \frac{2\mu t}{\lambda_a} - n_{1,b} = 2\mu t \bar{v}_b - n_{1,b}$$

Burada $n_{1,a}$, $n_{1,b}$ ilk halkanın girişim sırasıdır. Bundan dolayı, eğer halkalar tüm düzenlemelerle $n_{1,a} = n_{1,b}$ örtüşmüyorsa, iki bileşen arasındaki dalga sayılarının farkı basitçe ;

$$\Delta \bar{v} = \bar{v}_a - \bar{v}_b = \frac{\varepsilon_a - \varepsilon_b}{2\mu t} \quad (7)$$

olur. Ayrıca denklem (5) ve (6) kullanılarak

$$\frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1}^2 - r_p^2} - p = \varepsilon \quad (8)$$

elde edilir. Eşitlik (8)' i a ve b bileşenlerine uygulayarak

$$\frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} - p = \varepsilon_a$$

ve

$$\frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} - p = \varepsilon_b$$

elde edilir. Bu kesirli düzenlemeler denklem (7)' de yazılarak dalga sayılarının farkı için

$$\Delta \bar{v} = \frac{1}{2\mu t} \left(\frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} - \frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} \right) \quad (9)$$

elde edilir. Denklem (6)' dan a bileşeninin yarıçapının kareleri arasındaki farkın,

$$\Delta_a^{p+1,p} = r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,a}}$$

olduğu açıkça görülebilir. Benzer olarak b bileşeni için fark,

$$\Delta_b^{p+1,p} = r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,b}}$$

olacaktır. Bundan dolayı, p değeri her ne olursa olsun aşağıdaki eşitlik yazılabilir.

$$\Delta_a^{p+1,p} = \Delta_b^{p+1,p}$$

Benzer olarak bütün değerler aşağıdaki denklemden elde edilir:

$$\delta_{a,b}^{p+1,p} = r_{p+1,a}^2 - r_{p+1,b}^2$$

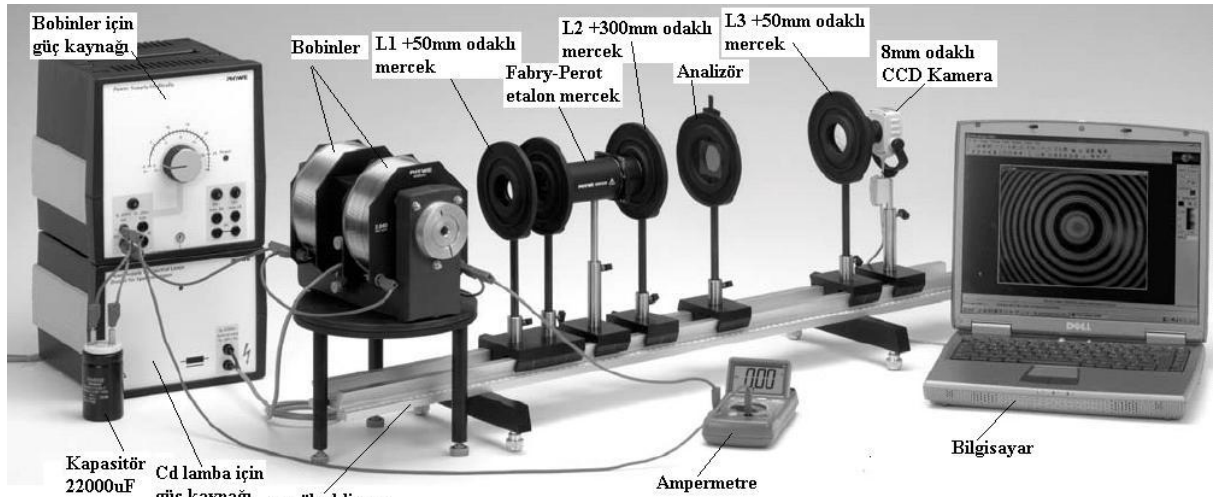
p ye eşit olurlar ve ortalama değerleri farklı % lere sahip değerler için yapılabilir. E ve % ortalama değerleriyle a ve b bileşenlerinin dalg sayılarının farkını $m = 1$ olduğunu kabul ederek elde ederiz.

DENEYİN YAPILIŞI

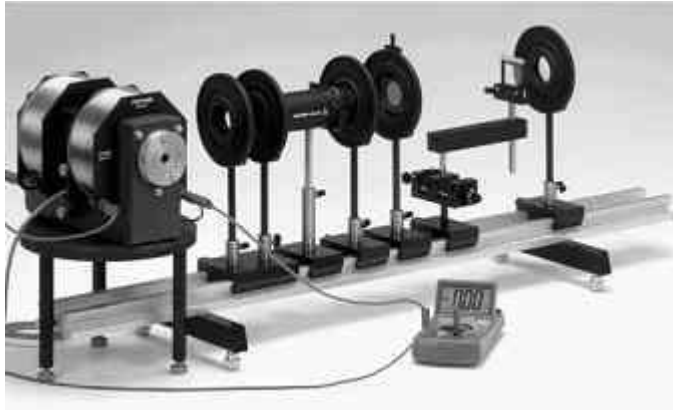
Elektromagnet (elektromıknatıs) döner tabla üzerine konulur ve kadmiyum lamba için yeterli aralığa (9-11mm) sahip olacak şekilde delikli iki kutup ayağı ile monte edilir. Manyetik akı oluşturulduğunda, akı bobinlerinin hareket etmemeleri için kutup ayakları çok iyi sıkıştırılmalıdır. Cd-lamba, kutup ayaklarına dokunulmadan boşluğa yerleştirilir ve spektral lamba için güç kaynağına bağlanır. Elektromagnet sarımları (bobin) paralel olacak şekilde bağlanır ve ampermetre yoluyla 0 dan 12 Amper ve DC 20 Volt a kadar değişebilen güç kaynağına bağlanır. 22000 mF lık bir kapasitör güç kaynağının çıkış uçlarına paralel bağlanarak DC gerilimdeki oynamaları azaltmak için kullanılır. Deney düzeneği Şekil 5a ve 5b de verilmektedir.

Ray üzerindeki tezgahta bulunan optiksel elemanlar aşağıda verilmektedir (parantez içindeki değerler cm biriminde yaklaşık olarak konumları belirtir):

- (80) CCD-Kamera
- (73) L3 = +50 mm
- (68) Skalalı ekran (sadece klasik versiyonda)
- (45) Analizör
- (39) L2 = +300 mm
- (33) Fabry-Perot Girişimmetresi
- (25) L1 = +50 mm
- (20) Iris diyaframı
- (20) Döner tabla üzerinde bobinlerin arasına yerleştirilen Cd-lamba.



Şekil 5a. Zeeman etkisi için deneysel düzenek.



Şekil 5b. Kamerasız Zeeman deney düzeneği.

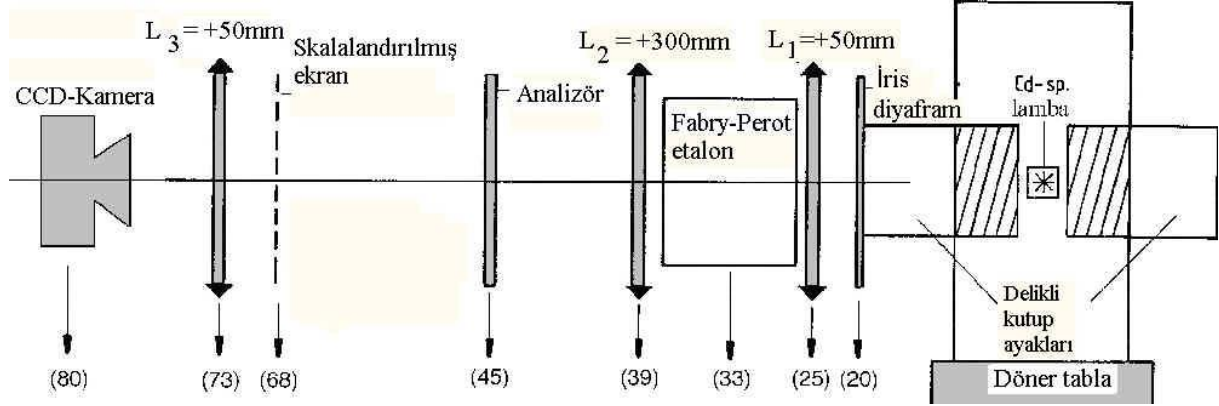
Başlangıç ayarları ve boyuna Zeeman etkisinin gözlemlenmesi için iris diyaframı gözüldü edilir yani tam açık tutulur. Enine Zeeman etkisinin gözlenmesi sırasında, Cd-lamba tarafından iris diyaframı ışığın az geçmesi için daraltılır ve ışık kaynağı gibi davranır. Girişimmetrede birleştirilen L1 merceği ve odak uzaklığı $f=100$ mm olan mercek Cd lambadan gelen ışınları paralel hale getirerek Fabry-Perot girişimmetresi için uygun girişim deseninin oluşmasını sağlar.

Etalon filtre 643.8 nm lik kırmızı kadmiyum çizgisinin geçmesini sağlar. L2 merceği tarafından oluşturulan girişim halkaları L3 merceği ile skalalı bir ekran veya burada CCD kamera ile görüntülenir. Halka çapları CCD kamera kullanılarak ölçülebilir. Bu işlem CCD kamera ile verilen yazılım ile yapılmaktadır. CCD kamerasız Zeeman deneyinde girişim deseni, milimetrenin $1/100$ i duyarlılıkla yatay yönde yerdeğiştirebilen kaydırma ağı üzerine monte edilmiş ölçekli ekran üzerine düşürülür. Bu düzende sıfır kabul edilen bir noktadan ekran hafifçe kaydırılarak ölçümler yapılabilir.

Başlangıç ayarları:

Cd lamba ışığının geçtiği delik tabla ayaklarının bastığı yerden 28 cm yukarıdadır. İris diyaframı ve CCD kamera hariç tüm elemanları monte edilmiş olan optiksel tezgah, iris diyaframının önceki konumuyla kutup ayaklarının çıkış deliğinin birisi çakışacak şekilde elektromagnete yaklaştırılır. L1 merceği, odak düzlemi çıkış deliği ile çakışacak şekilde ayarlanır. Şekil 6' da gösterilen tüm optiksel elemanlar yükseklikleri uyuşacak şekilde yeniden düzenlenir. Bobinlerin akımı yavaşça 8 A e kadar artırılır (Cd lambanın şiddeti

artırılır) ve girişim halkaları L3 merceği ile gözle bile görülebilir hale gelir.



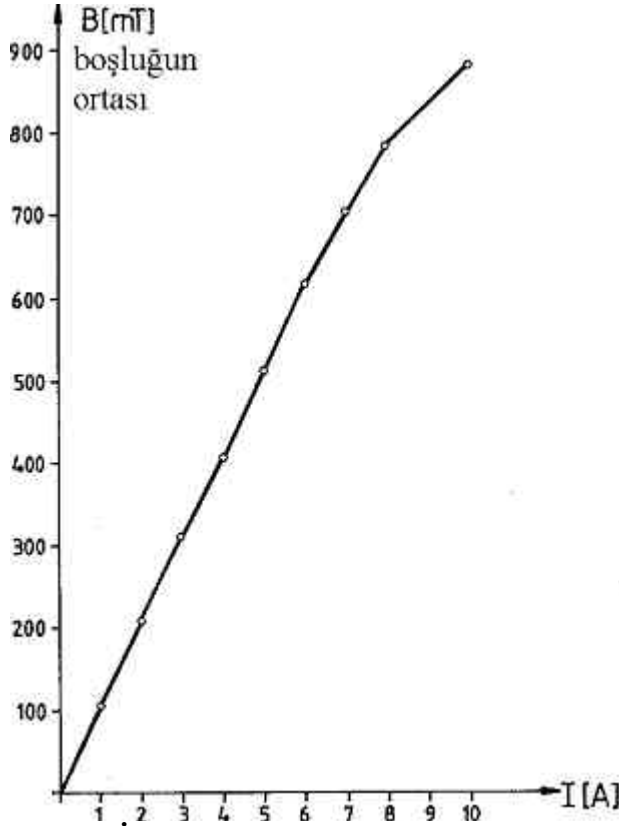
Şekil 6. Optiksel bileşenlerin sıralanışı (alttaki rakamlar cm cinsinden konumları belirtmektedir).

Son olarak optiksel tezgaha 8 mm odak uzaklıklı merceğe sahip bir CCD kamera eklenir ve bilgisayar ekranında halka deseni belirir. Halkaların en belirgin görüntüleri belirene kadar eğim ve odağı en iyi şekilde yatay ve düşey düzlemde ayarlanır. Kamera ve yazılımın kuruluşu ve kullanımı için el kitabına bakınız.

Kamerasız deney düzeneğinde ekran yatay doğrultuda hareket ettirilerek halkaların görünmesi sağlanır (Şekil 5b)

Elektromagnet 90° döndürülür, iris diyaframı eklenir ve analizör, δ -çizgisi tamamen yok oluncaya ve iki σ -çizgisi açıkça görülebilene kadar çevrilir.

Açıklama: Deney sonuçlarını iyi değerlendirebilmek için öncelikle sarım akımına karşı manyetik akı yoğunluğunun kalibrasyon eğrisine bakılmalıdır. Elinizde kalibrasyon grafiği yoksa bir teslametre ile ölçümler alınarak akım-magnetik akı yoğunluğu grafiği elde edilir. Şekil 7 de kalibrasyon grafiği verilmektedir. Grafiğe bakarak ölçümlerin hangi akım değerlerine kadar doğrusal olarak değiştiği görülmektedir. Şekil 7 eğrisi Cd-lamba yokluğunda iki bobinin arasındaki yerde magnetik akı yoğunluğunun bobinlere uygulanan akıma göre değişimine bağlı olarak ölçülmüştür. Bu merkezdeki değerler düzgün olmayan akı dağılımının hesabında %3.5 artırılarak kullanılmıştır.



Şekil 7. İki bobinin arasında (bobinler arası uzaklık 8mm) tam ortada magnetik akı yoğunluğu B nin Cd-lambanın olmadığı durumda bobinlere uygulanan akıma göre değişimi.

Ölçüm ve Değerlendirilmesi

1. Halka desenin yukarıdaki kurulum bölümünde açıklandığı gibi tam anlamıyla uygun olarak kurulmasının sağlanmasıyla, halkaların yarıçaplarının farklı manyetik akı yoğunluklarında ölçülmesi sağlanabilir. Denklem 10' u kullanarak dalga sayılarındaki uyuma farkı Δn belirlenebilir. İki adımda belirlenir: birincisi farklı sarım akımları/manyetik alan şiddetlerinde halka desenlerinin resimleri alınır. İkinci adımda, bu resimlerdeki halka çapları ölçülür.

Kameradan canlı resim alabilmek için <File> menüsünden <Capture Window> seçilir. Capture window menüsünde, görüntünün kontrastı, parlaklığı ve doygunluğu (saturation) gibi ayarlar <Option> menüsünden <Video Capture Filter> seçildiğinde elde edilen menü yardımıyla optimize edilebilir.

Görüntü kalitesi ve belirli sarım akımı en iyi şekilde elde edildiğinde, <Capture> menüden

<Still Image> seçilerek resim alınır. Bu işlem yakalama işlemi kapatır ve resim uygulamanın ana penceresinde görülür. Bu adımda, <Text> seçeneği kullanılarak resmin çekildiği sarım akımı değeri yazılır. Bu daha sonradan oluşabilecek karışıklıkları önler.

Bu adımlar farklı manyetik alan değerleri için örneğin 5 A, 6 A, 8 A ve 10 A sarım akımlarının tekrarlanır. Öncelikle bu resimler toplanır, <Measure> menüsünden <Circle> seçilerek halkaların yarıçaplarının ölçülmesine başlanır. Resim üzerinde mouse sürüklenerek daire çizilir.

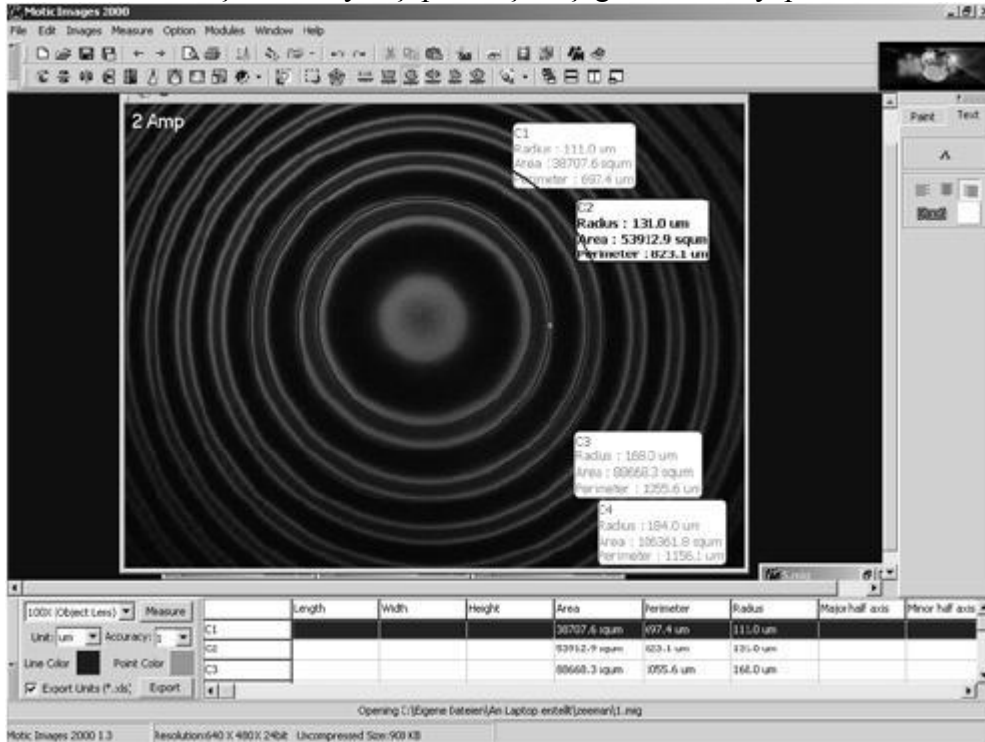
Bu daire en içteki halkayla mümkün olduğunca uygun olacak konum ve ebatlarda fit edilir. Dairenin yarıçapı, alanı ve çevre uzunluğu resmin altında küçük bir kutuda tablo halinde gösterilir(şekil-8). Burada yarıçap $r_{1,a}$ bizim için önemlidir. Bu deneyde birimlerin önemi yoktur, bu kameranın kalibrasyonu için herhangi bir işlem yapılmasına gerek olmadığını gösterir. Resimde çizilen daireler tüm halkalara fit edilerek $r_{1,b}$; $r_{2,a}$; $r_{2,b}$; $r_{3,a}$... yarıçapları elde edilir. Bu işlemleri elde edilen diğer resimler için de yapınız. CCD kamera kullanılmayan klasik versiyonda, halkaların yarıçapları aşağıdaki yolla belirlenir.

Skala „0“ slashı (The slash of the scale „0“) halka ile çakışana kadar halka deseni içinden çap boyunca yatay olarak kaydırılır örneğin sola doğru dördüncü halka ile. Sarmal akımı 4 A olacak biçimde manyetik alan ayarlanır ve halkaların ayrılmalrı gözlenir. Analizör dik pozisyonda yerleştirilir böylece sadece iki s-çizgisi görülür. „0“ slashı iki halkanın dışındakiyle en iyi çakışacak durumda ayarlanır, into which the fourth ring has split.

Kaydırma ağzının soketindeki ilk okuma alınır. Daha sonra „0“ slashı tüm halkalar boyuncasoldan sağa hareket ettirilir. Sağa doğru olan halkanın en dış halkasıyla „0“ slashın çakıştığıan son okuma alınır. Son okumadan ilk okuma çıkarılıp kiye bölündüğünde yarıçap $r_{4,b}$ elde edilir. Benzer şekilde önceki okumalar için değerlendirmeler yapılarak

$$I = 4[A] : r_{4,b} ; r_{4,a} ; r_{3,b} ; r_{3,a} ; r_{2,b} ; r_{2,a} ; r_{1,b} ; r_{1,a}$$

yarıçapları belirlenir. Farklı sarmal akımları için örneğin 5 A, 6 A, 8 A ve 10 A aynı işlemler tekrarlanarak daha fazla yarıçap seti alınabilir (Further sets of radii). Kaydırma ağızı kullanılarak, mm' nin 1/100' ü doğrulukla mm biriminde tüm okumalar yapılır. Hâlâ boyutlar önemli değildir çünkü değerlendirmeler yapıldığında denklem 10' dan dolayı boyutlar iptal olur. Klasik yola veya yazılım ve CCD kamera ile ölçülüp ölçülmediklerine bakılmaksızın ölçülen her yarıçap seti için aşağıdaki tablo yapılabilir.



Şekil 8. Girişim halkalarının yarıçaplarını ölçmek için kullanılan yazılımın ekran görüntüsü.

Bileşen	Halka numarası			
	1	2	3	4
a	$r_{1,a}^2 \Delta_a^{2,1}$	$r_{2,a}^2 \Delta_a^{3,2}$	$r_{3,a}^2 \Delta_a^{4,3}$	$r_{4,a}^2$
	$\delta_{a,b}^1$	$\delta_{a,b}^2$	$\delta_{a,b}^3$	$\delta_{a,b}^4$
b	$r_{1,b}^2 \Delta_b^{2,1}$	$r_{2,b}^2 \Delta_b^{3,2}$	$r_{3,b}^2 \Delta_b^{4,3}$	$r_{4,b}^2$

% ortalama değerleri ve E aşağıdaki yolla hesaplanır:

$$\Delta = \frac{1}{4} \sum_{p=1}^2 (\Delta_a^{2p,2p-1} + \Delta_b^{2p,2p-1})$$

$$\delta = \frac{1}{4} \sum_{p=1}^4 \delta_{a,b}^p$$

Girişimetre mesafesi $t = 3 \times 10^{-3}$ [m] ‘dir. İki s-çizgisinin dalga sayılarının farkının sırasıyla manyetik akı yoğunluğu ve sarmal akımın fonksiyonu olarak hesaplanmasında denklem 10 kullanıldı. Aşağıdaki tablo sonuçları özetler:

I [A]	B [mT]	$\Delta\bar{\nu}$ [m ⁻¹]
4	417	43.0
5	527	52.2
6	638	59.0
8	810	75.4
10	911	83.6

2. T-çizgilerinin birinin dalga sayılarındaki fark merkez çizgilerine göre $\Delta\bar{\nu}/2$ dir. Işıma elektronları için bu, enerjideki değişimi verir.

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_{L,M_L} - E_{L-1,M_L-1} \\ &= hc \frac{\Delta\bar{\nu}}{2} \end{aligned} \quad (11)$$

Diğer bir yönden ΔE enerjideki değişim manyetik akı yoğunluğuyla (B) orantılıdır. ΔE ile B arasındaki orantısal faktör μ_B Bohr magnetonudur.

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

(11) ve (12) denklemleri birleştirilirse μ_B için;

$$\mu_B = hc \left(\frac{\Delta\bar{\nu}}{2B} \right) \quad (13)$$

elde edilir. Şekil-9’ da $\Delta\bar{\nu}/2$ nin manyetik akı yoğunluğuna (B) göre grafiği çizilmiştir. Regresyo çizgisinden ortalama değer ve standart sapma belirlenir.

$$\frac{\Delta\bar{\nu}}{2B}$$

Bundan dolayı;

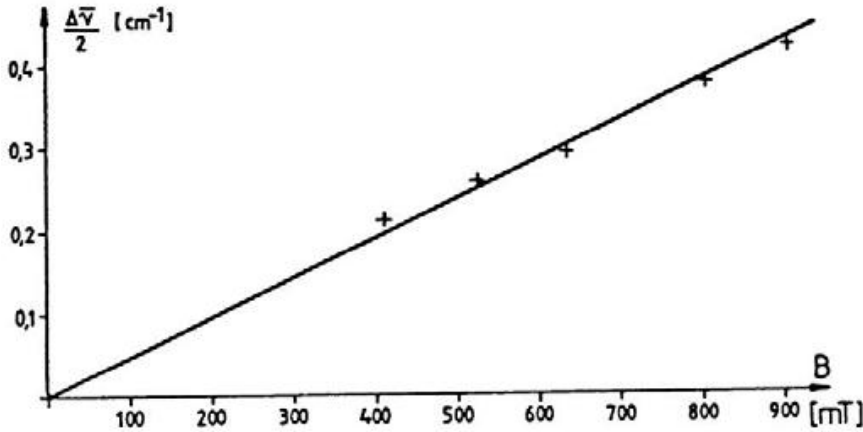
$$\mu_B = hc\left(\frac{\Delta\bar{\nu}}{2B}\right) \\ = (9.06 \pm 0.46)10^{-24} \frac{\text{Joule}}{\text{Tesla}}$$

Bohr magnetonu için literatür değeri

$$\mu_{B,\text{Lit.}} = (9.273)10^{-24} \frac{\text{Joule}}{\text{Tesla}} \text{ dır.}$$

3. Boyuna Zeeman etkisini gözlemek için elektromagnet 90° döndürülür. Analizör konumu her ne olursa olsun, manyetik alan (sarmal akımı 8 A önerilir) bulunması durumunda halkaların her biri her zaman ikiye ayrılır.

$\lambda/4$ -plakası genellikle çizgisel ışığı eliptik kutuplu ışığa dönüştürmek için kullanılır. Bu deneyde, $\lambda/4$ -plakası ters amaçla kullanılacaktır. $\lambda/4$ -plakası, L_2 ile analizör arasına yerleştirildiğinde, boyuna Zeeman etkisinin ışığı araştırılır. $\lambda/4$ -plakasının optik ekseninin dikeyle çakışması durumunda eğer analizör dikeyle $+45^\circ$ lik açı yaparsa bir halka yok olur, eğer -45° lik açı yaparsa diğer halka yok olur. Bu, boyuna Zeeman etkisinin ışığının dairesel olarak kutuplanması demektir (zıt yönde).



Şekil 9: Akı yoğunluğunun (B) fonksiyonu olarak $\lambda = 643.8$ nm spektral çizgisinin Zeeman ayrılması

Uyarılar

- Deneyin yapılışına başlamadan önce laboratuvar sorumlusunun deney düzeneğini kısaca tanıtmalarını bekleyiz!
- Deneydeki ölçümlerin tamamlanması için öngörülen süre yaklaşık 60 dakikadır. Geriye kalan süre; ölçüm sonuçlarına ilişkin hesapların yapılması, Deney Raporu’ nun kurallara uygun bir biçimde hazırlanması, elde edilen sonuçların

tartışılması ve Soruların cevaplandırılması için yeterlidir;

· Deney grubundaki her bir öğrenci deneydeki ölçümlerin alınışından sorumludur;

Çizelge 3.3

$V_H (Volt)$									
$I (A)$									
$B (T)$									
$B^2 (T^2)$									

Çizelge 3.4

$I (A)$								
$B (mT)$								

EK-A

DENEY RAPORU YAZIM KURALLARI

Deney raporları, öğrencinin yapmış olduğu deneyi anlayıp anlamadığını ölçmede olduğu kadar deney hakkında bilinmesi gereken temel kavram ve bilgileri de içerdğinden önemli bir temel kaynak olacak nitelikteki belgelerdir. Bu sebeple, yazılan raporların tertipli, düzenli olması kadar içeriğinin dolgun ve tatmin edici doğru bilgilerle de dolu olması sonraları açıp okunduklarında faydalı bir kaynak olabilmeleri açısından son derece önemlidir. Bundan dolaydır ki deney raporları hafife alınmamalı, yazılırken gereken hassasiyetin, titizliğin ve önemin verilmesi gereklidir.

Deney raporu yazılırken, rapordaki bilgilerin tam ve eksiksiz olmasına; eksik veya yanlış ya da fazla veya tekrar bilgilerin yer almamasına; Türkçe imlâ kurallarına uyulmasına ve kurulan cümlelerde geniş zaman edilgen yüklemlerin kullanılmasına azamî derecede dikkat edilmelidir. Aşağıda bir deney raporu için örnek olarak genel bir şablon verilmiştir.

KAPAK SAYFASI

DENEY NO :

DENEYİN ADI :

DENEY TARİHİ :

ÖĞRENCİNİN

ADI SOYADI :

NUMARASI :

1. DENEYİN AMACI:

Bu başlık altına kısa, sade ve net bir biçimde deneyin amacı yazılır.

2. DENEYİN ANLAM VE ÖNEMİ:

Bu bölümde deneyin anlam ve önemi üzerinde durulur, Fizikteki kullanım amaçlarından, faydalarından ve diğer gerekli temel bilgilerden bahsedilir. Bu bölüme yazılanlar konunun temelini teşkil etmeli, fazla, gereksiz ve tekrar bilgilerden kaçınılmalı, sade ve net bir şekilde yazılmalıdır. Bu bölüme deney hakkında bilinmesi gereken temel bilgiler de yazılabilir.

3. DENEY:

3.1 Kullanılan araç ve gereçler

Deneyde kullanılan aletlerin isimleri yazılır.

Deney düzeneği şeması çizilir.

4. DENEYİN YAPILIŞI:

Bu bölümde deneyin yapılışı anlatılır. Yapılan her bir deneyin bir standart yapılış şekli ile genel bir anlatım ve yazım şekli vardır. Bunlar deney esnasında deney sorumluları tarafından öğrenciye anlatılmaktadır. Gerekirse literatürden araştırma yapılabilir. Deney esnasında anlatılan genel deney yapılış şekli bu bölüme yazılır. Genel yapılış şekli anlatıldıktan sonra yapılmış olan deneye ait yapılış bilgileri verilir.

5. HESAPLAMALAR:

Bu bölüme gerekirse deney esnasında yapılan, yapılmasına ihtiyaç duyulan hesaplamalar ve grafikler verilerek açıklamalarda bulunulur. Ayrıca deney sonundaki sorular cevaplanmalıdır.

6. DEĞERLENDİRME VE YORUM:

Bu bölüm öğrencinin yapmış olduğu deneyi anlama ve özümsemesini ölçtüğü için oldukça önemlidir. Deney sonucunda elde edilen verilerin değerlendirilmesi de bu bölümde yapılır. Öğrenci yapılan deneyi ve çıkan sonuçları kendi gözüyle değerlendirir. Sebep-sonuç açıklamasında bulunur. Deney yapılırken kafalarda oluşan soruların cevapları aranır ve yazılır.

