



**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN FAKÜLTESİ
FİZİK BÖLÜMÜ**

**FİZ.352 KUANTUM FİZİK LABORATUARI
DENEY KİTAPÇIĞI**

İÇİNDEKİLER

DENEY 1. Sodyum Atomunda Spin-Yörünge Etkileşmesi	1
DENEY 2. Işık Hızının Ölçülmesi	7
DENEY 3. Elektronun e/m Oranının Bulunması	12
DENEY 4. Franck-Hertz Deneyi.....	17
DENEY 5. Atom Spektrumları	22
DENEY 6. Elektronlarla Kırınım	30
DENEY 7. Fotoelektrik Olay	35
DENEY 8. Heisenberg Belirsizlik İlkesi	40

DENEY 1

SODYUM ATOMUNDA SPİN-YÖRÜNGE ETKİLEŞMESİ

Deneyin Amacı: Sodyum spektrumunu incelemek, spin-yörünge etkileşmesi (inceyapı yarılması) hakkında bilgi sahibi olmak, spin-yörünge etkileşmesinden yararlanarak sodyumun etkin atom numarasını hesaplamak, çok-elektronlu atomlardaki perdeleme kavramı hakkında bilgi sahibi olmak.

Ön Çalışma Soruları:

1. Spin-yörünge etkileşmesi nasıl oluşur.
2. Hidrojen atomunun 2P seviyesinin spin-yörünge etkileşme enerjisini hesaplayınız. Seviyenin niçin üçe veya dörde değil de ikiye yarıldığını açıklayınız.
3. Coulomb potansiyelini kullanarak sodyum atomunun ($Z=11$), 5P enerji seviyesinde spin-yörünge etkileşme enerjisinin

$$\langle \Delta E_{SL} \rangle_{nl} = C \frac{ke^2 \hbar^2}{m^2 c^2 a_0^3}$$

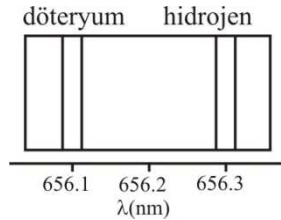
olduğunu gösteriniz ve C sabitinin sayısal değerini belirleyiniz.

4. Etkin atom numarası kavramına niçin ihtiyaç duyulmuştur, nedenleriyle birlikte ayrıntılı olarak açıklayınız.
5. Elektronun yörünge hareketi nasıl bir manyetik alan oluşturur ve bu alan nasıl hesaplanabilir, açıklayınız.

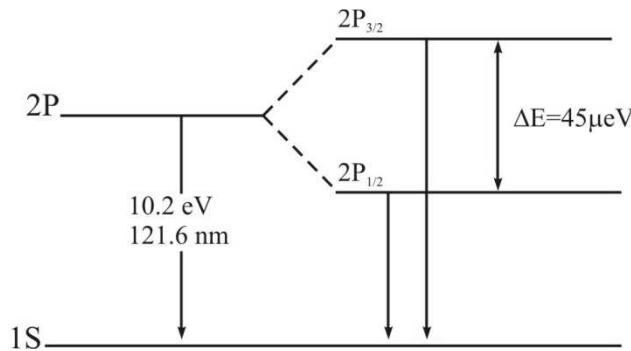
Teori

Hidrojen'in İnce Yapısı

Hidrojen spektrumundaki spektral çizgiler yüksek çözünürlükte incelendiğinde, birbirinden çok az bir aralıkla ayrılmış ikili çizgiler (dublet) gözlenir. Bu yarılmaya *ince yapı yarılması* denir ve *elektron spini* için ilk deneysel kanıtlardan biridir. Hidrojen için ince yapı yarılmasını gösteren şematik diyagramlar Şekil 1 ve Şekil 2'de verilmiştir.



Şekil 1. Hidrojen ve döteryum için spektral çizgilerdeki yarılmalar.



Şekil 2. Hidrojen atomunda ince yapı yarılmasının şematik gösterimi

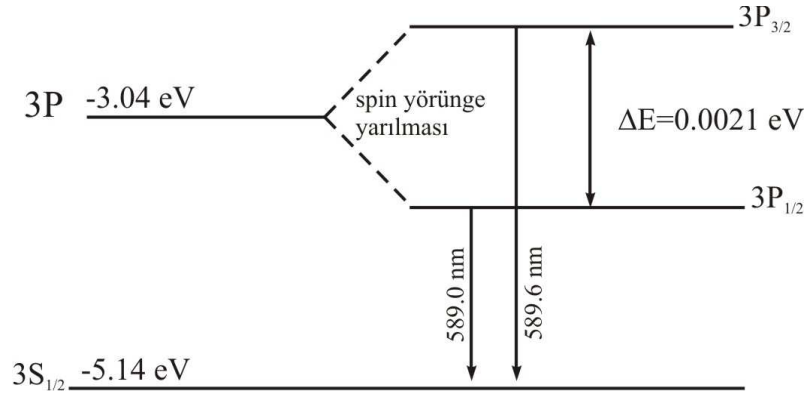
Spektral çizgide görülen bu küçük yarılmaya elektron spini (S) ve yörünge açısal momentumu (L) arasındaki etkileşmeye atfedilir ve bu etkileşmeye *spin-yörünge etkileşmesi* denir.

Hidrojen atomunun meşhur kırmızı çizgisi (H-α) Bohr teorisine göre tekli yapıdadır ve Schrodinger denklemi de aynı sonucu verir. Bu çizginin dalga boyu Bohr teorisine göre 656.11 nm'dir. İndirgenmiş kütle kullanılırsa bu

Deney 1. Sodyum Atomunda Spin-Yörünge Etkileşmesi

sonuç hidrojen için 656.47 nm ve döteryum için 656.29 nm olur (Şekil 1). Hidrojen ve döteryumun çizgileri arasındaki fark yaklaşık 0.2 nm'dir ve her ikisinin yarılmaları yaklaşık 0.016 nm'dir. Bu yarıma değeri 45μeV'luk bir enerji değerine karşılık gelir. Elektron üzerindeki iç manyetik alan değeri de yaklaşık 0.4T'dir.

Hidrojen atomunda spin-yörünge etkileşmesinden dolayı meydana gelen bu spektral yarılmalar Sodyum (Na) atomu gibi çok elektronlu atomlarda da gözlenir (Şekil 3). Na atomu durumunda 3P seviyesi yarılır ve spektrumda birbirine çok yakın iki sarı çizgi gözlenir ve bunlara D-çizgileri denir. Yarılmının spektral genişliği 0.597 nm ve enerjisi 0.0021 eV'dir.



Şu noktayı vurgulamak yararlıdır: Atom spektrumlarındaki çizgiler dış manyetik alanın etkisiyle yarıldığında buna **Zeeman olayı** denir. Spin-yörünge etkileşmesi de manyetik bir etkileşmedir, ancak manyetik alan atomun kendi içindeki manyetik alandır (elektronun yörünge hareketinden dolayı oluşmuştur), dış kaynaklı değildir! Bu nedenle spin-yörünge etkileşmesine bazen **iç Zeeman olayı** da denir.

Elektronun Yörünge Hareketinden Kaynaklanan Manyetik Alan

Bir elektronun çekirdek etrafında dairesel bir yörüngedeki dönüşü, bir yükün oluşturduğu akım ilmeğine benzer bir etkiye sebep olur. Klasik elektromanyetik teoriye göre her akım çevrimi bir manyetik moment olarak görülebilir ve bir dış manyetik alandan etkilenir. Belirli bir kesitten birim zamanda geçen yük i akımı demektir. Elektronun yükü e büyüklüğünde olup, r yarıçaplı dairesel bir yörünge için, *bir noktadan birim zamanda geçiş sayısı, yani frekans*, $v/2\pi r$ olur. Buna göre akım;

$$i = e \frac{v}{(2\pi r)}$$

olur. Basit bir yaklaşımla, Amper yasası yardımıyla dairesel akım halkasının merkezindeki manyetik alan hesaplanabilir:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2r} = \frac{\mu_0 e v}{4\pi r^2}$$

Yörünge açısal momentum için $L = m_e v r$ eşitliği kullanılırsa, bu manyetik alan yörünge açısal momentumu cinsinden ifade edilebilir:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2r} = \frac{\mu_0 e L}{4\pi m_e r^3}$$

Öte yandan, elektronu kendi etrafında bir topaç gibi dönen yüklü bir küre gibi düşünersek, bu hareketin bir manyetik moment oluşturmasını bekleriz. Bu momentlerin toplamına spin manyetik moment denir ve $\vec{\mu}_s$ ile gösterilir. Bu moment, spin jiromanyetik oran $\gamma = \frac{e}{2m_e}$ olmak üzere, spin açısal momentumuyla (\vec{S}) orantılıdır:

$$\vec{\mu}_s = -\gamma \vec{S} = -\frac{e}{2m_e} \vec{S}$$

Spin-Yörünge Etkileşme Enerjisinin Hesaplanması

Atom spektrumları incelendiğinde, tüm nS seviyelerinin tekli (singlet) yapıda ve tüm S -dışı (P, D, F, \dots) seviyelerin ikili (doublet) yapıda olduğu görülür. Bu demektir ki, n baş kuantum sayısı olmak üzere nS seviyelerinde spin-yörünge etkileşmesi söz konusu değilken, diğer tüm seviyelerde spin yörünge (ΔE_{SL}) yarılması meydana gelir. Bu yarıma enerjisi

$$\Delta E_{SL} = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B} = \xi(r) \vec{S} \cdot \vec{L} \quad (1)$$

ile verilir. $\xi(r) = \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dU(r)}{dr}$ olarak tanımlıdır ve (1) denkleminde yerine yazılırsa,

$$\Delta E_{SL} = \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dU(r)}{dr} \vec{S} \cdot \vec{L} \quad (2)$$

olur. Hidrojen veya hidrojenimsi atomlar için buradaki $U(r)$ Coulomb potansiyel enerjisi

$$U(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}$$

şeklinde alınıp, türevi hesaplandıktan sonra (2) denkleminde yerine konursa,

$$\langle \Delta E_{SL} \rangle = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 m^2 c^2} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle \vec{S} \cdot \vec{L} \quad (3)$$

elde edilir. Burada $\langle \dots \rangle$ gösterimi beklenen değer anlamındadır. Atomdaki LS çiftlenimi için kosinüs bağıntısını kullanarak

$$(\vec{S} \cdot \vec{L})_{1,2} = \frac{J_{1,2}^2 - L^2 - S^2}{2}$$

yazabiliriz. Burada, l ne olursa olsun, $s = \pm 1/2$ olduğundan dolayı iki tane J değeri ortaya çıkar ($l - s \leq j \leq l + s$) ve ikili yapı söz konusu olur. Şimdi bu ifadeyi biraz daha düzenleyelim:

$$(\vec{S} \cdot \vec{L})_{1,2} = \left[(\vec{S} \cdot \vec{L})_2 - (\vec{S} \cdot \vec{L})_1 \right] = \frac{1}{2} (J_2^2 - L^2 - S^2 - J_1^2 + L^2 + S^2) = \frac{1}{2} (J_2^2 - J_1^2)$$

Bu sonuç (3) denkleminde yerine yazılırsa, Coulomb potansiyeli etkisindeki herhangi bir nl seviyesi için spin-yörünge etkileşmesi,

$$\langle \Delta E_{SL} \rangle_{nl} = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 m^2 c^2} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl} \frac{1}{2} (J_2^2 - J_1^2) \quad (4)$$

olarak bulunur. J_2^2 ve J_1^2 için kuantum mekanik'ten

$$J_2^2 = \hbar^2 j_2(j_2 + 1)$$

$$J_1^2 = \hbar^2 j_1(j_1 + 1)$$

özdeğerleri kullanılırsa, (4) denklemini

$$\langle \Delta E_{SL} \rangle_{nl} = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 m^2 c^2} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl} \frac{\hbar^2}{2} [j_2(j_2 + 1) - j_1(j_1 + 1)] \quad (5)$$

olur. Bu ifadedeki $\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl}$ beklenen değeri de

$$\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl} = \frac{Z^3}{a_0^3 n^3 l(l+1) \left(l + \frac{1}{2} \right)}$$

denklemini yardımıyla hesaplanır. Burada, Z atom numarası, n baş kuantum sayısı, l yörünge açısal momentum kuantum sayısı ve a_0 Bohr yarıçapıdır. (5) denklemindeki her şey bilindiğine göre spin-yörünge etkileşme enerjisi kolaylıkla hesaplanabilir. Spin-yörünge etkileşmesi sonucunda, tek bir enerji seviyesi ikiye yarılar, bu yarılmaya ince yapı yarılmaları denir.

Deney 1. Sodyum Atomunda Spin-Yörünge Etkileşmesi

Unutulmamalıdır ki yukarıda verilen ifadeler $+Ze$ yüklü çekirdeğe ve tek bir elektrona sahip atomlar için geçerlidir, başka bir deyişle hidrojen-tipi atomlar için yazılmışlardır. Bununla birlikte, tek elektronlu (hidrojen) değil de çok elektronlu atomlarla çalışırken ne yapmalıyız? sorusu önemli bir sorudur. Çok elektronlu atomları hidrojen atomuna benzeterek inceleyebiliriz, bunun için basitçe formüllerdeki Z yerine Z_{etkin} yazarız: Çok elektronlu sistemlerde, dış kabuktaki elektronlar net olarak Ze yüklü çekirdekle etkileşmezler, çekirdeğin yükü daha iç yörüngelerde bulunan elektronlar tarafından perdelenir (bu perdelemeyi S ile gösterelim). Perdeleme biliniyorsa, $Z_{\text{etkin}}=Z-S$ ile etkin atom numarası hesaplanabilir.

Basit bir yaklaşımla perdeleme (S) şu şekilde hesaplanır:

1. Çalışılan elementin elektronik konfigürasyonu yazılır, çalışılacak elektron seçilir.
2. Çalışılan elektronla aynı kabukta olan elektronlar (değerlik elektronları) 0.35 biriminde perdeleme yapar.
3. $(n-1)$ alt kabuğundaki tüm elektronların her biri 0.85 biriminde perdeleme yapar.
4. $(n-2)$ veya daha alt kabuklardaki elektronların her biri 1.00 biriminde perdeleme yapar.

Örnekler:

1. ${}_7\text{N}$ atomundaki değerlik elektronlarından birine etki eden çekirdek yükü nedir

$${}_7\text{N}=1s^2 2s^2 2p^3$$

$$(1s)^2 (2s 2p)^5$$

$$S=4 \times 0.35 + 2 \times 0.85 = 3.1, \quad Z_{\text{etkin}} = Z - S = 7 - 3.1 = 3.9$$

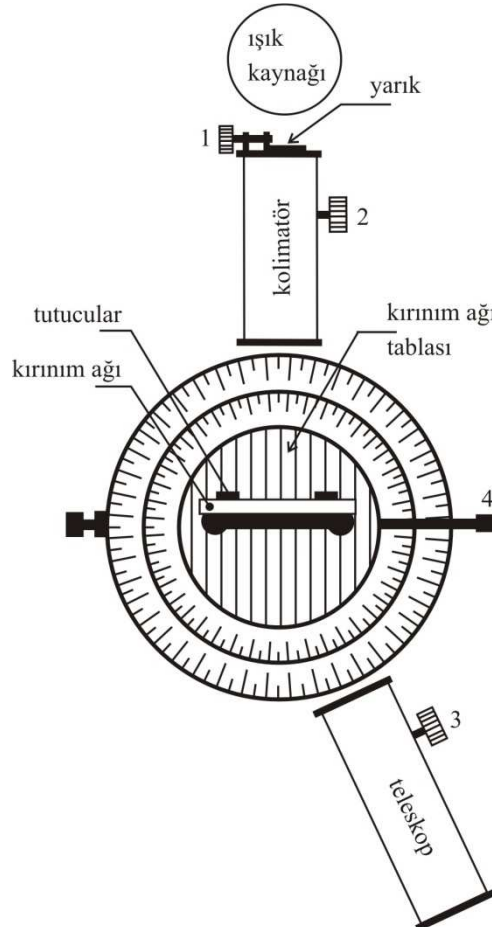
2. ${}_{30}\text{Zn}$ atomundaki 4s değerlik elektronlarından birine etki eden çekirdek yükü nedir

$$(1s)^2 (2s 2p)^8 (3s, 3p)^8 (3d)^{10} (4s)^2$$

$$S=1 \times 0.35 + 18 \times 0.85 + 10 \times 1 = 25.65, \quad Z_{\text{etkin}} = 30 - 25.65 = 4.35$$

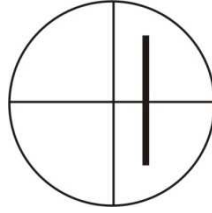
Deneyin Yapılışı:

Deneyde kullanacağınız kırınım ağı spektrometresi Şekil 4'te gösterilmiştir.



Şekil 4. Kırınım ağı spektrometresi

Kırınım ağı yokken, beyaz ışık kaynağını yarığın önüne yerleştiriniz, teleskoptan bakıldığında Şekil 5'e benzer bir yapı görülecektir.



Şekil 5. Keyfi bir teleskop görüntüsü

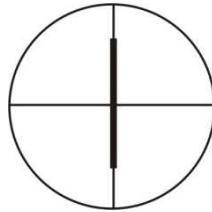
Spektrometreyi kullanırken şu hususlara dikkat etmelisiniz:

- Eğer ekranda görülen beyaz çizgi çok genişse 1 numaralı vidayı kullanarak gözlediğiniz ışığın genişliğini güzel ölçüm alabileceğiniz şekilde azaltınız. Ekranda hiç birşey görmüyorsanız yarık tamamen kapalı demektir, o zaman 1 nolu vida ile yarığı genişletmelisiniz.
- Eğer gördüğünüz beyaz çizgi bulanık ise kolimatör üzerindeki 2 nolu vidayı ve teleskop üzerindeki 3 nolu vidayı kullanarak net bir görüntü elde edebilirsiniz.
- 4 nolu vida kırınım ağı tablasının hareketini kontrol eder. Bu vidayı gevşetiniz, kırınım ağının kolimatörden gelen ışığa dik olmasını sağlamak amacıyla kırınım ağı tablasını döndürünüz. 4 nolu vidayı sıkınız.

Ölçüm işlemine başlamadan önce, spektrometrenin **sıfır ayarı** dikkatlice yapılmalıdır.

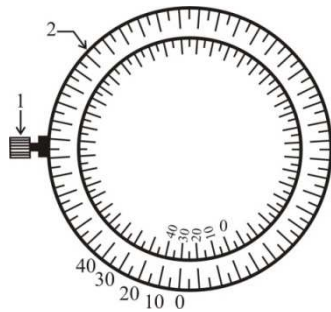
Sıfır ayarı yaparken;

1. Teleskobu hareket ettirerek, teleskobun artısını ve beyaz ışığı Şekil 6'da olduğu gibi üst üste getiriniz.

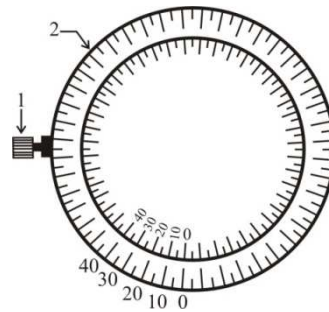


Şekil 6.

2. Teleskobu hareket ettirmeden, 1 nolu vidayı gevşetiniz (Şekil 7), 2 nolu diskten (açı tablasını örten kapak görünümü siyah disk) tutarak alt ve üst açı değerlerinin Şekil 8'deki gibi üst üste gelmesini sağlayınız. Gevşetmiş olduğunuz 1 nolu vidayı tekrardan sıkınız.



Şekil 7. Spektrometrenin üstten görünüşü



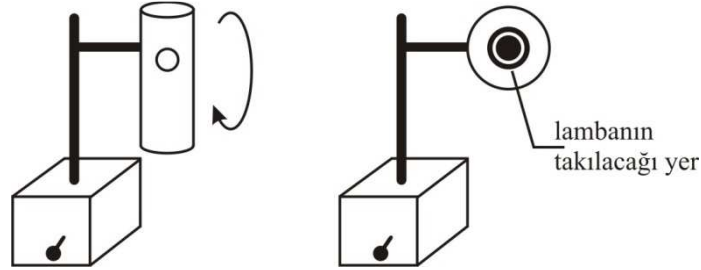
Şekil 8. Sıfır ayarı

Artık ölçüm almaya hazırsınız. **Kırınım ağı spektrometresi yardımıyla herhangi bir lambaya ait spektrumdaki çizgilerin dalga boyları doğrudan hesaplanabilir.** λ dalga boyu ışık, a olan bir kırınım ağına dik olarak gönderilirse,

$$a \sin(\theta) = m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

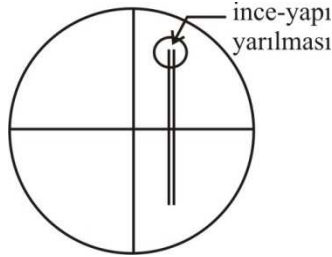
bağıntısıyla belirlenen açılarda maksimumlar oluşur.

Beyaz ışık kaynağı yerine sodyum (Na) lambasını kullanınız. Lambayı düzenek(mavi renkli güç kaynağı) içindeki yerine takınız (Şekil 9). Lambayı takarken güç kaynağının açık olmamasına dikkat ediniz. Güç kaynağının fişini deney masanızdaki kırmızı renkli prizlerden birine takınız, masanın elektrik sigortalarını açınız, güç kaynağını çalıştırınız.



Şekil 9. Lambalara ait güç kaynakları

Lamba net bir ışık verene kadar ~1-2 dakika kadar bekleyiniz. Aksi halde teleskoptan güzel bir spektrum göremeyeceksiniz. Uygun durumda teleskoptan bakıldığında Şekil 10'daki gibi bir spektrum göreceksiniz.



Şekil 10. Sodyum lambasına ait spektrum.

Her bir rengin açısını ölçerken yapacağınız iş, teleskobun artısını ölçmek istediğiniz rengin üstüne getirmek ve açı tablasından açı değerini okumaktır. Spektrumda gördüğünüz birbirine yakın iki sarı renk inceyapı yarılmalarından dolayıdır. Her iki rengin açısını ölçünüz, ölçüm işleminden sonra lambaya ait güç kaynağını kapatınız/fişini çekiniz. Lamba fazlaca ısınmış olacağından hemen sökmeye kalkışmayınız. Soğumasını bekleyin ve ondan sonra sökünüz, güvenli bir şekilde ambalajına yerleştiriniz.

1. (6) denklemi yardımıyla, $a=1/600$ mm, $m=1$ alarak λ_1 ve λ_2 dalga boylarını hesaplayınız. Şekil 3'te verilen ideal değerlerle karşılaştırınız.
2. $\langle \Delta E_{SL} \rangle_{nl} = hc \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)$ denklemiyle spin-yörünge etkileşme enerjisini hesaplayınız. Şekil 3'te verilen ideal değeriyle karşılaştırınız.
3. Şekil 3'ten de göreceğiniz gibi sodyum atomunun 3P seviyesindeki ince yapı yarılmaları için $j_1 = 1/2$ ve $j_2 = 3/2$ dir. Bu değerleri, $\langle \Delta E_{SL} \rangle_{nl}$ enerjisinin değerini ve ilgili fiziksel sabitlerin bilinen değerlerini kullanarak (5) denklemi yardımıyla sodyumun etkin atom numarasını hesaplayınız.
4. Teoride verilen yaklaşık metodu kullanarak sodyumun 3s elektronunun gördüğü perdelemeyi ve böylece etkin çekirdek yükünü hesaplayınız.
5. Sodyum atomunu hidrojene benzeterek, iyonlaşma enerjisinden,

$$5.14 = Z_{etkin} \frac{13.6}{n^2}$$

formülü yardımıyla Z_{etkin} değerini hesaplayınız.

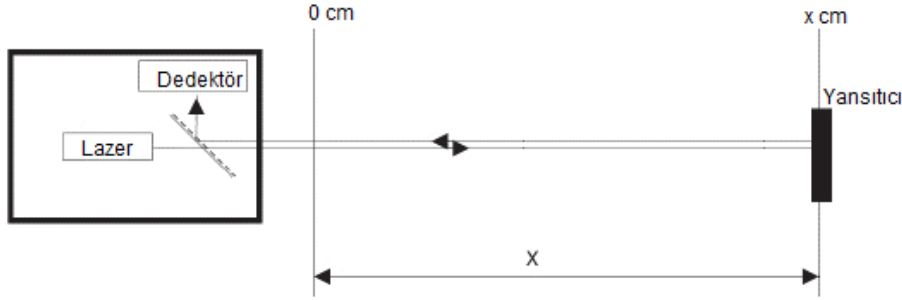
6. 3., 4. ve 5. adımlarda hesapladığınız Z_{etkin} değerlerini karşılaştırınız.
7. Z_{etkin} değerlerindeki farklılığın nelerden kaynaklandığını açıklayınız, tartışınız.

DENEY 3 IŞIK HIZININ ÖLÇÜLMESİ

Deneyin Amacı: Bu deneyde ışığın hızı hava, akrilik ve su ortamlarında ölçülmektedir.

Teorik

A. Işığın havadaki hızının hesaplanması



Şekil 1

Deneyde ışığın yansıtıcıya kadar aldığı x mesafesini ölçüm cihazı Δx modu ile, ışığın lazerden çıkıp tekrar detektöre geldiği zamanı da $\Delta t \cdot 1000$ modu ile ölçer. Burada $\Delta t \cdot 1000$ μs birimi ile ölçüldüğü için Δt değerini bulmak için gerekli birim hesaplaması yapılmalıdır.

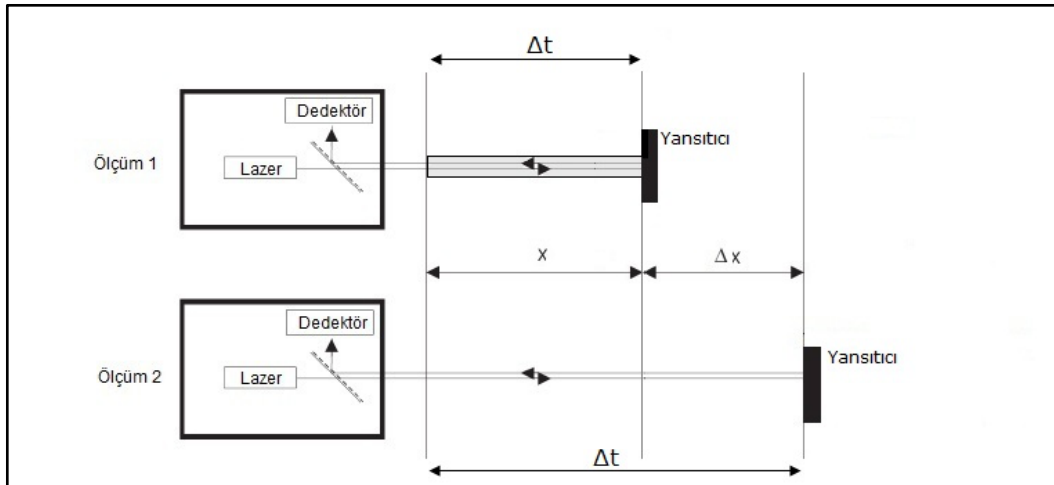
Bu durumda ışığın havadaki hızı c_{hava}

$$c_{hava} = \frac{2\Delta x}{\Delta t} \quad (1)$$

denklemini ile hesaplanır.

B. Işığın akrilik / su ortamındaki hızının hesaplanması

Işığın akrilik / su ortamındaki hızı bu ortamda aldığı mesafe için harcanan Δt zamanı ile havada aynı Δt zamanında aldığı mesafe karşılaştırılarak hesaplanır.



Şekil 2

İlk ölçümde ışık ortamda $2x$ mesafesini Δt kadar sürede alır. İkinci ölçümde ise havada $2x+2\Delta x$ mesafesini yine Δt süresinde alacak şekilde Δx mesafesi ayarlandığında

$$n_{ortam} = \frac{2x+2\Delta x}{2x} \quad (2)$$

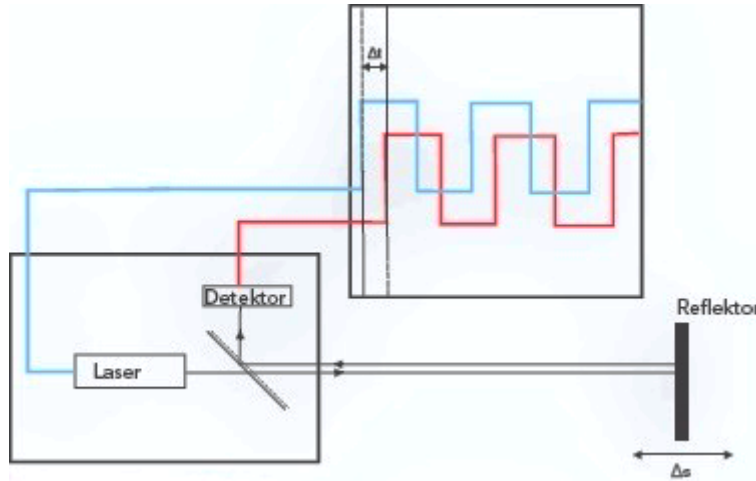
ve ortamdaki hız

$$c_{ortam} = \frac{c_{hava}}{n_{ortam}} \quad (3)$$

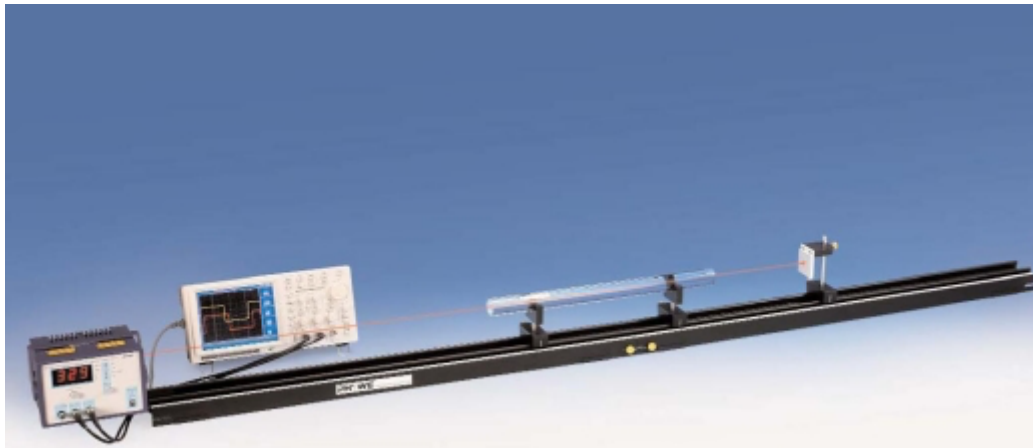
denklemleri ile bulunur.

Deneyin Yapılışı:

Ölçüm cihazının içindeki lazer diyottan çıkan yüksek frekanslı bir sinyal ile modüle edilmiş ışık ışını belli mesafede bir yol aldıktan sonra yansıtılarak ölçüm cihazındaki detektöre geri yollanır. Yansıyan sinyalin fazı gönderilen ışığın sinyalinin fazıyla karşılaştırılır. Işığın hızı bu faz farkı, modülasyon frekansı ve ışığın aldığı yol değerleriyle hesaplanır (Şekil 3).



Şekil 3

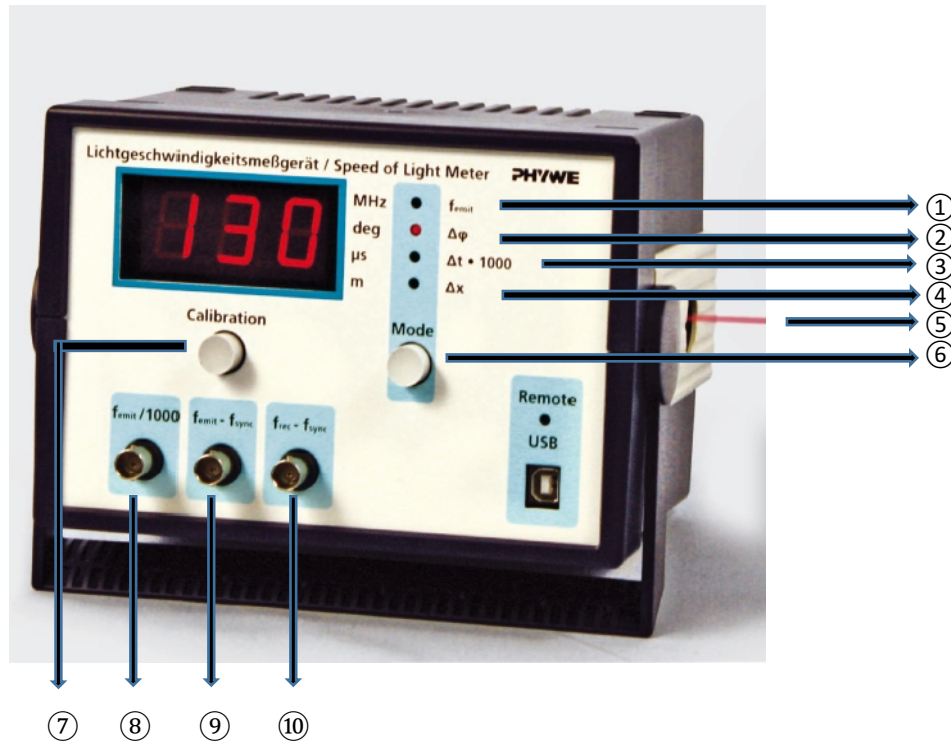


Şekil 4

Kullanılan Cihaz, Alet ve Parçalar

1. Ölçüm cihazı
2. Mesafe rayı (üzerinde 170 cm uzunluğunda şerit metre var)
3. Yansıtıcı ve ayağı
4. Osiloskop
5. 2 adet 2 ucu BNC olan kablo
6. Akrilik silindir (49cm)
7. 2 ucu saydam pencere ve vidalı kapaklı su doldurma silindiri
8. Akrilik ve su silindirini tutmak için 2 adet ayak

Ölçüm Cihazı



Şekil 5

- ① f_{emit} : Lazer ışığının Mhz biriminden modülasyon frekansını gösterir.
- ② $\Delta\phi$: Gönderilen ve yansıyan ışık sinyalleri arasındaki faz farkını derece biriminden gösterir. Ölçüm aralığı 0-360 derece ve en küçük değeri 1 derecedir.
- ③ $\Delta t \bullet 1000$: Işğın lazerden çıkıp yansdıktan sonra detektöre ulaştığı zamanı μs birimi ile gösterir.
- ④ Δx : Lazer ve yansıtıcı arasındaki mesafedir.
- ⑤ Lazer ışğının cihazdan çıktığı yer.
- ⑥ Mode: Cihazın kapalı (OFF) durumundan diğer $\Delta\phi$, $\Delta t \bullet 1000$ ve Δx parametreleri arasında geçiş yapmak için kullanılır.

- ⑦ Calibration: Bu düğme $\Delta\phi$, $\Delta t \bullet 1000$ ve Δx parametrelerinin başlangıç değerlerini sıfırlamak için kullanılır.
- ⑧ $f_{emit}/1000$: Lazer ışığına ait sinyalin binde birine karşılık gelen frekans değeridir.
- ⑨ $f_{emit} - f_{sync}$: Lazerden çıkan sinyal. (f_{sync} lazer ışığının modüle edildiği sinyaldir.)
- ⑩ $f_{rec} - f_{sync}$: Yansıyan sinyal

Osiloskop

Bu deneyde osiloskopla bir ölçüm yapılmamakta sadece gönderilen ve yansıyan sinyalin gözlenmesi, kalibrasyon sırasında da bu 2 sinyalin üst üste bindirilerek eş zamanlı hale geldiği durumun belirlenmesi için kullanılmaktadır.

A. Işığın havadaki hızının hesaplanması

1. Ölçüm kutusu altındaki mıknatıs mesafe rayının ucundaki dikdörtgen platforma denk gelecek şekilde ve kutunun gösterge paneli ile rayın üzerindeki şerit metre kullanıcıya dönük halde konur.
2. BNC uçlu kablounun bir ucu ölçüm kutusundaki $f_{emit}/1000$ çıkışına diğer ucu da osiloskoptaki birinci kanal girişine takılarak lazer ışığına ait sinyal ekranda gözlenir.
3. BNC uçlu kablounun ucu $f_{emit}/1000$ 'den çıkarılır ve $f_{emit} - f_{sync}$ çıkışına takılarak yansıtıcıya gönderilen sinyal gözlenir.
4. Diğer BNC uçlu kablounun bir ucu $f_{rec} - f_{sync}$ çıkışına diğer ucu da osiloskoptaki ikinci kanal girişine takılarak yansıyan sinyal gözlenir.
5. Yansıtıcıyı tutan ayak üzerindeki konum çizgisi ray üzerinde 0 cm noktasına gelecek şekilde konulur. Lazer ışığı yansıtıcıdan yansıma yaptıktan sonra ölçüm kutusundaki deliğe geri gelecek şekilde yansıtıcı üzerindeki ayar vidalarıyla sağa/sola, yukarı/aşağı ayarlanır.
6. Ölçüm kutusundaki "MODE" düğmesine basılarak " $\Delta\phi$ " modu çalıştırılır.
7. Yansıtıcının bulunduğu 0 cm noktası "CAL" düğmesine basılarak başlangıç noktası olarak kalibre edilir. Böylelikle gönderilen ve yansıyan ışığın sinyallerinin fazları birbirine eşitlenmiş olur, osiloskop ekranında her 2 sinyalin üst üste geldiği gözlenir.
8. Kalibrasyondan sonra ölçüm kutusundaki " Δx " modu çalıştırılır.
9. " Δx " değeri gözlenerek yansıtıcı ray üzerinde 100 cm noktasına getirilir. Yansıtıcı bu konumdayken ölçüm kutusunda ölçülen " Δx " değeri ile 100 cm değeri aynı ya da birbirine çok yakın olmalıdır.
10. Yansıtıcı 100 cm noktasındayken "MODE" düğmesine basılarak " $\Delta t \bullet 1000$ " modu çalıştırılır ve ölçülen değer ışığın yol alıp detektöre döndüğü Δt zamanı olarak Tablo 1'deki yerine kayıt edilir.
11. 8-10 arası basamaklar sırasıyla 110, 120, 130, 135, 140, 145, 150, 155 ve 160 cm noktaları için tekrarlanır ve tablodaki yerlerine ölçülen değerler kayıt edilir. Δx ve Δt değerleri kullanılarak her bir yansıtıcı noktası için ışığın hızı hesaplanır ve bulunan tüm hız değerlerinin ortalaması alınır.

Tablo 1

Δx (cm)	$\Delta t \bullet 1000$ (μs)	C (m/s)
100		
110		
120		
130		
135		
140		
145		
150		
155		
160		

B. Işık hızının akrilik ve suda hesaplanması

1. Ölçüm cihazı bir önceki kısımda olduğu gibi kalibre edilir.
2. Akrilik silindiri tutan 2 ayak ölçüm rayında 0 ve 49 cm noktalarına yerleştirilir.
3. Yansıtıcı akrilik silindirin 49 cm'deki kenarına yaslanır.
4. Lazer ışığının yansıyıp ölçüm kutusundaki deliğe düşmesi ayarlanır.
5. "MODE" düğmesine basılarak " $\Delta t \bullet 1000$ " modu çalıştırılır ve zaman değeri Tablo 2'deki yerine kayıt edilir.
6. Akrilik silindir raydan kaldırılır.
7. Yansıtıcı, akrilik silindir varken ölçülen $\Delta t \bullet 1000$ zamanına denk gelecek şekilde rayda kaydırılarak lazerden uzaklaştırılır.
8. Yansıtıcının bulunduğu nokta raydaki cetvel yardımıyla ölçülür ve 3. Maddedeki değer ile arasındaki fark hesaplanarak Δx bulunur.
9. Hesaplanan değer Denklem 2'de yerine konularak ortam kırılma indisi hesaplanır.
10. 1-10 arasındaki maddeler içi su dolu silindir kullanılarak suyun kırılma indisi hesaplanır.
11. Denklem 3, ilk bölümde hesaplanan ışığın havadaki hız değeri c_{hava} ve ışığın akrilik ve sudaki kırılma indisleri $n_{akrilik}$, n_{su} kullanılarak ışın akrilikteki ve sudaki hızları $c_{akrilik}$, c_{su} hesaplanır.

Tablo 2

AKRİLİK				SU			
x	Δx	$n_{akrilik}$	$c_{akrilik}$	x	Δx	n_{su}	c_{su}

Sorular

1. Denklem 2'nin nasıl elde edildiğini gösterin.

DENEY 3 ELEKTRON'UN e/m ORANININ BULUNMASI

Deneyin Amacı: Elektrik alan ve manyetik alan yardımıyla elektronun e/m oranını hesaplamak, e/m oranının kuantumlu olduğunu göstermek.

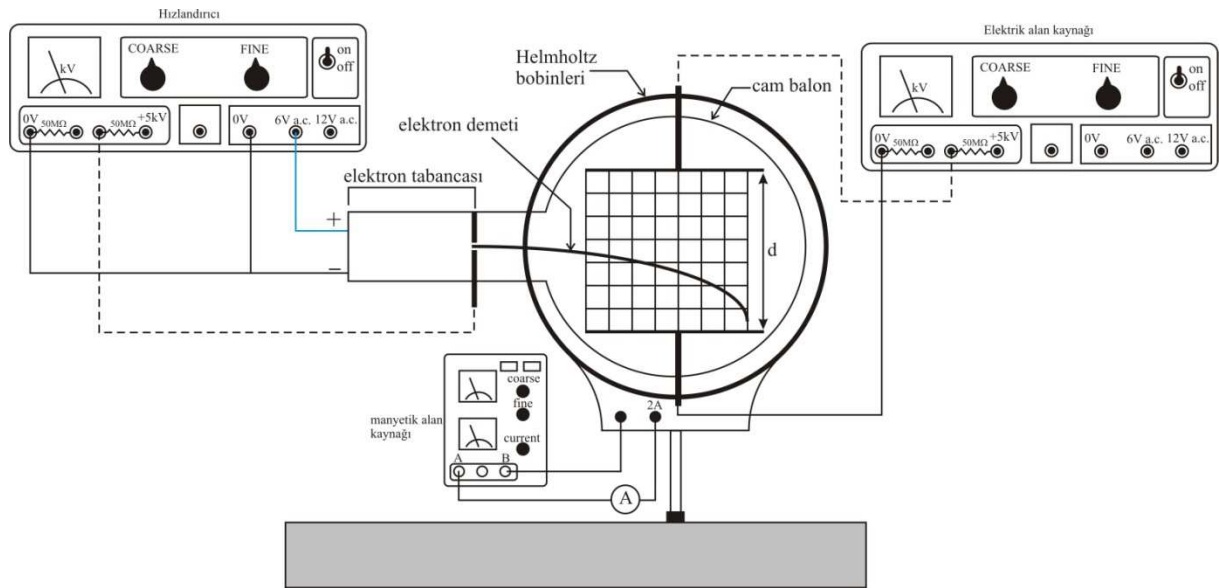
Ön Çalışma Soruları:

1. e/m oranının kuantum fiziği açısından önemi nedir.
2. Yük kavramı hakkında bilgi veriniz.
3. Bir V_0 gerilimi altında hızlandırılan bir elektronun hızını hesaplayınız. Keyfi V_0 değerleri için elektronun hızını hesaplayarak, bu deneyde elektronların hangi gerilimler altında hızlandırılması gerektiğini belirleyiniz.

Teori:

Elektron sergilediği özellikler açısından Kuantum Fiziği için büyük bir öneme sahiptir, bu özellikler arasında dalga özelliği, parçacık özelliği, Pauli ilkesi sayılabilir. Atom, çekirdek ve elektronlardan oluşur. Bir atom dış manyetik alana veya elektrik alana yerleştirildiğinde (dış manyetik alan olmasa bile, çekirdek etrafındaki elektron bir akım halkası olarak düşünülebilir ve bir iç manyetik alan söz konusudur), elektronlar (veya çekirdek) bu alanlarla etkileşir ve farklı fiziksel olaylara sebep olurlar. Bu nedenle elektronun, elektrik ve manyetik alandaki davranışlarının incelenmesi son derece önemlidir.

Elektronun e/m oranı, elektron demeti üzerine manyetik alan ve elektrik alan uygulanması sonucu elde edilen yörüngenin incelenmesi ile bulunabilir. Bu konuda ilk deney 1897'de J.J.Thomson tarafından yapılmıştır. Elektron demetinin saptırılması havası boşaltılmış katot tüpünde yapılır. Deney düzeneği için Şekil 1'e bakınız.



Şekil 1. e/m deney setinin şematik gösterimi. V_a serbest elektronları hızlandırır. V_E elektrik alan oluşturur. V_B Helmholtz bobinlerinden akım geçirerek manyetik alan oluşmasını sağlar.

Elektron tabancasının girişine uygun gerilim uygulandığında, flamanndan serbest elektronlar elde edilir. Bu serbest elektronlar V_a potansiyel farkı altında hızlandırılır, bu durumda elektronun kazandığı kinetik enerji,

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

şeklinde dir. Elektron tabancasının çıkışında elektronların hızı (1) denkleminde

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

dır.

Yapacağınız bu deneyde e/m oranı iki farklı yolla bulunacaktır:

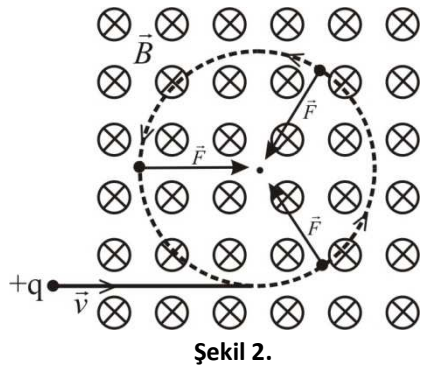
1. Sadece manyetik alan kullanarak
2. Hem manyetik alan hem elektrik alan kullanarak

Bu nedenle, bir q yükünün manyetik alandaki ve elektrik alandaki hareketlerini ayrı ayrı incelemek yararlı olacaktır.

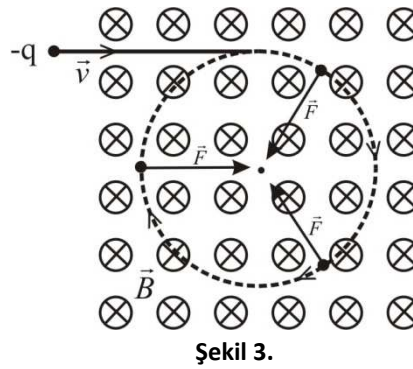
Manyetik Alanda Hareket: Bir q yükü \vec{v} hızı ile \vec{B} manyetik alanı içine girdiğinde üzerine

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (3)$$

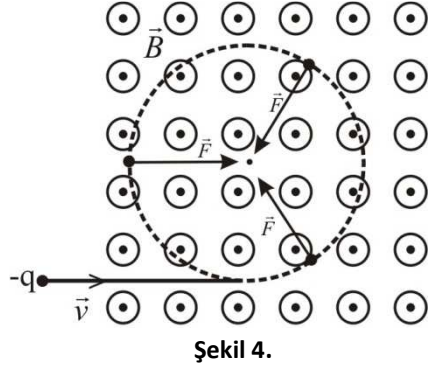
kuvveti etki eder. Kuvvet, hız vektörünün ve manyetik alan vektörünün oluşturduğu düzleme diktir. Bu nedenle, q yükü dairesel bir yörüngede hareket eder. Manyetik alan içinde hareket eden bir yükün hızında değişim olmaz. Sadece hız vektörünün yönü değişir. q yükünün ve manyetik alanın farklı durumlarında hareketin nasıl olacağı Şekil 2,3,4'te verilmiştir.



Şekil 2.



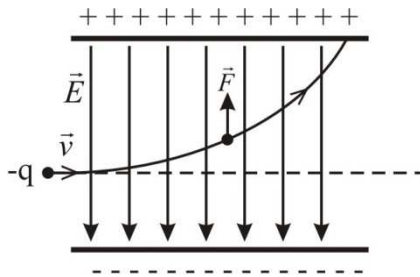
Şekil 3.



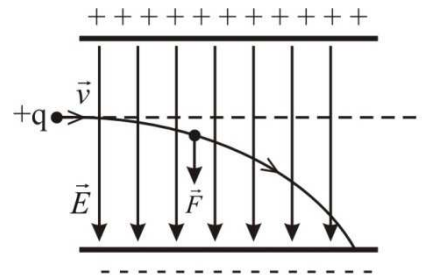
Şekil 4.

⊙ magnetik alanın sayfa düzleminden dışarı doğru olduğunu,
⊗ magnetik alanın sayfa düzleminden içeri doğru olduğunu gösterir.

Elektrik Alanda Hareket: Bir q yükü \vec{E} elektrik alanı içine konduğunda üzerine $\vec{F} = q\vec{E}$ etki eder. Kuvvet elektrik alanla aynı yönlü yada zıt yönlüdür. q yükünün farklı durumlarında hareketin nasıl olacağı Şekil 5,6'da verilmiştir.



Şekil 5.



Şekil 6.

Deneyin Yapılışı:

Şekil 1'deki düzeneğe size kurulu olarak verilecektir. Düzeneğin doğru bir şekilde kurulduğundan emin olunuz. Hangi aygıtın ne amaçla kullanılacağını Şekil 1'e bakarak öğreniniz. Hocanızın izni olmadan kesinlikle deney düzeneğini çalıştırmayınız.

1. Sadece manyetik alan kullanarak e/m oranının belirlenmesi

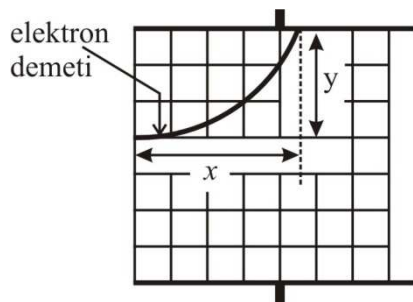
Deney düzeneğini çalıştırmadan önce güç kaynaklarının sıfırda olduğundan emin olunuz. Elektron tabancasına gerilim uygulayınız ve flamanın ısınması için bir süre bekleyiniz. V_a gerilimini, net olarak görülebilen, ince, mavi renkli bir elektron demeti elde edene kadar yavaşça artırınız (bu gerilimin değeri 1500V-3000V aralığında olmalıdır. Gerilim değerini artırmak için güç kaynağı üzerindeki **COARSE** düğmesini kullanınız ve **FINE** düğmesini orta değerlerde tutunuz). Deney esnasında **yüksek voltajlarla** çalıştığınızı kesinlikle unutmayınız ve kablo bağlantı noktalarına hiçbir şekilde temasta bulunmayınız!

V_b gerilimini uygun bir sapma elde edene kadar yavaşça artırınız ve multimetreden akım değerini okuyunuz. x ve y mesafelerini belirleyiniz (Şekil 7). Bu işlemi üç farklı sapma durumu için tekrarlayınız. Elde ettiğiniz verileri aşağıdaki tabloya kaydediniz ve aşağıda ayrıntıları verilen (4) denklemini kullanarak manyetik alanı, (6) denklemini kullanarak e/m oranını hesaplayınız ($N=320$, $a=13.6/2$ cm alınız).

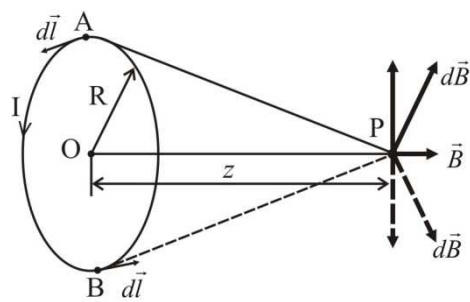
	$V_a = \dots\dots$				
	I	$x(\text{cm})$	$y(\text{cm})$	Bobinlerin manyetik alanı, B	e/m
1					
2					
3					
				ORTALAMA	

- Şekil 2,3,4'ten yararlanarak manyetik alanın yönünü bulunuz.
- Düzeneğin her iki tarafında bulunan Helmholtz bobinlerinin aynı yönde manyetik alan oluşturduğunu nasıl anlarsınız?

Ölçüm alma işlemini bitirdiğinizde, deney düzeneğini kapatırken, açmış olduğunuz bütün güç kaynaklarının gerilim değerlerini yavaşça sıfırlayınız.



Şekil 7.



Şekil 8.

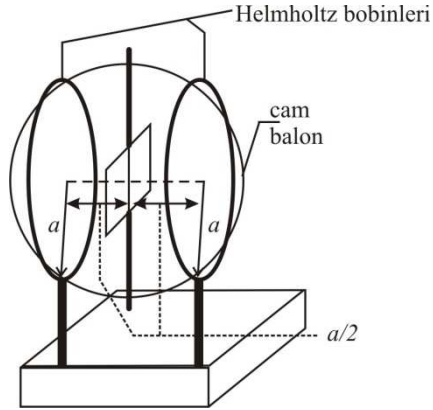
Öncelikle oluşturduğumuz manyetik alanın büyüklüğünü hesaplayalım. R yarıçaplı bir akım halkasının merkezinden z kadar uzakta manyetik alanın

$$B = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{R^2}{(R^2 + z^2)^{3/2}}$$

olduğunu elektromanyetik'ten biliyoruz (Şekil 8). Bizim düzeneğimizle benzerlik kurarsak $R \equiv a$, $z \equiv a/2$ (Şekil 9) ve iki adet N sarımlı halka olduğunu göz önüne alırsak

$$B = \frac{8}{\sqrt{125}} \frac{\mu_0 I N}{a} \text{ weber/m}^2$$

bulunur. Hareketin dairesel olduğunu ve kuvvet ifadesini (3) hatırlarsak,



Şekil 9.

$$m \frac{v^2}{R} = evB \sin 90$$

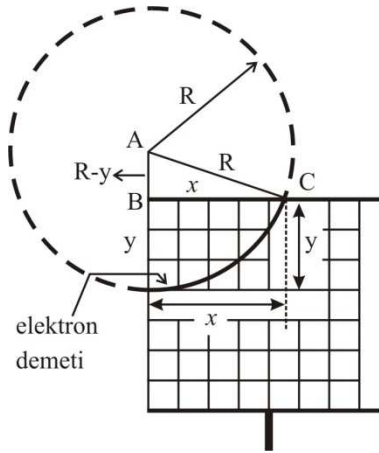
yazarız. Buradan yörünge yarıçapı $R = mV/eB$ dir. (2) denklemi burada yerine yazılırsa

$$R = \frac{m}{eB} \sqrt{\frac{2eV_a}{m}} \quad \text{veya} \quad \frac{e}{m} = \frac{2V_a}{B^2 R^2} \quad (5)$$

bulunur. Bu bağıntıyı yürütmek için yörünge yarıçapını bilmeliyiz. $R = (x^2 + y^2)/2y$ dir. Bunu görebilmek için Şekil 10'a bakınız ve ABC dik üçgenine pisagor bağıntısını uygulayınız. Bu yarıçap ifadesini (5) denkleminde yerine yazarsak

$$\frac{e}{m} = \frac{8V_a}{B^2} \frac{y^2}{(x^2 + y^2)^2} \quad (6)$$

buluruz. Artık verilerinizi kullanarak e/m oranını kolayca hesaplayabilirsiniz.



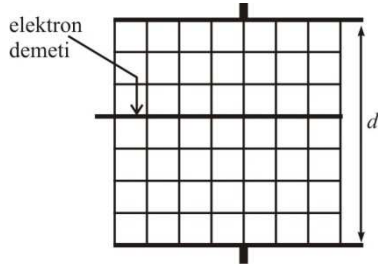
Şekil 10. Elektron demeti ve yörünge

2. Hem Elektrik Hem Manyetik Alan Kullanılarak e/m Oranının Belirlenmesi

Deneyin ilk kısmında olduğu gibi elektron demetini elde ediniz ve manyetik alanda saptırınız. x ve y sapmalarını belirleyiniz, akım değerini okuyunuz. Daha sonra V_E gerilimini yavaşça artırarak demetin sapmasını sıfırlayınız (Şekil 11). Sıfırlanmanın hemen hemen gerçekleştiği anda V_E gerilimini okuyunuz. Elektrik alan levhaları arasındaki d mesafesini ölçünüz. Bu işlemi üç farklı sapma durumu için tekrarlayınız. Aldığınız verileri aşağıdaki tabloya kaydediniz ve aşağıda verilen ilgili formülleri kullanarak e/m oranını hesaplayınız

	$d=$						
	I	$x(\text{cm})$	$y(\text{cm})$	B	V_E	E	e/m
1							
2							
3							
						ORTALAMA	

Ölçüm alma işlemi bitirdiğinizde, deney düzeneğini kapatırken, açmış olduğunuz bütün güç kaynaklarının voltaj değerlerini yavaşça sıfırlayınız.



Şekil 11. Sapmanın elektrik alan kullanılarak sıfırlanması

Öncelikle, elektron hem manyetik alana hem elektrik alana maruz kaldığında üzerine

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

ile verilen *Lorentz kuvveti* etki eder. Sapma miktarı sıfırlandığında (demet üzerine etkiyen net kuvvet sıfır olduğunda) manyetik kuvvet ve elektriksel kuvvet büyüklükçe eşit, ancak yön olarak birbirine zıttır. Bu durumda

$$q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} = 0, \quad qE = qvB, \quad v = E/B$$

yazarız. İvmeli harekete ait denklemleri kullanırsak, $x = vt$ (demete x doğrultusunda herhangi bir kuvvet etki etmez),

$$y = \frac{1}{2}at^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{eE}{m}\right)t^2$$

$$\frac{e}{m} = \frac{2yE}{B^2x^2}$$

(7)

buluruz. Burada elektrik alan $E = V_E/d$ eşitliği ile, manyetik alan ise ilk kısımda olduğu gibi (4) denklemi ile hesaplanır. Bu durumda, bütün nicelikler bilindiğine göre e/m oranını kolayca hesaplayabilirsiniz.

SORULAR

1. Deneyin her iki kısmında bulduğunuz e/m değerlerini teorik değeri ile karşılaştırınız?
2. Bu deney protonlarla yapılabilir mi? Eğer bu durum mümkünse, elektronlarla yapılan deneyde karşılaşılmayan ne gibi zorluklar ortaya çıkabilir? Mevcut deney düzeneği veya güç kaynaklarının bağlantıları ne şekilde düzenlenmelidir, bilgi veriniz?
3. Elektron demetine ait yörüngenin niçin mavi renkte olduğunu açıklayınız?
4. Tek bir demetin oluşması, demetin alana göre sapması, e/m oranının sabit olması elektronun hangi özelliklerini tespit etmemizi sağlar.

DENEY 4

FRANCK-HERTZ DENEYİ

Deneyin Amacı: Atomların enerji seviyelerinin kuantumlu olduğunu göstermek, atomun nasıl uyarılabileceğini incelemek, uyarılma enerjisi hakkında bilgi sahibi olmak.

Ön Çalışma Soruları:

1. 1914'te yapılan Franck-Hertz deneyi hakkında bilgi veriniz.
2. Bir ideal gazda, atomların ortalama kinetik enerjisinin ve ortalama serbest yolun sıcaklığa bağlılığını açıklayınız.
3. İki parçacık esnek ve esnek olmayan şekillerde çarpıştıklarında, enerjileri nasıl değişir, ayrı ayrı tartışınız.
4. İyonlaşma enerjisi, bağlanma enerjisi, uyarılma enerjisi nedir, bilgi veriniz.

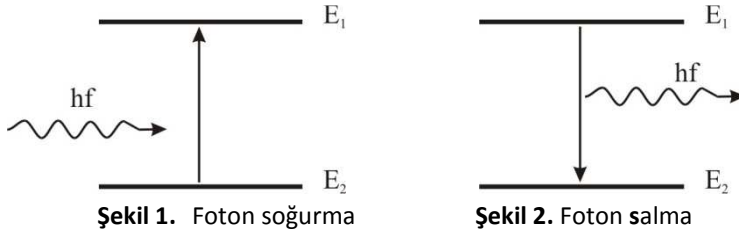
Teori:

Hidrojen atomu tek-elektronlu bir atomdur ve sahip olduğu enerjiler sürekli değil, kesiklidir (kuantumludur). Aynı durum, çok elektronlu atomlar için de geçerlidir. Çok elektronlu atomların enerji seviyelerinin kuantumlu olduğu Franck-Hertz deneyi ile gösterilmiştir.

Genel olarak, bir atomu temel durumundan daha yukarıdaki bir enerji seviyesine uyararak için iki yöntem vardır:

1. Yöntem. Parçacıklarla Çarpışma: Belirli bir kinetik enerjiye sahip olan parçacıklar atom üzerine gönderilir ve çarpışma süresince parçacıkların bir miktar kinetik enerjisi atomlar tarafından soğurulur. Atomun soğurduğu enerji üst seviyeye geçmesi için yeterliyse, atom uyarılır ve bu uyarılmış durumda yaklaşık 10^{-8} s kadar kalarak taban durumuna geri döner.

2. Yöntem. Foton Soğurma: Atom, üst seviyeye geçecek kadar enerjiye sahip bir fotonu soğurduğunda üst seviyeye uyarılır. Taban duruma geri dönerken enerji seviyeleri arasındaki enerji farkı kadar enerjiye sahip bir foton salar (Şekil 1 ve 2).



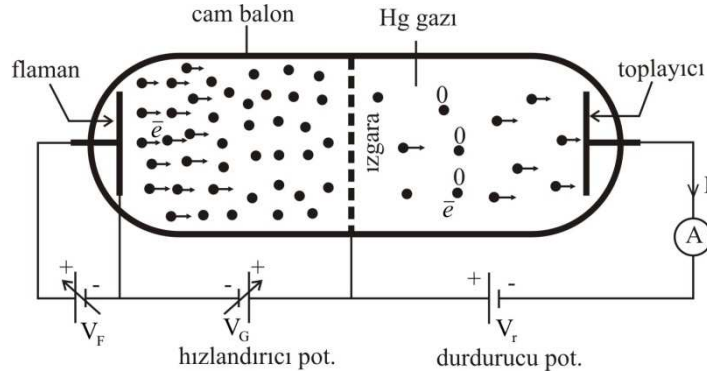
Örneğin, bir hidrojen atomu $n=2$ seviyesinden $n=1$ seviyesine indiğinde 1217\AA dalga boylu bir foton salar. Tersine, başlangıçta $n=1$ seviyesinde iken hidrojen atomu 1217\AA dalga boylu bir foton soğursa $n=2$ seviyesine uyarılır. Bu süreç soğurma spektrumlarının temelini oluşturur. Bütün dalgalı boylarını içeren beyaz ışık, hidrojen gazı içinden geçirildiğinde, enerji düzeyleri arasındaki geçişe karşılık gelen dalga boylarına sahip fotonlar soğurulur. Böylece uyarılan hidrojen atomları çok kısa bir sürede foton salarak ilk durumlarına geri döner. Ancak, salınan bu fotonlardan sadece bir kaç gelen beyaz ışık doğrultusunda yayılırken, diğerleri rastgele doğrultularda yayılır.

Her bir elementin soğurma spektrumu ile salma spektrumunun aynı olmasını bekleriz ki, bu yapılan gözlemlerle tutarlı bir düşüncedir.

Atom içindeki ayrık (kuantumlu) enerji düzeylerini araştırmanın tek yolu atom spektrumları değildir. Diğer bir yol, yukarıda anlatılan parçacıklarla çarpışma metodunu kullanan Franck-Hertz deneyidir (Deneyler, 1914'te

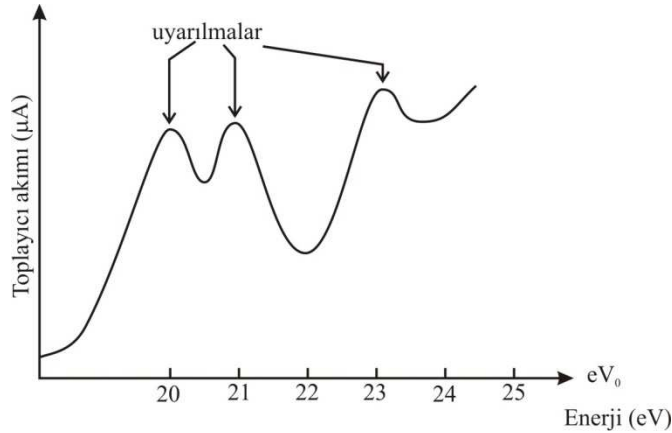
Deney 4. Franck-Hertz Deneyi

Franck ve Hertz tarafından yapılmıştır). Bu deneyle, atomik enerji düzeylerinin gerçekten var oldukları ve gözlenen çizgi spektrumları ile aynı oldukları görülmüştür. Benzer bir deney düzeneği Şekil 3'te gösterilmiştir.



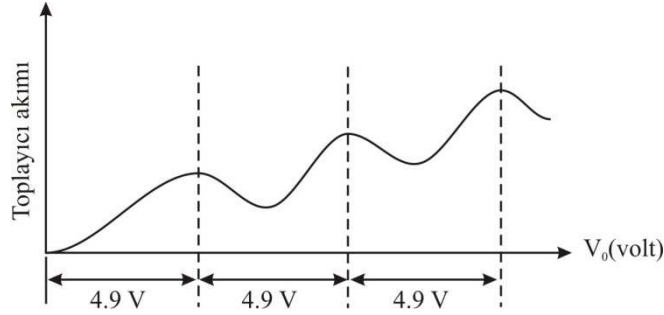
Şekil 3. Franck-Hertz deney tüpü

Cam balon incelenmek istenen atomun gazı ile doldurulur ve gaz elektronlarla bombardıman edilir. V_F flaman gerilimi serbest elektronlar üretirken, V_G gerilimi bu elektronları ızgaraya kadar hızlandırır. Bu süreçte, elektronlar gaz atomları ile esnek ve esnek olmayan iki tür çarpışma yapar. V_G nin küçük değerlerinde esnek çarpışmalar meydana gelir, atom uyarılmaz ve elektronlar fazlaca enerji kaybetmediklerinden durdurucu potansiyel engelini aşarak toplayıcıya ulaşırlar. Böylece toplayıcı akımında artış gözlenir. V_G nin değeri artırıldıkça, esnek olmayan çarpışmalar meydana gelir. Elektronlarla atomlar arasında büyük miktarda enerji alışverişi olur ve atom üst seviyelere uyarılır, elektronlar enerjilerinin büyük bir kesrini kaybettiklerinden durdurucu potansiyel engelini aşamazlar ve toplayıcıya ulaşamadıklarından toplayıcı akımında düşüş gözlenir. V_G nin değeri artırılmaya devam edilirse, olaylar bu şekilde tekrar edecektir. Atom daha üst seviyelere uyarılacaktır. Toplayıcı akımının V_G gerilimine (elektronların enerjilerine) bağlılığı Şekil 4.a,b'de verilmiştir.



Şekil 4.a. He atomunun uyarılma enerjileri. Grafik, her atomun enerji seviyeleri birbirinden farklı olduğundan, her bir atom için farklı olacaktır. Başka bir deyişle, böyle bir grafik atomun karakteristik özelliğidir. Örneğin, He grafiğindeki pikler periyodik değilken, civa grafiğindeki pikler periyodiktir (Şekil 4.b). Akımın maksimum olduğu noktalara karşılık gelen V_G 'lere *uyarılma potansiyeli* denir. He ile yapılan deneyde, ilk maksimum 19,8 V'ta olup, bu değer He atomunu ilk uyarılmış seviyeye uyararak için gerekli enerjinin 19,8 eV olduğunu gösterir. Benzer şekilde, Hg ile yapılan deneyde, ilk maksimum 4,9 V'ta olup, bu değer atomu ilk uyarılmış seviyeye uyararak için gerekli enerjinin 4,9 eV olduğunu gösterir (Şekil 4.b'ye bakınız).

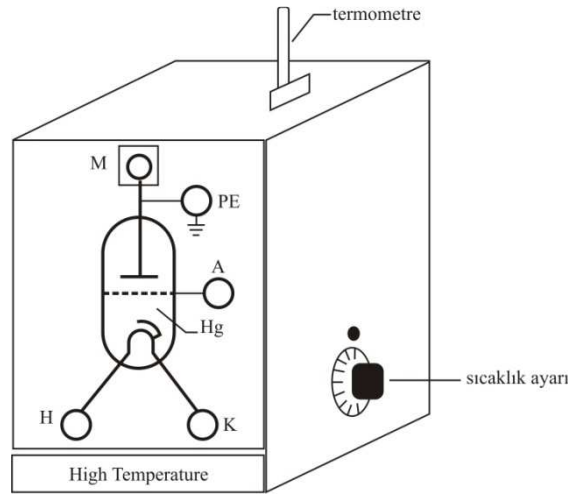
Uyarılma potansiyelinin ayırık atomik enerji düzeylerinden ileri geldiği yorumunu kontrol etmek için Franck ve Hertz elektron bombardımanı boyunca buharların salma spektrumlarını gözlemiştir. Örneğin, *civa buharı durumunda civanın 2536Å luk spektral çizgisini uyararak için gerekli minimum elektron enerjisinin 4,9 eV olduğunu bulmuşlardır ve 2536Å luk bir ışık fotonu 4,9 eV'luk enerjiye sahiptir.*



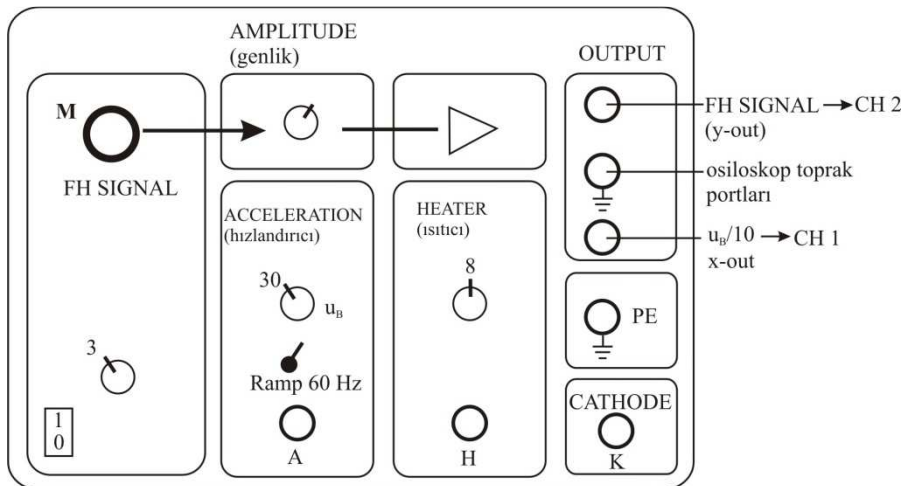
Şekil 4.b. Hg atomunun uyarılma enerjileri.

Deneyin Yapılışı:

Deney düzeneği kurulu olarak size verilecektir (Şekil 5,6).



Şekil 5. Franck-Hertz deney tüpü (Tüpün içinde Hg lambası vardır). Gerçekte, Şekil 5'teki ve Şekil 6'daki düzeneğin bir bütündür. Kablo bağlantıları aynı harfli portlar birbiri ile eşleşecek şekilde yapılmıştır. Ayrıca, Şekil 6'daki düzeneğe bir de osiloskop bağlanmıştır.

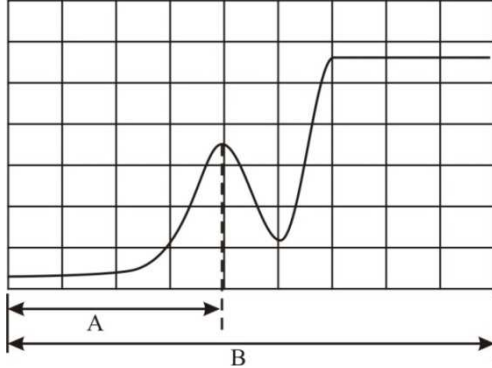


Şekil 6. Düzeneğe ait sürücü güç kaynağı. Şekil üzerinde verilen değerler aygıtın çalışması için gerekli uygun değerlerdir. Deney esnasında bu değerleri kullanmalısınız. Osiloskop için; time/div x-y konumuna getirilmelidir. CH 1 için volt/div 5, CH 2 için volt/div 2 olarak ayarlanırsa uygun bir grafik gözlenecektir.

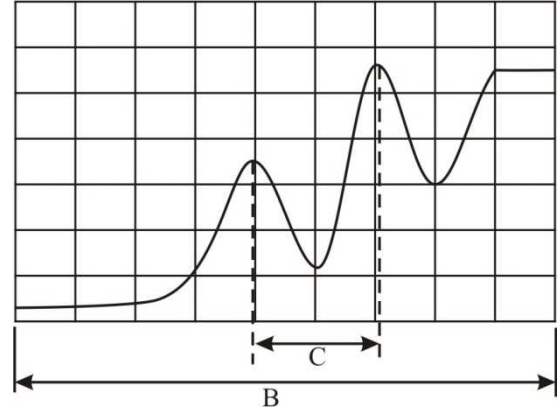
Hangi kanalın ne amaçla kullanıldığını, hangi bağlantının ne işe yaradığını inceleyiniz. Şekil 3 size yardımcı olacaktır.

Deney 4. Franck-Hertz Deneyi

Franck-Hertz (FH) tüpünün g   anahtarını açınız. Sürücü g   ka na ını ve osiloskobu çalıştırınız. FH tüpünün kenarında bulunan sıcaklık ayar d  mesini 150 C'ye ayarlayınız. Tüpün sıcaklığını termometreden kontrol ederek, bu sıcaklık değerine ulaşmak için yaklaşık 10-15 dakika bekleyiniz.



Şekil 7. Osiloskop ekranının temsili gösterimi.



Şekil 8. İkinci pikin şematik gösterimi.

Osiloskop ekranında  ekil 7'dekine benzer bir  ekil göreceksiniz. Osiloskop ekranından A ve B'nin kaç birim olduğunu, sürücü g   kaynağı üzerinde u_B 'nin kaç volt olduğunu belirleyiniz. Tüpün sıcaklığını 10 C artırırsınız. Tüpün sıcaklığını termometreden kontrol ederek, bu sıcaklık değerine ulaşmak için yaklaşık 2-3 dakika bekleyiniz. Oluşan her bir yeni pikin bir öncekine kaç birim uzak olduğunu belirleyiniz ( ekil 8'de C ile tanımlanan yer).

1. Sıcaklığı 10'ar 10'ar artırarak 190  C kadar ölüm alınız ve verilerinizi aşağıdaki tabloya kaydediniz. D III.pikle II. pik arasındaki uzaklık, E IV.pikle III.pik arasındaki uzaklıktır

Sıcaklık (�C)	A	C	D	E
150				
160				
170				
180				
190				

2. $u_B \times \frac{A}{B} - 2$ formülünü kullanarak Hg atomunun I. uyarılma voltajını hesaplayınız ve önemini vurgulayınız.
3. $u_B \times \frac{C}{B}$ formülünü kullanarak II-III.pik arasındaki voltaj değerini bulunuz.
4. $u_B \times \frac{D}{B}$ formülünü kullanarak III-IV.pik arasındaki voltaj değerini bulunuz.
5. Pikler arasındaki voltaj değeri aynı kalıyor mu, teorik değeri ile kar ıla tırınız. Akım-voltaj grafiğinde piklerin nasıl olduğunu ayrıntılı bir şekilde açıklayınız ve bu piklerin kuantum fiziği açısından önemini ifade ediniz.
6. Tüpü içindeki gaz de i tirilirse, ne gibi zorluklarla kar ıla mayı beklersiniz. Herhangi bir problemle kar ıla mıyor ve veri alabiliyorsanız, bu verileri hangi amaçlar için kullanabilirsiniz.

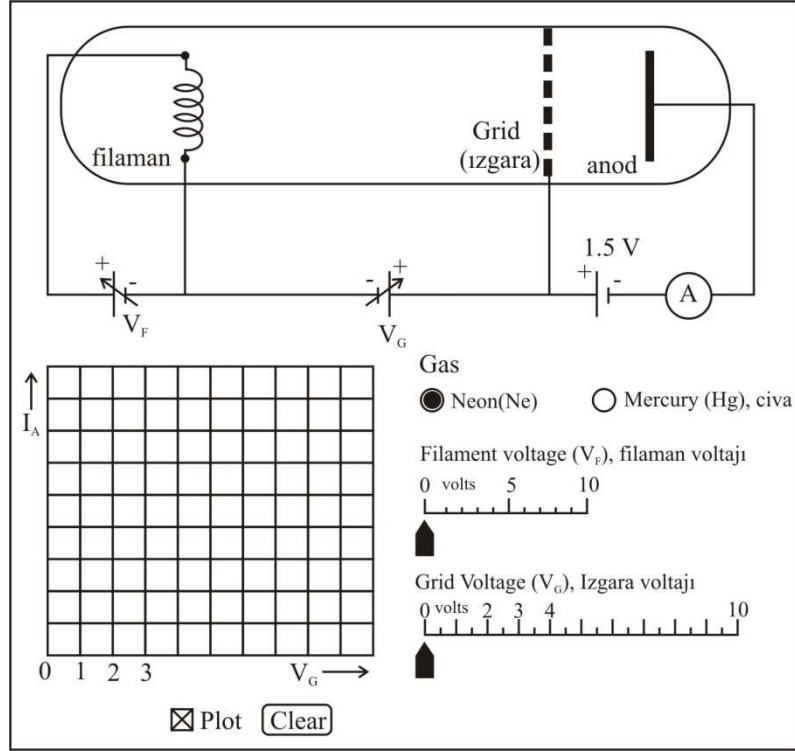
Deney düzeneğini kapatırken; tüpün sıcaklığını sıfıra getiriniz. Açık olan g   kaynaklarını ve osiloskobu kapatınız.

EK:

Deneyinizi bilgisayar ortamında da yapabilirsiniz. Aşağıdaki web adresini ziyaret ediniz:

<http://web.phys.ksu.edu/vqm/software/online/vqm/html/FranckHertz.html>

Kullanacağınız programın bir görüntüsü aşağıda verilmiştir (Şekil 9).



Şekil 9.

Durdurucu potansiyelin değeri sabit ve 1.5 V'tur. Neon veya Civa gazlarından herhangi birini seçiniz. Filaman voltajı bölümüne geçiniz: Filaman voltajını, kaydırma çubuğu üzerinde farenin sol tuşuna tıklayıp sürükleyerek artırınız. Dikkatlice bakarsanız, düzeneğin filaman bölümünde elektronların serbest kaldığını görebilirsiniz. Daha sonra, ızgara voltajı bölümüne geçiniz: Izgara voltajını kaydırma çubuğu üzerinde farenin sol tuşuna tıklayıp sürükleyerek değiştiriniz. Program sizin için anod akımının ızgara voltajına göre değişimini sol tarafta çizecektir. Uyarılma gerilimlerini kolayca belirleyebilirsiniz.

DENEY 5

ATOM SPEKTRUMLARI

Deneyin Amacı: Atom spektrumları ve atomların enerji düzeyleri arasındaki ilişkiyi incelemek, Hg, He ve Cd lambalarına ait spektrumları kırınım ağı spektrometresi ile gözleyerek içerdikleri renklerin dalga boylarını hesaplamak, atomik geçişler hakkında bilgi sahibi olmak.

Ön Çalışma Soruları:

1. Hidrojen atomunun enerjisinin $E_n = -\frac{mk^2e^4}{2n^2\hbar^2}$ olduğunu gösteriniz.
2. Tek elektronlu ancak Ze çekirdek yüküne sahip bir atomun enerji seviyelerini nasıl hesaplarız.
3. Çok elektronlu atomların enerjileri hidrojen atomuna benzetilerek hesaplanabilir mi, bilgi veriniz.
4. Bohr atom modeli hakkında bilgi veriniz.
5. Atomik geçişlerde kullanılan seçim kuralları hakkında bilgi veriniz.

Teori:

Atomun yapısının spektrumlarla ilişkisindeki temel düşünce, atomlarda belirli ve ayrık enerji seviyelerinin varlığıdır. E_1 enerji seviyesinde bulunan bir atom daha düşük enerjili bir E_2 seviyesine geçebilir, bu geçiş sırasında seviyeler arasındaki enerji farkı kadar enerjiye sahip bir foton salar. Salınan fotonun enerjisi λ dalga boyuna ve c ışık hızına

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

Planck bağıntısı ile bağlıdır. Burada h planck sabitidir ve değeri $6.626075 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ dir. Tersine, alt seviyedeki bir atom, enerji seviyeleri arasındaki enerji farkı kadar enerjiye sahip bir foton soğurduğunda üst seviyeye uyarılır.

Hidrojen atomu bir proton'a ve bir elektron'a sahiptir. Bu nedenle atomların en basitidir ve spektrumu gayet sadedir. Hidrojen atomunun enerjileri SI birim sisteminde

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

formülü ile verilir. Burada e , elektronun yükü; m , elektronun kütlesi; ϵ_0 , boşluğun elektrik geçirgenliği; n , baş kuantum sayısıdır (sadece tam sayı değerler alır). En düşük enerjili durum (taban durum) $n=1$ durumudur. $n=\infty$ 'a karşılık gelen $E=0$ enerjisi ise elektronun protondan tamamen ayrıldığını ve hareketsiz olduğunu ifade eder. (2) denklemi yazılırken proton'un kütlelerinin (M) ∞ olduğu varsayımı yapılmıştır. Gerçekte, proton'un kütlesi sonludur ve bu nedenle (2) denklemindeki m kütlesi, proton'un ve elektronun kütlelerini içeren ve indirgenmiş kütle olarak isimlendirilen μ kütlesi ile yer değiştirmelidir.

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

Bu düzeltme enerji düzeylerini %0.05 oranında küçültecektir ve gerçek enerji değerine yaklaştıracaktır.

Hidrojen spektrumunda görülen çizgiler enerji seviyeleri arasındaki mümkün geçişlere karşılık gelir. Şu noktaya dikkat edilmelidir: Spektrumda görülen çizgiler enerji seviyeleri değildir. Seviyeler arasında geçişler meydana geldiğinde salınan fotonlardır. Ayrıca, elektromanyetik dalga spektrumunun ne kadar geniş olduğu göz önüne alınırsa, deneyde gözlenen kısmın spektrumun tamamından ibaret olduğu şeklinde bir düşünceye kapılmayınız.

(1) ve (2) denklemi birleştirilirse, n_1 seviyesinden n_2 seviyesine geçiş meydana geldiğinde salınan fotonun dalga boyu için

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

Deney 5. Atom Spektrumları

ifadesi elde edilir. Buradaki sabitleri tek bir sabit altında birleştirelim.

$$R_H = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2\pi^2\mu}{h^3 c} = 1.096776 \times 10^7 m^{-1} \quad (4)$$

Bu yeni sabite atom spektroskopisinin öncülerinden J.R.Rydberg'in anısına Rydberg sabiti denmiştir. Böylece hidrojen spektrumunun dalga boyları

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) \quad (5)$$

ile hesaplanır. Özellikle $n_2=2$ seviyesine daha üst seviyelerden yapılan geçişlerin dalgaboyları elektromanyetik dalga spektrumunun görünür bölgesine düşer.

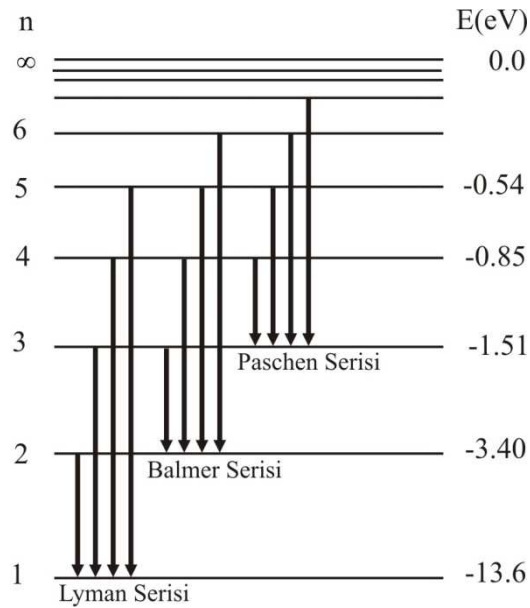
$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R_H \frac{n^2 - 4}{4n^2} \quad (6)$$

Bu dalga boyları, Hidrojen atomunun yapısı ile spektrumu arasındaki ilişkinin anlaşılmasından çok daha önce, 1889'da deneysel olarak John Balmer tarafından gözlenmiş ve onun anısına Balmer serisi olarak isimlendirilmiştir. Gözlenen dalga boyları ve (6) denklemi ile hesaplanan dalga boyları Çizelge 1'de verilmiştir, değerlerdeki uyuma dikkat ediniz.

Çizelge 1. Balmer Serisi

n_1	Gözlenen (Å)	Renk	Hesaplanan (Å)
3	6562,79	Kırmızı	6562,80
4	4861,327	Mavi-yeşil	4861,33
5	4340,47	Mavi	4340,48
6	4104,74	Mor	4101,75
7	3970,07	Morötesi	3970,08
8	3889,06	Morötesi	3889,06

Hidrojen atomu için Balmer serisinden başka seriler de mevcuttur, Şekil 1'e bakınız.



Şekil 1. Hidrojen atomunun enerji seviyeleri ve bu seviyeler arasındaki geçişler. Atomik geçişler incelenirken şu noktaya dikkat edilmelidir: biraz daha ayrıntılı incelendiğinde, her enerji seviyesi arasında geçiş meydana gelmediği görülür. Atomik geçişleri kontrol eden **seçim kuralları** vardır. Seçim kuralları sağlandığında geçişler meydana gelir.

Hidrojen'den daha karmaşık (çok elektronlu ve çekirdeği ağır) atomların enerji düzeyleri pek uygun bir yöntem olmasa da spektrumlarından elde edilebilir. Çünkü, bir enerji düzeyinden diğerine geçişe sadece tek bir spektrum çizgisi karşılık gelecektir.

Deney 5. Atom Spektrumları

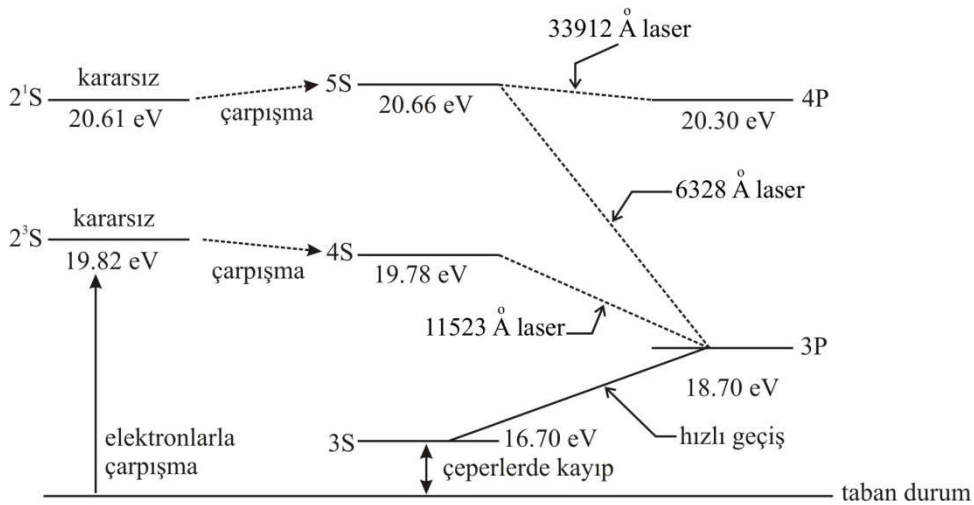
Enerji seviyeleri ile atomik spektrumlar arasındaki ilişkiden yararlanan güncel uygulamalardan biri lazerdir. Biz burada Helyum-Neon lazerinden bahsedeceğiz. Lazer (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), başlangıçta aynı enerji seviyesine uyarılmış çok sayıda atomun eş zamanlı olarak taban duruma geri dönmeleri sonucunda oluşur. Her atomun saldıgı ışınımın arasında belirli bir faz bağıntısı vardır. Bu faz bağıntısı uzun bir süre veya bu süreye uygun bir yol boyunca değişmeden kalır. Oysa bu durum, atomların birbirlerinden bağımsız olarak ve aralarında hiçbir faz ilişkisi bulunmadan ışınım yayması ile çelişir. Gerçekte, ışınım fazı, hızlı ve gelişigüzel değişir. Başka bir deyişle, atomların taban seviyelerine geri dönerken yaptıkları ışımlar arasında bir faz ilişkisi bulunmak zorunda değildir, yani bütün atomik geçişlerde lazer oluşmaz. Gelişigüzel geçişler (spontaneous emission) meydana gelebildiği gibi, uyarılmış yayma (stimulated emission) denilen özel bir durum da meydana gelebilir. Lazer sadece “uyarılmış yaymanın” bir sonucudur.

Uyarılmış ışınım yardımı ile çok sayıda atomun eş fazlı ışınım yapması sağlanabilir (Lazer oluşumu). Uyarılmış durumda bulunan bir atomun kendiliğinden ışınım (spontaneous emission) yapması için belirli bir olasılığı vardır. Ancak, atomun bulunduğu ortamda, salınan fotonunkine eşit frekansta bir foton varsa bu olasılık artar. Fotonlar aynı enerjili fotonlarla birarada bulunmayı tercih ederler.

Pratikte, ışığın ileri geri bir takım yansımalarla duran dalga oluşturmaları için, ışınım yapan gaz paralel iki çukur ayna arasına yerleştirilir. Aynalar arasındaki atomların foton yayımından bu duran dalga sorumludur. Uyarılmış durumdaki atom sayısı sürekli olarak yüksek tutulursa, duran dalganın enerjisi atomların saldıgı ışınımınla sürekli olarak artar. İstenen şiddete ulaşıldığında, aynalardan biri yarı gümüşlenerek veya başka bir düzencele içeride elde edilen ışınım (lazer) demet halinde dışarıya alınır.

Helyum-Neon lazerinde ilk uyarma, gaza iyonlaştırıcı bir elektrik alan uygulanarak gerçekleştirilir. Bu yapıldığında, bir elektrik boşalması olur. Atomlardan bazıları iyonlaşır, boşalma akımı iyonlaşma sonucu ortaya çıkan elektronlar ve iyonlar tarafından taşınır. Ortaya çıkan elektronlar yol boyunca, gaz atomlarına çarpar ve onları yüksek enerji seviyelerine uyarabilir. Bu uyarımlar duran dalgayı uygun genlikte tutmak için gerekli uyarılmış atom sayısını vermekten uzaktır. Elektronların yol açtığı bu uyarımları istenen düzeye artıracak bir yol bulunmalıdır. Bu problem, He-Ne lazerinde, He ve Ne atomlarının birbirine çok yakın enerji seviyelerine sahip olmaları sayesinde çözülmüştür.

Tipik bir He-Ne lazerinde, 1 mm basıncında He, 0.1 mm basıncında Ne bulunur. Şekil 2’de görüldüğü gibi, elektronlarla çarpışma sonucunda, He atomlarının bir kısmı 2^1S durumuna (2^1S gösterimi, literatürde enerji seviyelerini temsil etmek için kullanılır), bir kısmı da bu duruma dönmek üzere daha yüksek enerji seviyelerine uyarılır. Normalde, böyle bir seviyeye uyarılmış atom, 20.61 eV’luk foton salarak taban seviyeye geri dönerdi. Ancak, burada seçim kuralından dolayı bu geçiş izinli değildir, yasaktır. Geçişin olabilmesi için, yörünge açılal momentum kuantum sayısı l için $\Delta l = \pm 1$ olmalıdır. Oysa, taban seviyedeki ve uyarılmış seviyedeki değeri sıfırdır ve seçim kuralı sağlanmaz.



Şekil 2. He-Ne lazerinin çalışmasının şematik gösterimi

Deney 5. Atom Spektrumları

He atomları başka bir yolla enerjilerini kaybederler. Helyum'un 2^1S seviyesi Neon'da da vardır. He ve Ne atomları arasında çarpışma olduğunda He atomları enerjilerini Ne atomlarına aktararak taban durumuna dönerler, Ne atomları ise uyarılmış olurlar. Neon'un bu uyarılmış durumu kararsızdır. Seçim kurallarından dolayı Ne atomları taban seviyelerine değil, 3P seviyesine geçebilir. Bu geçiş lazerin oluşması için gerekli bir geçiştir. Bundan sonra Ne atomları 3P seviyesinden ışıma ile kararsız 3S seviyesine, buradan da içinde bulundukları kabın çeperlerine çarparak 2P taban durumuna dönerler. $3P \rightarrow 3S$ geçişinin çabuk olması lazerin oluşumu yönünden oldukça önemlidir. 3P seviyesinde bulunan atomların sayısında önemli bir artış olursa, bunların lazer ışığını soğurmaları o derecede büyük olacak ve lazerin oluşumu engellenecektir. He-Ne lazerinin çalışması aşağıdaki web adresinde verilmiştir, ziyaret etmeniz faydalı olacaktır.

<http://web.phys.ksu.edu/vqm/software/online/vqm/html/henelaser.html>

Deneyin Yapılışı:

Deneyde kullanacağınız kırınım ağı spektrometresinin kullanımı Deney 1'de ayrıntılı bir şekilde anlatılmıştır, Deney 1'den bakınız. *Kırınım ağı spektrometresi yardımıyla herhangi bir lambaya ait spektrumdaki çizgilerin dalga boyları doğrudan hesaplanabilir. λ dalga boyu ışık, a ağ sabiti a olan bir kırınım ağına dik olarak gönderilirse,*

$$a \sin(\theta) = m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

bağıntısıyla belirlenen açılarda maksimumlar oluşur.

Ölçüm almaya başlamadan önce sıfır ayarı yapmayı unutmayınız. Sıfır ayarını yaptıktan sonra, beyaz ışık kaynağı yerine He lambasını kullanınız. Lamba güç kaynağının kapalı olduğundan emin olunuz, lambayı fazlaca sıkmadan yerine takınız. Takma işleminden sonra güç kaynağını çalıştırınız. Lambanın güzel bir spektrum vermesi için ~2-3 dakika bekleyiniz. Daha sonra, spektrumdaki bütün renklerin açı değerlerini (θ) ölçünüz. Bu işlem için yapacağınız iş, teleskobun artısını rengin üzerine getirip açı tablasından açı değerini okumaktan başka birşey değildir. Aldığınız açı değerlerini aşağıda verilen tabloya kaydediniz. Veri alma işlemi bittikten sonra He lambasını hemen sökmeye kalkışmayınız, güç kaynağını kapatınız ve soğuması için bir müddet bekleyiniz. Soğuduktan sonra sökünüz ve güvenli bir şekilde ambalajına yerleştiriniz. Yukarıdaki ölçüm işlemi Hg ve Cd lambaları için de tekrarlayınız. Verilerinizi aşağıdaki tablolara kaydediniz.

Her bir lamba için, her bir rengin dalga boyunu Denklem (7)'yi kullanarak hesaplayınız. Hesaplamalarda $m=1$ ve $a=(1/600)$ mm alınız. Hesapladığınız dalga boylarını Å cinsinden ifade ediniz ($1\text{\AA}=10^{-10}m$) ve her bir rengin enerjisini $E = hc/\lambda$ denklemi yardımıyla elektronvolt (eV) cinsinden hesaplayınız ($1eV = 1.6 \times 10^{-19}j$). Deneyin son kısmında her bir lambaya veya atoma ait spektrumlar verilmiştir. Bu spektrumlardan yararlanarak, gözlediğiniz renklerin hangi geçişlere karşılık geldiğini belirleyiniz

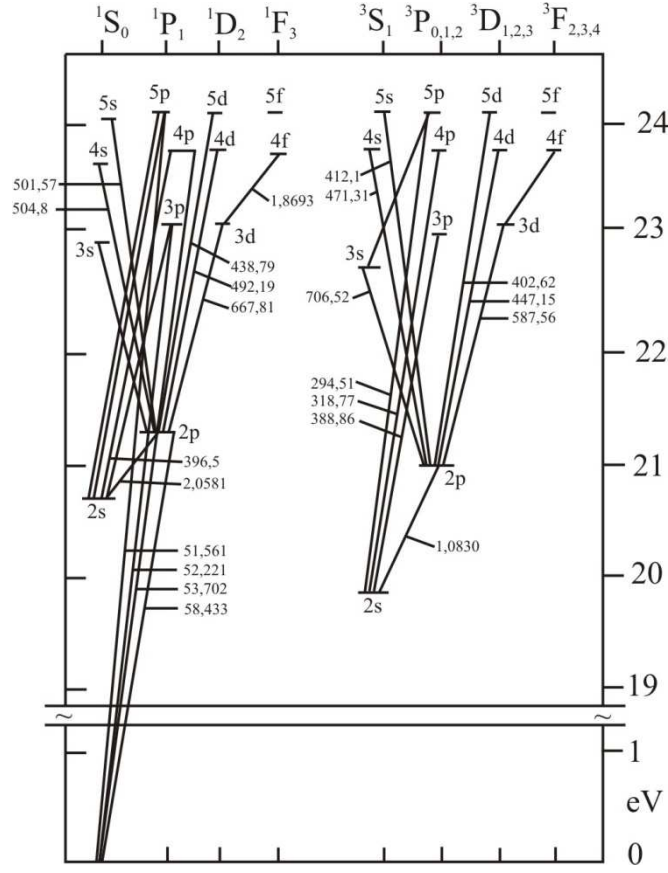
Lamba: Helyum (He)					
	Renk	Açı (θ)	Dalgaboyu (λ)	Enerji (eV)	Geçiş
1					
2					
3					
4					
5					
6					

	Lamba: Cadmium (Cd)				
	Renk	Açı (θ)	Dalgaboyu (λ)	Enerji (eV)	Geçiş
1					
2					
3					
4					
5					
6					

	Lamba: Civa (Hg)				
	Renk	Açı (θ)	Dalgaboyu (λ)	Enerji (eV)	Geçiş
1					
2					
3					
4					
5					
6					

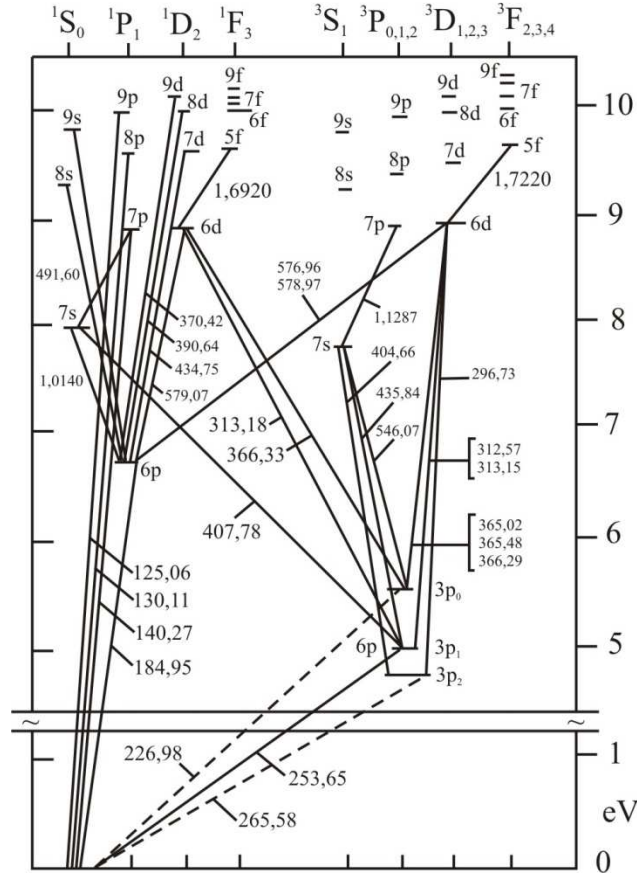
SORULAR

1. Spektrumda gördüğünüz renkler nelere karşılık geliyor, enerji seviyelerine mi, yoksa başka bir duruma mı, Bohr atom modelini göz önüne alarak açıklayınız?
2. Gördüğünüz spektrumlar lambalar için ayırt edici bir özellik midir, açıklayınız?
3. Özel olarak, He lambasının spektrumunda gördüğünüz mavi çizginin dalga boyunu teorik olarak hesaplayabilirsiniz. Bu mavi çizgi bir kez iyonlaşmış Helyumdur ve enerji seviyeleri (2) denklemi ile hesaplanabilir. Ancak, e^2 yerine $2e^2$, m yerine de Helyum çekirdeğinin ve elektronun kütesini içeren μ indirgenmiş kütlesi kullanılmalıdır. Niçin bu değişimlere ihtiyaç duyduğumuzu açıklayınız?
4. Şekil 2’de verilen geçişlerin dalga boylarını hesaplayınız?
5. Şekil 2’de, bütün enerji seviyeleri arasında geçişler meydana geliyor mu, sebebini açıklayınız?
6. Çizelge 1’in en son sütununda verilen dalga boylarından ilk üç tanesini kendiniz hesaplayınız?



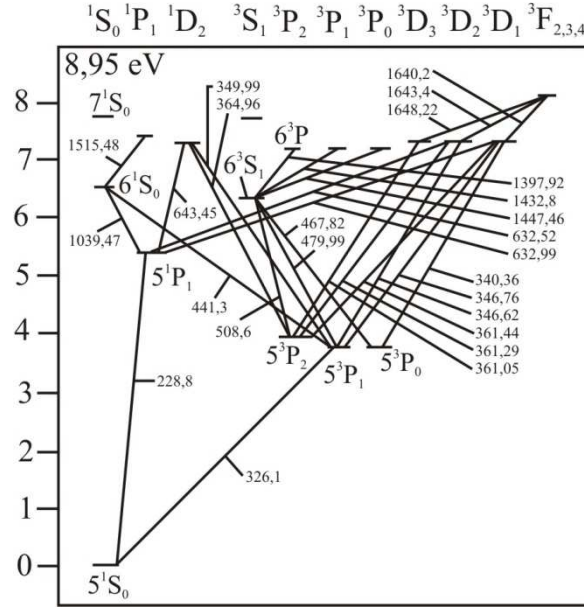
He spektrumu

Renk	λ (nm)	Geçiş
Kırmızı	706,5	$3^3S \rightarrow 2^1P$
Kırmızı	667,8	$3^1D \rightarrow 2^1P$
Kırmızı	656,0	He II
Sarı	587,6	$3^3D \rightarrow 2^3P$
Yeşil	504,8	$4^1S \rightarrow 2^1P$
Yeşil	492,2	$4^1D \rightarrow 2^1P$
Mavi	471,3	$4^3S \rightarrow 2^3P$
Mavi	447,1	$4^3D \rightarrow 2^3P$
Mavi	438,8	$5^1D \rightarrow 2^1P$
Mor	414,4	$6^1D \rightarrow 2^1P$
Mor	412,1	$5^3S \rightarrow 2^3P$
Mor	402,6	$5^3D \rightarrow 2^3P$
Mor	396,5	$4^1P \rightarrow 2^1S$
Mor	388,9	$3^3P \rightarrow 2^3S$



Hg spektrumu

Renk	λ (nm)	Geçiş
Kırmızı	690	$8^3P_2 \rightarrow 7^3S$
Kırmızı	624	$9^1P \rightarrow 7^1S$
Kırmızı	611	$8^1P \rightarrow 7^3S$
Kırmızı	608	$8^1P \rightarrow 7^1S$
Sarı	578	$6^3D_2, 6^3D_1, 6^1D_2 \rightarrow 6^1P_1$
Yeşil	548	$7^3S \rightarrow 6^3P_1$
Mavi-Yeşil	496	Hg II
Mavi-Yeşil	492	$8^1D \rightarrow 6^1P_1$
Mavi	435	$7^1D \rightarrow 6^1P$
Mor	408	$7^1S \rightarrow 6^3P_1$



Cd spektrumu

Renk	λ (nm)	Geçiş
Kırmızı	645	$6^1D_2 \rightarrow 5^1P_1$
Kırmızı	633	$5^3D_1 \rightarrow 5^1P_1$
Yeşil	517	$7^1S_0 \rightarrow 5^1P_1$
Yeşil	509	$6^3S_1 \rightarrow 5^3P_2$
Mavi	480	$6^3S_1 \rightarrow 5^3P_1$
Mavi	469	$6^3S_1 \rightarrow 5^3P_0$
Mor	441	$6^1S_0 \rightarrow 5^3P_1$

DENEY 6

ELEKTRONLARLA KIRINIM

Deneyin Amacı: Elektronun dalga karakterine sahip olduğunu gözlemek, grafit'in kristal düzlemleri arasındaki mesafeleri hesaplamak.

Ön Çalışma Soruları:

1. Davisson-Germer deneyi hakkında bilgi veriniz.
2. 2000, 2500, 3000 V'luk potansiyel farklar altında hızlandırılan bir elektronun de Broglie dalga boyunu, her bir potansiyel fark için ayrı ayrı hesaplayınız. Hesapladığınız dalga boyları atomik ölçekteki uzunluklarla karşılaştırılabilir mi?
3. Elektronun hızı, üzerine uygulanan gerilim, de Broglie dalga boyu niceliklerini ve kristal düzlemleri arasındaki mesafeleri, kırınım olayının meydana gelip/gelmemesini dikkate alarak birbirleriyle ilişkilendiriniz.

Teori:

Elektromanyetik ışınlar, dalga özelliği gösterdikleri gibi, parçacık özelliği de gösterebilirler. Yani, ikili doğaya sahiptirler. De Broglie, ışıktaki veya genel olarak elektromanyetik ışınımlardaki bu ikililiğin maddeye de genişletilebileceğini ve parçacıkların bazı durumlarda dalga gibi davranabileceğini öne sürdü (1923). Bu varsayıma göre, parçacığın p momentumu ile dalga boyu arasında

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (1)$$

bağıntısı vardır. Burada h Planck sabitidir ve değeri $6.626075 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ dir.

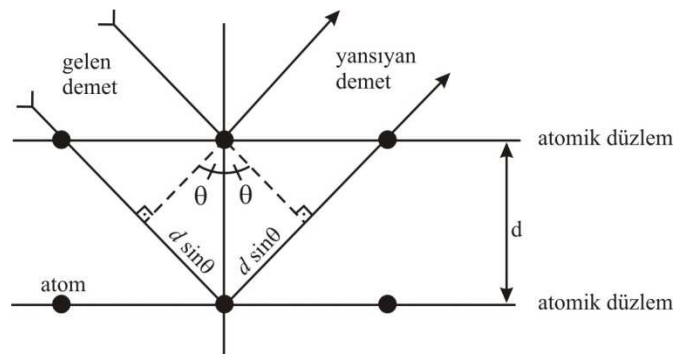
Parçacıkların dalga doğasına sahip olduğunu gösteren ilk deneysel kanıtlama 1927'de Davisson ve Germer tarafından yapılmıştır. Bu iki bilim adamı yavaş elektron demetini Nikel'in tek kristalinden yansıtarak, elde edilen sonuçların, elektron demetinin kristalde kırınımına uğradığı şeklinde yorumlanabileceğini görmüştür. (Kırınım dalgaların meydana getirdiği bir olay olduğuna göre, kırınım olayının gerçekleşmesi için elektron dalga özelliği göstermeliydi). 1928'de G.F.Thomson'un hızlı elektronlarla yaptığı deneyler de De Broglie hipotezi'nin doğruluğunu göstermiştir. Thomson elektron demetini Alüminyum, Altın, Platin gibi maddelerin ince yapraklarından geçirmiş ve oluşan kırınım desenlerinin çaplarını ölçerek, böyle bir kırınım deseninin oluşabilmesi için elektronların dalga boyunun ne olması gerektiğini hesaplamıştır. Aynı dalga boyu De Broglie hipotezinden gidilerek tahmin edilebilir. Bunun için elektronun momentumunu

$$eV = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m} \quad (2)$$

bağıntısından elde ederiz. Kullanacağınız deney düzeneği Thomson'un gelişigüzel dizilmiş kristallerden oluşan ince bir yapraktan elektron geçirilmesi yönteminden yararlanmaktadır. Kırınım deseninde keskin bir maksimum görülebilmesi için; gelme ve yansıma açıları birbirine eşit olmalı, komşu düzlemlerden yansıyan ışınlar arasındaki yol farkı dalga boyunun tam katları olmalıdır. Yani,

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

olmalıdır, bu ifade Bragg kanunu olarak bilinir (Şekil 1'e bakınız).



Şekil 1. Bragg saçılmasının şematik gösterimi.

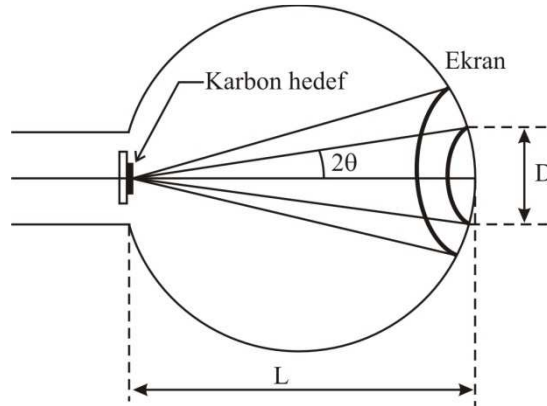
(3) denkleminin her iki tarafını n' 'ye bölelim

$$2 \left(\frac{d}{n} \right) \sin \theta = \lambda \quad (4)$$

Bu ifadeden şu sonuca varırız: d aralıklı örgü düzlemlerinden gelen n . basamaktan yansıma ile aralıkları d/n olan düzlemlerdeki 1. basamaktan yansıma eşdeğerdir. Verilen bir sıra yansıma düzlemi için Bragg koşuluna uyan tek bir açı vardır.

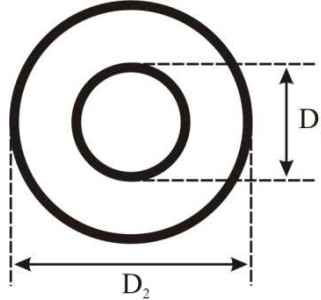
Sonuç olarak, bir kristal tozu için veya mikrokristal yönelimleri gelişigüzel olan çok kristalli bir örnek için en çok 2θ yarıaçaplı halkalardan oluşan bir kırınım deseni elde edilir. *Bu düzenekte toz grafit üzerine elektron demeti gönderilerek elde edilen kırım desenleri incelenecektir.*

Elektronlar V_0 gerilimi altında hızlandırılırlar ve toz grafit üzerine farklı açılardan gelirler. Toz haldeki kristaller gelişigüzel yönelindiklerine göre, içlerinden bazıları *Bragg Kanunu'*nu sağlayacak açıda yönelmiştir. Saçılan ışın demeti, gelen ışın demetiyle 2θ lık açı altında maksimum şiddete ulaşacak ve toz kristalin gelişi güzel düzenlenmiş olmasından dolayı maksimumlar $4\theta'$ lık bir koni üzerinde toplanacaktır (Şekil 2a.).



Şekil 2a. Bragg saçılmaları

Sonuçta, ekranda farklı basamaktaki yansıma açılara karşılık gelen aynı merkezli daireler gözlenecektir (Şekil 2b).



Şekil 2b. Ekranda gözlenen kırınım deseni

V_0 gerilimi altında hızlandırılan elektronların enerjileri ve momentumları

$$eV_0 = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m}, \quad p = \frac{h}{\lambda} \quad (5)$$

dır. Şekil 2'den $\tan 2\theta = \frac{D/2}{L}$ olduğu görülür, küçük açı yaklaşımı altında

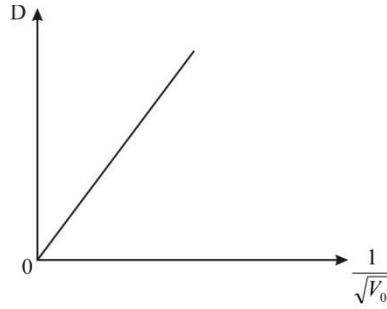
$$\theta = \frac{D}{4L} \quad (6)$$

olur. (3) denklemi bu durumda $n=1$ için, $\theta = \frac{\lambda}{2d}$ olur. Bu son eşitlik, (6) denklemi ile karşılaştırılırsa ve (5) denkleminde λ çözülüp burada yerine yazılırsa,

$$D = \frac{2hL}{d\sqrt{2me}} \frac{1}{\sqrt{V_0}} \quad (7)$$

Deney 6. Elektronlarla Kırınım

bulunur. Bu denklem şunu ifade eder: Farklı V_0 gerilimlerine karşılık gelen D çapları ölçülüp, bu çapların $1/\sqrt{V_0}$ 'a göre grafiği çizilirse Şekil 3'teki gibi bir doğru elde edilir.



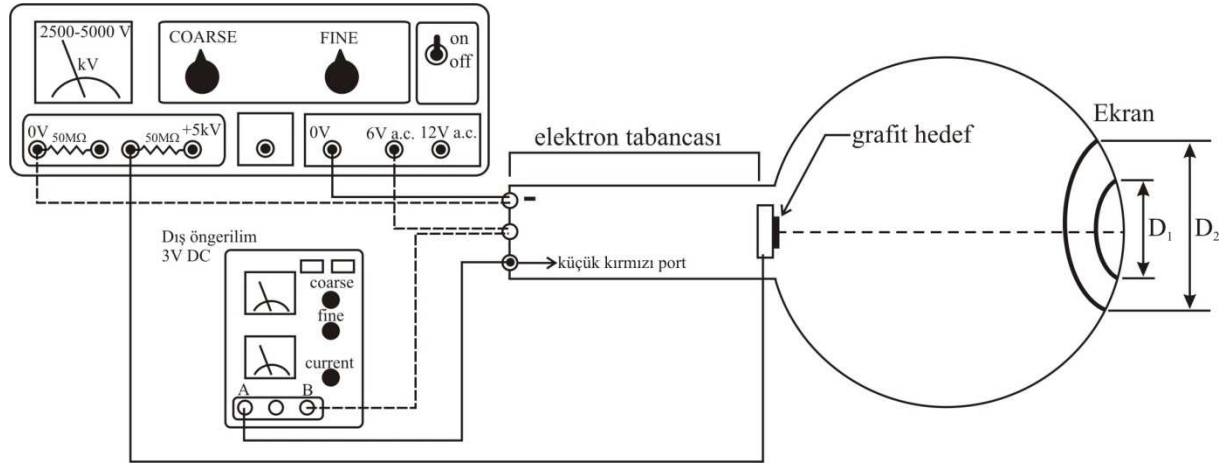
Şekil 3. $D - 1/\sqrt{V_0}$ grafiği

Bu doğrunun eğimi,

$$eğim = \frac{2hL}{d\sqrt{2me}}$$

dır. Bu ifadede “ d ” hariç diğer parametrelerin değerleri bilindiğine göre (h planck sabiti, m elektronun kütlesi, e elektronun yükü, $L \cong 13.5 \text{ cm}$ ekran mesafesi), $D - 1/\sqrt{V_0}$ grafiğinden bir kristalin düzlemleri arasındaki mesafe bulunabilir.

Deneyin Yapılışı: Şekil 4'teki düzeneğin doğru bir şekilde kurulmuş olduğundan emin olunuz. Hangi aygıtın ve hangi bağlantının ne işe yaradığını şekle bakarak öğreniniz. Hocanız kontrol etmeden deney düzeneğini kesinlikle çalıştırmayınız.

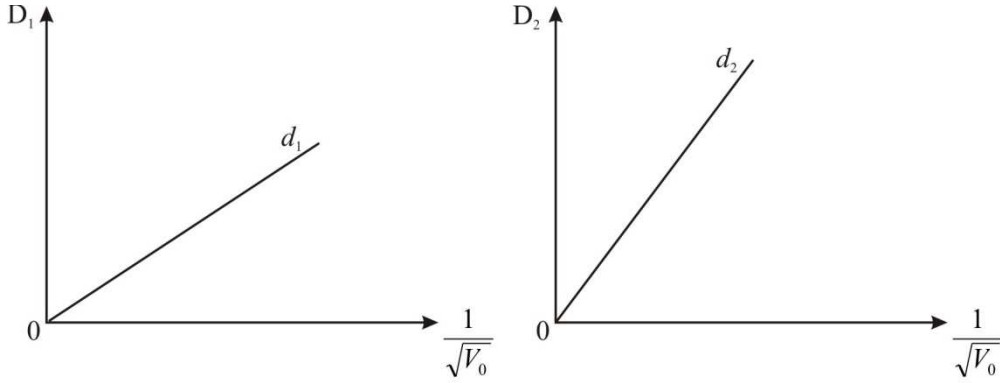


Şekil 4. Elektronlarla kırınım deney düzeneği

Güç kaynaklarının sıfırda olduklarını kontrol ediniz ve daha sonra açınız. Dış öngerilimi 3V değerine ayarlayınız (Deney esnasında bu değer sabit kalacaktır). Flamanın ısınması için ~1-2 dakika bekleyiniz. Hızlandırıcı güç kaynağınızın **COARSE** düğmesini çevirerek V_0 gerilimini artırınız (Çalışacağınız voltaj aralığı Şekil 4'te verilmiştir. Ayrıca, **FINE** düğmesi orta değerlerde olmalıdır). V_0 in belirli bir değerinden sonra halkalar göreceksiniz. Beş farklı V_0 gerilimine karşılık gelen D_1 ve D_2 çaplarını ölçünüz ve aşağıdaki tabloya kaydediniz

	V_0 (volt)	D_1 (cm)	D_2 (cm)	$1/\sqrt{V_0}$
1				
2				
3				
4				
5				

$D_1 - 1/\sqrt{V_0}$, $D_2 - 1/\sqrt{V_0}$ grafiklerini çiziniz, Şekil 5'teki gibi iki tane grafik elde edeceksiniz.



Şekil 5.

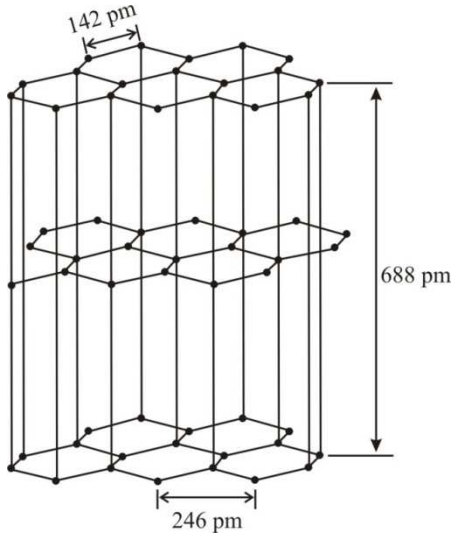
Bu doğruların eğimlerini hesaplayınız. $D_1 - 1/\sqrt{V_0}$ 'nin eğimine $eğim_1$, $D_2 - 1/\sqrt{V_0}$ 'nin eğimine $eğim_2$ deyiniz ve

$$eğim_1 = \frac{2hL}{d_1\sqrt{2me}}$$

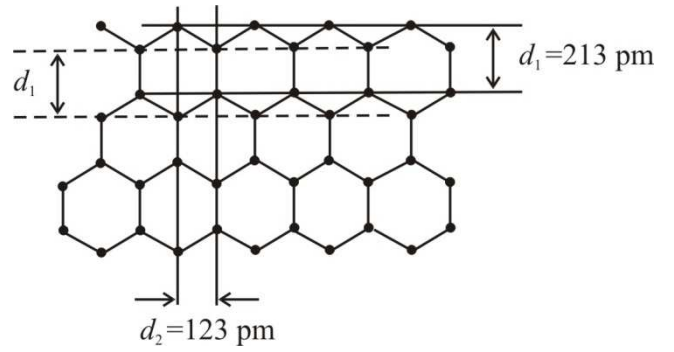
$$eğim_2 = \frac{2hL}{d_2\sqrt{2me}}$$

ifadelerini kullanarak d_1 , d_2 mesafelerini hesaplayınız.

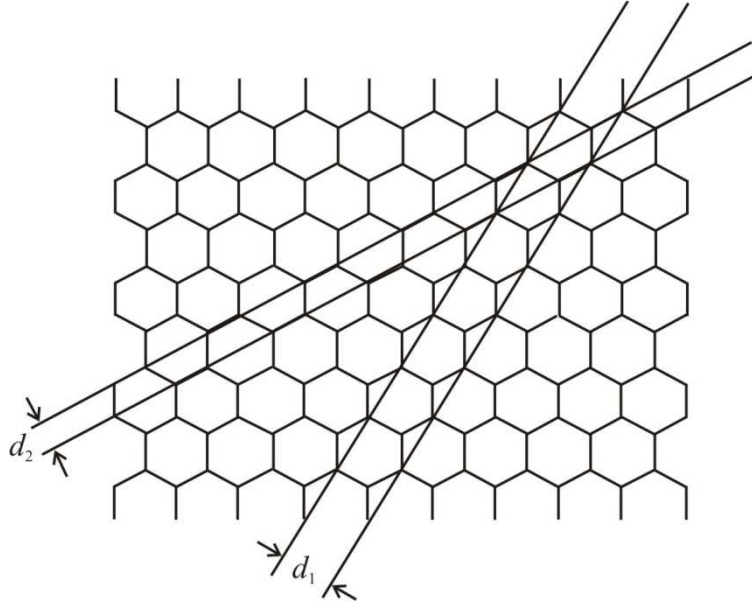
Kırınım deseninde iki adet halka görmeniz nedeni, grafit'in kristal yapısından dolayıdır (Şekil 6,7,8). Hesaplamış olduğunuz d_1 ve d_2 mesafelerini Şekil 7'de verilen teorik değerlerle karşılaştırınız.



Şekil 6. Grafit'in kristal örgüsü. $1pm = 10^{-12}m$



Şekil 7. İlk iki girişim halkası için grafit düzlemleri.



Şekil 8. Grafit'te düzlemler arası uzaklıklar.

SORULAR

1. Deney sırasında, niçin belirli bir V_0 değerinden sonra halkalar gördüğünüzü açıklayınız?
2. Kristalden kırınım deneylerinde protonlardan ve nötronlardan yararlanılabilir mi? Burada elektronlarla kırınım deneyinde görülmeyen ne gibi güçlükler ortaya çıkabilir, ayrı ayrı tartışınız?
3. Bu deneyin de Broglie dalga boyunu gözlemekten başka bir amacı olabilir mi?

Deney 7. Fotoelektrik Olay

Einstein tarafından olay şu şekilde açıklanmıştır: Elektronların maksimum kinetik enerjisi

$$K_{maks} = h\nu - W = h\nu - h\nu_0$$

veya

$$h\nu = K_{maks} + W = K_{maks} + h\nu_0 \quad (2)$$

dır. Burada W , yüzey için iş fonksiyonu olup, yüzeyden bir elektron koparabilmek için verilmesi gereken enerji miktarıdır (birkaç eV değerindedir). h planck sabiti ve ν_0 eşik frekansıdır. Gelen fotonun enerjisi, yüzeyde harcanan enerji ile kopan elektronların kinetik enerjilerinin toplamına eşittir.

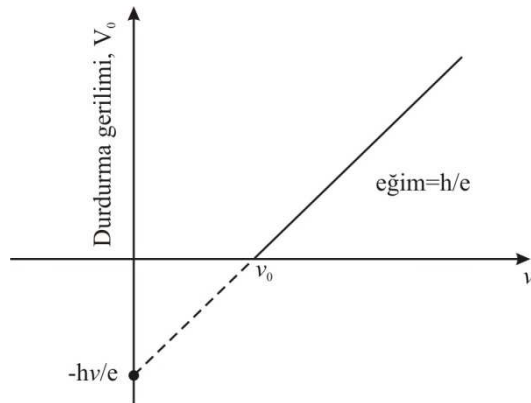
(1) ve (2) denklemini birleştirilirse,

$$eV_0 = h\nu - W = h\nu - h\nu_0 \rightarrow V_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{h}{e}\nu_0 \quad (3)$$

yazılır. Bu denklem bir doğru denklemdir ve eğimi h/e dir.

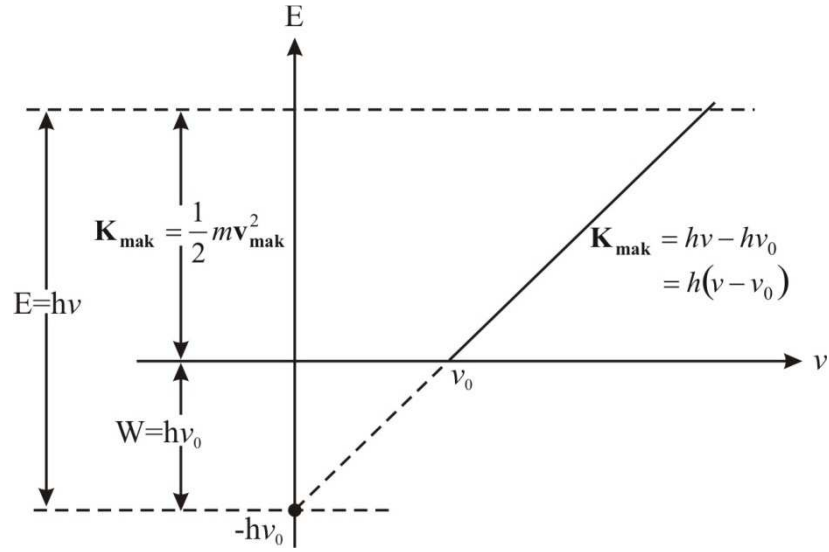
$$y = mx + n$$
$$V_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{h}{e}\nu_0$$

Deneyssel olarak, belirli frekanslarda gelen ışık için durdurucu potansiyeller ölçülürse, bu verilerle elde edilecek grafik Şekil 3'teki gibi olacaktır. Grafiğin eğiminden, e 'nin bilinen değerini kullanarak planck sabitini hesaplayabiliriz. Ayrıca, y eksenini kestiği noktadan, olayda kullanılan yüzey maddesinin iş fonksiyonunu belirleyebiliriz.



Şekil 3. Durdurma geriliminin frekansa bağlılığı.

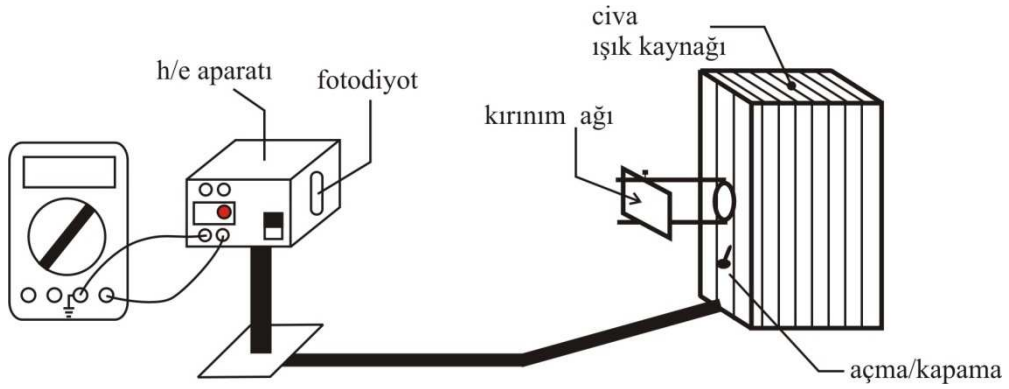
Fotoelektrik olayın daha iyi anlaşılması açısından (2) denkleminin grafiği çizilebilir (Şekil 4). Bu grafik yardımı ile de planck sabiti hesaplanabilir. Ancak, şu hususa dikkat edilmelidir: grafiğin eğimi h/e değil h dir.



Şekil 4. (2) denkleminin grafiksel yorumu.

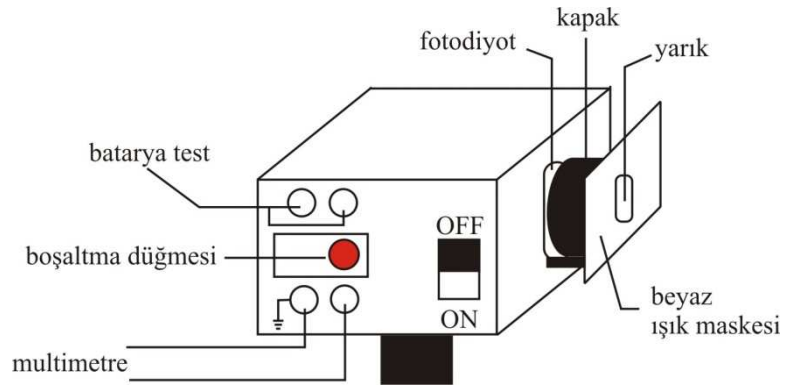
Deneyin Yapılışı:

Deney düzeneği Şekil 5'te verilmiştir.



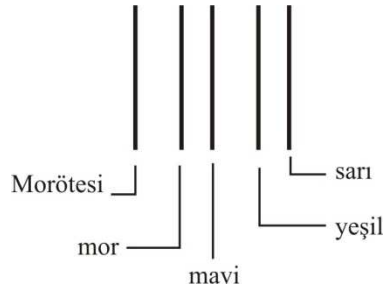
Şekil 5. Fotoelektrik olay deney düzeneği.

h/e aparatı daha ayrıntılı olarak Şekil 6'da verilmiştir.



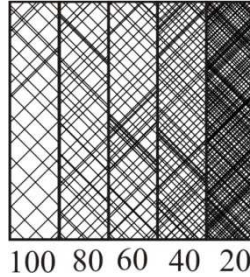
Şekil 6. h/e aparatı.

Civa ışık kaynağını çalıştırınız ve Şekil 7'de verilen spektrum elde edilene kadar bekleyiniz.



Şekil 7. Civa ışık kaynağına ait spektrum.

1. a. Spektrumda gördüğünüz yeşil renk, beyaz ışık maskesi üzerindeki yarıktan girecek şekilde h/e aparatının yönelimini ayarlayınız. Yarık üzerine yeşil ışık filtresini yerleştiriniz, h/e aparatını çalıştırınız. Değişken geçirici filtreyi (Şekil 8) yeşil filtrenin üzerine yerleştirerek %20 geçirgenliğe sahip bölge için multimetreden durdurucu gerilimin değerini okuyunuz ve tabloya kaydediniz. (Multimetre D.C. volt ölçümü için ayarlanmalıdır. Okuyacağınız gerilim değeri bir süre dalgalanabilir, kararlılık gösterene kadar bekleyiniz).



Şekil 8. Değişken geçirici filtre

Boşaltma düğmesine basıp-bırakınız ve %40 geçirgen bölge için ölçümleri tekrarlayınız. Bu şekilde %100 geçirgen bölgeye kadar devam ediniz (Aldığınız her ölçümden sonra boşaltma düğmesine basıp bırakınız).

	Renk: Yeşil	
	Geçirgenlik (%)	Durdurucu gerilim (V)
1	20	
2	40	
3	60	
4	80	
5	100	

1. b. Yukarıda yapmış olduğunuz işlemleri sarı ışık filtresini kullanarak sarı renk için tekrarlayınız. Verilerinizi aşağıdaki tabloya not ediniz.

	Renk: Sarı	
	Geçirgenlik (%)	Durdurucu gerilim (V)
1	20	
2	40	
3	60	
4	80	
5	100	

2. Bütün filtreleri kaldırınız. Spektrumda gördüğünüz her bir rengin, beyaz ışık maskesi üzerindeki yarığa düşmesini sağlayarak, her bir renk için durdurucu potansiyelin değerini multimetreden okuyunuz ve aşağıdaki tabloya kaydediniz. Bir renk'ten diğer renge geçerken h/e aparatının boşaltma düğmesine basıp bırakmayı unutmayınız.

	Renk	Durdurucu gerilim (V)
1	Sarı	
2	Yeşil	
3	Mavi	
4	Mor	
5	Morötesi	

Ölçüm alma işlemleriniz bittikten sonra civa lambasını, h/e aparatını ve multimetreyi kapatmayı unutmayınız.

SORULAR

- Deneyin 1.a, 1.b kısımlarında elde ettiğiniz verileri kullanarak her iki renk için % geçirgenlik-durdurucu gerilim eğrilerini aynı grafik üzerine çizin ve yorumlayınız? Elektronların maksimum kinetik enerjisi ışık şiddetine bağımlılık gösteriyor mu?
- Çizelge 1'de civa spektrumunda görülen renklerin frekansları verilmiştir. Bu frekans değerlerini ve deneyin ikinci kısmında ölçtüğünüz durdurucu gerilim değerlerini kullanarak frekans-durdurucu gerilim grafiğini çizin. Şekil 3'teki gibi bir yapı elde ediliyor mu? Planck sabitini ve fotodiyot'un yüzey maddesinin iş fonksiyonunu hesaplayınız.

Çizelge 1. Civa spektrumundaki renklerin frekansları ve dalga boyları

Renk	Frekans (Hz)	Dalgaboyu (nm)
Sarı	5.18672×10^{14}	578
Yeşil	5.48996×10^{14}	546.074
Mavi	6.87858×10^{14}	435.835
Mor	7.40858×10^{14}	404.656
Morötesi	8.20264×10^{14}	365.483

- Deney düzeneği ile daha önce hesaplanmış sonuçlar; $h = 6.6406 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ve $W = 1.412 \text{ eV}$ dir. Hesapladığınız sonuçlarla karşılaştırınız.

DENEY 8

HEISENBERG BELİRSİZLİK İLKESİ

Deneyin Amacı: Tek yarık yardımıyla Heisenberg belirsizlik ilkesinin geçerli olduğunu göstermek.

Ön Çalışma Soruları:

1. Heisenberg'in konum-momentum belirsizlik ilkesini türetiniz ve açıklayınız.
2. Konum-zaman belirsizlik ilkesinin enerji-zaman belirsizliğine dönüşebileceğini gösteriniz.
3. Heisenberg belirsizlik ilkesinin kuantum fiziği açısından önemini ifade ediniz.

Teori:

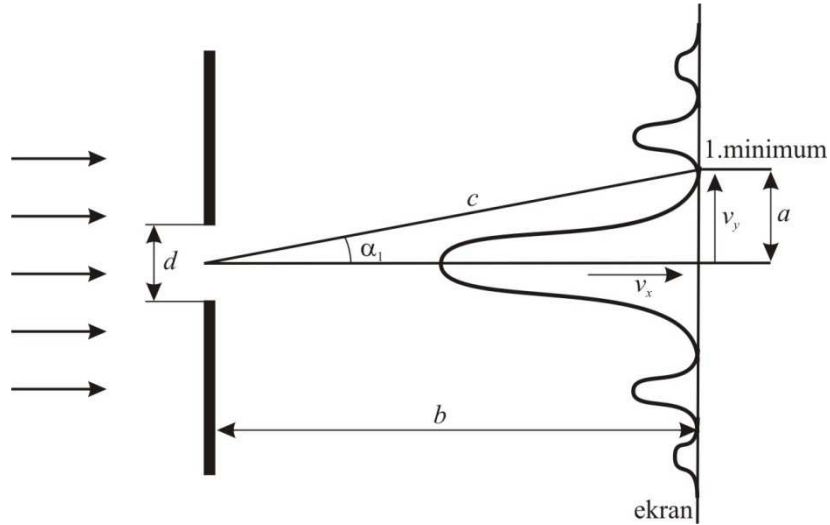
Heisenberg belirsizlik ilkesi konum ve momentum gibi iki kanonik eşlenik niceliğin aynı anda hassas bir şekilde belirlenemeyeceğini ifade eder, y konumu ve p_y momentumu için aşağıdaki gibi yazılır:

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq \frac{h}{4\pi} \quad (1)$$

Burada h Planck sabitidir, eşitlik durumu Gauss dağılımına sahip değişkenlere uygulandığında geçerlidir. Heisenberg belirsizlik ilkesi birçok fiziksel sistemde gözlenebilir. Özel olarak, d genişlikli yarık kullanılarak meydana getirilen tek-yarık kırınımı yardımıyla da gözlenebilir. Böyle bir sistemde, d genişlikli bir yarıktan geçen bir fotonlar için konumlarındaki belirsizlik,

$$\Delta y = d \quad (2)$$

dir. Ekranda oluşan kırınım deseni dikkate alındığında, fotonlar yarığın ön tarafında sadece yarık düzlemine dik doğrultuda hareket ederlerken (x -doğrultusu), yarıktan geçtikten sonra y -doğrultusunda da bir hız bileşenine sahip olurlar (Şekil 1). v_y hız bileşeni için olasılık yoğunluğu kırınım desenindeki şiddet dağılımıyla verilir. Hızdaki belirsizliği tanımlamak için 1.minimumu kullanıyoruz.



Şekil 1. Tek yarık kırınımı ve şiddet dağılımı. Dağılım gauss tipindedir ve v_y hız bileşeninin olasılık yoğunluğunu tarif eder.

Şekil 1'den, y -doğrultusundaki hızın belirsizliği

$$\Delta v_y = c \cdot \sin \alpha_1 \quad (3)$$

olarak yazılır. Burada α_1 1.minimumun açısıdır. Böylece, momentumdaki belirsizlik

$$\Delta p_y = m \cdot \Delta v_y = m \cdot c \cdot \sin \alpha_1 \quad (4)$$

olur. Burada m fotonun kütlesi ve c ışığın hızıdır.

Diğer taraftan, bir parçacığın momentumu ve dalgaboyu de Broglie bağıntısıyla birbirine bağlıdır:

$$\frac{h}{\lambda} = p \quad (5)$$

Dolayısıyla, hızdaki belirsizliğe benzer şekilde, momentumdaki belirsizlik

$$\Delta p_y = p \cdot \sin \alpha_1 = \frac{h}{\lambda} \sin \alpha_1 \quad (6)$$

Deney 8. Heisenberg Belirsizlik İlkesi

olur. Tek-yarık kırınımı için, $d \sin \alpha_1 = \lambda$ olduğuna göre,

$$\sin \alpha_1 = \frac{\lambda}{d} \quad (7)$$

yazabiliriz. (7) denklemini (6) denkleminde yerine yazılırsa,

$$\Delta p_y = \frac{h \lambda}{\lambda d} = \frac{h}{d}$$

olur. Konumdaki ve momentumdaki belirsizlikler çarpılırsa,

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

bulunur ve Heisenberg belirsizlik ilkesi elde edilmiş olur. Yarık genişliği Δy daha küçük olursa, kırınım deseninin ilk minimumu daha büyük α_1 açılarında meydana gelir ve Δp_y büyür, konumun daha iyi belirlenmesi, momentumun belirsizliğini artırır. Daha genel olarak düşünüldüğünde, Heisenberg belirsizlik ilkesinin en genel ifadesine ulaşılır: "**konum ve momentum aynı hassasiyetle ölçülemezler/belirlenemezler**".

Bununla birlikte, α_1 açısı deneysel düzenden elde edilebilir:

$$\tan \alpha_1 = \frac{a}{b} \quad (9)$$

(9) ifadesi (6) denkleminde yerine yazılırsa,

$$\Delta p_y = \frac{h}{\lambda} \sin \left(\arctan \frac{a}{b} \right) \quad (10)$$

olur. Belirsizlikler (8) ile verilen Heisenberg belirsizlik ilkesinde yerine yazılırsa ve kolaylık için h ile bölünürse,

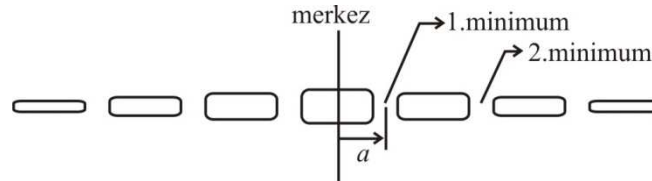
$$\frac{d}{\lambda} \sin \left(\arctan \frac{a}{b} \right) = 1 \quad (11)$$

elde edilir. Böylece, Heisenberg belirsizlik ilkesi tamamen optik sistemin parametreleri cinsinden ifade edilmiş olur.

Deneysel olarak bu ilkeyi doğrulamak için yapılacak iş, dalgaboyu bilinen bir lazer kullanarak genişliği bilinen bir tek yarık sisteminde kırınım deseni elde etmek ve ilgili ölçümleri yaptıktan sonra (11) denklemini doğrulamaktan ibarettir.

Deneyin Yapılışı:

Lazeri çalıştırınız. Lazerin önüne bir tek yarık yerleştirerek ekranda kırınım deseni gözleyiniz.



Şekil 2. Tek yarık kırınım deseni.

Şekil 2’de verilen kırınım deseninden yararlanarak, 1.minimumun merkez doğrultuya olan uzaklığını ölçünüz (a mesafesi). Tek yarık ve ekran arasındaki mesafeyi ölçünüz (b mesafesi). Bu işlemi farklı genişlikte tek yarıklar kullanarak tekrarlayınız. Verilerinizi aşağıdaki tabloya yerleştiriniz. Lazerin dalgaboyunu 632 nm alarak, her bir tek yarık için (11) denkleminin sol tarafını ayrı ayrı hesaplayınız ve tabloya kaydediniz.

Sonuçlarınızı yorumlayınız, Heisenberg belirsizlik ilkesi doğrulanıyor mu?

	d (mm)	a (mm)	b (mm)	$\frac{d}{\lambda} \sin \left(\arctan \frac{a}{b} \right)$
1.				
2.				
3.				
4.				