

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ

Fen Edebiyat Fakültesi

Fizik Bölümü



2018-2019 GÜZ YARIYILI

ATOM VE MOLEKÜL FİZİĞİ

LABORATUVAR FÖYÜ

2018

İÇİNDEKİLER

- A1. Elektron Kırınımı
- A2. Elektronun e/m Özgöl Yükünün Belirlenmesi
- A3. Heisenberg Belirsizlik İlkesi
- A4. Hall Olayı
- A5. Fotoelektrik Olay
- A6. Franck-Hertz

A1: ELEKTRON KIRINIMI

Deneyin Amacı:

1. Maddesel parçacık olan elektronların dalga özelliğinin gözlemlenmesi.
2. Kırınım deseninden faydalanarak grafitin (karbon kristalinin) düzlemleri arasındaki mesafesinin hesaplanması.

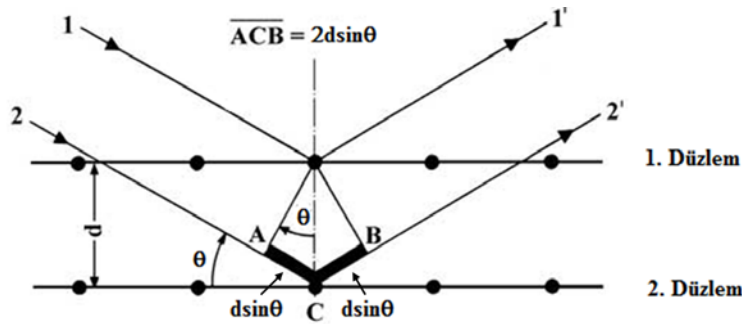
Çalışma Konuları: Bragg yansıması, Debye-Scherrer metodu, Davidson-Germer deneyi, de-Broglie eşitliği, madde dalgası, grafitin kristal yapısı.

TEORİK BİLGİ:

BRAGG YASASI

Bir şeyin dalga olduğunu göstermek ve dalgaboyunu ölçmek için en kestirme yol, onu bir kırınım ağından geçirip oluşan saçakları gözlemektir. İyi bir kırınım ağında çizgiler arası uzaklık dalgaboyuyla aynı mertebede olmalıdır. Örneğin, görünür ışık için çizgiler arası uzaklık 1000 nm civarında olmalı iken X-ışınlarında kullanılacak kırınım ağında bu uzaklık 0,1 nm civarında olmalıdır. Lakin bu, deneysel olarak kolay yapılacak bir iş değildir. 1912 yılında von-Laue şöyle bir düşünce geliştirmiştir: bir kristalde atomlar düzenli konumlarda sıralandığı ve düzlemler arası uzaklık 0,1 nm civarı olduğuna göre, böyle bir kristal X-ışınları için üç boyutlu bir kırınım ağı olarak kullanılabilir.

Bir kristal, her biri elektromanyetik dalgaları saçabilen, düzenli atom dizilimlerinden oluşur. Saçılma süreci, atomların gelen düzlem dalgaları soğurup, aynı frekansta küresel dalgalar halinde tekrar salmasından ibarettir. Kristalin üzerine düşen, tek dalgaboylu bir X-ışını huzmesi, kristal içinde her yönde saçılacaktır. Atomların kristal içinde düzenli bir dizilime sahip olmalarından dolayı, saçılan dalgalar bazı yönlerde yapıcı, bazı yönlerde ise yıkıcı girişime uğrayacaklardır.



Şekil 1. X-ışınının kristal atomlarından saçılması.

Kristal atomlarınca saçılmaya uğratılan ışınının, yapıcı girişime uğraması için sağlaması gereken şartlar Şekil 1'deki diyagramdan anlaşılabilir. λ dalgaboylu X-ışınlarını içeren bir huzme bir kristalin üstüne, düzlemler arası uzaklığı d olan bir Bragg düzlemler ailesi ile θ açısı yapacak şekilde

düşmektedir. X-ışınları, ilk düzlemde bir atomdan ikinci düzlemde bir başka atomdan geçer ve her iki atom dalgaları rastgele yönlerde saçılmaya uğratırlar. Bu iki ışın arasındaki yol farkı ($2d\sin\theta$), X-ışınının dalgaboyunun tam katlarına eşit olursa yapıcı girişim olur. Bu eşitliğe Bragg yasası denir ve şu şekilde ifade edilir:

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

Bu teknik x-ışınlarının tanımlanmasında önemli olduğu kadar, günümüzde de kristal yapıların incelenmesinde önemli bir yer tutmaktadır. Bragg yasası birçok amaç için kullanılabilir. Bazı basit kristal yapıları için, kristal yoğunluğu ve atom ağırlığı kullanılarak, d düzlem aralığı hesaplanabilir. Düzlem aralığı bilinen bir kristal üzerine monokromatik (tek dalgaboylu) X-ışınları gönderildiğinde, kırınım saçakları incelenerek λ (dalgaboyu) tayin edilebilir. Eğer X-ışını dalgaboyu sürekli bir dağılım gösteriyor ise, farklı dalga boyları farklı doğrultularda maksimum verecektir; bu durumda kristal yardımıyla, X-ışınında hangi dalga boylarının hangi şiddetlerde bulunduğu araştırılabilir.

MADDE DALGASI

1913 yılında Bohr atom modeli geliştirildi. Daha sonraki 10 yıl içinde bu modelin Hidrojen atomunu açıklamaktaki başarısının nedenini anlamak ve çok elektronlu atomlara genellemek için çalışmalar yapıldı, fakat bir sonuç elde edilemedi. 1923 yılında Fransız doktora öğrencisi de Broglie, Bohr modeline yeni bir bakış açısı ileri sürdü. Bu düşünce daha sonra modern kuantum mekaniğinin kurulmasında önemli bir adım oluşturdu.

de Broglie ışığın, hem dalga hem de madde özelliği göstermesini, doğanın simetrik olacağını ümit ederek, maddenin de bu ikili karakteri göstermesi gerektiğini ileri sürdü. O yıllarda maddenin dalga özelliği gözlenmiş değildi. Ancak de Broglie bu varsayımla Bohr yörüngelerinin hidrojen atomu içinde kararlı dalgalar olarak açıklanabileceğini ifade etti. Bir süre daha yapısı anlaşılamayan bu dalgalara *madde dalgaları* adı verildi.

Fotonların hem dalga hem de parçacık özelliği gösterdiğini biliyoruz. Bu iki özellik

$$E = h\nu \quad \text{ve} \quad \lambda = \frac{h}{p} \quad (2)$$

denklemleriyle ifade edilmektedir. De Broglie elektron gibi maddesel parçacıkların da bu madde-dalga ikili özelliğini gösterebileceğini öne sürdü. Bu *madde dalgalarının* nasıl bir şey olduğunu bilmiyordu ama bunların da ışık dalgaları gibi (2) bağıntılarına uyması gerektiğini öne sürdü. Bu nedenle madde dalgalarına uygulandığı şekliyle (2) denklemlerine *de-Broglie bağıntıları* adı verilmiştir.

de Broglie'nin önerdiği gibi, elektron ve diğer parçacıklar da dalga özelliği gösteriyorlarsa, neden bu özelliğin o zamana kadar gözlenmediği sorusu akla gelebilir. Bunun nedeni madde dalgalarının çok küçük dalgaboyuna sahip olmasıdır. Gözlenebilecek bir girişim deneyinde yarıklar arası uzaklık dalgaboyuyla aynı mertebede olmalıdır.

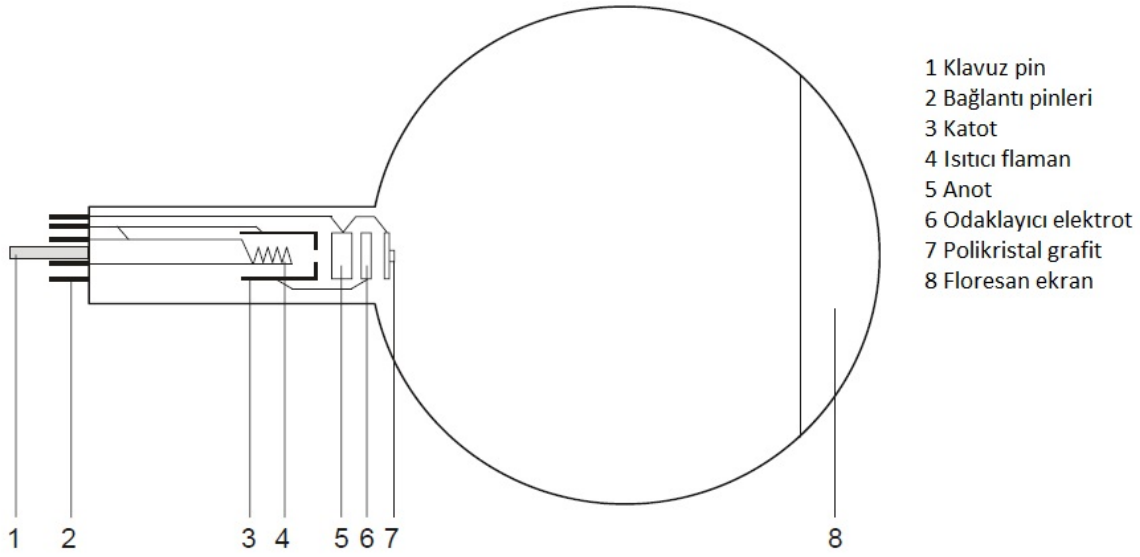
Örneğin 100-1000 eV enerjili elektronların dalga boyları X-ışını bölgesindedir. de Broglie, kristal yapıyı incelemekte kullanılan X-ışınları yerine elektron demetleriyle deney yapılırsa dalga kırınımının gözlemlenebileceğini ileri sürdü. Ancak, kinetik enerjisi birkaç yüz eV olan bir elektron demeti için, elektron tüpünde çok iyi bir hava boşluğu (vakum) olması gerekir. Yeterli hava boşluğu oluşmadığında, elektronlar, tüpteki gaz molekülleri ile çarpışarak saçılırlar. Bu sebepten ötürü elektron kırınımı deneyleri başarısız olmuştur. 1927 yılında Amerikalı fizikçiler Davisson ve Germer elektron dalgaları kırınımının deneysel kanıtını yayınladılar. Davisson ve Germer nikel kristali üzerine 54 eV enerjili elektron demeti gönderdiler. Saçılan elektronların açısal dağılımını incelediklerinde, dalga boyu $\lambda = h/p$ bağıntısıyla verilen bir dalganın kırınımıyla uyumlu maksimum ve minimumlar gözlediler. Aynı yıl G. P. Thomson (elektronu bulan J. J. Thomson'un oğlu) ince metal yapraklardan geçen elektronların kırınım gösterdiğini gözledi (Davisson ve Germer 1937 Nobel ödülünü G. P. Thomson ile paylaşmıştır). Bu deneyler, elektron dalgalarının varlığını ve de Broglie bağıntısının doğruluğunu ispatlamış oldu. Birkaç yıl içinde diğer parçacıkların (hidrojen atomu, helyum atomu ve nötronlar) kırınımı da gözlemlendi. Böylece de Broglie bağıntısının diğer parçacıklara da uygun olduğu kanıtlanmış oldu.

Bugün tüm parçacıkların de Broglie bağıntılarıyla belirlenen dalga boyu ve frekansta dalga özelliklerine sahip olduklarını kabul ediyoruz. Elektronların kısa dalga boyuna sahip olması elektron mikroskobunun var oluşuna neden olmuştur. Görünür ışık kullanan ve cam merceklerle odaklanan mikroskoplar 10^{-6} m den daha küçük cisimleri ayırt edemez. Elektronların dalga boyları görünür ışığa kıyasla binlerce kez daha küçük olduğundan elektron mikroskobunda 10^{-10} m den daha küçük cisimler gözlemlenebilir.

100 eV kadar enerjili elektronların dalga boyu, aynı enerjiye sahip X-ışınlarından daha küçük olduğundan, katı yüzeylerin incelenmesinde kullanılırlar. Enerjileri birkaç yüz eV olan nötronlarla da çalışılabileceği anlaşılmıştır. Elektronlara göre çok daha ağır olan nötronların bu düşük enerjilerdeki dalga boyu X-ışınlarının dalga boyu mertebesinde. Nötron kırınımının da katı yapıların incelenmesinde kullanılmasının avantajı şudur: nötronlar hidrojenden kuvvetli saçılırlar, çünkü protonun çekirdek kuvveti ile doğrudan etkileşirler. X-ışınları ve elektronlar, sadece elektrik yüküyle etkileştiklerinden, yükü az olan (bir elektron ve bir proton) hidrojenden zayıf olarak saçılırlar. Bu nedenle, nötron saçılımı hidrojen atomu içeren kristal yapıların incelenmesinde en etkin yoldur.

ELEKTRON KIRINIM TÜPÜ

Yüzeyinin bir bölümü floresan ekran ile kaplanmış ve havası boşaltılmış bir cam tüp içinde elektronları yayınlayan bir tabancadan ve elektronları hızlandırmak için kullanılan elektrotlardan oluşan sisteme elektron kırınım tüpü denilmektedir. Şekil 2'de deney setimizde bulunan elektron kırınım tüpünün şeması verilmiştir. Elektron tabancasının önünde, nikel tabaka üzerine buharlaştırma yolu ile oluşturulan ince bir karbon tabakası bulunmaktadır. Bu karbon hedef üzerine gelen elektronlar, karbon atomları arasındaki $d_1=0,213$ nm ve $d_2=0,123$ nm mesafelerden dolayı iki kırınım çemberi oluştururlar.



Şekil 2. Deney düzeneğindeki elektron kırınım tüpü şeması.

Isıtılmış flamandan yayınlanan elektronların U potansiyel farkı altında hızlandırıldıklarında kazanacakları kinetik enerji ve momentumları;

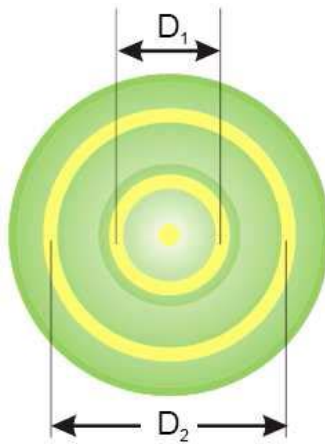
$$E_K = eU$$

$$\frac{p^2}{2m_e} = eU \Rightarrow p = \sqrt{2m_e eU} \quad (3)$$

ile ifade edilir. Bu momentuma sahip elektronların de Broglie dalgaboyu (1) denkleminde

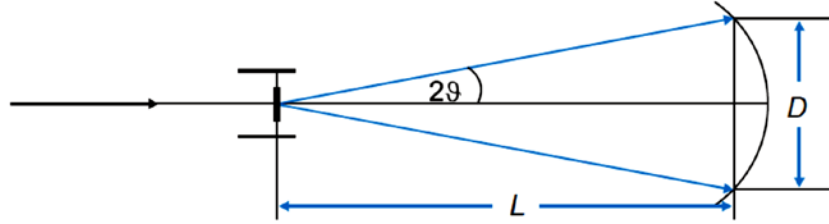
$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}} \quad (4)$$

elde edilir.



Şekil 3. Elektron kırınım deseni.

U potansiyel farkı altında hızlandırılmış elektronların Şekil 1'deki gibi düzlemleri arasında d mesafesi olan bir kristalde kırınımına uğradığını düşünelim. Kristalden L kadar uzakta bir ekran bulunsun. Hızlandırma geriliminin küçük değerleri için ekranda bir kırınım deseni gözlenmez. Floresan ekranda sadece noktasal bir iz oluşur. Hızlandırma gerilimi arttırıldığında yani elektronun dalgaboyu, kristalin örgü düzlemleri arasındaki mesafe ile kıyaslanabilecek bir küçüklüğe ulaştığında kırınım gözlenmeye başlar. Hızlandırma gerilimini daha da arttırdığımızda (elektronun dalgaboyu daha da küçüldüğünde) ekranda oluşan kırınım deseni iyice belirginleşir (Şekil 3).



Şekil 4. Debye-Scherrer kırınımının şematik gösterimi.

Kristal üzerine gelen elektron dalgaları, elektronların geliş doğrultusu ile 2θ lık bir açı yapacak şekilde saçılırlar. Sistem, elektron demetinin geliş doğrultusuna göre simetrik olacağından, her bir kristal düzlemde kırınımına uğrayan elektronların yapıcı girişimleri koniksel bir kabuk oluşturur. Şekil 4'te L ekran mesafesini ve D ise kırınım deseninin çapını ifade etmektedir. Bu durumda;

$$\tan(2\theta) = \frac{D}{2L} \quad (5)$$

ifadesini yazabiliriz. Küçük açı yaklaşımı kullanılarak (5) eşitliği;

$$\begin{aligned} \tan(2\theta) &\approx \sin(2\theta) \approx 2\theta = \frac{D}{2L} \\ \theta &= \frac{D}{4L} \end{aligned} \quad (6)$$

halini alır. Kırınımın maksimum derecesi olarak $n=1$ dikkate alınırsa, de Broglie dalgaboyu;

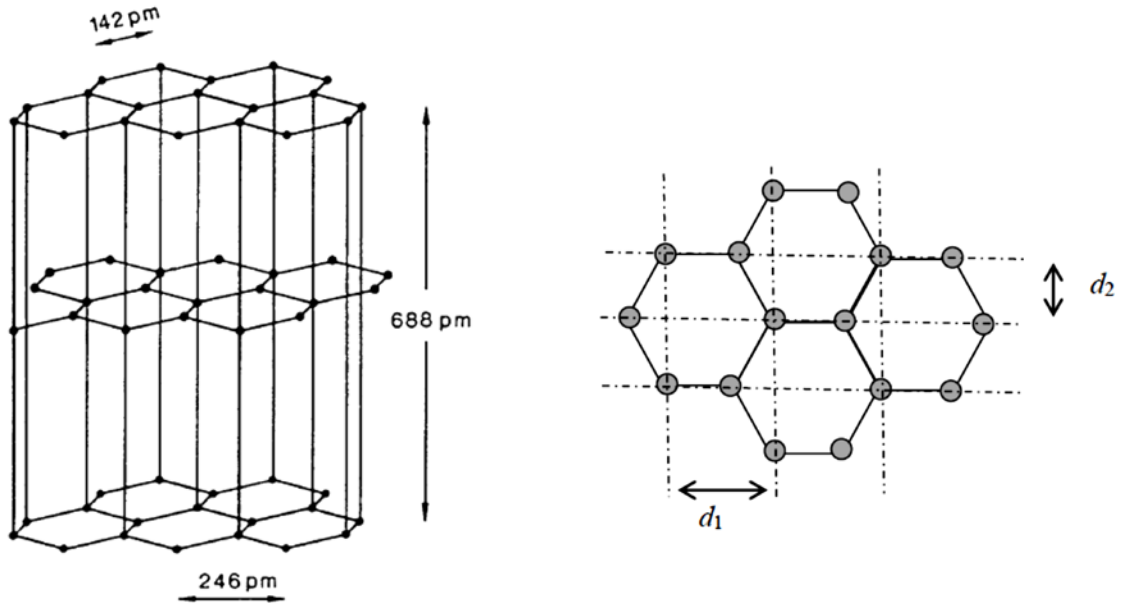
$$\begin{aligned} 2d \sin \theta &= \lambda \\ 2d \left(\frac{D}{4L} \right) &= \lambda \\ \lambda &= d \frac{D}{2L} \end{aligned} \quad (7)$$

olarak elde edilir. (4) ve (7) bağıntıları yardımıyla, kırınım deseni ile hızlandırma gerilimi arasındaki ilişki

$$D = \frac{2Lh}{d\sqrt{2m_e eU}} \quad (8)$$

bağıntısı ile elde edilir.

Deney sistemimizde kullanılacak olan karbon kristalini ele alalım. Elmas ve grafit karbonun allotroplarıdır. Elmasta her karbon atomu, dört başka karbon atomuna bağlanarak üç boyutlu katı bir yapı oluşturur; grafitte ise karbon atomları, üst üste yığılmış geniş, yassı levhalar oluşturacak biçimde, iki boyutlu düzlemde birbirlerine bağlanmıştır. Yani Şekil 5'te de görüldüğü gibi grafit, düzgün altıgenlerin her bir köşesine bir karbon atomunun yerleşmesiyle oluşmuş bir polikristaldir.



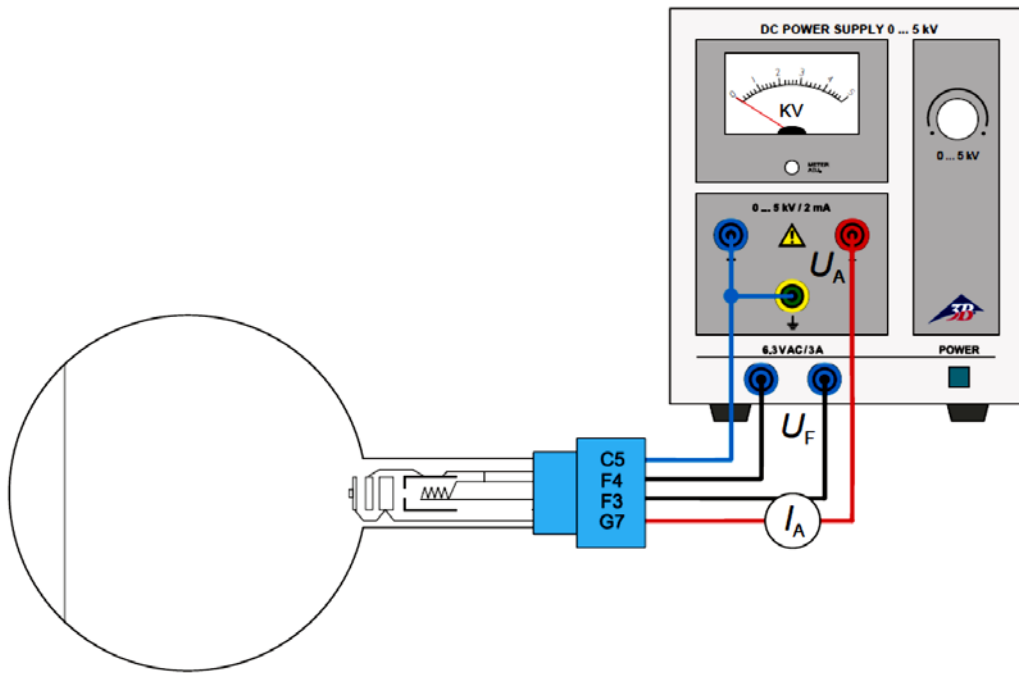
Şekil 5. Grafitin kristal yapısı.

Grafit kristalinin iki farklı kristal düzlem mesafesine sahip olması nedeniyle, gelen demetindeki elektronların bazıları kristalin ilk düzleminden, bazıları ise ikinci düzleminden Bragg kırınımına uğrayacaktır. Sonuç olarak, ekranda D_1 ve D_2 çaplı iki halka gözlenecektir. (8) denkleminde D_1 ve D_2 çapları için

$$D_1 = \frac{2Lh}{d_1\sqrt{2m_e eU}} \quad D_2 = \frac{2Lh}{d_2\sqrt{2m_e eU}} \quad (9)$$

eşitlikleri elde edilir.

DENEY



Şekil 6. Deney Düzenneği

1. Şekil 6'da verilen deney düzeneğini kurunuz. Gerilim değeri 0 V da olduğundan emin olduktan sonra güç kaynağını açınız.
2. Katodun termal dengeye gelmesi için yaklaşık bir dakika bekleyiniz. Güç kaynağından elektrotlara uygulanan gerilimi yavaş yavaş arttırarak 4kV değerine getiriniz.
3. Şekil 3'te görüldüğü gibi, floresan ekran üzerinde, grafit kristal düzlemlerindeki atomlardan Bragg saçılması sonucu meydana gelen iç içe iki aydınlık halkalar şeklinde bir kırınım deseni oluştuğunu gözleyiniz. Bu iki aydınlık halkanın çaplarını kumpas yardımıyla ölçünüz ve Tablo 1'e işleyiniz.

Önemli Uyarı: Ekran üzerindeki halkanın çap ölçümü esnasında elektron kırımım tüpüne temas etmeyiniz. Sivri uçlu cisimleri tüpe değdirmeyiniz.

4. Uygulanan voltajı değiştirerek, farklı çaplarda halkalar elde ediniz. Elde edilen bu halka çaplarını da Tablo 1'e işleyiniz.
5. Ölçümler tamamlandıktan sonra güç kaynağı ile uygulanan gerilimi **yavaş yavaş azaltarak sıfırlayınız** ve güç kaynağını kapatınız.
6. (9) eşitliklerini kullanarak, D_1 ve D_2 değerlerine karşılık gelen grafitin düzlemleri arasındaki d_1 ve d_2 mesafelerini elde ediniz.

Tablo 1

U (kV)	$U^{-1/2}$	D_1 (m)	D_2 (m)	d_1 (m)	d_2 (m)

7. Çap değerleri (D_1 ve D_2) ve düzlemlerarası mesafeleri (d_1 ve d_2) değerlerini (7) denkleminde kullanarak elektronların dalgaboylarını hesaplayıp Tablo 2 ve Tablo 3'e işleyiniz.
8. Uygulanan gerilim ile hızlandırılmış elektronların dalgaboyunu veren (4) eşitliği ile elektronların dalgaboylarını ($\lambda_{1teorik}$ ve $\lambda_{2teorik}$) teorik açıdan hesaplayınız. Sonuçları Tablo 2 ve Tablo 3'e işleyiniz. Elde ettiğiniz teorik ve deneysel sonuçları karşılaştırınız ve de Broglie eşitliğinin doğruluğunu sınavınız.

Tablo2

U (kV)	D_1 (m)	λ_1 (nm)	$\lambda_{1teorik}$ (nm)

Tablo3

U (kV)	D_2 (m)	λ_2 (nm)	$\lambda_{2teorik}$ (nm)

9. Tablo 1'deki ölçüm değerlerinden D_1 ve D_2 nin $U^{-1/2}$ değişiminin grafiğini çiziniz. Grafiklerin eğimlerinden faydalanarak (9) nolu denklemlerden düzlemlerarası mesafeleri (d_1 ve d_2) deneysel olarak hesaplayınız ve teorik değerleri ile kıyaslayınız.

SORULAR

1. Elektronun dalga veya parçacık olduğu durumları örnek vererek açıklayınız.
2. Uygulanan gerilim belli bir eşik değerini aştıktan sonra kırınım olayı gözlenmektedir. Nedenini, de Broglie dalga değerini de düşünerek açıklayınız.
3. Floresan ekranda parlak halkaların dışında oluşan flu bölgelerin sebebinin açıklayınız.

A2: ELEKTRONUN e/m ÖZGÜL YÜKÜNÜN BELİRLENMESİ

Deneyin Amacı: Farklı elektrik potansiyelleri altında hızlandırılan katot ışınlarının düzgün manyetik alan içindeki hareketlerinin incelenmesi, katot ışınlarının yük/kütle oranının hesaplanması, yük/kütle oranına göre katot ışınlarının, elektrik yükü taşıyan atom altı parçacıklardan oluştuğunun anlaşılması amaçlanmaktadır.

Çalışma Konuları: Lorentz kuvveti, yüklü parçacığın elektrik ve manyetik alandaki hareketi, katot ışını, Biot-Savart yasası.

TEORİK BİLGİ

Katot ışınları olarak bilinen ışınlar, havası boşaltıldıktan sonra düşük basınçlı gaz (helyum, hidrojen, karbondioksit,...) ile doldurulmuş bir cam tüp içine yerleştirilmiş iki elektrot arasına yeterince büyük bir potansiyel farkı uygulandığında oluşan şimşek benzeri parıltılar şeklinde ilk olarak 19.y.y'ın başlarında gözlemlenmiştir. Gaz atomlarının bir kısmının iyonlaşarak bir elektrik boşalması oluşturması ile gerçekleşen bu olayların, negatif yüklü elektrot olan katottan kopan yüklü parçacıklardan kaynaklandığı belirlenmiş ve bu ışınlar katot ışınları olarak adlandırılmıştır. Uygun basınçlarda bu katot ışınları (elektron demeti) gaz dolu bir cam tüp içerisinde bir ışıma olarak ya da floresan ekran ile kaplı bir cam tüp içerisinde çarptıkları floresan duvarın üzerinde yeşil bir parlaklık olarak gözlemlenebilir. Bu ışınlar, J. J. Thomson tarafından aslında negatif yüklü parçacıklardan oluştuğunun gösterilmesinden önce katot ışınları olarak adlandırılan ışınlardır. W. Crookes ve P. Lenard tarafından 19. yüzyılın sonlarında katot ışınlarının düz doğrular halinde yayıldıklarını, hafif bir çarkı harekete geçirecek kadar momentum taşıdıklarını ayrıca manyetik alanda saptıklarını ve sapma yönlerinin negatif parçacıklar ile aynı olduğunu göstermişlerdir. 1895'de J. Perrin bir elektrometre üzerinde yükü biriktirerek bu ışınların negatif yük taşıdıklarını ispat etmiştir. J. J. Thomson bu ışınların boşalma tüpünün katodunda bulunan her biri m kütleli ve $-e$ yüklü parçacıkların akımından oluştuğu hipotezini ileri sürmüştür. J. J. Thomson elektrik ve manyetik alanları birlikte uygulayarak, özgül yükün bugünkü $1.76 \cdot 10^{11}$ C/kg olarak bilinen değerinden biraz daha küçük bir değer bulmuştur. Thomson deneyinde katot ışınlarının yük bölü kütle miktarının bilinen en küçük atom olan hidrojen atomunun yük bölü kütle oranından 2000 kat daha büyük olduğunu ortaya çıkarmıştır. Daha sonraları bu parçacıklara ilk defa İrlandalı G. J. Stoney tarafından, bir atom iyon haline gelirken kaybolan elektrik birimini ifade etmek için elektrik atomu anlamına gelen "elektron" adı verilmiştir.

YÜKLÜ BİR PARÇACIĞIN DÜZGÜN BİR ELEKTROMANYETİK ALANDAKİ HAREKETİ

Basıncı 10^{-2} Torr'a düşürülmüş tüpte, ısıtılmış katottan çıkan elektron demeti, uygulanan bir elektriksel alan aracılığı ile hızlandırılır ise, V_A anot hızlandırıcı gerilimi ile hızlanan q yüklü parçacıkların elektriksel enerjisinin tümü enerjinin korunumu yasasına göre kinetik enerjiye dönüşmektedir.

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

Burada m parçacığın kütlesi, q elektrik yükü, v hızı, V_A ise anot gerilimidir. “ v ” hızı ile hareket eden elektrik yükü q olan bir parçacık, elektrik alanı E ve manyetik alanı B ile verilen düzgün bir elektromanyetik alanda hareket ettiğinde bu parçacığa etki eden kuvvet Lorentz kuvveti olarak ifade edilmektedir.

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2)$$

Bir B manyetik alanı içerisine bırakılan elektron demetinin yörüngesi Lorentz kuvvetinin etkisine göre doğrusallıktan sapmaktadır ve manyetik alan değeri arttırıldıkça elektron demetinin yörüngesi giderek bükülmektedir. Yeterince büyük bir manyetik alan uygulandığında, manyetik alan elektron demeti doğrultusuna dik ise yörünge dairesel olmaktadır. Manyetik alan ile hız vektörleri tam olarak dik değil ise yörünge helis biçiminde olmaktadır. Deneyde r yarıçaplı dairesel bir yörünge oluşturulur ise elektron demetinin v hızı ile dairesel bir yörüngede hareket edebilmesi için manyetik kuvvetin merkezci kuvvete eşit olduğu bilinmektedir.

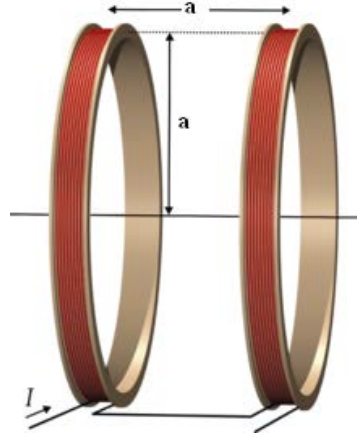
$$qvB = m \frac{v^2}{r} \quad (3)$$

(1) Ve (3) bağıntıları birleştirildiğinde, katot ışınlarının yük bölü kütle oranı elde edilmektedir. Bu bağıntıya göre parçacığın özgül yükü, sabit r yarıçaplı dairesel bir yörünge için hızlandırıcı gerilimin manyetik alana göre değişimi ile belirlenmektedir.

$$\frac{q}{m} = \frac{2V_A}{B^2 r^2} \quad (4)$$

HELMHOLTZ BOBİNLERİ

Sınırlı bir bölgede düzgün bir manyetik alana gereksinim duyulduğunda Helmholtz bobinleri adı verilen bir sistem kullanılmaktadır. Bu sistem, yarıçapları a ve birbirine paralel düzlemleri arası uzaklık da a olan iki bobinden oluşmaktadır.



Şekil 1: Helmholtz bobinleri

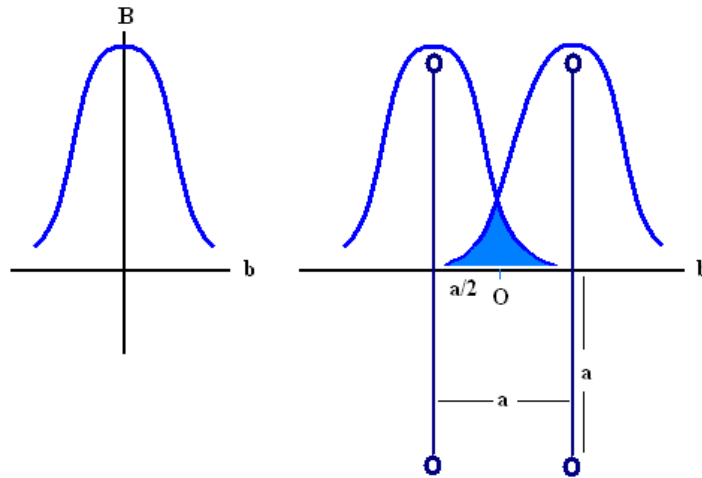
Dairesel bir iletkenin simetri eksenindeki bir noktada manyetik alan değeri Ampere yasası ile verilmektedir.

$$B = \mu_0 \frac{IR^2}{\sqrt{R^2 + x^2}} \quad (5)$$

N sarımlı ve a yarıçaplı dairesel bir iletken olan bobinin simetri eksenindeki ve bobin merkezinden b uzaklıktaki manyetik alan şiddeti bobinin eksen boyunca (6) bağıntısına göre hızla azalmaktadır.

$$B = \frac{\mu_0}{2} \frac{NIa^2}{\sqrt{a^2 + b^2}} \quad (6)$$

Şekil 2'den de görüldüğü gibi manyetik alan bobinin merkezi yakınında çok küçük uzaklıklar için düzgün kabul edilmektedir.



Şekil 2: Bir bobinin manyetik alanı ve Helmholtz bobinlerinin manyetik alanı

Şekil 2'den görüldüğü gibi Helmholtz bobinlerinin tam ortasındaki taralı bölgede geniş düzgün bir alan oluşmaktadır. Bu nedenle N sarımlı tek bir bobin yerine N sarımlı Helmholtz bobinleri kullanılarak bunlarla O merkezi yakınında belli bir uzaklık boyunca düzgün bir manyetik alan elde edilmektedir. O noktasından itibaren iki bobinin oluşturduğu manyetik alan değeri, $b=a/2$ olduğundan,

$$B = 2 \frac{\mu_0}{2} \frac{NIa^2}{\sqrt{a^2 + \frac{a^2}{4}}} = \mu_0 \frac{8NI}{5a\sqrt{5}} \quad (7)$$

olarak bulunmaktadır.

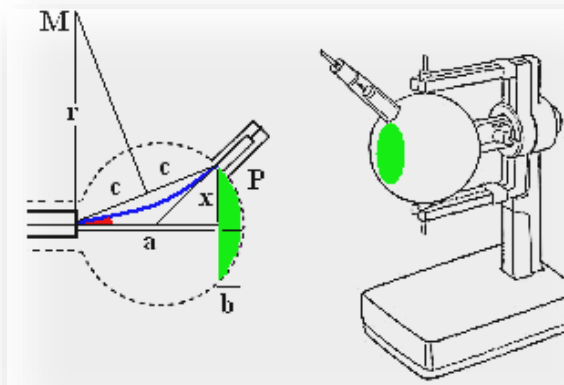
PERRİN TÜPÜ

Perrin tüpü dolaylı ısıtmalı bir katot, ortası delik bir anot ve anodun karşısına düşen kısmı floresan ekran olarak kullanılan bir elektron tüpü olarak bilinmektedir. K (1318 m^{-1}) tüp ve bobinin geometrisini ile ilgili bir sabit ve I_{SP} Helmholtz bobinlerinden geçen akım, boşluğun manyetik geçirgenliği (permeabilite) $\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Tm/A}=1.256 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/mA}$ olmak üzere, manyetik alan (8) bağıntısında ifade edildiği gibi bobinlerden geçen akım ile orantılı olmaktadır.

$$B = \mu_0 K I_{SP} \quad (8)$$

Tüpün geometrisi ile ilgili denklemler;

$$\begin{aligned} a + b &= 13.5 \text{ cm} = 2c = d \\ x^2 &= a \times b \quad d^2 = a^2 + x^2 \\ r &= 2c^2/x \end{aligned}$$



Şekil 3: Perrin tüpü

Buradan elektronun özgül yükü için (9) bağıntısı elde edilir.

$$\frac{e}{m} = 2 \frac{V_A}{(\mu_0 K I_{SP})^2 r^2} \quad (9)$$

KATOT IŞINI TÜPÜ

Katot ışını tüpü içi $1.33 \cdot 10^{-5}$ bar basınçlı He gazı ile doldurulmuş, içerisinde dolaylı olarak ısıtılan katodu içeren elektrot sistemi, katottan sökülen yüklü parçacıkların demet haline getirilmesini sağlayan gövdesi silindirik uç kısmı koni şekilli anodu oluşturan Wehnelt silindiri, katodun ısıtılmasını sağlayan filaman, demetin elektrostatik olarak sapması için bir çift saptırıcı plaka içermektedir. Birbirinden uzaklığı 30 cm olan 30 cm çaplı 130 sarımlı iki paralel bobinden oluşan Helmholtz bobinleri düzeneği ile manyetik alan oluşturulmaktadır. N, a, b ve μ_0 değerleri yerine yazıldığında (10) denklemi ortaya çıkmaktadır.

$$\frac{e}{m} = 3296616 \frac{V_A}{R^2 I^2} \quad (10)$$

DENEYİN YAPILIŞI

Kullanılan cihaz ve donanımlar: Perrin tüpü, Katot ışını tüpü, Helmholtz bobinleri, Doğru gerilim kaynakları, multimetreler, kablolar, cetvel.

I. KISIM: PERRİN TÜPÜ

1. Güç kaynağı açık konuma getirilir. V_A geriliminin 3000 V'u ve I_{SP} akımının 1.5 A'ı geçmemesine dikkat edilmelidir.
2. V_A gerilimini sabit tutarak I_{SP} değerleri değiştirilir. Değiştirilen I_{SP} değerlerine karşılık gelen x değerleri ölçülerek Tablo 1.'e işlenir.
3. Üç farklı V_A gerilimi için I_{SP} akımları altı kez değiştirilerek ölçülen x değerleri Tablo 1.'e işlenir.
4. Tablo 1'deki değerlere göre V_A 'nın sabit olduğu üç değer için Grafik 1: $x=f(I_{SP})$ grafiği çizilir.

Tablo 1.

$V_A = \text{sabit}$	$I_{SP} (A)$	$x(m)$

5. Benzer şekilde I_{SP} Helmholtz bobin akımı sabit tutularak değiştirilen V_A değerlerine karşılık gelen x değerleri olęölerek Tablo 2.'e işlenir.

Tablo 2.

$I_{SP} = \text{sabit}$	$V_A (V)$	$x(m)$

--	--	--

6. Tablo 2.'deki değerlere göre I_{SP} 'nin sabit olduğu üç değer için Grafik 2: $x=f(V_A)$ grafiği çizilir.
7. Tablo 1. ve Tablo 2.'deki değerlere göre denklem (9) kullanılarak bulunan e/m değerlerinden ortalama e/m değeri hesaplanır. Teorik e/m değeri ile karşılaştırılarak bağıl hata bulunur.

II. KISIM: KATOD IŞINI TÜPÜ

1. V_A gerilimini sabit tutarak I değerleri değiştirilir. Değiştirilen I değerlerine karşılık gelen R yarıçap değerleri ölçülerek Tablo 3.'e işlenir.
2. Üç farklı V_A gerilimi için I_{SP} akımları altı kez değiştirilerek ölçülen R değerleri Tablo 3.'e işlenir.
3. Tablo 3'deki değerlere göre V_A 'nın sabit olduğu üç değer için Grafik 3: $R=f(I)$ grafiği çizilir.

Tablo 3.

$V_A=sabit$	$I(A)$	$R(m)$

4. Çizilen Grafik 3.'den yararlanılarak sabit R değerleri için $(V_A)_{grafik}$ ve $(I)_{grafik}$ değerleri bulunur ve Tablo 4.'e aktarılır.

Tablo 4.

V_A grafik	I grafik	B hesap	e/m hesap

5. Tablo 4.'de elde edilen değerlere göre (10) denklemi kullanılarak bulunan e/m değerlerinden ortalama e/m değeri hesaplanır. Teorik e/m değeri ile karşılaştırılarak bağıl hata bulunur.
6. I akımı sabit tutularak V_A gerilim değerleri değiştirilir. Değiştirilen I değerlerine karşılık gelen R yarıçap değerleri ölçülerek Tablo 5.'e işlenir.
7. Üç farklı I akımı için V_A anot gerilimi altı kez değiştirilerek ölçülen R değerleri Tablo 5.'e işlenir.
8. Tablo 5.de elde edilen değerlere göre I akımının sabit olduğu üç değer için Grafik 4: $R=f(V_A)$ grafiği çizilir.

Tablo 5.

$I=sabit$	V_A (V)	$R(m)$

9. Çizilen Grafik 4.'den yararlanılarak sabit V_A değerleri için B_{grafik} ve R_{grafik} değerleri bulunarak Tablo 6.'ya aktarılır.
10. Tablo 6.'da elde edilen değerlerden yararlanılarak V_A gerilimlerine karşılık olan v ortalama

hız değerleri bulunur.

Tablo 6.

I grafik	B grafik	R grafik	V hesap

11. R yarıçapı üç farklı değerde sabit tutularak I akımları altı kez değiştirilerek ölçülen V_A değerleri Tablo 7.'ye işlenir.
12. Tablo 7.'deki elde edilen değerlere göre Grafik 5: $B=f(V_A)$ grafiği çizilir.

SORULAR

1. Helmholtz bobinleri nedir ve deneyde neden Helmholtz bobinlerini kullanıyoruz? Açıklayınız.
2. Yüklü parçacıkların manyetik, elektrik ve elektromanyetik alanda hareketlerini şekil çizerek açıklayınız.
3. Lorentz kuvveti nedir? Açıklayınız.
4. Wehnelt silindiri ve Katot ışınları nelerdir? Açıklayınız.
5. J. J. Thomson'un e/m özgül yükü bulmasının önemini açıklayınız.
6. Perrin tüpü ve katot ışını tüpü nelerdir? Açıklayınız.
7. Deneyde bulduğunuz e/m değerlerinin teorik değerden farklı olmasının sebeplerini açıklayınız.

A3: HEISENBERG BELİRSİZLİK İLKESİ

Deneyin Amacı: Tek yarıktaki kırınım olayı yardımıyla Heisenberg belirsizlik ilkesinin tanımlanması.

Çalışma Konuları: Tek yarıktaki kırınım, ışığın ikili doğası, Heisenberg belirsizlik ilkesi.

TEORİK BİLGİ

Klasik Fizik kanunlarına göre bir parçacığın momentumunu ve konumunu aynı anda kesin bir şekilde belirlemek mümkün iken, kuantum mekaniğinin gelişimi ile birlikte bu düşünce terk edilmiştir. W. Heisenberg tarafından 1927 yılında ifade edilen belirsizlik ilkesine göre bir parçacığın konum ve momentumunu aynı anda (eş zamanlı olarak) kesin olarak belirlemek mümkün değildir. Δx parçacığın konumundaki belirsizlik ve Δp momentumundaki belirsizliği ifade ediyorsa, bu iki büyüklüğün çarpımı

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq \frac{h}{2\pi}$$

ile verilmektedir. (y ve z doğrultusundaki işlemler için de benzer yol izlenmektedir). Burada “h” Planck sabiti olmak üzere $h=6,626 \times 10^{-34}$ J.s dir.

Benzer şekilde ΔE enerjideki belirsizlik ve Δt zamandaki belirsizlik olmak üzere Heisenberg belirsizlik ilkesi enerji-zaman cinsinden

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{2\pi}$$

ile de verilmektedir. Yukarıdaki eşitliklere göre eğer parçacığın konumunu en hassas şekilde ($\Delta x \rightarrow 0$) ölçmek istersek, momentumdaki belirsizlik çok büyük olacaktır ($\Delta p \rightarrow \infty$). Bunun tam tersi de doğrudur. Belirsizlik ilkesini daha iyi anlamak için bir örnek verelim. Momentumu bilinen ($p=\hbar k$) bir parçacık ele alalım. Böyle bir parçacık iyi bilinen bir dalga boyuna sahip ve sinüsoidal dalga (tek renkli dalga) tarafından temsil edilmektedir. Tek renkli bir dalga sonsuz uzunluktadır ve genliği sabittir. Bu yüzden parçacık $x = -\infty, +\infty$ aralığında herhangi bir yerde olabilir ve parçacığın konumu tamamen belirsizdir ($\Delta x \rightarrow \infty$).



Şekil 1: $x = -\infty$ ve $x = +\infty$ aralığında sinüsoidal dalga. Bu durumda $\Delta p \rightarrow 0$ ve $\Delta x \rightarrow \infty$.

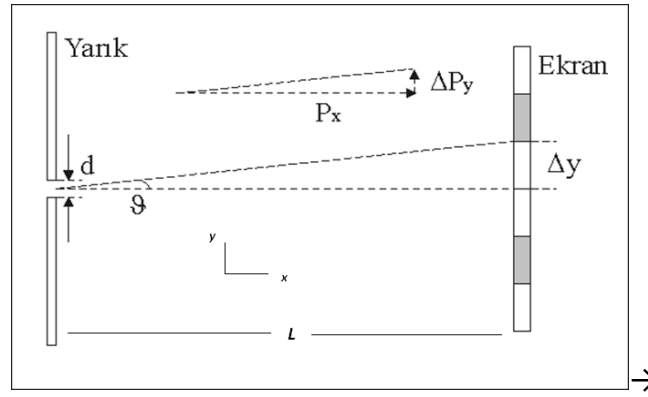
Şimdi de konumu iyi bilinen ($\Delta x \rightarrow 0$) bir parçacığı ele alalım. Uzayda küçük bir uzantıya sahip dalga paketleri bu tür parçacıkları tanımlamaktadır. Bu durumda ise momentumda belirsizlik ortaya

çıkarmaktadır ($\Delta p \rightarrow \infty$).

Dikkat edilmesi gereken bir nokta vardır. Momentum ve konumdaki belirsizlik ölçüm aletlerinin yetersizliğinden kaynaklanmamaktadır. İdeal ölçüm cihazları bile prensipte daha iyi sonuçlar vermez. Heisenberg ilkesi temel bir doğa kanunudur. Belirsizlik maddenin doğasında vardır. Konum ve momentum aynı anda iyi belirlenebilir değildir. Konum iyi belirlenebilir olduğunda momentum iyi belirlenebilir değildir veya tam tersi geçerlidir.

DENEY

Bu deneyde dalga mekaniği yardımıyla Heisenberg belirsizlik ilkesini inceleyeceğiz.



Şekil 2: Tek yarıқта kırınım

Tek yarıқта fotonların kırınımını gözlemleyerek, fotonun y konumundaki ve p_y momentumundaki belirsizliklerin çarpımının

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq \frac{h}{2\pi}$$

şeklinde olduğunu gözlemleyeceğiz.

Eğer yarıktan geçen parçacıklar klasik parçacıklar olsaydı, ekrana düşen parçacıklar yarığın alanına benzer bir aydınlık bölge oluştururdu. Fakat bu yarıktan bir dalgaının geçtiğini düşünürsek, kırınım ve girişim olayları sonucunda ekranda girişim saçakları oluşur. Girişim ve kırınım dalgaların karakteristik özellikleridir ve bu özellikler deneysel olarak doğrulanan de Broglie hipotezinin de temelini oluşturmaktadır.

Yarığa gönderilen fotonlar x -doğrultusunda ilerlerler (yarığın bulunduğu düzleme dik doğrultuda). Ancak yarıktan geçen fotonlar y -doğrultusunda da bir bileşene sahip olurlar. Genişliği “ d ” olan yarıktan geçen fotonun y -doğrultusundaki konumu için belirsizlik “ d ” kadar olacaktır. Öyleyse;

$$\Delta y = d \tag{1}$$

yazılabilir. Kırınım deseninin 1. minimumu (1.karanlık çizgi) kullanılarak hızdaki ve momentumdaki

belirsizlikler,

$$\Delta V_y = c \sin \alpha \quad (2)$$

c: ışık hızı

α : 1. minimumun açısı

ve momentumun y-bileşenindeki belirsizlik

$$\Delta p_y = m c \sin \alpha \quad (3)$$

m, fotonun kütlesidir. Parçacığın momentumu ve dalga boyu arasındaki ilişki De Broglie bağıntısı yardımıyla verilmektedir.

$$\frac{h}{\lambda} = p = m \cdot c \quad (4)$$

böylece y-doğrultusundaki momentum

$$\Delta p_y = \frac{h}{\lambda} \sin \alpha \quad (5)$$

ile verilmektedir. Tek yarıktaki kırınım olayı için minimumlar

$$\sin \alpha = k \frac{\lambda}{d} \quad (6)$$

(k=1,2,3...) ile verilmektedir. Bu durumda 1. minimum için k=1 ve

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{d} \quad (7)$$

Bu ifadeyi momentum için yazdığımız eşitlikte yerine koyarsak,

$$\Delta p_y = \frac{h}{d} \quad (8)$$

haline gelir. Parçacığın konum ve momentumu için bulduğumuz eşitlikleri çarparsak Heisenberg belirsizlik ilkesi ile tutarlı olan ifadeyi elde ederiz.

$$\Delta y \cdot \Delta p_y = h \quad (9)$$

Deney düzeneğinde α açısını ilk minimum'un yerinden

$$\tan \alpha = \frac{\Delta y}{L} \quad (10)$$

ile elde ederiz. Burada;

L: yarık ile ekran arasındaki uzaklık

Δy : 1. minimumun merkeze olan uzaklığı olarak verilmektedir.

(5) ve (10) eşitlikleri yardımıyla y-doğrultusundaki momentum

$$\Delta p_y = \frac{h}{\lambda} \sin \left(\arctan \left(\frac{\Delta y}{L} \right) \right) \quad (11)$$

Bu durumda (1) ve (11) ifadelerini (9) ifadesinde yerine yerleştirirsek

$$\frac{d}{\lambda} \sin \left(\arctan \left(\frac{\Delta y}{L} \right) \right) = 1 \quad (12)$$

eşitliğini elde ederiz.

DENEYİN YAPILIŞI

Kullanılacak Aletler: Lazer kaynağı, optik yol, diyafram, fotosel, voltmetre, ekran.

- 1- Yarık ve ekran arasındaki uzaklık (L), 2 m olarak ayarlanır.
- 2- Tablodaki farklı “d” yarık genişlikleri için, oluşan 1.karanlık çizgilerin merkeze olan uzaklıkları ölçülerek tabloya kaydedilir.
- 3- Elde edilen büyüklükler (12) ifadesinde yerine konularak elde edilen değerler tabloya kaydedilir.

d(mm)	$\Delta y(\text{mm})$	L(m)	$\frac{d}{\lambda} \sin \left(\arctan \left(\frac{\Delta y}{L} \right) \right) = 1$

SORULAR

- 1- De Broglie hipotezini açıklayınız.
- 2- Kırınım olayının gerçekleşmesi için dalga boyu ve yarık genişliği arasındaki ilişki ne olmalıdır?
- 3- Kırınım bağıntısının çıkarılışını gösteriniz.

A4: HALL OLAYI

Deneyin Amacı: p tipi ve n tipi yarıiletken germanyum için Hall katsayısının (R_H) belirlenmesi için Hall voltajının manyetik alan ve sıcaklık bağımlılığının incelenmesi.

Çalışma Konuları: Yarıiletkenler, Band teorisi, İletkenlik, Lorentz Kuvveti, Mobilite, Hall Katsayısı.

TEORİK BİLGİ

Katıların Elektriksel Özellikleri Ve Band Teorisi

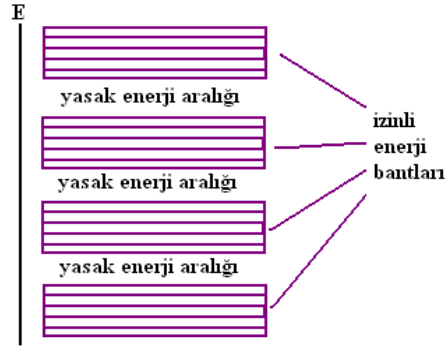
Katılar elektriksel özelliklerine göre, iletkenler, yalıtkanlar ve yarıiletkenler olmak üzere üç ana grupta toplanabilirler. Özdirençlerine göre sınıflandırılma çok net olmamakla birlikte aşağıdaki gibi verilmektedir.

- iletkenler ρ (ohm cm): 10^{-6} - 10^{-4}
- yarıiletkenler ρ (ohm cm): 10^{-4} - 10^{10}
- yalıtkanlar ρ (ohm cm): $\geq 10^{10}$

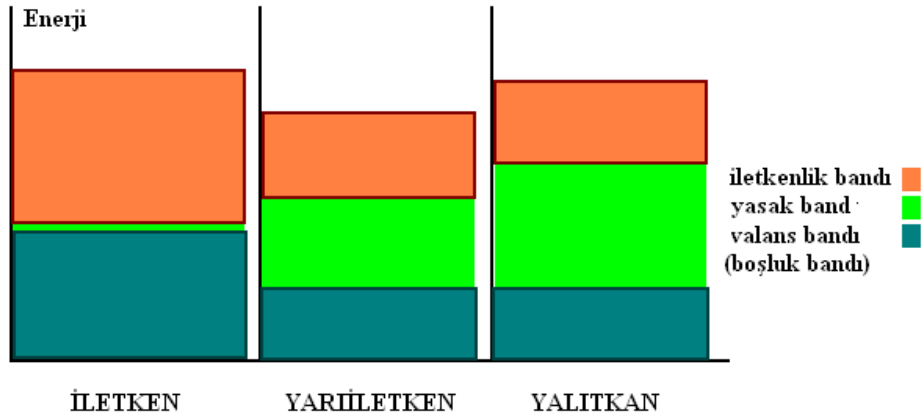
verilmektedir.

Metaller ve yarıiletkenler arasındaki fark onların sıcaklıkla özdirenç değişiminde görülmektedir. Metallerde özdirenç sıcaklık ile doğrusal olarak değişirken, yarıiletkenlerde ise sıcaklık arttıkça özdirenç üstel olarak azalmaktadır. Metaller, yarıiletkenler ve yalıtkanların özdirenç kriterine göre ayırt edilmesi her zaman geçerli olmayıp, katıların elektriksel özellikleri daha genel ve tam olarak enerji bant teorileri ile açıklanmaktadır. Katı cisimler birbirleri ile etkileşen çok sayıda atomlardan oluşmaktadır. Birbirinden bağımsız ve serbest durumda bulunan her atom için, kuantum koşullarına uygun olarak belirlenmiş bir elektron düzeni ve elektronların bulundukları çeşitli enerji düzeyleri bulunmaktadır. Katılarda atomlar arası uzaklığın azalması sonucunda karşılıklı bağ kuvvetlerinin etkinlik kazanması, kristal yapının oluşmasına ve belirli bir simetrinin doğmasına neden olmaktadır. Bu durumda atomları birbirinden bağımsız düşünmek ve bunlara ait enerji düzeylerinden söz etmek yanlış olmaktadır. Bu nedenle kristal oluşturulduğunda çok sayılı atomları birbirine yaklaştırırken atomların ayırık enerji düzeyleri yerine enerji bantları meydana gelmektedir. Her enerji bandı içerisinde çok sayıda enerji düzeyi bulunur ve düzeyler arasındaki uzaklıklar çok küçüktür.

Şekil 1’de görüldüğü gibi atomlar arası uzaklığa sahip kristalin enerji bant diyagramı sırasıyla izin verilmiş ve yasak bantlardan oluşmaktadır. En üst enerji bandı iletim bandı ve onun altındaki band valans (değerlik) bandı olarak adlandırılmaktadır. Mutlak sıfırda valans bandı elektronlarla tam dolu iken iletim bandı kısmen dolu veya tam boştur. Metallerin iletim bandı elektronlarla kısmen dolu, yalıtkanların ve yarıiletkenlerin iletim bandı ise mutlak sıfırda boştur. Elektronların sayısına göre katılarda yalnız birkaç alt enerji bantları elektronlar ile dolmuş olmaktadır.



Şekil 1: Bir katı cisim için enerji band diyagramı



Şekil 2: Metaller, yarıiletken ve yalıtkanlarda enerji bandı düzeyleri

1. Metaller

Metallerde elektronlar ile tam dolmuş bandın üstünde kısmen elektronlar ile dolmuş band gelmekte veya tam dolmuş (valans) band üstteki boş bant ile kısmen üst üste gelmektedir. Bu nedenle çok küçük uyarılmalar ile elektronlar iletim bandına geçerek iletkenliğe katkıda bulunabilmektedir.

2. Yalıtkanlar

Yalıtkanlarda valans ve iletim bandları arasında geniş bir yasak band ($E_g \geq 4\text{eV}$) bulunmaktadır. Yalıtkanlarda valans bandı tamamıyla dolmuş ve iletim bandı tamamıyla boştur. Bantlar arasındaki mesafe çok büyük olduğundan yalıtkanlarda dış elektrik alan elektrik akımı oluşturamamaktadır.

3. Yarıiletkenler

Yarıiletkenlerin band diyagramı yalıtkanların band diyagramına benzemektedir. Aralarındaki fark sadece onların yasak band genişlikleri olup, yarıiletkenlerin yalıtkanlara göre daha küçüktür ($E_g = 0,1-$

4eV). Isısal enerjileri nedeni ile elektronlar valans bandından boş iletim bandına geçebilmekte ve böylece elektrik akımı oluşturabilmektedirler. Ek olarak yarıiletkenlerde katkılarla ve dış etkiler ile de iletim bandında yük taşıyıcılarının oluşturulması mümkündür.

Yarıiletkenler, özden ve katkılı olmak üzere iki grupta incelenmektedir.

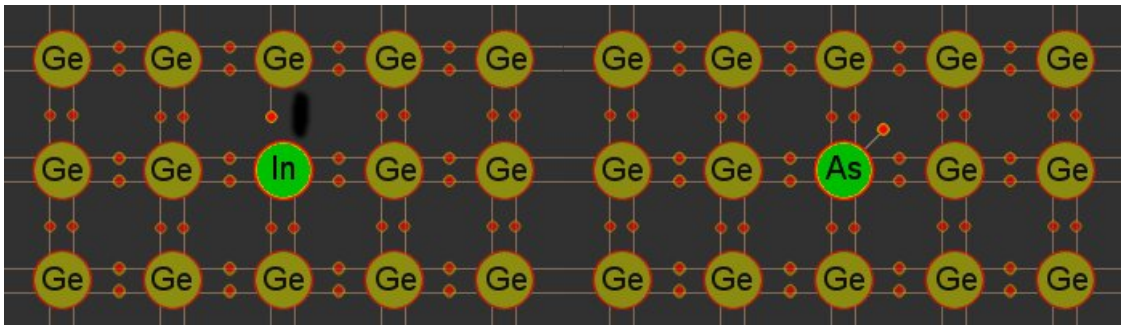
3.a. Özden (asal) Yarıiletkenler:

Özden yarıiletkenler periyodik cetvelin 4. grubunda yer alan yani son yörüngesinde 4 valans elektronu bulunan Silisyum (Si), Germanyum (Ge) gibi elementlerdir. Mutlak sıfırda ($T=0$ K) valans bandı tamamen dolu, iletkenlik bandı tamamen boştur. Valans bandı ile iletkenlik bandı arasındaki enerji aralığı yasak enerji aralığı E_g olarak adlandırılmaktadır. $T>0K$ 'de valans bandındaki elektron (n) kazandığı ısısal enerji ile eğer kazandığı enerji yasak enerji aralığından büyük ise, iletkenlik bandına geçebilmektedir. Valans bandında bıraktığı boşluk (p) elektron hareketini sürekli kılmaktadır. Özden yarıiletkenlerde bu şekilde uyarılma ile elektronların iletkenlik bandına geçmesi ile valans bandında da aynı sayıda boşluk oluşmaktadır ($n=p$). Silisyumun yasak enerji aralığı 1.21 eV, germanyumun ise 0.785 eV olarak bilinmektedir.

Fermi enerji seviyesi (E_F) bir katıda 0 K sıcaklığında elektronların bulunabileceği en yüksek enerji düzeyini göstermektedir. Özden yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi yasak bandın tam ortasında bulunmaktadır ($E_F=E_g/2$).

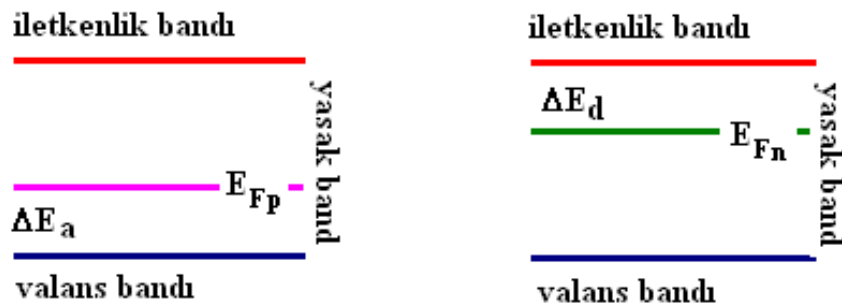
3.b. Katkılı Yarıiletkenler:

Özden yarıiletkenlerin iletkenliğini değiştirmek için yarıiletkenlere dışarıdan uygun farklı atomlar yerleştirilmesi ile katkılı yarıiletkenler elde edilebilmektedir. Yarıiletkenlerin çoğunluğunda oda sıcaklığında iletkenlik katkı atomlarının etkisi ile değişmektedir. İletkenliği katkılar ile belirlenen yarıiletkenlere katkılı yarıiletken denir. Yarıiletkenlerde iki tür katkı mekanizması bulunmaktadır. Elektron veren katkı atomu verici (donör), elektron alan katkı atomu alıcı (akseptör) olarak isimlendirilmektedir. İletkenliği donör katkısı ile karakterize olan yarıiletkenler, n tipi yarıiletken; akseptör katkısı ile karakterize olan yarıiletkenler, p tipi yarıiletken olarak tanımlanmaktadır.



Şekil 3: Germanyumda p tipi ve n tipi yarıiletken oluşumu

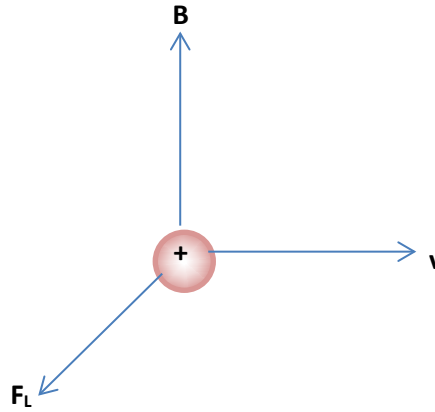
- **p-Tipi Yarıiletkenlik:** Son yörüngesinde 4 valans elektronu bulunan saf germanyumun gibi özden bir yarıiletkenin kristal örgüsünün içerisinde Bor (B), Galyum (Ga), İndiyum (In),... gibi 3. grup elementlerinden yabancı bir atomun girmiş olduğu durumu düşünersek, son yörüngesinde 3 valans elektrona sahip olan yabancı elementler özden yarıiletkenin atomları ile kovalent bağ yaparken fazladan elektrona ihtiyaç duymaktadırlar. Özden yarıiletken kristalinin başka bir bağından kopan bir elektron bu eksikliği gidermektedir ve valans bandında bir boşluk oluşmaktadır. Bu boşluk komşu özden yarıiletken atomundan buraya atlayan başka bir elektron tarafından, onun bıraktığı boşluk ise bir diğer komşu elektron tarafından doldurulması ile kristal içerisinde elektronların hareketine zıt yönde, pozitif yüklü boşlukların hareketi meydana gelmektedir. Bu şekilde iletkenliğin çoğunluk yük taşıyıcıları pozitif yüklü boşluklar ile sağlandığı yarıiletkenlere p tipi yarıiletkenler denilmektedir ($\Delta p > \Delta n$). Bu tür yarıiletkenlerde azınlık yük taşıyıcıları elektronlardır. Akseptör tipli katkı yarıiletkenin yasak bandının içinde (valans bandının tavanının üstünde) enerji düzeyi E_a oluşturmaktadır. Bu düzeyler alıcı veya akseptör düzeyleri olarak tanımlanmaktadır.
- **n-Tipi Yarıiletkenlik:** Son yörüngesinde 4 valans elektronu bulunan saf germanyum gibi özden bir yarıiletkenin kristal örgüsünün içerisinde Fosfor (P), Arsenik (As), Antimon (Sb),... gibi 5. grup elementlerinden yabancı bir atomun girmiş olduğu durumu düşünersek, son yörüngesinde 5 valans elektrona sahip olan yabancı elementler özden yarıiletkenin 4 komşu atomu ile kovalent bağ yaparken geride katkı atomuna çok zayıf bağlı bir elektron kalmaktadır. Bu elektron kolaylıkla kopup serbest duruma geçerek iletkenlik bandına çıkabilmektedir. Böylece oluşan serbest elektrona karşı valans bandında bir boşluk oluşmamaktadır. Bu nedenle elektronlar iletkenliğe daha fazla katkıda bulunmaktadır. Bu şekilde iletkenliğin çoğunluk yük taşıyıcıları negatif yüklü elektronlar olan yarıiletkenlere n tipi yarıiletkenler denilmektedir ($\Delta n > \Delta p$). Bu tür yarıiletkenlerde azınlık yük taşıyıcıları boşluklardır. Donör tipli katkı yarıiletkenin yasak bandının içinde (iletkenlik bandının dibinden biraz aşağıda) enerji düzeyi E_d oluşturmaktadır. Bu düzeyler verici veya donör düzeyleri olarak tanımlanmaktadır.



Şekil 4: p tipi ve n tipi yarıiletken için enerji düzeyleri

Hall Olayı

1879 yılında Hall, bir altın örnekten elektrik akımını geçirirken, aynı anda bir manyetik alana yerleştirildiğinde, örneğin iki zıt kenar yüzeyi arasında bir gerilim oluştuğunu keşfetmiştir. Bu olay Hall olayı olarak tanımlanmıştır ve manyetik alanda hareket eden elektrik yüklerine manyetik kuvvetinin etkisiyle ilgilidir. Genişliği a kalınlığı b olan düzgün kesilmiş dikdörtgen biçimindeki bir kristal içerisindeki pozitif yüklü serbest bir parçacığın manyetik alandaki hızının ve manyetik kuvvetinin yönleri Şekil 5’de gösterilmiştir. Parçacığın hareketine etki gösteren manyetik kuvvetin değeri ve yönü, parçacığın hızı (v) ve manyetik indüksiyonun (B) vektör çarpımı ile belirlenmektedir.



Şekil 5: Manyetik alandaki pozitif yüklü parçacığın hızının ve manyetik kuvvetinin yönlerinin gösterimi

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B})$$

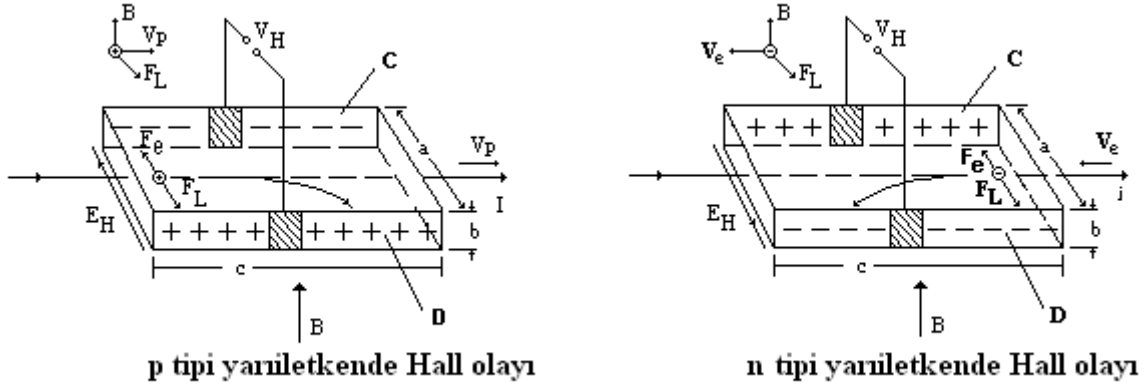
(1)

Yarıiletken içerisindeki yük taşıyıcılarına manyetik alanda manyetik kuvvetinin etkisini incelersek; P tipi yarıiletkenler için, p tipi yarıiletkenlerde akımın ve çoğunluk yük taşıyıcılarının (boşluklar) yönü aynı olmaktadır. Yarıiletkene Şekil 6.’da gösterildiği gibi bir manyetik alan uygulanırsa pozitif yüklü boşluklara manyetik kuvvet şu şekilde ifade edilmektedir.

$$\vec{F} = +e(\vec{v} \times \vec{B})$$

(2)

Boşluklarının hızının manyetik alan vektörüne dik olması nedeni ile $F=evB$ yazılabilmektedir.



Şekil 6: p tipi ve n tipi yarıiletken için Hall olayının gösterimi

Manyetik alanda delikler manyetik kuvvetin etkisi ile yarıiletken örneğin D yüzeyi yönünde hareketlenmektedirler. Bu yüzeye zıt olan C yüzeyinde ise negatif yüklü parçacıklar toplanmaktadır. Böylece yarıiletkenin D ve C yüzeylerinde yük dengesi bozulmaktadır ve bu yüzeyler arasında Hall gerilimi (V_H) veya (D'den C'ye) Hall elektrik alanı (E_H) oluşmaktadır. Pozitif yüklü boşluklara etki gösteren Hall alanının kuvveti F_H ile manyetik kuvveti F birbirine zıt yönde bulunmaktadır. Bu kuvvetler eşitlendiğinde ($F_H=F$), başka yük taşıyıcılarının kenar yüzeylerde toplanması bitmektedir ve manyetik alan başka yük taşıyıcılarının hareketine etki göstermemektedir.

$$F_H = F = evB = eE_H \quad (3)$$

Hall alanı ve Hall gerilimi (4) denklemi ile birbirine bağlıdır ve a örneğin Hall alanı yönündeki boyutudur.

$$E_H = \frac{V_H}{a} \quad (4)$$

Akım yoğunluğu $J=I/S=I/ab=pev$ denkleminde ve deliklerin hızı $v=I/abpe$ ile ifade edilmektedir. Burada p deliklerin konsantrasyonudur. Deliklerin ortalama hızı ile denklem 3'deki Hall alanının, 2 numaralı denklemde yerine yazılması ile örneğin iki yüzeyi arasındaki Hall gerilimi için,

$$V_H = \frac{1}{pe} \frac{IB}{b} \quad (5)$$

şeklinde ifade edilmektedir. R_H Hall sabiti ise eşitlik 6'daki gibi ifade edilmektedir.

$$R_H = \frac{1}{pe} \quad (6)$$

Benzer şekilde Hall olayını n tipi yarıiletkenlerde incelersek, elektronların hareket yönü örnekten

geçen akım yönüne ters olmaktadır. Bu nedenle manyetik alanda elektronlar D yüzeyi yönünde hareketlenmektedirler. Bu yüzeye zıt olan C yüzeyinde ise pozitif yüklü parçacıklar toplanmaktadır. Böylece yarıiletkenin D ve C yüzeylerinde yük dengesi bozulmaktadır ve bu yüzeyler arasında Hall gerilimi (V_H) veya (C'den D'ye) Hall elektrik alanı (E_H) oluşmaktadır. N tipi yarıiletkende Hall gerilimi,

$$V_H = -\frac{1}{ne} \frac{IB}{b} \quad (7)$$

veya

$$V_H = R_H \frac{IB}{b} \quad (8)$$

olarak ifade edilmektedir. Burada n elektronların konsantrasyonudur. R_H Hall sabiti negatif olup eşitlik 9.'daki gibi ifade edilmektedir.

$$R_H = -\frac{1}{ne} \quad (9)$$

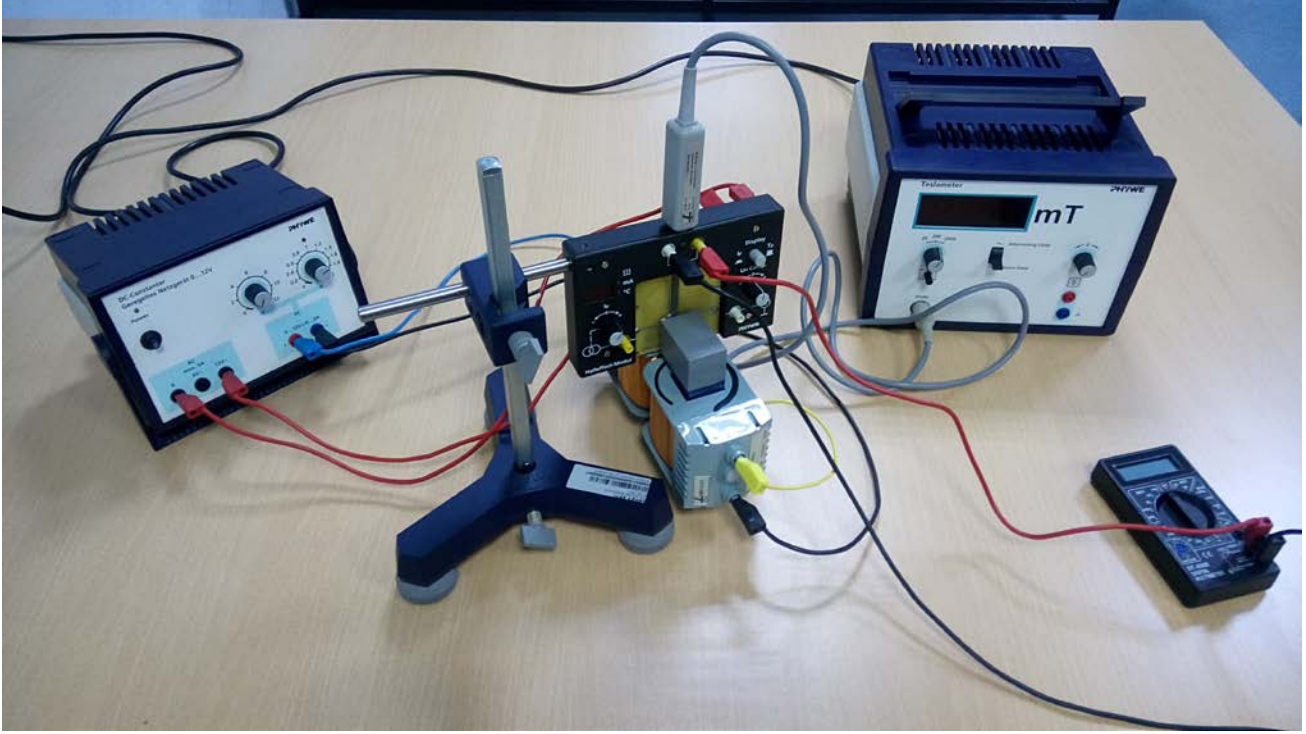
Böylece yarıiletkenlerde Hall sabitinin işareti çoğunluk yük taşıyıcılarının işareti ile belirlenmektedir. (-) negatif işareti n tipi yarıiletkenliği ve (+) pozitif işareti p tipi yarıiletkenliği göstermektedir. Hall geriliminin bulunduğu ifadelerde yük taşıyıcılarının hızı ortalama hız olarak alınmıştır. Gerçekte elektron ve deliklerin hız dağılımını hesaba katmak gerekmektedir. Ayrıca Hall gerilimi ve Hall sabiti ifadeleri de yük taşıyıcılarının yansıma mekanizmaları da göz önüne alınmamıştır. Bu faktörler göz önüne alındığında Hall sabiti için daha doğru bir ifade yapmak mümkün olmaktadır.

$$R_H = \frac{A}{pe} = -\frac{A}{ne} \quad (10)$$

Burada A Hall faktörü olarak bilinmektedir. A'nın değeri yük taşıyıcılarının yansıma mekanizmasına bağlı bulunmakta olup değeri 1 ile 2 arasında değişmektedir. Yük taşıyıcılarının katkı iyonlar ile yansımasında (düşük sıcaklıklarda) $A=1.93$, örgü atomlarının ısısal titreşim ile yansımasında (yüksek sıcaklıklarda) $A=1.18$, yozlaşmış yarıiletkenlerde ve metallerde $A=1$ 'dir.

DENEYİN YAPILIŞI

Kullanılan Cihaz Ve Donanımlar: Hall etkisi modülü, p tipi Ge ve n tipi Ge için taşıyıcı kart, 600 sarımlı 2 adet bobin, 2 adet U şeklinde demir çekirdek, Tanjant Hall probu, dijital multimetre, dijital teslametre, güç kaynağı.



Şekil 7: Hall Olayı Deney Seti

- 1) Şekil 7.'deki devre kurulur ve öncelikle p-Ge yarıiletken kristali bulunan taşıyıcı kart Hall etkisi modülüne yerleştirilir.
- 2) Bobinlere bağlanmış olan güç kaynağının akım ve gerilim değerleri değiştirilerek $B=250\text{mT}$ değerine manyetik alan ayarlanır.
- 3) Multimetre Hall gerilimini okumak için modülün U_H (Hall voltajı) bağlantısına bağlanır.
- 4) Modülün önündeki ekran akım moduna ayarlandıktan sonra akım değeri -30mA 'den $+30\text{mA}$ 'e 5mA aralıklarla arttırılarak Hall gerilimi değerleri okunur ve Tablo 1.'e işlenir.
- 5) Hall geriliminin akımın fonksiyonu olduğunu göstermek için Grafik 1: $V_H=f(I)$ grafiği çizilir. Bu grafiğin eğiminden R_H Hall katsayısı belirlenir.
- 6) Örneğe uygulanan akım 30mA 'de sabit tutularak oda sıcaklığında Hall geriliminin manyetik indüksiyona bağlılığı incelenir.
- 7) Manyetik indüksiyon- 300mT 'dan $+300\text{mT}$ 'ya 50mT aralıklarla arttırılarak Hall gerilimi değerleri okunur ve Tablo 2.'e işlenir.
- 8) Hall geriliminin manyetik indüksiyonun fonksiyonu olduğunu göstermek için Grafik 2: $V_H=f(B)$ grafiği çizilir.

Tablo 1

I(mA)	V _H (mV)
30	
25	
20	
15	
10	
5	
0	
-5	
-10	
-15	
-20	
-25	
-30	

Tablo 2

I=30mA	T=300K
B(mT)	V _H (mV)
300	
250	
200	
150	
100	
50	
0	
-50	
-100	
-150	
-200	
-250	
-300	

- 9) Hall geriliminin sıcaklığa bağlılığını araştırmak için akım değeri 30 mA ve manyetik indüksiyon 250mT olarak ayarlanır. Hall modülünün göstergesi sıcaklık olarak ayarlanarak ısıtma işlemi başlatılır.
- 10) Hall gerilimi sıcaklığın fonksiyonu olarak 30°C ile 150°C aralığında 10°C aralıklarla ölçülür ve Tablo 3.'e işlenir.

Tablo 3

I=30mA	B=300mT
T(°C)	V _H (mV)
30	
40	
50	
60	
70	
80	
90	
100	
110	
120	
130	
140	
150	

- 11) Hall geriliminin sıcaklığın fonksiyonu olduğunu göstermek için Grafik 3: $V_H=f(T)$ grafiği çizilir.
- 12) Benzer şekilde deney n tipi germanyum kristali için de tekrarlanır.

SORULAR

- 1) Katılarda bağ türleri nelerdir? Kovalent bağın önemini ve katkı yarıiletkenlerin oluşumunu açıklayınız.
- 2) Yarıiletkenlerde ve metallerde elektriksel iletkenlik veya özdirencin sıcaklık ile nasıl değiştiğini açıklayınız.
- 3) Fermi enerjisi nedir? Katılar (katkılı ve özden yarıiletken, metal, yalıtkan, yarı-metal) için enerji band diyagramlarını çizerek açıklayınız.
- 4) Metallerde ve yarıiletkenlerde Hall olayını şekil üzerinde göstererek açıklayınız.
- 5) Hall katsayısının katının cinsine, sıcaklığa ve uygulanan manyetik alana bağlılığını açıklayınız.
- 6) Hall olayı deneyinin uygulamalarını araştırınız.
- 7) Mobilite, iletkenlik ve özdirenç kavramlarını açıklayınız.
- 8) Hall faktörünü araştırınız.

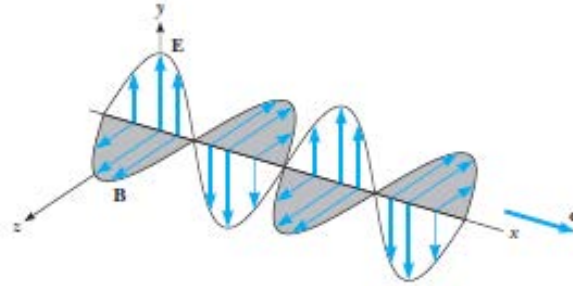
A5: FOTOELEKTRİK OLAY

Deneyin Amacı: Fotoelektrik olay yardımıyla Planck sabitinin belirlenmesi

Çalışma Konuları: Kuantum kuramı, ışığın doğası, kırınım, elektromanyetik dalgalar, fotoelektrik olay

TEORİK BİLGİ

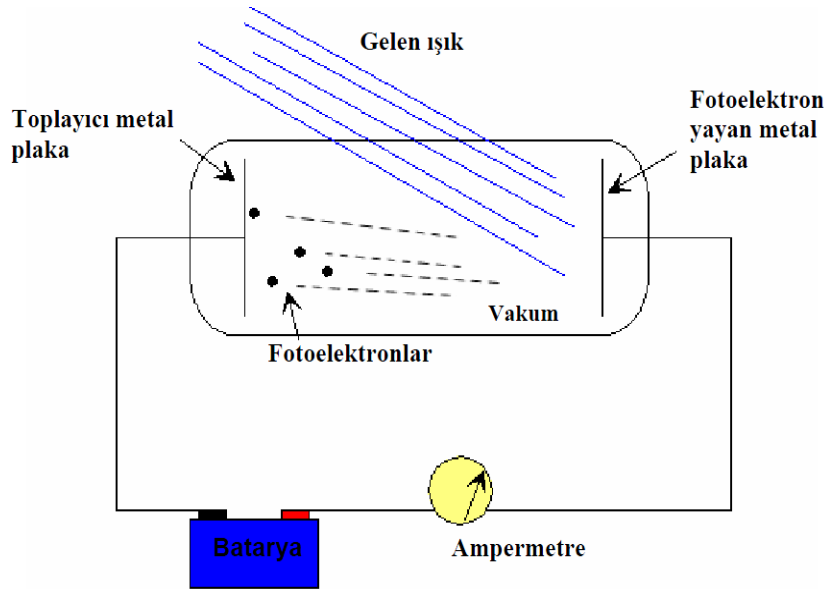
Fotoelektrik olay ilk kez 1887 yılında Heinrich Hertz tarafından gözlenmiştir. Hertz elektromanyetik dalgalar üzerinde deney yaparken, katotla anot arasındaki hava boşluğunda oluşan elektrik arklarının, katot üzerine morötesi ışık gönderildiğinde daha kolay oluştuğunu farketti. Bu gözlemin üzerinde Hertz fazla durmadı. Ancak başka fizikçiler bu olayı anlamaya çalıştılar. Kısa zamanda bu olayın sebebinin, katot üzerine gelen ışığın frekansı yeterince yüksek olduğunda, katottan 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 elektromanyetik dalgalar teorisi ile açıklanabilen bir olgudur. Bunun için, elektromanyetik dalgaların birbirlerine dik doğrultularda salınan elektrik ve manyetik alanlardan oluştuklarını düşünmemiz yeterlidir (Şekil 1). Elektromanyetik dalga'nın 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 elektromanyetik dalga modeli

1902 yılında P. E. A. Von 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 ulaşamaz, 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 düzeneğin bir benzeri

Lenard'ın deneyleri oldukça ilginç ve ışığın klasik elektromanyetik dalgalar teorisi ile açıklanamayacak sonuçlar içeriyordu. Lenard şaşırtıcı bir şekilde ΔV durdurucu potansiyelinin metal plakaya gönderilen ışığın şiddetine bağlı olmadığını gördü. Oysa ışığın klasik elektromanyetik dalgalar teorisine göre, ışığın şiddeti arttıkça metal yüzeydeki elektronları ivmelendiren elektrik alanın 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.**

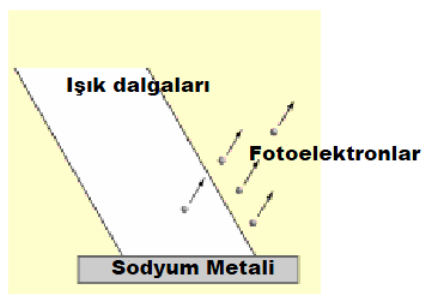
- 2) Fotoelektronların meydana getirdiği akım, eğer ışığın frekansı eşik değerden büyükse, ışığın şiddetine bağımlılık gösterir. Işığın şiddeti arttıkça akım da artar.
- 3) Fotoelektronların kinetik enerjisi ışığın şiddetinden bağımsız olup gelen ışığın frekansı ile doğru orantılı olarak artar.

Işığın klasik elektromanyetik teorisi ile açıklanamayan bu deney sonuçları 1905 yılında A. Einstein tarafından açıklandı. Einstein devrimci bir yaklaşımla, ışığın enerjisinin klasik teoride öngörüldüğü gibi dalga cephelerine dağılmış sürekli bir enerji dağılımı şeklinde değil de belirli paketçiklerde 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 elektromanyetik dalga kiplerinin enerjilerinin,

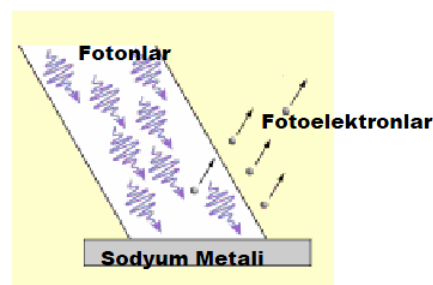
$$E = nh\nu \quad (1)$$

şeklinde kuantumlu olduğunu varsaymıştı. Bu formülde “ n ” bir pozitif tam sayı, “ ν ” elektromanyetik dalganın frekansı ve “ h ” Planck tarafından önerilen ve “Planck sabiti” olarak bilinen bir sabittir. Einstein, Planck'ın varsayımının yalnızca duran elektromanyetik dalgalar için değil tüm elektromanyetik 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 3'de bir sodyum metali üzerine gönderilen ışık görülmektedir. Şekil 3-(a)'da ışık klasik elektromanyetik 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.



Şekil 3- (a)



Şekil 3-(b)

Einstein'ın varsayımı ünlü Amerikalı deneysel fizikçi R. A. Millikan tarafından uzun yıllar çürütülmeye çalışılmıştır. Millikan, Einstein'ın varsayımına, ışığın klasik elektromanyetik dalga teorisine aykırı olduğu gerekçesi ile karşı çıkmış ancak 10 yıl süren deneysel çalışmalar sonrasında, başlangıçtaki beklentisinin tersine Einstein'ın varsayımını doğrulayan sonuçlar elde etmiştir. Millikan, Einstein'ın

varsayımına dayanarak Planck sabitini yüksek bir hassasiyetle ölçmeyi başarmıştır. Millikan'ın fotoelektrik olay ile ilgili deneysel çalışmaları Einstein'ın varsayımını kanıtlayan önemli çalışmalardan biridir. Bu çalışmalar, Nobel komitesi tarafından Einstein'ın fotoelektrik olay ile ilgili varsayımını doğrulayan yeterli bir kanıt olarak görülmüş ve Einstein'a 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'ın varsayımı gerçekten de 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 ayrılmazlar, çünkü elektronları metal yüzeye bağlayan bir potansiyel enerji mevcuttur. Bu nedenle elektronu metal yüzeyden ayırmak için W kadarlık bir iş yapmak gerekir. (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) Elektronun enerjisi $h\nu$ kadar arttığında bu enerjinin W kadarlık kısmı elektronu metalden ayırmaya harcanmalıdır. ve geriye kalan $h\nu - W$ enerjisi ise elektronun kinetik enerjisi halinde kendini gösterecektir. Bu durumda fotoelektronun kinetik enerjisi,

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

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

$$\nu_0 = W/h \quad (3)$$

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.

Elektronlar ancak kinetik enerjileri elektrik alandaki enerjilerine eşit olursa anoda ulaşabilirler;

$$eU = \frac{1}{2}mv^2 \quad (4)$$

Dolayısıyla (2) eşitliği:

$$eU = h\nu - W \quad (5)$$

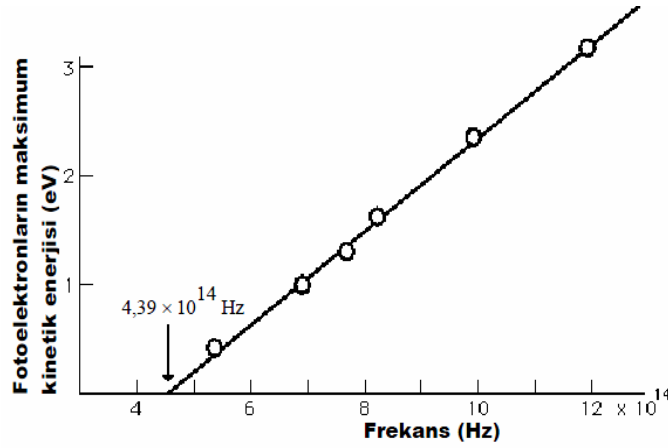
halini alır.

$$U = \frac{h}{e}\nu - \frac{W}{e} \quad (6)$$

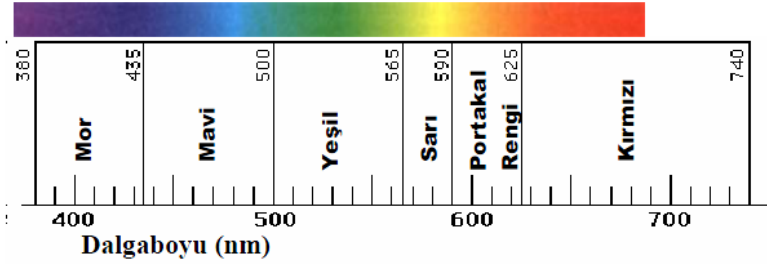
Fotoelektronların kinetik enerjileri ile ışığın frekansı arasındaki ilişkinin doğrusal olduğu (2) bağıntısından görülmektedir. Eğer elektrona uygulanan potansiyelin, fotonun frekansına bağlı

değişimini gösteren grafik çizilirse, grafiğin bir doğru ($y=mx+n$) verdiği görülür. Bu grafiğin eğimi $\frac{h}{e}$ değerini ($\sim$ Planck sabiti) ve grafiğin frekans eksenini (x eksenini) kestiği nokta ν_0 eşik frekans değerini ve grafiğin enerji eksenini (y eksenini) kestiği nokta ise $\frac{W}{e}$ değerini ($\sim$ metalın iş fonksiyonu) 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 $\nu_0 = 4,39 \times 10^{14} \text{ Hz}$ olarak okunur.

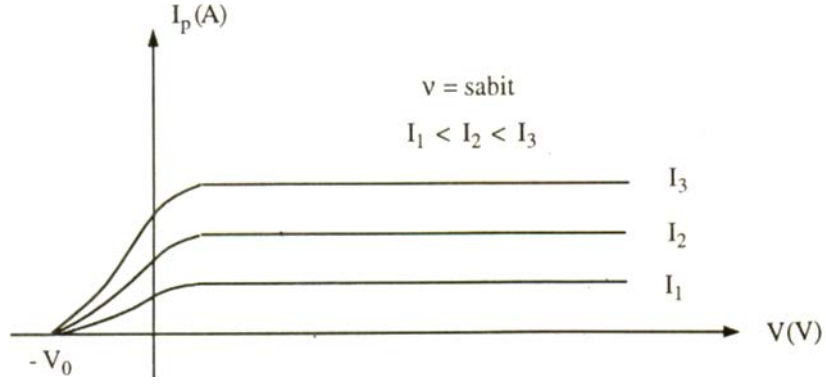


Şekil 4: Fotoelektronların maksimum kinetik enerjisinin foton frekansına göre grafiği



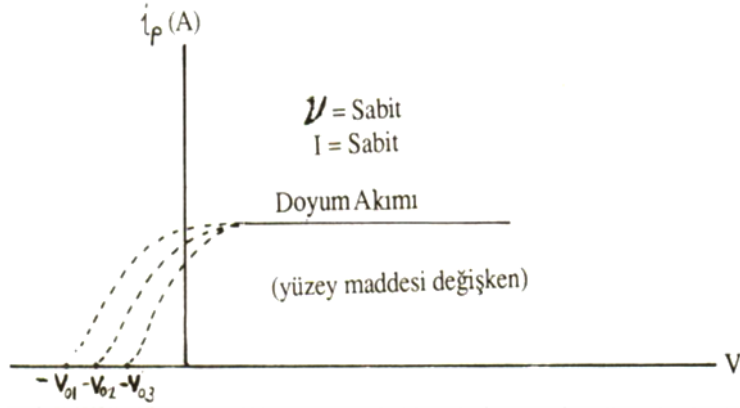
Şekil 5: Elektromanyetik spektrumunun görünür bölgesi ve renkler

Eğer gönderilen ışığın frekansı sabit tutulup, plaka gerilimi değiştirilirse ve plaka akımı ölçülürse Şekil 6’daki 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.



Şekil6: Sabit frekans ve farklı ışık şiddetlerinde plaka akımının hızlandırıcı potansiyele bağımlılığı

Gönderilen ışığın frekansını ve şiddetini sabit tutup katodun yüzey maddesini değiştirerek deney yapılırsa Şekil 7' deki gibi bir grafik elde edilir. Bu durumda üç farklı durdurma potansiyeli beklenmelidir.



Şekil7: Sabit frekans, sabit akım ve değişken yüzey maddesi için $I_p=f(V)$ grafiği

DENEY DÜZENEGİ

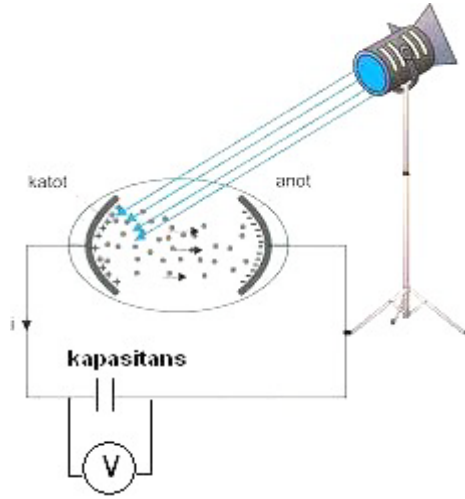


Kullanılan cihaz ve donanımlar: Yüksek basınçlı civa lambası, optik yol, optik kol, mercek, yarık, kırınım ağı, renkli filtreler, fotosel, dijital multimetre, yükseltici, güç kaynağı.

Fotosel:

Fotosel, fotoelektrik etkinin gerçekleşeceği fototüpü içermektedir. Fototüp, Şekil-1'dekine benzer havası boşaltılmış bir tüp içerisinde iki metal yüzeyden oluşur. Bu metal yüzeylerden bir tanesi fotoelektrik etkinin gerçekleştiği yüzeydir. Işık bu yüzeyden fotoelektronları söker. Diğer metal yüzey fotoelektronları toplamak için kullanılır. Fotosel, fototüpün sadece belirli bir aralıktan ışık görmesine izin verecek şekilde tasarlanmıştır. Bunun için fotosel üzerinde sadece bir bölgeden ışık girmesine izin verecek şekilde bir yarık vardır.

(Not: Fotosel içinde fotoelektrik olayın gerçekleştiği yüzey potasyum yüzeydir. Potasyumun iş fonksiyonu $W=2,3 \text{ eV}$)



Şekil 8: Fotosel düzeneğinin şeması

DENEYİN YAPILIŞI

1. Düzeneğin ortasındaki optik ayak üzerine kırınım ağı yerleştirilir.
2. Güç kaynağı olarak lambadan yayılan ışığın (yarıktan ve mercekten geçerek) kırınım ağı üzerine gelmesi sağlanır. Fotosel üzerindeki beyaz bölmeye düşen renklere ayrılmış beyaz ışık gözlemlenir. Spektrumdaki dalga boylarından yararlanarak, $c=\lambda u$ formülü yardımıyla renklerin frekans aralıkları hesaplanır ve Tablo-1'e kaydedilir.

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

Renk	λ (nm)	ν (10^{12} Hz)	U (V)
Mor			
Mavi			
Yeşil			
Sarı			
Turuncu			
Kırmızı			
Koyu kırmızı			

- Yükseltici açılır ve fotosel üzerindeki yarık kapalıyken dijital multimetrenin 0 (sıfır) değerini göstermesi sağlanır.
- Fotosel üzerindeki yarık açılır. Optik kol döndürülerek fotocele farklı renklerde ışık düşmesi sağlanır. Her renk için fotoselde oluşan potansiyel değeri dijital multimetreden okunarak Tablo-1'e kaydedilir.
- Daha sonra düzeneğin ortasındaki optik ayağa sırasıyla sarı ve yeşil filtreler yerleştirilerek fotoselde oluşan potansiyel multimetreden okunur, Tablo-2'ye kaydedilir ve Tablo-1'deki değerlerle karşılaştırılır (Sarı ışık için $\lambda=525$ nm, Yeşil ışık için $\lambda=580$ nm).

Renk	λ (nm)	ν (10^{12} Hz)	U (V)
Sarı			
Yeşil			

- Tablo-1'deki değerler yardımıyla U- ν grafiği çizilir, grafiğin eğimi bulunur. Eğim bize $\frac{h}{e}$ değerini verecektir. Buradan "h" Planck sabiti bulunur.

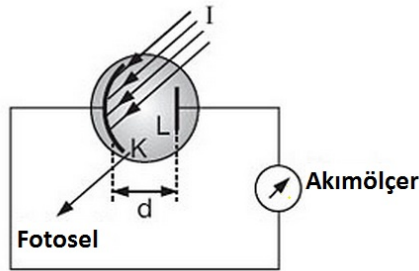
$h=$

7. Grafiğin y eksenini kestiği nokta bize $\frac{W}{e}$ değerini verecektir. Buradan da “W” (metalin iş fonksiyonu) bulunur.

$W=$

SORULAR:

- 1) Fotoelektrik olayı deneyini yaptığınız esnada ışık kaynağınız elektrik akımı üretemiyorsa, elektrik akımını akışını sağlamak için için ne tür ayarlamalar yaparsınız?
- 2) Bir metal üzerine frekansı 1.61×10^{15} Hz olan bir ışık düşürüldüğünde, durdurma potansiyeli 3V ise,
 - (a) Her foton tarafından transfer edilen enerji nedir?
 - (b) Metalin iş fonksiyonu nedir?
 - (c) Çıkan elektronların maksimum hızı nedir?
- 3) Şekildeki fotosele I şiddetinde ışık gönderildiğinde, devredeki akımölçer, devreden küçük bir akımın geçtiğini gösteriyor. Akımı büyütebilmek için aşağıdaki niceliklerden hangilerinin büyütülmesi gerekir?
 - KL levhaları arasındaki uzaklık
 - K levhasının alanı
 - Gönderilen ışığın şiddeti
 - Gönderilen ışığın dalga boyu



A6: FRANCK HERTZ

Deneyin Amacı: Bir atomun enerjisinin belirli değerler alabileceğinin görülmesi

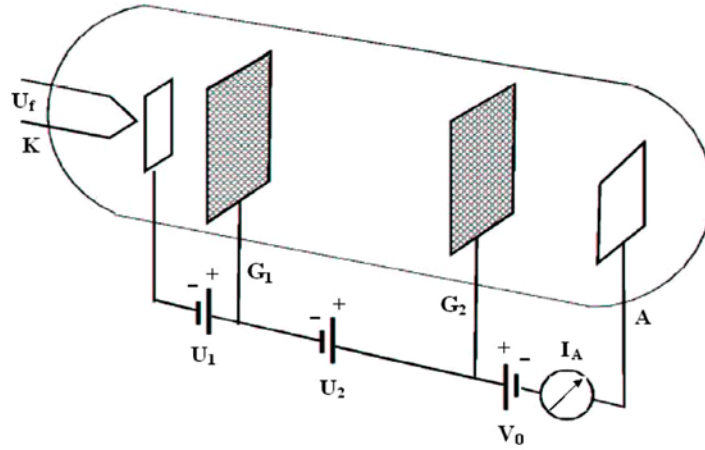
Çalışma Konuları: Atom modelleri, Bohr postülaları, elastik-inelastik çarpışmalar, atomun uyarılması.

TEORİK BİLGİ

Deneyin amacı 'herhangi bir atomun kuantumlu enerji seviyelerini belirlemek'ten geçmektedir. Niels Bohr 1913 yılında kendi atom modelii ileri sürdü. Bu modelde bir izole atom pozitif yüklü bir çekirdek ve bu çekirdek çevresinde ardarda dizilmiş yörüngelerde dolanan negatif yüklü elektronlardan oluşmaktaydı. Bohr, elektronların bu yörüngelerdeki açısal momentumlarının $h/2\pi$ 'nin tam katları olduğunu ileri sürdü. Bohr'un tasvir ettiği bu atom modelinde, bir enerji seviyesinden başka bir enerji seviyesine geçiş yapan elektronlar bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkını ya foton yayınlamaya vermekte ya da foton soğurarak almaktaydılar. Bugün bu model Bohr Atom Modeli olarak adlandırılmış olup, bizlere bir atomdaki elektronların açısal momentumlarının ve enerjilerinin belirli değerler alabileceğini açıkça göstermektedir. 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 elektronlar, kısa bir süre sonra kararlı oldukları eski enerji seviyelerine geri döneceklerdir. Bu durumda:

- a) Eğer uyarılan elektronların kararlı oldukları seviyelerine geri dönerken yayınlacakları 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.

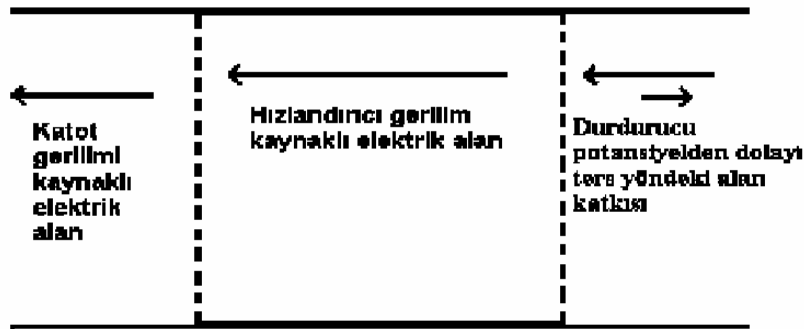
Franck-Hertz deneyi yukarıda belirtilen ve atomu oluşturan elektronların enerji seviyelerini bulmak için yapılması gereken iki metottan ikincisinin mantığı ile çalışan bir deneydir. Deneyde Şekil 1' de gösterilen ve Franck-Hertz tüpü olarak adlandırılan tüp kullanılacaktır. Kesikli çizgiler kafesleri göstermektedir. Kafesler arasındaki bölgede hızlandırılan elektronlar ile tüp içinde bulunan ve spektrumu 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 da birinci kafesi aşabilen elektronlar anoda ulaşmak eğilimindedirler. Bunun sebebi anot ve katot arasındaki potansiyel farkı dolayısı ile elektrik alanıdır. 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.

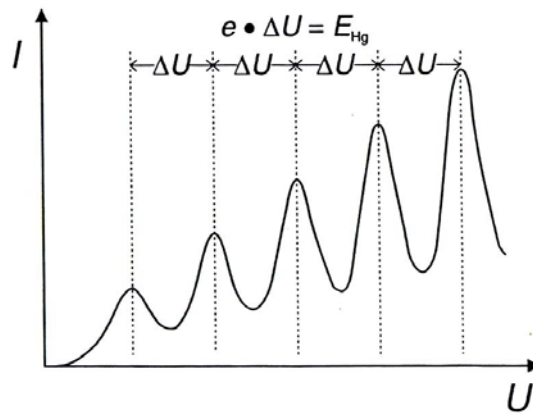
$$\frac{1}{2}mv^2 = eU_2 \quad (1)$$



Şekil 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. U_2 geriliminin artırılmasına devam edildiğinde elektronların ulaştığı enerji civa (Hg) atomunun içyapısını 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. Grafikteki ilk tepenin enerjisi civanın taban durumu ile ilk enerji seviyesi arasındaki enerji farkına yani 4,9 eV'a karşılık gelir. Uyarılan civa atomları ise ~253 nm dalga boylu foton yayınlamaya başlayarak taban durumuna döneceklerdir.



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 gözükmemektedir.

DENEYİN YAPILIŞI

Kullanılan cihaz ve donanımlar: Franck-Hertz kontrol birimi, Franck-Hertz civa tüpü, Franck-Hertz fırını, NiCr-Ni termoçift, bilgisayar.

1. Franck-Hertz fırınının sıcaklığı 175°C 'ye ayarlanır.
2. Fırın sıcaklığı 175°C 'de sabitlendiğinde, U_2 durdurma voltajı 2 Volt'a ayarlanır.
3. U_1 hızlandırıcı gerilimi 0 V'den 50 V'e kadar 0,1 V adımlarla arttırılarak devreden geçen I akımı okunur ve Tablo-1'e işlenir.



Şekil 4: Franck-Hertz deney düzeneği

4. Tablo-1'deki değerler ile $U_1 - I$ grafiği çizilir.
5. Çizilen grafikte minimumlara karşılık gelen voltaj değerleri ve her ardışık iki minimum için aralarındaki fark bulunur. Bu farkların ortalaması ve standart sapmaları hesaplanır.
6. Elde ettiğiniz değeri yorumlayınız.

Tablo-1

[illegible]

SORULAR

1. Franck-Hertz deneyinde elde ettiğiniz $U_1 - I$ grafiğindeki tepelerin enerji konumları fırının sıcaklığından etkilenir mi? Açıklayınız.
2. U_2 voltajının değiştirilmesi $U_1 - I$ grafiğindeki maksimumların ve minimumların enerji konumlarını etkiler mi? Açıklayınız.
3. Cıva buharı ile dolu bir Franck-Hertz tüpünde 7 V ile katotdan hızlandırılan elektronların 1 V'lık yavaşlatma gerilimi altında anoda ulaştıklarında sahip oldukları hızı hesaplayınız.

KAYNAKÇA

1. 'Atom ve Molekül Fiziği Laboratuvarı Deney Föyleri', Yıldız Teknik Üniversitesi, Fizik Bölümü, 2007.
2. 'Fiz 2036 Modern Fizik Laboratuvar Deney Kitapçığı', Dokuz Eylül Üniversitesi, Fizik Bölümü, 2015.
3. 'Modern Fiziğin Kavramları', Arthur Beiser, Çeviri: Prof. Dr. Gülsen Önengüt, Akademi Yayıncılık, 2008.
4. 'Fizik ve Mühendislikte Modern Fizik', J. R. Taylor, C. Zafaritos, Çeviri: Bekir Karaoğlu, Arte Yayıncılık, 1996.