



**T.C  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN EDEBİYAT FAKÜLTESİ  
FİZİK BÖLÜMÜ**

**FİZİK LABORATUVARI-VII  
(Atom ve Molekül – Nükleer Fizik)**

**SAKARYA 2012**

**T.C  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN EDEBİYAT FAKÜLTESİ  
FİZİK BÖLÜMÜ**

**FİZİK LABORATUVARI-VII  
(Atom ve Molekül – Nükleer Fizik)**

**HAZIRLAYANLAR**

**Doç. Dr. Filiz ERTUĞRAL  
Arş. Gör. Emre DİL  
Arş. Gör. Battal Gazi YALÇIN  
Arş. Gör. Emre TABAR**

**SAKARYA 2012**

## İÇİNDEKİLER

<b>DENEY NO 1</b>	Milikan'ın yağ damlası.....	6
<b>DENEY NO 2</b>	Balmer serisi ve Rydberg sabitinin bulunması.....	16
<b>DENEY NO 3</b>	İki elektronlu ve çok elektronlu sistemlerin atomik spektrumu: He, Hg.....	24
<b>DENEY NO 4</b>	Franck-Hertz deneyi.....	32
<b>DENEY NO 5</b>	Kuantum modeline göre ışığın dalga doğası	42
<b>DENEY NO 6</b>	Fotoelektrik olaydan yararlanılarak Planck sabitinin hesaplanması...	50
<b>DENEY NO 7</b>	Yarı ömür ve radyoaktif denge.....	54
<b>DENEY NO 8</b>	Beta spektroskopisi.....	64
<b>DENEY NO 9</b>	Uzaklık kanunu ve gama veya beta ışınlarının soğurulması.....	71

**LABORATUAR ÇALIŞMASI HAKKINDA:**

- 1) Deney gruplarında bulunan öğrenciler, karşılıklı yardımlaşmanın yanında ölçüleri alıp hesaplamaları ayrı-ayrı yapacaklardır.
- 2) Laboratuara gelmeden önce konu ile ilgili deney okunacak, gerekirse ilgili kitaplardan deneyle ilgili konuları araştırılacaktır. Laboratuarda bulunan araştırma görevlisi hazırlanmadığınızı anlarsa sizi laboratuardan çıkarabilir. Deneyi telafi etme imkanı olmazsa deneyden devamsız sayılabilirsiniz.
- 3) Laboratuara girince alet ve cihazlara dokunmayınız. Görevli araştırma görevlisinin iznini ve tavsiyelerini aldıktan sonra sadece size tanıtılan aletleri kullanınız.
- 4) Laboratuara gelirken yanınızda mutlaka grafik kağıdı getiriniz.
- 5) Deneyi kurduktan sonra kontrolünü mutlaka yaptırınız.
- 6) Laboratuarda deney yaparken yüksek sesle konuşmayınız
- 7) Çalışmalarınız sırasında diğer arkadaşlarınızı rahatsız etmeyiniz
- 8) Deney sırasında cep telefonlarınızı kapalı tutunuz.
- 9) Deney öncesi görevli tarafından yapılan açıklamaları mutlaka gerektiği şekilde uygulayınız.
- 10) Aletleri dikkatli ve özenli bir şekilde kullanınız.
- 11) Deneyinizi bitirdikten sonra masanızı kesinlikle temiz bırakınız.
- 12) Deney öncesi yeterli bilgiyi elinizdeki kaynakları okuyarak elde ediniz.
- 13) Laboratuara %80 devam zorunluluğu vardır. Bundan dolayı devama gereken hassasiyeti gösteriniz.

**DENEY RAPORUNUN HAZIRLANMASI:**

- 1- Deneyin raporunun yazımı sayfanın başından başlamalı ve yazım aşağıdaki sıra takip edilerek gerçekleştirilmelidir.
- 2- Deneyin adı
- 3- Deneyin amacı: yaptığımız deneyde neyi hedeflediğinizi kendi cümlelerinizle yazınız.
- 4- Deneyin teorisi: yaptığımız deneyin teorisini değişik kaynak kitaplar kullanarak yazınız.

5- Deneyin yapılışı: öncelikle deney şemasını nasıl kurduğunuzu kullandığınız aletleri ve ölçüleri nasıl aldığınızı yazdıktan sonra hesaplamaları yapınız. Eğer çizilmesi gereken grafik varsa milimetrik kağıt kullanarak hassas bir şekilde grafiğini çiziniz.

6- Sonuç, hata hesabı ve yorum: deneyin bu kısmında hesapladığınız büyüklük ile ilgili hata hesabını yaparak deneyi yorumlayınız.

7- Raporlar elle yazılacaktır, bilgisayar çıktısı kabul edilmeyecektir.

### BİRİM ÖN EKLERİ

10 üzeri	Ön ek	Kısaltma	Örnek
$10^{12}$	tera-	T	Terahertz (THz)
$10^9$	giga-	G	Gigahertz (GHz)
$10^6$	mega-	M	Megahertz (MHz)
$10^3$	kilo-	k	kilovolt (kV)
$10^{-2}$	santi-	c	santimetre (cm)
$10^{-3}$	mili-	m	miliamper (mA)
$10^{-6}$	mikro-	$\mu$	mikrovolt ( $\mu$ V)
$10^{-9}$	nano-	n	nanosaniye (ns)
$10^{-12}$	pico-	p	pikofarad (pF)

### BİRİMLER

Fiziksel Büyüklük	MKSA Birimi	CGS Gauss Birimi
Uzunluk	metre (m)	santimetre (cm)= $10^{-2}$ m
Kütle	kilogram (kg)	gram (g) = $10^{-3}$ kg
Zaman	saniye (s)	saniye (s)
Kuvvet	newton (N) = kg.m/s <sup>2</sup>	dyne = $10^{-5}$ N
Enerji	joule (J) = N.m	erg = $10^{-7}$ J
Güç	watt (W) =J/s	erg/s = $10^{-7}$ W
Elektrik Yük	coulomb (C)	statcoulomb = $10^{-9}/2.998$ C
Elektrik Akım	amper (A) = C/s	abamper = 10 A
Elektrik Potansiyel	volt (V) = J/C	statvolt = $2.998 \times 10^2$ V
Elektrik Alan	volt/metre veya newton/coulomb	
Magnetik Alan (B)	webers/metre <sup>2</sup> (Wb/m <sup>2</sup> )	gauss = $10^{-4}$ Wb/m <sup>2</sup>
Direnç	ohm ( $\Omega$ ) = volt/amper	
Kapasitans	farad (F) = coulomb/volt	
İndüktans	henri (H) = volt.saniye/amper	

### BAZI FİZİKSEL SABİTLER

Fiziksel Büyüklükler	Büyüklüğü ve Birimi
Işık hızı, c	$2.997925 \times 10^8$ ms <sup>-1</sup>
Elementer yük (Elektronun yükü), e	$1.60210 \times 10^{-19}$ C
Avogadro Sabiti $N_0$	$6,023 \times 10^{23}$ atom/gr mol
Atomik Kütle Birimi u	$1,6604 \times 10^{-27}$
Elektronun durgun kütlesi , $m_e$	$9,109 \times 10^{-31}$ kg
Protonun durgun kütlesi , $m_p$	$1,6725 \times 10^{-27}$ kg
Nötronun durgun kütlesi , $m_n$	$1,6748 \times 10^{-27}$ kg

Planck Sabiti, h	$6.6256 \times 10^{-34}$ Js
Boş uzayın permitivitesi, $\epsilon_0$	$8.85416 \times 10^{-12}$ farad/m
Faraday Sabiti F	96520 C/mol
Gaz Sabiti R	8,314 joule/(mol K <sup>0</sup> )
Boltzman Sabiti k	$1,3805 \times 10^{-23}$ joule/K <sup>0</sup>
Yerçekimi sabiti G	$6,670 \times 10^{-11}$ newton.m <sup>2</sup> /kg <sup>2</sup>
Elektron-Volt, eV	1,602x10 <sup>-12</sup> erg 1,602x10 <sup>-19</sup> J 3,824x10 <sup>-20</sup> kalori

### RADYASYON ÖLÇÜMÜ İÇİN NİCELİKLER VE BİRİMLERİ

Nicelik	Ölçüm	Geleneksel Birim	SI Birimi
Aktiflik (A)	Bozunma hızı	Curie (Ci)	Becquerel (Bq)
Poz (X)	Havadaki iyonlaşma	Röntgen (R)	Kilogram başına coulomb (C/kg)
Soğurulan doz (D)	Enerji soğurulması	Rad	Gray (G)
Doz eşdeğeri (DE)	Biyolojik etkinlik	Rem	Sievert (Sv)
<p><b>Curie:</b> Saniyede <math>3.7 \times 10^{10}</math> parçalanma veya bozunma gösteren maddenin aktivitesidir.</p> <p><b>Becquerel:</b> Saniyede 1 parçalanma yapan çekirdeğin aktivitesidir. <math>1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}</math></p> <p><b>Röntgen:</b> Normal hava şartlarında havanın 1 kg'ında <math>2.58 \times 10^{-4}</math> C' luk elektrik yükü değerinde pozitif ve negatif iyonlar oluşturan x ve gama ışını miktarıdır. <math>1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C / kg}</math></p> <p><b>Rad:</b> Işınlanan maddenin 1 kg'ına <math>10^{-4}</math> joule'lük enerji veren radyasyon miktarıdır. Soğurulan enerji parçacık veya foton olabilir. <math>1 \text{ Rad} = 0.01 \text{ Gy}</math></p> <p><b>Gray:</b> Işınlanan maddenin 1 kg'ına 1joule'lük enerji veren radyasyon miktarıdır.</p> <p><b>Rem = Soğurulan Doz x Faktörler</b></p> <p><b>Sievert:</b> 1 Gray'lık x veya gamma ışını ile aynı biyolojik etkiyi meydana getiren radyasyon miktarıdır. <math>1 \text{ Rem} = 10^{-2} \text{ Sv}</math> n <math>1 \text{ Sv} = 100 \text{ Rem} = 1 \text{ J/kg}</math></p>			
<b><u>Radyasyon</u></b>		<b><u>Doz eşdeğeri(DE)</u></b>	
X-ışınları, $\beta$ , $\gamma$		1	
Düşük enerji p, n (~keV)		2-5	
Yüksek enerji p, n (~MeV)		5-10	
$\alpha$		20	

DENEY NO: 1

DENEYİN ADI: MİLİKAN'IN YAĞ DAMLASI

### **DENEYİN TEORİSİ**

Bir parçacığın taşıdığı elektrik yükü, bu parçacığın büyüklüğü bilinen bir elektrik alan içinde maruz kaldığı kuvvet ölçülerek hesaplanabilir. Her ne kadar bilinen bir elektrik alanı oluşturmak göreceli olarak kolay olsa da, sadece bir veya bir kaç fazla elektron taşıyan bir parçacık üzerine böyle bir alan tarafından uygulanan kuvvet çok küçüktür. Örneğin, 1000 volt/cm büyüklüğündeki bir alan bir fazla elektron taşıyan bir parçacık üzerine sadece  $1,6 \cdot 10^{-14}$  Newton'luk bir kuvvet uygulayacaktır. Bu kuvvet, kütlesi  $10^{-12}$  (milyonda bir) gram olan bir parçacığın üzerindeki yerçekimi kuvveti ile kıyaslanabilir.

Milikan yağ damlası deneyinin başarısı bu kadar küçük kuvvetleri ölçme yeteneğine dayanır. Sadece  $10^{-12}$  gram ya da daha küçük kütlelere sahip, yüklenmiş küçük yağ damlacıklarının davranışı bir yerçekimsel ve bir elektrik alan içinde gözlemlenir. Damlanın havadaki düşme hızının ölçülmesi, Stokes Yasasının yardımıyla, damlanın kütlesinin hesaplanmasını mümkün kılar. Ardından, bir elektrik alan içinde yükselmekte olan damlanın hızının gözlemlenmesi, yağ damlası üzerindeki kuvvetin ve dolayısıyla da, taşıdığı yükün hesaplanmasına olanak verir.

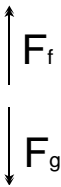
Her ne kadar bu deney bir damla üzerindeki toplam yükün ölçülmesini sağlasa da, tekil bir elektronun yükünün belirlenebilmesi ancak elde edilen verilerin analizi ve belirli bir deneysel beceri sayesinde mümkündür. Yavaşça yükselmekte ve düşmekte olan damlacıkları seçerek, damlanın az sayıda fazlalık elektrona sahip olduğundan emin olunabilir. Böyle damlalardan bir kaç gözlemlenmeli ve her birinin yükü hesaplanmalıdır. Eğer bu damlacıkların üzerindeki yükler belirli bir en küçük yükün tamsayı katları ise, o zaman bu, elektriğin atomik doğasının iyi bir göstergesidir.

Bununla birlikte, her bir yükün ölçülmesi için farklı bir damlacık kullanılmış olduğu için, damlanın kendisinin yük üzerindeki etkisine ilişkin bir sorunun yanıtı gerekir. Bu belirsizlik, tekil bir damla üzerindeki yükü damla gözlem altında iken değiştirmek suretiyle ortadan kaldırılabilir. Damlanın yakınına yerleştirilen bir iyonizasyon kaynağı bunu başarabilir. Gerçekten de, aynı damla üzerinde yükü bir kaç kez değiştirmek mümkündür. Eğer aynı damla üzerindeki ölçümlerin sonuçları o zaman bir en küçük yükün tamsayı katları olan yükleri verirse, o halde bu, elektriğin atomik doğasının kanıtıdır.

Bir yağ damlacığına etkiyen kuvvetlerin bir analizi damlacık tarafından taşınan yükün saptanması için gereken eşitliği sağlayacaktır.

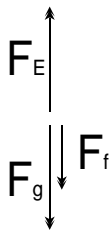
### Yağ Damlasının Hızı ile Elektrik Alanı Arasındaki Bağıntının Bulunması:

Havada düşerken ve son hızına eriştiği anda damlaya yukarı yönlü  $F_f$  sürtünme kuvveti ve aşağı yönlü  $F_g$  yerçekimi kuvveti etkir. (Bu deneyde kullanılan damlalar için son hıza bir kaç milisaniye içinde erişilir.)

$$F_f = kv_o \qquad F_g = -mg$$


Burada  $v_o$  düşüşün son hızı (değeri negatif ve sabittir),  $k$  hava ile damla arasındaki sürtünme katsayısı,  $m$  damlanın kütlesi,  $g$  yerçekimi ivmesidir.

$$F_f + F_g = 0 \quad \Rightarrow \quad kv_o - mg = 0 \quad \Rightarrow \quad kv_o = mg \quad \Rightarrow \quad k = \frac{mg}{v_o} \quad (1)$$



Bir elektrik alanının etkisi altında yükselmekte olan damlaya etkiyen kuvvetler yandaki gibidir.

$$F_f = -kv \qquad F_g = -mg \qquad F_E = qE$$



Burada  $E$  elektrik alanı,  $q$  damlanın taşıdığı yük,  $v$  hızdır. Dengeden dolayı aşağıdaki eşitlikler

$$F_f + F_g + F_E = 0 \quad \Rightarrow \quad -kv + -mg + qE = 0 \quad \Rightarrow \quad qE = kv + mg$$

Bir eşitliği kullanarak hız ifadesi elde edilir:

$$qE = \frac{mg}{v_0} v + mg \quad \Rightarrow \quad \frac{mg}{v_0} v = qE - mg \quad \Rightarrow \quad v = \frac{qv_0}{mg} E - v_0 \quad (2)$$

### Kütlenin Bulunması

Eşitlik 2'den  $m$ 'yi bulmak için, bir kürenin hacim kullanılır:

$$m = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho \quad (3)$$

Burada  $a$  damlacığın yarıçapı ve  $\rho$  yağın yoğunluğudur.  $a$ 'yı hesaplamak için, bir küresel cismin yarıçapını onun (vizkosite katsayısı  $\eta$  olan) vizkoz bir ortam içindeki düşüş hızıyla ilişkilendiren Stokes Yasası'ndan yararlanılır.

$$a = \sqrt{\frac{-9\eta v_0}{2g\rho}}$$

Ancak, Stokes Yasası damlacıkların düşme hızı 0,1 cm/saniyeden daha az olduğu zaman hatalı olur. (Bu ve bundan daha küçük hızlara sahip damlacıklar 2 mikron mertebesinde (hava moleküllerinin ortalama serbest hareket yoluna kıyaslanabilir düzeyde) yarıçaplara sahiptirler ki bu Stokes Yasasının bulunmasında yapılan varsayımlardan birini ihlal eden bir durumdur.) Bu deneyde kullanılan damlacıkların hızları 0,01 ile 0,001cm/s aralığında olacağı için, vizkozitenin bir düzeltme faktörü ile çarpılması gerekmektedir. Bundan elde edilen etkin (efektif) vizkozite şudur:

$$n_{eff} = \eta \frac{1}{1 + \frac{b}{pa}}$$

Burada,  $b$  bir sabit,  $p$  atmosfer basıncı,  $a$  Stokes yasasının düzeltilmemiş şekli ile hesaplanan damlanın yarıçapıdır.

$\eta_{eff}$   $a$  yı veren ifadede yerine konular ve ardından bu eşitlik  $a$  yarıçapı için çözülür:

$$a = \sqrt{\left(\frac{b}{2p}\right)^2 - \frac{9\eta v_o}{2g\rho} - \frac{b}{2p}} \quad (4)$$

### Yükün Bulunması

Eşitlik 2'ye bakalım.  $v$ 'ye karşı  $E$ 'nin bir grafiğinde eğim ( $s$ )

$$s = \frac{qv_o}{mg}$$

şeklindedir. Bu eşitlik yükün değeri ( $q$ ) için yeniden düzenlenirse,

$$q = \frac{smg}{v_o} \quad (5)$$

bulunur.

Eşitlik 5, Eşitlik 3 ve 4 ile birleştirilerek yük ifadesi elde edilir:

$$q = \frac{\frac{4}{3} \pi g s \rho \left[ \sqrt{\left(\frac{b}{2p}\right)^2 - \frac{9\eta v_o}{2g\rho} - \frac{b}{2p}} \right]^3}{v_o}$$

$q$  : Damlacığın taşıdığı yük

$g$  : 9,80 m/s<sup>2</sup> yerçekim ivmesi

$s$  : Laboratuarda Eşitlik 2 kullanılarak bulunan  $v - E$  grafiğinin eğimi□

$\rho$ □: yağın yoğunluğu (886 kg/m<sup>3</sup>)

$b$  : 8,22 x 10<sup>-3</sup> Paskal.m (sabit)

$p$  : barometrik basınç 101,3 x 10<sup>3</sup> Pa

$\eta$ □: kuru havanın vizkozitesi

$v_o$  : Eşitlik 2'nin düşey eksenle kesişme noktasından hesaplanan son düşme hızı (değeri negatif ve sabittir).

## DENEYİN YAPILIŞI



Gözlem odacığı içindeki plastik aralık plakasının kalınlığını (ki, plaka aralık mesafesine eşittir) bir mikrometre ile ölçün. Aralık plakasının yüksek kenarını ölçmenize dahil etmediğinizden emin olun. Bu ölçümün doğruluğu, deney sonuçlarınızın doğruluk derecesi için önemlidir. Bu ölçümü kaydedin. Gözlem odacığını şekildeki gibi tekrar monte edin.

**Şekil 2:** Gözlem Odacığı

Odaklama telini kapasitör plakasının merkezindeki deliğe dikkatle yerleştirin. Halojen lambayı çalıştırın. Retikül odaklama halkasını döndürerek retikülü odaklayın. Gözlem mikroskopundan odaklama teline bakın ve damlacık odaklama halkasını döndürerek teli net olarak odağa getirin.

**Not:** Gözlük kullanan kişiler gözlem mikroskopunun odaklanmasını gözlüksüz yaparlarsa gözlem yapmaları daha kolay olacaktır.

Halojen lambayı odaklamak için yatay ve düşey filaman ayar düğmelerini kullanarak telin sağ kenarında ve retikül alanında odaklama telinin üzerinde ışık en parlak olacak şekilde ayarlayın. Odaklama telini platformun üzerindeki yerine yerleştirin.

Yüksek voltaj DC güç kaynağını yaklaşık 500V verecek şekilde ayarlayın. Plaka voltaj uçlarındaki voltajı ve termistör uçlarındaki direnci ölçün. Termistör direnci tablosundan dirence karşılık gelen sıcaklığı bulun. Bu sıcaklık gözlen odacığının içindeki sıcaklığa karşılık gelir. Odacık uzun süre ışığa maruz kaldığından bu ölçüm yaklaşık onbeş dakikada bir tekrarlanmalıdır.

İçinde mineral yağ (yoğunluğu  $886 \text{ kg/m}^3$ ) bulunan atomizörü, ucu aşağı yönelmiş ve gövdeyle  $90^\circ$  olacak şekilde ayarlayıp balonunu yağ püskürünceye kadar hızlı hızlı sıkarak hazırlayın. Odacıktan havanın atılması için iyonizasyon kaynağının kolunu “damlacık püskürtme konumu”na getirin. Atomizörün püskürtme ucunu damlacık gözleme odacığının kapağı üzerindeki deliğin içine yerleştirin. Gözleme mikroskobundan gözlemlerken, atomizör balonunu bir kez hızlıca sıkın. Ardından, damlacıkları damlacık deliği kapağındaki delikten zorlayıp, üst kapasitör plakasındaki damlacık giriş deliğinden iki kapasitör plakasının arasındaki boşluğa göndermek için balonu yavaş yavaş sıkın. Gözleme mikroskobunda damlalardan oluşan bir serpinti gördüğünüz zaman, iyonlaştırma kaynağının kolunu kapalı “OFF” konumuna getirin.

**Not:** Eğer gözlem alanının tamamı, hiç bir damla seçilemeyecek biçimde damlalarla dolarsa, ya damlalar görüntüden kayboluncaya kadar üç dört dakika bekleyin, ya da (DC güç kaynağını kapattıktan sonra) damlacık gözleme odacığını açarak damlacıkları yok edin.

Görüntüdeki damlalardan, hem plaka şarj anahtarı “Plates Grounded” (Plakalar Topraklanmış) pozisyonundayken yavaş yavaş (yaklaşık  $0,02-0,05 \text{ mm/s}$  hızla) düşen ve hem de voltaj açılarak yukarı ve aşağı hareket ettirilebilen bir damla seçin. Çok parlak olmayan polaritedeki değişime çok ani tepki vermeyen bir damlacık seçin.

**Not:** Eğer çok fazla damlacık görüntüde ise, kapasitör plakalarına bir kaç saniye için güç vererek bunların çoğunu temizleyebilirsiniz. Eğer uygun boyut ve yüke sahip bir damlanın seçilebilmesi için çok az sayıda damlacığın net yüklere sahip olduğunu görürseniz, iyonlaştırma kolunu beş saniye kadar açık “ON” pozisyonuna getirin.

Uygun boyut ve yüke sahip olan bir yağ damlacığı bulduğunuz zaman, gözleme mikroskopunun odağına ince ayar yapın. Yağ damlacığı iğne ucu kadar parlak bir ışık gibi görüldüğü zaman doğru veri almak için en iyi odaklanmış durumdadır.

Verileri iki kişinin alması tavsiye olunur. Bir kişi bir eliyle plaka voltajını değiştirip diğer eliyle kronometreyi çalıştırırken damlacığı gözlemler. Diğer kişi kronometreyi okur, voltajı değiştirir ve verileri not eder.

Damlacığı görüş alanının tepesine “sürmek” için plaka voltajını değiştirin. Plaka voltajını nötr yapın ve 1,0 mm veya 2 büyük bölmelik bir mesafe içinde düşerken damlacığın düşüş zamanını ölçün. Son hız ( $v_0$ ) için bir ortalama değer bulmak için bu işlemi bir kaç kez yapın.

Gerilimi 500 V’ye ayarlayın. Aynı damlacığı gözlem alanının tepesine sürün. Plaka gerilimini damlacığı aşağıya doğru hareket ettirmek için ayarlayın. Damlacığı aşağı yönde hareket ettirmek için gerekli olan gerilimi polaritesi ile birlikte kaydedin (-500 V ya da +500 V). Damlacığın aşağıya doğru 1,0 mm veya 2 büyük bölme kadar hareket etmesi için geçen süreyi bulun. Bu değeri (aşağı yönlü hareket için bir eksi işareti ile) veri tablosuna kaydedin.

Damlacığın yukarıya doğru sürülmesi için plaka gerilimini değiştirin. Damlacığı yukarı yönde hareket ettirmek için gerekli olan gerilimin voltajı polaritesi ile birlikte kaydedin. Damlacığın yukarıya doğru 1,0 mm veya 2 büyük bölme kadar hareket etmesi için geçen süreyi bulun. Bu değeri veri tablosuna kaydedin.

Yukarıdaki aşamaları 400 V, 300 V, 200 V ve 100 V gerilim değerleri ile tekrarlayarak aşağıdaki veri tablosunu doldurun.

**NOT:** 300 V değerinde sistemle voltmetreye giriş yaparak yağ damlasının bulunduğu odanın direncini tayin edin. Tablo 1’den bulunan dirence karşılık gelen sıcaklığı okuyarak Tablo 2’de bu sıcaklığa karşılık gelen vizkozite katsayısını not edin.

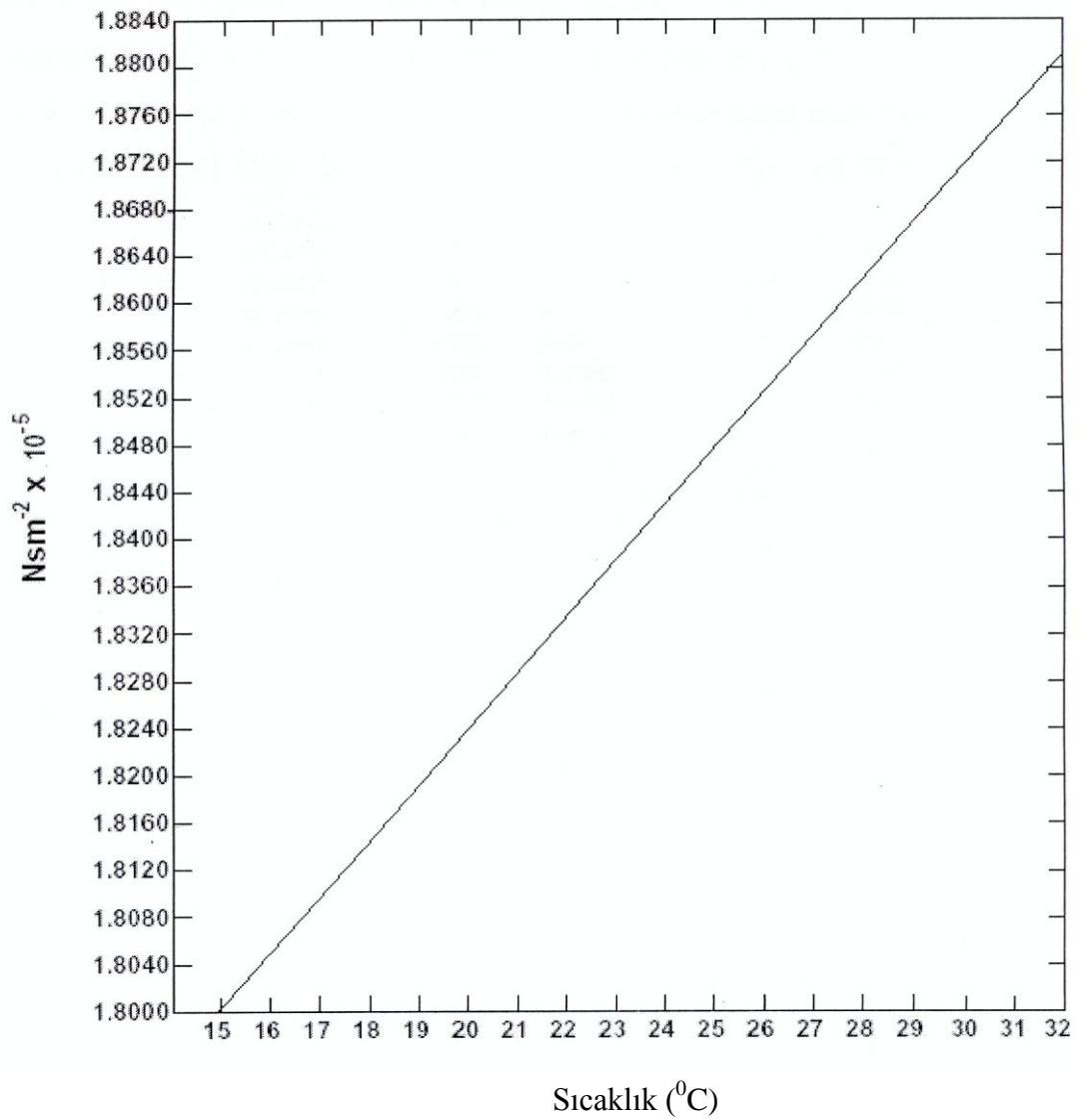
Gerilim (V)	T (s)	E (V/m)	v (m/s)
500			
-500			
400			
-400			
300			
-300			
200			
-200			
100			
-100			

$x = v \cdot t$  'den ( $x = 1 \text{ mm}$ )  $v$  değerlerini bulun ve  $E = V/d$  'den ( $d = 8 \text{ mm}$ )  $E$  değerlerini bulup tabloyu doldurarak  $v - E$  grafiğini çiziniz. Grafiğin eğimini ve  $v$  (hız) eksenini kesen değerleri not edin.

3, 4, 5 eşitliklerini kullanarak damlacığın kütlesini, yarıçapını ve bir elektronun yükü değerini hesaplayınız.

**Tablo 1:** Termistörün direnc tablosu.

<u>°C</u>	<u><math>\times 10^6 \Omega</math></u>	<u>°C</u>	<u><math>\times 10^6 \Omega</math></u>	<u>°C</u>	<u><math>\times 10^6 \Omega</math></u>
10	3.239	20	2.300	30	1.774
11	3.118	21	2.233	31	1.736
12	3.004	22	2.169	32	1.700
13	2.897	23	2.110	33	1.666
14	2.795	24	2.053	34	1.634
15	2.700	25	2.000	35	1.603
16	2.610	26	1.950	36	1.574
17	2.526	27	1.902	37	1.547
18	2.446	28	1.857	38	1.521
19	2.371	29	1.815	39	1.496



**Tablo 2:** Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak havanın vizkozitesi.



**DENEY NO: 2****DENEYİN ADI: BALMER SERİSİ VE RYDBERG SABİTİNİN BULUNMASI****DENEYİN AMACI:**

1. H atomunun spektrumunda Balmer serisinin görünür çizgilerinin gözlemlenmesi
2. H atomunun Balmer serisinden yararlanarak Rydberg sabitinin bulunması
3. H atomunun enerji seviyelerinin hesaplanması

**DENEYİN TEORİSİ:**

Atomların yayımladıkları ve soğurdukları ışınımın yardımıyla yapıları hakkında bilgi sahibi olmak mümkündür. Atomların yapılarını anlamak üzere yapılmış olan çalışmalar sonucunda birçok teori ve model ortaya çıkmıştır. Bunlardan biri J. J. Thomson (1856-1940)'ın "Thomson Atom Modeli"dir. Bu modele göre Thomson atomu pozitif yüklü küre içinde dağılmış elektronlar şeklinde tasarlamıştır. Bu elektronların küre içindeki yerleşimlerinin ise atomu yüksüz yapacak şekilde olması gerektiğini düşünmüştür.

Thomson'dan sonra E. Rutherford (1871-1937) "Rutherford Atom Modeli"ni ortaya atmıştır. Bu modele göre Rutherford pozitif yüklerin küre içinde değil de **çekirdek** adı verilen küre merkezinde dolandığını deneylerle kanıtlamıştır. Bu deneylerin sonuçlarına uygun olarak atomu ve elektronları güneş sistemine benzetmiş, güneş yerine pozitif yüklü çekirdek, gezegenler yerine ise elektronları tasarlamıştır. Bu modeli geçersiz kılan nokta ise elektronların çekirdek çevresinde sürekli dönmesinin gerekmesidir. Dönüş hareketi merkezci kuvvet ile gerçekleşir. Yani ivmeli harekettir. Elektromanyetik teoriye göre, ivmeli hareket yapan yükler dışarıya ışık verecektir. Bu yüzden dışarı ışık veren elektronun enerjisi azalacak ve çekirdeğe düşecektir. Böyle bir durum ise söz konusu değildir.

Her iki modelden daha sonra Bohr'un (1825-1962) geliştirmiş olduğu "Bohr Atom Modeli" ise bugün halen H atomu için geçerliliğini korumaktadır. Bohr H atomunu ele alarak konuya bir açıklama getirmeye çalışmıştır. Bu model göre Bohr iki postulat ileri sürmüştür:

1. H atomu belirli enerji durumlarından herhangi birinde çok kısa süreliğine bulunabilir. Atomun en düşük enerjili haline **taban hali**, diğer daha yüksek enerjili durumlara **uyarılmış hal** denir.
2. H atomu ancak sabit bir durumundan yani belirli bir enerji düzeyinden bir başka duruma enerji düzeyine geçerse bu iki düzeyin enerjileri arasındaki farka eşit enerjili bir ışınım yayınlar (emisyon, salma) veya soğurur (absorbsiyon, soğurma).

**Absorbsiyon (Soğurma):** Atomun bir enerji düzeyinden daha üst enerji düzeyine enerji alarak geçmesidir.

**Emisyon (Salma):** Herhangi bir üst enerji düzeyindeki atomun iki enerji düzeyi arasındaki fark kadar ışınım yaparak alt enerji düzeyine geçmesidir.

H atomunun herhangi bir kararlı halinin enerjisi,

$$E_n = -\frac{1}{8} \frac{e^4 m_e}{\epsilon_0 h^2} \frac{1}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

ifadesi ile verilmektedir. Burada  $n$  başkuantum sayısı,  $\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} C^2 / Nm^2$ ,  $e = 1,6021 \cdot 10^{-19} C$ ,  $h = 6,626 \cdot 10^{-34} J.s$  ve  $m_e = 9,1091 \cdot 10^{-31} kg$  'dır.

Gerekli hesaplamalardan sonra H atomu için  $E_n$ ,

$$E_n = -13,6 \frac{1}{n^2} eV, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

şeklinde olacaktır. Şekil 1. de H atomu için belirlenmiş olan enerji-seviye diyagramı ve spektral serileri görülmektedir.

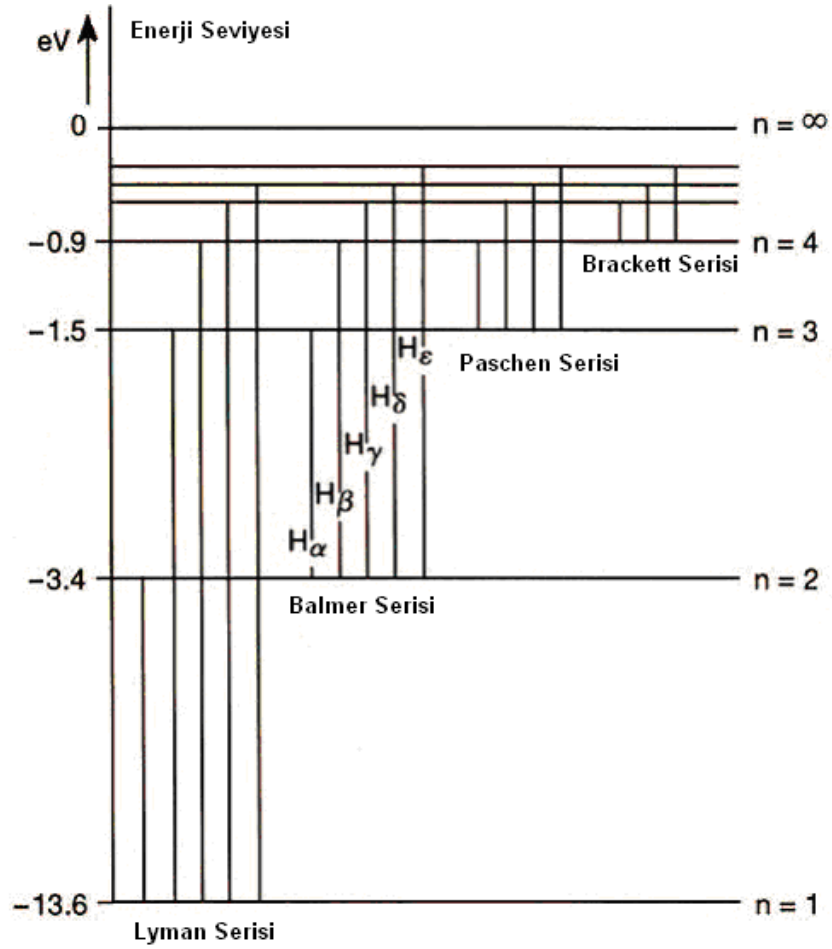
$n=1$ : Lyman Serisi

$n=2$ : Balmer Serisi

$n=3$ : Paschen Serisi

$n=4$ : Brackett Serisi

$n=5$ : Pfund Serileri



Şekil 1. H atomunun Enerji Seviye diyagramı

Bohr Atom modelinin postulatları ve (1) eşitliği kullanılarak bir üst enerji düzeyinden bir alt enerji düzeyine geçerken saldıği enerjili ışımının dalga boyu bulunabilir.

$$E_{n_i} = -\left(\frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0 h^2}\right) \frac{1}{n_i^2} \quad \text{ve} \quad E_{n_s} = -\left(\frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0 h^2}\right) \frac{1}{n_s^2}$$

$$\Delta E = E_{n_i} - E_{n_s} \quad (3)$$

$$\Delta E = -\left(\frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0 h^2}\right)\left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_s^2}\right) = h\nu$$

$$\left(\frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0 h^2}\right)\left(\frac{1}{n_s^2} - \frac{1}{n_i^2}\right) = h \frac{c}{\lambda}$$

$$\frac{1}{\lambda} = \left(\frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0 c h^3}\right)\left(\frac{1}{n_s^2} - \frac{1}{n_i^2}\right)$$

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

eşitliği elde edilir  $n_i$  ve  $n_s$  sırasıyla ilk ve son enerji düzeylerine karşılık gelen baş kuantum sayısıdır.  $\lambda$  ise yayımlanan fotonun dalga boyudur. Burada Rydberg sabiti

$$R_H = \frac{1}{8} \frac{e^4 m_e}{\epsilon_0 c h^3} = 1,097 \cdot 10^7 m^{-1} \quad (5)$$

dir.

$n \rightarrow \infty$ 'a ve  $E=0$  karşılık gelen en yüksek düzey, elektronun atomdan uzaklaştığı durumu gösterir. Atomu iyonlaştırmak yani taban durumundaki bir elektronu protonun etkisinden tamamen uzaklaştırmak için gerekli minimum enerjiye **iyonizasyon enerjisi** (bağlanma enerjisi) denir. Bağlanma enerjisi

$$E_n = -R_H h c \frac{1}{n^2} \quad (6)$$

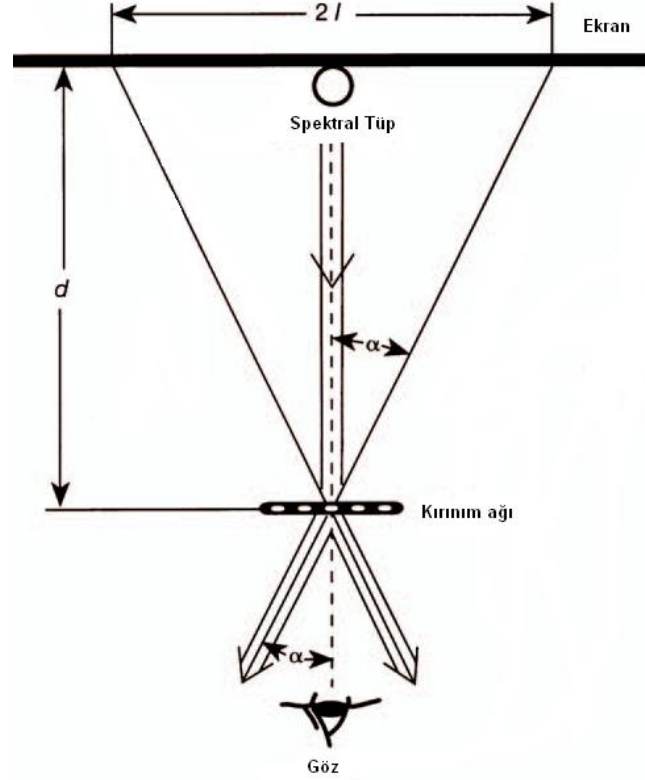
eşitliği ile hesaplanabilir.

Burada  $c = 2,997595 \cdot 10^8 m/s$  ve  $h = 6,626 \cdot 10^{-34} J.s = 4,13597 \cdot 10^{-15} eV.s$  dir. H atomunun taban hal enerjisi 13,6 eV bulunur.

### Kırınım Ağında Kırınım:

$\lambda$  dalga boyuna sahip ışık ağ sabiti  $g$  olan bir kırınım ağının üzerine düşürülürse kırınımına uğrar. Maksimum şiddet şu şartla oluşur.

$$n.\lambda = g.\sin \alpha, n = 0,1,2,\dots \quad (7)$$



Şekil 2. Kırınım ağında kırınım

Şekil 2.deki geometriden

$$\sin \alpha = \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}}$$

yazılabilir. Bu ifade (7) eşitliğinde yerine yazılırsa,

$$n.\lambda = g.\frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}} \quad (8)$$

elde edilir. Burada  $g$  kırınım ağının kırınım ağı sabitidir.

## DENEYİN YAPILIŞI:

1. H spektral tüpünü kullanarak Şekil 3.'deki gibi deney düzeneğini kurunuz.



Şekil 3. Deney Düzeneği

2. Güç kaynağını yaklaşık **5 kV**'a ayarlayınız.
3. Kırınım ağı sabiti  **$g=1,671\mu\text{m}$**  olan kırınım ağını spektral tüple aynı yükseklikte ve yaklaşık **50 cm** uzağa yerleştiriniz.
4. Cetvel üzerinde renkleri gözleyiniz.
5. Her bir renk için cetvel üzerindeki merkezi maksimumun her iki yanında gördüğünüz aynı renkleri cetvelle belirleyiniz ve **2l** uzunluğunu cetvel üzerinde okuyup Tablo 1'e kaydediniz.
6. Kırınım ağı ile cetvel arasındaki mesafeyi **d**'yi ölçünüz.

7.  $n \cdot \lambda = g \cdot \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}}$  formülü kullanarak gördüğünüz rengin dalga boyunu

hesaplayınız. (Burada eğer birinci mertebedeki renkleri okuyorsanız  $n=1$  alın). Teorik dalga boyları ile karşılaştırarak hata hesabı yapınız.

8. Balmer serisinde  $n_s = 2$  dir. Şekil 1.'den yararlanarak  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  ve  $H_\gamma$  çizgileri için  $n_i$  sayılarını belirleyiniz. Bulduğunuz dalga boylarını ve burada belirlediğiniz  $n$  sayılarını kullanarak aşağıdaki formül yardımı ile Balmer serisinin  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  ve  $H_\gamma$  çizgileri için Rydberg sabitini belirleyin ve aşağıdaki tabloyu doldurunuz.

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

9. Balmer serisinin  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  ve  $H_\gamma$  çizgileri için hesaplanan Rydberg sabitinin ortalamasını alarak deneysel Rydberg sabitini bulup hata hesabı yapınız.

10. Deneysel Rydberg sabitini kullanarak H atomunun seviye enerjilerini

$$E_n = -R_H hc \frac{1}{n^2}$$

formülünden hesaplayınız.

**Tablo 1.**

ÇİZGİ	2l(mm)	$n_s$	$n_i$	$\lambda_{\text{deneysel}}(\text{nm})$	$\lambda_{\text{teorik}}(\text{nm})$	$R_{\text{deneysel}} (\text{m}^{-1})$
$H_\alpha$		2			656.28	
$H_\beta$		2			436.13	
$H_\gamma$		2			434.05	

**Tablo 2.**

$n$	$E_n$
1	
2	
3	
4	
5	

### **SORULAR**

1. Spektrum nedir?
2. Absorbsiyon ve emisyon spektrumlarını açıklayınız.
3. İyonlaşma enerjisi nedir?

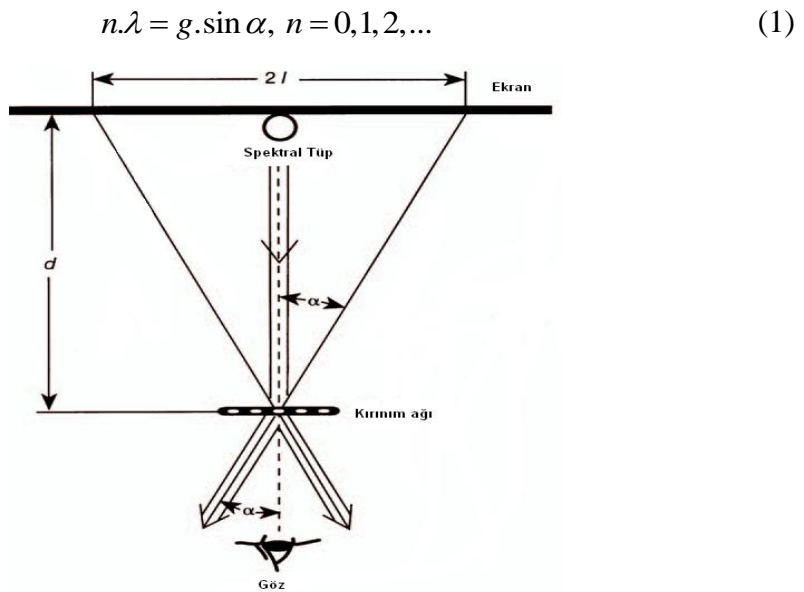


**DENEY NO: 3****DENEYİN ADI: İKİ ELEKTRONLU VE ÇOK ELEKTRONLU SİSTEMLERİN ATOMİK SPEKTRUMU: He, Hg****DENEYİN AMACI:**

1. He ve Hg atomlarının spektral çizgilerinin kırınım ağıyla gözlemlenmesi
2. Hg atomunun spektral çizgileri yardımıyla kırınım ağı sabitinin bulunması
3. He ve Hg atomlarının spektral çizgilerinin dalga boylarının hesaplanması
4. He ve Hg atomlarının spektral çizgilerinin hangi geçişlere karşılık geldiğinin belirlenmesi
- 5.

**DENEYİN TEORİSİ:****Kırınım Ağında Kırınım:**

$\lambda$  dalga boyuna sahip ışık ağı sabiti  $g$  olan bir kırınım ağının üzerine düşürülürse kırınıma uğrar. Maksimum şiddet şu şartla oluşur.



**Şekil 1.** Kırınım ağında kırınım

Şekil 1.deki geometriden

$$\sin \alpha = \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}}$$

yazılabilir. Bu ifade (1) eşitliğinde yerine yazılırsa,

$$n.\lambda = g \cdot \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}} \quad (2)$$

elde edilir. Burada  $g$  kırınım ağının kırınım ağı sabitidir.

### İki Elektronlu ve Çok Elektronlu Sistemlerin Atomik Spektrumu

Helyum atomlarının uyarılması elektron çarpışması ile üretilir.  $E_1$  uyarılmış seviyesinden  $E_0$  orijinal duruma elektronların geri dönmesi ile oluşan enerji farkı, frekansı  $f$  olan bir foton olarak yayınlanır:

$$hf = E_1 - E_0 \quad (3)$$

Burada  $h$ , Planck sabitidir ( $h=6,63.10^{-34}$  Js).

Helyum atomunun 1 ve 2 elektronları için relativistik olmayan Hamiltonyen operatörü aşağıdaki gibidir:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_1 - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_2 - \frac{2e^2}{|\vec{r}_1|} - \frac{2e^2}{|\vec{r}_2|} + \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \quad (4)$$

Burada  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ,  $m$  ve  $e$  sırasıyla elektronun kütlesi ve yükünü temsil eder,

$$\Delta_i = \frac{d^2}{dx_i^2} + \frac{d^2}{dy_i^2} + \frac{d^2}{dz_i^2} \quad (5)$$

ise Laplace operatörüdür, ve  $r_i$ ,  $i$ . Elektronun konumudur. Spin-yörünge etkileşim enerjisi

$$E_{so} \propto \frac{Z^4}{4.(137)^2} \quad (6)$$

Helyum nükleer yükü  $Z=2$  durumunda ihmal edilmiştir. Çünkü  $Z$  küçük olduğunda küçüktür.

Eğer elektron-elektron etkileşim terimi aşağıdaki gibi göz önüne alınırsa

$$\frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \quad (7)$$

o zaman etkileşim olmadığında Hamiltonyen operatörünün öz değerleri Hidrojen atomununkilerdir:

$$E_{n,m}^0 = -\frac{me^2}{8h^2} \left( \frac{1}{n^2} + \frac{1}{m^2} \right) \quad n, m = 1, 2, 3 \dots \quad (8)$$

Aynı anda uyarılan iki elektron için geçiş olasılığı bir elektron oluşturulması için olandan çok çok daha küçük olduğundan, bozulmamış sistemin enerji tayfı aşağıdaki gibidir:

$$E_{n,m}^0 = -\frac{me^2}{8h^2} \left( 1 + \frac{1}{m^2} \right) \quad m = 1, 2 \quad (9)$$

Bu durumda,  $l$  tek elektronun yörünge açıl momentumu iki elektronun toplam açıl momentumuna  $L$  'ye eşittir (sadece bir parçacık uyarılmaları göz önüne alındığından ve ikinci elektron temel seviyede kaldığından ( $l=0$ )).

Spektral geçişlere seçim kuralı

$$\Delta S = 0 \quad (10)$$

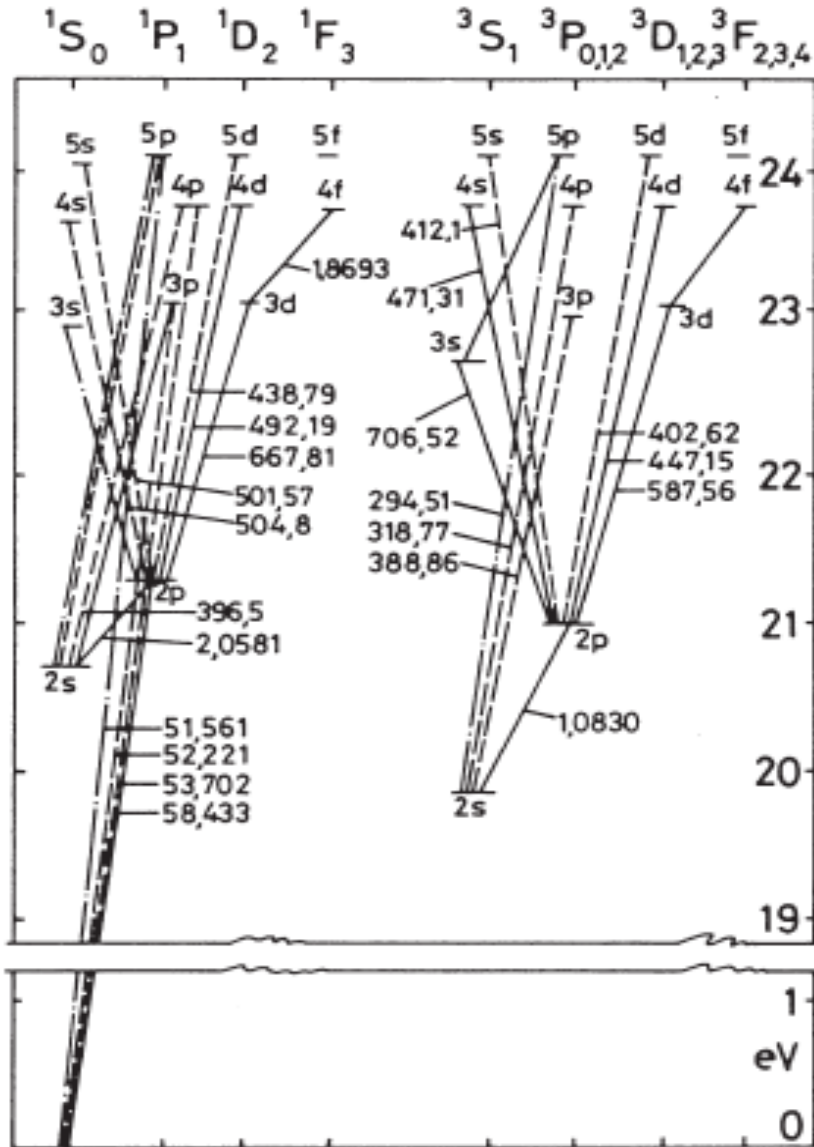
Ek olarak, spin-yörünge etkileşmesinin bağımsızlığı, toplam açısal momentum için seçim kuralı

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (11)$$

dir.  $J = 0 \rightarrow J' = 0$  geçişleri yasak durumudur. Eğer spin-yörünge etkileşimi zayıfsa

$$\Delta L = 0, \pm 1 \quad (12)$$

uygulanır. Detaylı hesaplamalar sonucunda Helyumun spektral çizgileri Şekil 2.'de gösterilmiştir.

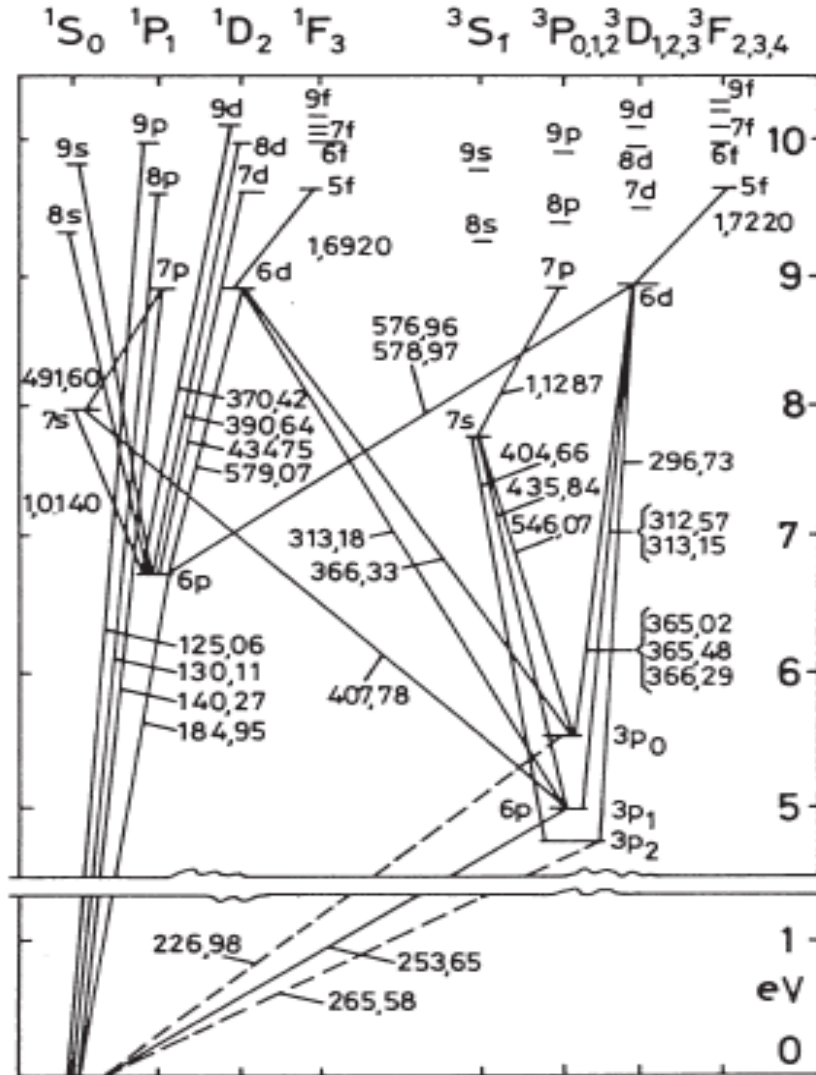


Şekil 2. He spektrumu

Hg atomları elektron çarpışmaları sonucunda uyarılır. Uyarılan elektron  $E_n$  uyarılmış seviyeden  $E_m$  enerji seviyesine geçerken enerjisinin iki enerji seviyesi arasındaki farka eşit  $\nu$  frekanslı foton yayımlar.

$$\Delta E = E_n - E_m = h\nu$$

Bu geçişlerde seçim kuralı  $\Delta S=0$ 'dır. Bu kural tekli ve üçlü seviyeler arası geçişleri yasak kılar. Buna ek olarak spin-yörünge etkileşmesinden bağımsız olarak toplam açısal momentum için seçim kuralı  $\Delta J=0, \pm 1$  uygulanır.  $J=0 \rightarrow J'=0$  geçişleri yasak durumdadır. Eğer spin-yörünge etkileşimi zayıfsa  $\Delta L=0, \pm 1$  uygulanır. Detaylı hesaplamalar sonucunda Hg spektral çizgileri Şekil 3.'de gösterilmiştir.



Şekil 3. Hg spektrumu

## DENEYİN YAPILIŞI:

### I. KISIM:

1. Hg spektral tüpünü kullanarak Şekil 4'deki gibi deney düzeneğini kurunuz.



Şekil 4. Deney Düzeneği

2. Güç kaynağını yaklaşık 5 kV'a ayarlayınız.
3. Kırınım ağını spektral tüple aynı yükseklikte ve yaklaşık 50 cm uzağa yerleştiriniz.
4. Cetvel üzerinde renkleri gözleyiniz.
5. Her bir renk için cetvel üzerindeki merkezi maksimumun her iki yanında gördüğünüz aynı renkleri cetvelle belirleyiniz ve 2l uzunluğunu cetvel üzerinde okuyup Tablo 1'e kaydediniz.
6. Kırınım ağı ile cetvel arasındaki mesafeyi  $d$ 'yi ölçünüz.

7.  $n\lambda = g \cdot \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}}$  formülünden yararlanarak kırınım ağı sabitini hesaplayıp ortalamasını alınız. (Burada eğer birinci mertebedeki renkleri okuyorsanız  $n=1$  alın).

8. Hesapladığınız ortalama kırınım ağı sabitini ve  $n.\lambda = g \cdot \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}}$  formülü kullanarak gördüğünüz rengin dalga boyunu hesaplayınız. (Burada eğer birinci mertebedeki renkleri okuyorsanız  $n=1$  alın).
9. Hesaplanan dalga boylarının Hg spektrumunda hangi geçişlere karşılık geldiğini Şekil 3.'den belirleyip Tablo 1'e kaydediniz.

**Tablo 1.**

RENK	$\lambda_{\text{teorik}}(\text{nm})$	$2l(\text{mm})$	$g (\mu\text{m})$	$\lambda_{\text{deneysel}}(\text{nm})$	Geçiş
SARI	578,0				
YEŞİL	546,1				
MAVİ	434,8				

**II. KISIM:**

1. He spektral tüpünü kullanarak Şekil 4'deki gibi deney düzeneğini kurunuz.
2. Güç kaynağını yaklaşık 5 kV'a ayarlayınız.
3. Kırınım ağı sabiti  $g=1,671\mu\text{m}$  olan kırınım ağını spektral tüple aynı yükseklikte ve yaklaşık 50 cm uzağa yerleştiriniz.
4. Cetvel üzerinde renkleri gözleyiniz.
5. Her bir renk için cetvel üzerindeki merkezi maksimumun her iki yanında gördüğünüz aynı renkleri cetvelle belirleyiniz ve  $2l$  uzunluğunu cetvel üzerinde okuyup Tablo 2'ye kaydediniz.
6. Kırınım ağı ile cetvel arasındaki mesafeyi  $d$ 'yi ölçünüz.
7.  $n.\lambda = g \cdot \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}}$  formülü kullanarak gördüğünüz rengin dalga boyunu hesaplayınız. (Burada eğer birinci mertebedeki renkleri okuyorsanız  $n=1$  alın).

8. Hesaplanan dalga boylarının He spektrumunda hangi geçişlere karşılık geldiğini Şekil 2'den belirleyip Tablo 2'ye kaydediniz.

**Tablo 2.**

<b>RENK</b>	<b><math>2l(\text{mm})</math></b>	<b><math>\lambda_{\text{deneysel}}(\text{nm})</math></b>	<b>Geçiş</b>



**DENEY NO: 4****DENEYİN ADI: FRANCK-HERTZ DENEYİ****DENEYİN AMACI:**

$U$  anot geriliminin bir fonksiyonu olarak bir Franck-Hertz tüpünde  $I$  ters akım (anaför) şiddetinin kaydedilmesi. Fark formalizasyonu ile akım şiddetlerinin minimumlarının veya maksimumlarının pozisyonlarından  $E$  uyarılma (eksitasyon) enerjisinin hesaplanması.

**DENEYİN TEORİSİ:**

Küçük parçacık sistemlerine ait çok önemli fiziksel olayların açıklanması klasik mekanik görüş ile mümkün olmamıştır. Bu durum kuantum mekanik görüşün doğmasının ve yerleşmesinin en büyük nedeni olmuştur. Atomun enerji durumlarını belirlemeye yönelik klasik görüşü kabul eden pek çok deneme başarısızlıkla sonuçlanmıştı, bu başarısız denemelerin hepsinin ortak özelliği klasik görüşün enerjinin sürekliliğini kabul ediyor olmasıydı. 1900'lü yılların başında Max Planck enerjinin süreksizliğini savunan bir tez ortaya koydu. Başlangıçta tepkiyle karşılanan bu tezin kabul görmesi çokta zor olmadı, çünkü o zamana kadar çözümü mümkün olmayan çok önemli fizik problemlerinin mükemmel çözümleri bu görüş çerçevesinde bulunmuştu. Bu problemlerin arasında Planck tarafından çözüme ulaştırılan siyah cisim ışıması çok önemli bir yere sahiptir. Bunun yanında Planck'ın tezini dikkate alarak, Einstein'ın 1905'te fotoelektrik olayı çözüme ulaştırması kuantum teorisinin daha da sağlamlaşmasına çok büyük katkıda bulunmuştur.

Kuantum mekaniksel düşüncenin geçerliliğini ve atomun kesikli enerji değerine sahip olduğunu deneysel olarak gösteren ilk araştırmacılar James Franck ve Gustav Hertzdir. Bu iki bilim adamı civa atomu üzerinde 1914 yılında yaptıkları deney ile kuantum teorisinin geçerliliğini kanıtlamışlardır.

Atomlar ancak belirli enerji değerlerine sahip olabilirler, bu enerji değerleri atomun yapısına bağlı olarak kuantumlanmıştır (kesiklidir). Bu enerji değerleri veya başka bir ifadeyle enerji seviyeleri atomlar için ayırt edici bir fiziksel özelliktir. Atomun temel enerji seviyesinin üstünde yer alan enerji seviyeleri **uyarılmış enerji seviyeleri** veya **uyarılmış enerji düzeyleri** olarak adlandırılır.

Bu deneyde civa atomunu kullanılarak yukarıda açıklanan atomun kesikli enerji değerlerine sahip olması durumu gösterilecektir. Bu çerçevede civa atomunun sadece birinci uyarılma enerjisinin deneysel olarak bulunması amaçlanmaktadır.

Maddenin yapı taşı olan atomlar her zaman sahip olabilecekleri en kararlı durumda bulunmayı tercih ederler. Atomun en kararlı olduğu durum atomun temel enerji seviyesidir. Bir atomu çeşitli şekillerde içinde bulunduğu rahat pozisyondan zorlayarak uzaklaştırabilir (uyarma işlemi) ve onu pek de tercih etmediği daha fazla enerjiye sahip yeni bir duruma ulaştırabiliriz. Bu durum atomun uyarılmış hallerinden birisine karşılık gelir. Atom bu uyarılmış (kararsız) durumda pek rahat değildir ve hemen temel (kararlı) seviyeye geri dönmeyi ister. Atomun uyarılmış halde bulunabilme süresi yaklaşık  $10^{-8}$  s'dir, bu süre uyarılmış seviyenin **yaşama süresi** veya **ömrü** olarak tanımlanır. Bu süre sonunda atom tekrar temel düzeye geri dönüş yapar. Atom bu geri dönüş farkına eşit büyüklükte enerjiye sahip bir foton (elektromanyetik dalga paketi) salar.

$E_i$ : Uyarılmış seviye enerjisi

$E_s$ : Temel seviye enerjisi

$E_f$ : Salınan fotonun enerjisi

$$E_f = E_s - E_i = h\nu_f$$

(1)

Burada  $\nu_f$  salınan fotonun frekansı  $h$  Planck sabitidir.

Temel elektronik seviyede bulunan bir atomu uyarabilmek için iki farklı yöntem vardır. Birinci tercihimiz hızlandırılmış elektron veya iyonları kullanmak, ikinci tercihimiz

atomları fotonlar ile bombardıman etmek olabilir. İki yöntemle de atomu istediğimiz enerji değerine uyarabiliriz ancak bu iki yöntem arasında ciddi farklılıklar vardır.

Bu deneyde civa atomu hızlandırılmış serbest elektronlar ile uyarılır. Yüklü parçacıkları düzgün bir elektrik alanına soktuğumuzda, parçacıklar elektrik alanından kaynaklanan bir potansiyel enerji kazanırlar. Yüklü parçacıklar sahip oldukları bu potansiyel enerjiyi hareketleri süresince kinetik enerjiye dönüştürürler. Yüklü parçacıklar sahip oldukları bu kinetik enerjiyi atomlar ile yapacakları esnek olmayan türdeki çarpışmalar yoluyla atomlara aktarmayı başarabilirlerse uyarma işlemleri gerçekleşir.

Bu deneyde serbest elektronlar elde edilir ve bu elektronlar düzgün bir elektrik alanı içinde hızlandırılarak gaz fazındaki civa atomları ile çarpıştırılır. Çarpışmaların gerçekleştirildiği fırın içinde yer alan gaz fazındaki civa atomu sayısı (çarpışmalar için çarpışma olasılığı ve ortamdaki serbest yol yani ardışık iki çarpışma noktası arası uzaklık) için önemli bir etkidir.

Deney setinde gaz ortamının şartları öyle düzenlenmiştir ki, deney boyunca civa atomları yalnızca birinci uyarılmış enerji düzeyine uyarılırlar.

Düzgün bir elektrik alan elde edebilmek için katot ile anot arasına doğru gerilim (D.C. potansiyel farkı) uygulamak yeterlidir. Bu gerilim deney boyunca bir potansiyometre ile değiştirilir.

Katot arkasında yer alan bir flaman yardımıyla ısıtılarak elektron salması sağlanır. Katottan çıkan bu elektronlar katot-anot arasındaki potansiyel farkı altında hızlanır. Bu hızlandırıcı (V) gerilimi altında bir elektronun potansiyel enerjisi elektronun yükü ile uygulanan gerilimin büyüklükleri çarpımına eşittir.

Serbest elektronların kazandığı potansiyel enerji:

$$E_p = eV$$

(2)

Katottan başlayıp anoda doğru devam eden hareket sırasında elektronlar sahip oldukları potansiyel enerjiyi kinetik enerjiye dönüştürürler, herhangi bir enerji kaybı olmadığı sürece anoda ulaştıklarında sahip oldukları kinetik enerji

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

(3)

olacaktır.

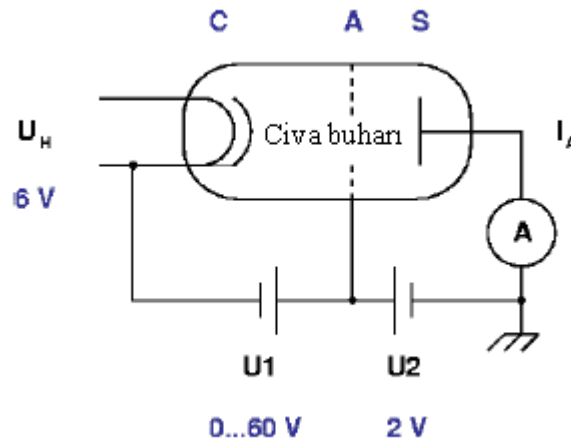
Serbest elektronlar ile civa atomları arasındaki etkileşimler iki şekilde olabilir; etkileşimler esnek türden çarpışmalar şeklinde olursa elektronlar iki bilardo topunun birbiriyle çarpışmasına benzer şekilde civa atomları ile çarpışırlar ve kinetik enerjilerinden herhangi bir kayıp olmaksızın hareketlerine devam ederler. Bu durumda çarptıkları atomlar da uyarılmadan temel elektronik düzeyde kalırlar. Serbest elektronların kinetik enerjilerinde bir değişim oluşmamış olan bu türdeki etkileşimlere elastik türden etkileşimler diyoruz. Bu durumda elektronlar katot ile anot arasına uygulanan gerilime bağlı olarak  $E_k = eV$  büyüklüğünde bir kinetik enerji ile anoda ulaşırlar.

İkinci olasılık esnek olmayan türdeki çarpışmalar biçimindedir. Böyle bir durumda serbest elektronlardan bazıları sahip oldukları kinetik enerjiyi çarpışma yaptıkları civa atomlarına aktarırlar, bu durumda serbest elektron kinetik enerjisinin ya tamamını ya da büyük bir kısmını kaybeder, çarpışma yaptığı civa atomu ise birinci uyarılma enerji düzeyine çıkar ve bir foton salarak tekrar temel seviyeye dönüş yapar. Böyle bir etkileşme durumunun oluşabilmesi için temel şart civa atomları ile çarpışma yapacak olan serbest elektronların kinetik enerjilerinin civa atomunun birinci uyarılmış enerji seviyesine eşit veya daha büyük bir kinetik enerjiye sahip olmasıdır. Civa atomları ile böyle bir etkileşim gerçekleştiren serbest elektronlar ya enerjilerini tamamen veya kısmen kaybederler. Dolayısıyla elektronların kinetik enerjileri sıfır veya çarpışmayan elektronlara göre çok küçüktür. Bu küçük kinetik enerjili elektronların diğerlerinden ayırt edilmesi uyarılma olayının tespit edilmesi açısından anahtar noktadır. Kinetik enerjilerinin büyük bir kısmını kaybeden bu elektronların ayıklanması için hızlandırma gerilimine ters yönde durdurma gerilimi uygulamak iyi bir çözümdür. Bu durdurucu

gerilim yardımıyla kinetik enerjisini kaybeden, başka bir deyişle civa atomlarını uyarma başarısını elde eden serbest elektronlar ayıklanabilir ve buna bağlı olarak da uyarılma bölgelerinin tespit edilmesi sağlanabilir.

Kinetik enerjilerinin büyük bir kısmını kaybeden serbest elektronlar uygulanan durdurucu gerilim ile oluşturulan potansiyel duvarını aşamazlar, ancak hızlandırıcı gerilim arttırmaya devam edilirse, potansiyel duvarında durdurulan bu elektronlar yeniden yeterli kinetik enerjiye sahip olabilir ve bu engelleyici duvarı aşabilirler.

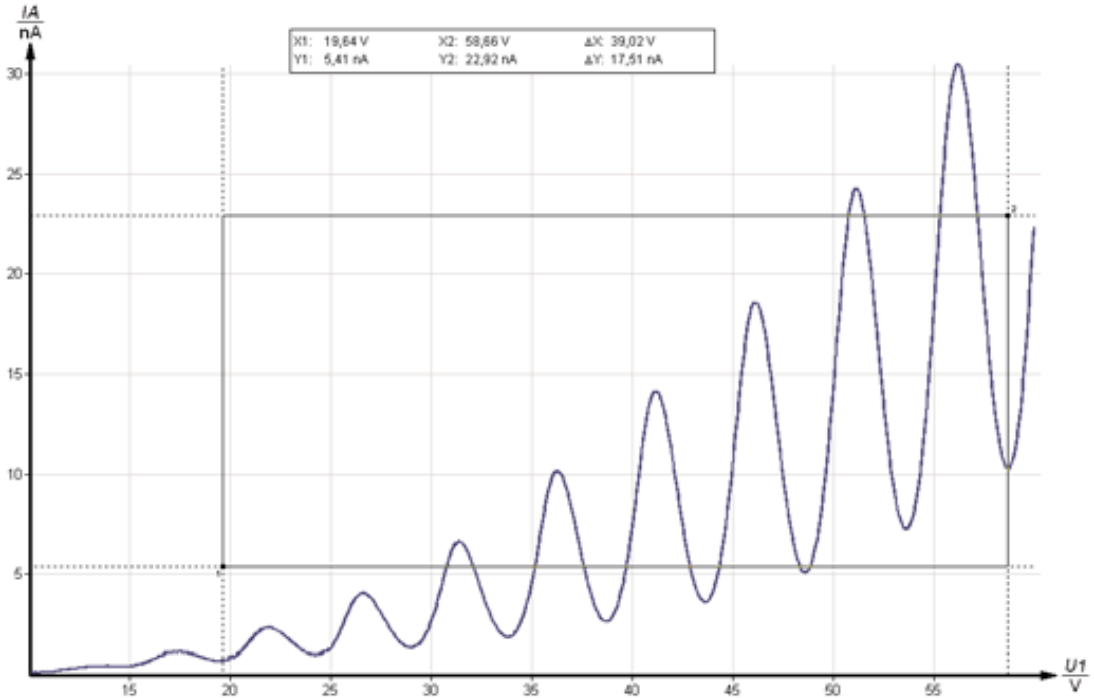
Deney ortamının en önemli elemanı havası boşaltılmış deşarj tüpü bulunan fırındır. Havası boşaltılmış tüp içinde katot, delikli anot, toplayıcı elektrot, flaman ve uygun miktarda, oda sıcaklığında ( $25^{\circ}\text{C}$ ) sıvı civa elementi bulunmaktadır. Fırın uygun deney şartlarını sağlamak için civanın buharlaşma sıcaklığının biraz üstündeki bir sıcaklığa kadar ısıtılır. Civa elementi  $175^{\circ}\text{C}$ 'de buharlaşmaya başlıyor, bu nedenle çalışma sıcaklığı  $180^{\circ}\text{C}$  civarında sabitlenir, böylece sabit bir sıcaklık sağlanarak gaz fazındaki ortamda, civa atomları arasındaki çarpışma olasılığı ve katottan gaz ortamına gönderilen serbest elektronlar ile civa atomları arasındaki çarpışmalara bağlı olan ortalama serbest yol sabit bir değerde tutulur. Bu şartların sağlanması yapılacak ölçümlerin anlamlı olması ve hassasiyeti açısından çok önemlidir.



Şekil 1. Franck-Hertz civa tüpü

Deney düzeneği içinde yer alan bir diğer önemli deney elemanı ise redresördür. Civa atomları uyarma işleminde kullanılacak olan serbest elektronlara, kinetik enerji

kazandırmak ve uyarma işlemini başaran elektronları durdurmak için kullanılması gereken düzgün elektrik alan ancak düzgün bir gerilim ile elde edebilir. Bu nedenle alternatif şehir geriliminin doğru gerilimine dönüştüren bir redresör (doğrultucu) kullanılır. Serbest elektronlar, ısıtıldıklarında en dış yörüngelerindeki elektronları kolaylıkla kopartılabilen bir maddeden yapılan flaman adı verilen deney elemanı ile sağlanır.



Şekil 2. Franck-Hertz eğrisi

4,9 V değerindeki bir  $U_1$  anot gerilimi civanın değerlik (valans) elektronunun ilk uyarılma seviyesine  $6^3P_1$  uyarım için yeterlidir. Oluşan enerji kaybından dolayı, elektron A anodu ve S sayacı elektrodu arasındaki ters alanda daha fazla ilerleyemez.  $I$  akımı bir minimumdur. Eğer anot gerilimi daha fazla arttırılırsa, elektronun kinetik enerjisi tekrar ters alanın üstesinden gelmek için yeterli olur.  $I$  akım şiddeti artar.  $U_1 = 2 \times 4,9$  V olduğunda, kinetik enerji yeteri kadar yüksek olduğundan aynı elektron

ile iki atom uyarılır: ikinci bir minimum elde ederiz (Şekil 2). Bu yüzden  $I-U_1$  grafiği, maksimumlar ve minimumlar arasında eşit mesafe gösterirler.

Bununla birlikte elektron hızlarının başlangıç ısısal dağılımları yüzünden bu minimumları çok iyi tanımlamazlar.

Anot ve katot arasındaki  $U_1$  gerilimi

$$U_1 = U + (\phi_A - \phi_C)$$

(3)

ile verilir. Burada  $U$  uygulanan gerilim,  $\phi_A$  ve  $\phi_C$  sırasıyla anot ve katodunun iş fonksiyon gerilimleridir. Minimumlarda gerilim farklarından  $E$  uyarılma (eksitasyon) enerjisi hesaplandığından, iş fonksiyon gerilimleri burada önemli değildir.

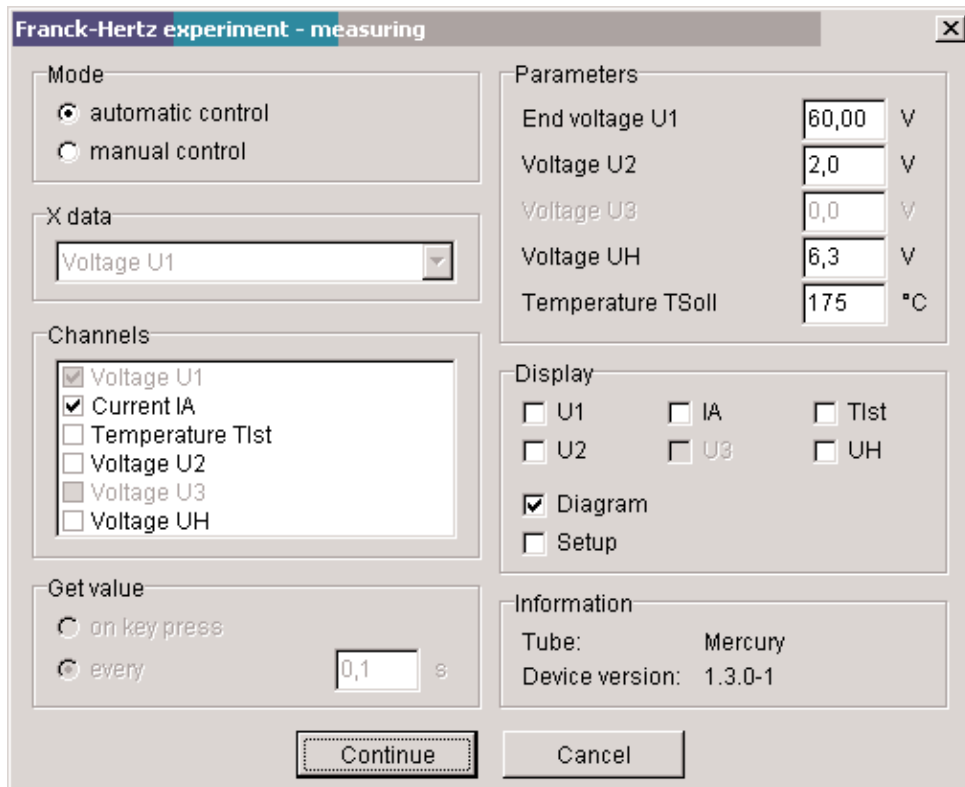
Klasik teoriye göre, civa atomlarının uyaracağı enerji seviyeleri gelişmiş güzel olabilir. Bununla birlikte kuantum teorisine göre, atomun bir tanımlı enerji seviyesi vardır.  $I-U_A$  eğrisinin özelliği ilk olarak bununla açıklanmıştır ve böylece kuantum teorisinin bir kanıtı gösterilmiştir. Minimumlar arasındaki farklardan ortalama alınarak civa atomunun  $E$  uyarılma enerjisi bulunur.

### **DENEYİN YAPILIŞI:**



Şekil 3. Franck-Hertz deney düzeneği

Deney seti Şekil 3'te gösterildiği gibi kurulur. İşletme birimini bilgisayara bağlanıp ölçüm programını başlatılır.



Şekil 4. Ölçüm parametreleri



Şekil 4'te verilen parametreler seçilir ve devam tuşuna basılır. Böylece Franck-Hertz tütünün fırını  $175\text{ }^{\circ}\text{C}$  ye ısıtılır. Belirli bir gerilimde ( $U_1 = U_2$ ), bu değer sıcaklığa bağlıdır, anot ve katot arasında iyonlaşma ile kızıllımsı bir yük boşalması meydana gelir. Bu yüzden anlamlı ölçümler sadece  $U_1 < U_2$  gerilimlerinde alınabilir.

1. Fırın çalıştırılarak  $175\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 5\text{ }^{\circ}\text{C}$  ye ısıtılır. Bu sıcaklıkta Hg buharlaşır.
2. Cobra PC'ye ayarlanır.
3. Şekil 4'teki değerler bilgisayarda girilir ve  $U_1$  ile  $I_A$  arasındaki grafik Şekil 2'deki gibi gözlenir.
4. Daha sonra  $U_1$  değerleri bilgisayara girilerek  $I_A$  değerleri okunur tabloya kaydedilir ve  $U_1$  ile  $I_A$  arasındaki grafik elle çizilir.
5. Hg (civa) atomunun birinci uyarılma enerji düzeyi grafikteki pikler arasındaki mesafeden belirlenir ve ortalama değeri alınır.
6. Civa atomunun grafikten elde edilen birinci uyarılma enerji seviyesinden yararlanarak, civa atomunun birinci uyarılmış enerji düzeyinden temel seviyeye geçişte salacağı fotonun frekansı ve dalga boyu hesaplanır, spektrumun hangi bölgesinde yer alacağı tartışılır.

#### **Dikkat edilmesi gereken noktalar**

1. Franck-Hertz lambası içindeki Hg (civa) atomları elektronlar arasında takılı kalırsa kısa devre oluşur ve lambanın bozulmasına neden olur. Bu nedenle lamba iyice ısınmadan ( $180\text{-}190\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) devreye gerilim uygulanmamalıdır.
2. Çok zayıf bir ısıtma akımı da kızgın katot için zararlıdır.
3. Yeteri kadar ısınmamış lambada buhar basıncının düşüklüğü nedeniyle civa gazı iyonlaşabilir. Bunu önlemek üzere emisyon akımı ayarlanır, yani ancak birkaç nA olabilecek şekilde hızlandırıcı gerilim (V) azaltılır. Bu durumda lamba iyice ısıtılmalıdır.
4. Fırın sıcaklığının rast gele artırılması lamba için zararlıdır.

**Tablo 1:** Sonuçlar

$U_1$ (V)	$I_A$ (nA)	$U_1$ (V)	$I_A$ (nA)	$U_1$ (V)	$I_A$ (nA)
5		17		29	
5,5		17,5		29,5	
6		18		30	
6,5		18,5		30,5	
7		19		31	
7,5		19,5		31,5	
8		20		32	
8,5		20,5		32,5	
9		21		33	
9,5		21,5		33,5	
10		22		34	
10,5		22,5		34,5	
11		23		35	
11,5		23,5		35,5	
12		24		36	
12,5		24,5		36,5	
13		25		37	
13,5		25,5		37,5	
14		26		38	
14,5		26,5		38,5	
15		27		39	
15,5		27,5		39,5	
16		28		40	
16,5		28,5			

**DENEY NO: 5****DENEY ADI: KUANTUM MODELİNE GÖRE IŞIĞIN DALGA DOĞASI****DENEYİN AMACI:**

1. Kuantum modeline göre ışığın dalga doğasını öğrenmek
2. Fotoelektrik olayı öğrenmek ve fotoelektronların maksimum enerjisinin ışığın yoğunluğuna ve frekansına nasıl bağlı olduğunu incelemek

**DENEYİN TEORİSİ:**

Işığın yayılması ve soğurulması Alman fizikçi Max Planck tarafından yapılan araştırmalar için ilk konuydu. Planck klasik dalga modeline dayanan, yayılan ışığın spektral dağılımını açıklamak için bir teoriyi formüle etmeye yeltendiğinde dikkate değer bir zorlukla karşılaştı. Klasik teori (Rayleigh-Jeans Yasası) dalga boyu küçüldükçe deneyler siyah bir cisimden yayılan ışığın miktarının sıfıra ulaştığını gösterdiğinde arttığını bildirmiştir. Bu çelişki mor ötesi yıkım olarak bilinir. Sıcak ışık veren bir cisimden yayılan ışık için deneysel veri yayılan ışığın maksimum yoğunluğunun klasik olarak daha önceden bildirilen değerlerden (Wien Yasası) farklı olduğunu göstermiştir. Teoriyi laboratuvar sonuçları ile bağdaştırmak için Planck ışık için kuantum modeli diye adlandırılan yeni bir model geliştirmeye çalıştı. Bu modele göre ışık küçük paketler ya da kuantalar halinde yayılır.

**Planck'ın Kuantum Teorisi**

1800'lü yılların sonlarında birçok fizikçi kainatın tüm ana prensiplerini açıkladıklarını ve tüm doğa yasalarını keşfettiklerini düşünüyorlardı. Ancak çalışmaya devam eden bilim adamları bazı çalışma alanlarında kolayca açıklanamayan tutarsızlıklar belirlediler. 1901'de Planck ışınım yasasını yayınladı. Burada Planck bir salımcı veya herhangi bir benzer sistemin bir set enerji değeri ya da seviyelerine sahip olduğunu ve bunlar arasında enerjilerin bulunmadığını ifade etti.

Planck ışın yayılması ve soğurulmasının iki enerji seviyesi arasındaki geçişler ya da sıçramalar ile ilgili olduğunu ifade etti. Salıncı tarafından kaybedilen ya da kazanılan enerji yayılan enerjinin bir kuantumu olarak yayılır ya da soğurulur. Bu enerjinin miktarı aşağıdaki eşitlikle ifade edilir:

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

Burada, **E** yayılan enerjiye, **v** radyasyon frekansına ve **h** ise doğanın temel sabitine eşittir. **h** sabiti **Planck sabiti** olarak bilinir. Planck sabiti, atomik dünyanın kuantum mekaniksel bakışında bir temel köşe taşı haline gelmiştir.

### **Fotoelektrik Etki**

Fotoelektrik yayılda ışık bir metale çarpar ve elektronların saçılmasına sebep olur. Klasik dalga modeli, gelen ışığın yoğunluğu arttıkça genlik ve böylece dalganın enerjisinin artacağını bildirmiştir. Bu nedenle enerjisi daha yüksek fotoelektronların yayılmasına neden olacaktır.

Bununla birlikte yeni kuantum modeli daha yüksek frekanslı ışığın, yoğunluktan bağımsız olarak daha yüksek enerjili fotoelektronlar çıkardığını bildirmiştir. Artan yoğunluk yalnızca saçılan elektronların sayısını (ya da fotoelektrik akımı) artırır. 1900'lü yılların başlarında birçok araştırmacı fotoelektronların kinetik enerjisinin dalga boyuna ya da frekansına bağlı olduğunu, yoğunluktan ise bağımsız olduğunu buldu. Daha önce kuantum modeli tarafından bildirildiği gibi fotoelektrik akımın miktarı ya da elektronların sayısı yoğunluğa bağlıdır.

Einstein Planck teorisini uyguladı ve fotoelektrik etkiyi kuantum modeline göre şu şekilde açıkladı:

$$E = h\nu = KE_{\text{mak.}} + W_0 \quad (2)$$

Burada **KE<sub>mak.</sub>** saçılan fotoelektronların maksimum kinetik enerjisi ve **W<sub>0</sub>** ise fotoelektronları malzemenin yüzeyinden kopartmak için gereken enerjidir (iş

fonksiyonudur).  $E$  ise foton olarak bilinen ışığın kuantumu tarafından sağlanan enerjidir.

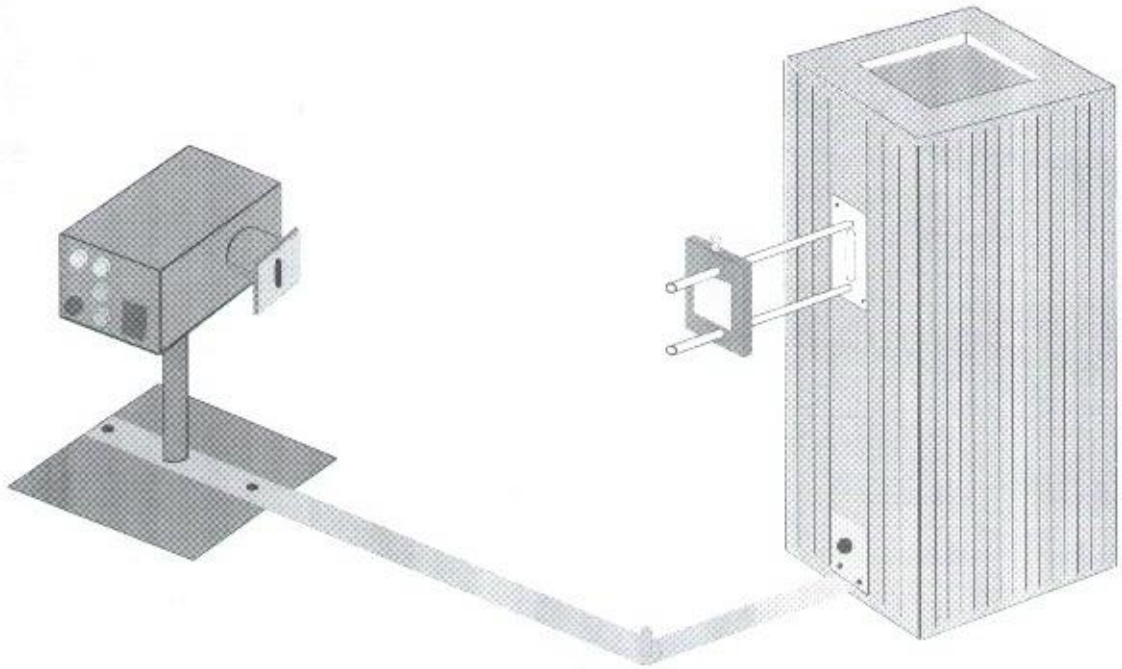
### DENEYİN YAPILIŞI:

Işığın foton teorisine göre, fotoelektronların maksimum kinetik enerjisi,  $KE_{\text{mak}}$ , yalnızca gelen ışığın frekansına bağlı olup yoğunluğundan bağımsızdır. Böylece ışığın frekansının yükselmesi enerjisini de artırır. Farklı olarak, ışığın klasik dalga modeli  $KE_{\text{mak}}$ 'un ışık yoğunluğuna bağlı olduğu bildirilmiştir. Diğer bir deyişle ışık parlaklaştıkça enerjisi artar.

Bu deneyde, her iki iddia da incelenecektir.

**I.** Kısım, civa ışık kaynağından gelen iki spektral hattı seçer ve fotoelektronların maksimum enerjisini yoğunluğun bir fonksiyonu olarak inceler.

**II.** Kısım, farklı spektral hatları seçer ve fotoelektronların maksimum enerjisini ışığın frekansının bir fonksiyonu olarak inceler.



Şekil 1.

**h/e** deneyi için standart kuruluş Şekil 1 'de gösterilmektedir. Deney setinin kurulması ile ilgili detaylar aşağıda anlatılmıştır.

1. Işık kaynağının tasarımı biri önde diğeri arkada olacak şekilde iki ışık yarığı tertibatının aynı zamanda bağlanmasını mümkün kılar. Eğer yalnızca bir ışık yarığı ve **h/e** aygıtını kullanıyorsanız, aksesuar kiti içerisinde sağlanan ışık bloğunu ışık kaynağının arkasındaki en içte bulunan yarığına yerleştirin.
2. Işık yarığ tertibatını ışık kaynağının ön tarafındaki ortada bulunan yarığa yerleştirin. Işık kaynağı yuvasının ön tarafına karşılık gelen iki vidayı sıkıştırarak tertibatı yerine sabitleyin.
3. Mercek/yarığ tertibatı ışık yarığı tertibatının destek çubuklarına monte edilir. Vidayı gevşetin tertibatı çubuklar boyunca kaydırın ve sabitlemek için vidayı sıkıştırın.

**NOT:** Yarığın yalnızca tek bir yüzeyi en parlak spektrumu oluşturmak için parlatılmıştır. Deney sırasında laboratuvar masanızın uygun bir tarafında en parlak spektrumu elde etmek için mercek/ yarığ tertibatını döndürmeniz gerekebilir.

4. Işık kaynağının ve yarığın yerleşimini mercek/yarığ tertibatının arkasında parlayan ışığa bakarak kontrol edin. Eğer gerekiyorsa ışık yarığı tertibatının arka plakasını iki tutucu vidayı gevşeterek ve yarığ plakasını ışık direkt olarak mercek/yarığ tertibatının merkezinde parlayana kadar sağa ya da sola kaydırarak ayarlayın.
5. Birleştirilmiş destek tertibatını ışık kaynağının alttaki yerleşim yarığına takın. Işık kaynağı yuvasının önündeki vidaları sıkıştırarak yerine sabitleyin.
6. Destek tabanı çubuğunun ucundaki vidayı çıkartın. Vidayı destek tabanı üzerindeki deliğe vidalayın ve çubuğu destek tabanına vidayı sıkıştırarak birleştirin.
7. **h/e** aygıtını destek tabanı tertibatı üzerine yerleştirin.

8. Destek tabanı tertibatını, birleştirilmiş çubuk tertibatının ucundaki pin üzerine yerleştirin.
9. **h/e** aygıtının çıkış terminallerine bir dijital voltmetre bağlayın. Voltmetre üzerinde 2 V ya da 20 V aralığını seçin.
10. **h/e** aygıtını direkt olarak civa buharlı ışık kaynağının önüne getirin. Mercek/yarık tertibatını destek çubukları üzerinde ileri geri kaydırarak ışığı **h/e** aygıtının beyaz yansıtıcı maskesi üzerine odaklayın.
11. Aygıtın içerisindeki beyaz fotodiyot maskesinin yolunu açmak için aygıtın ışık kılıfını döndürün. Yarık görüntüsü fotodiyot maskesinin penceresi üzerinde merkezlenene kadar **h/e** aygıtını döndürün. Daha sonra aygıtı bu konumda tutmak için taban destek çubuğu üzerindeki vidayı sıkın.
12. Fotodiyot maskesinin pencere üzerinde mümkün olan en net yarık görüntüsünü elde edene dek mercek/yarık düzeneğini destek çubuğu üzerinde ileri geri kaydırın. Mercek/yarık düzeneği üzerindeki vidayı sıkın ve ışık kılıfını eski yerine getirin.
13. Güç anahtarını açın. İlk derece ışıktaki renkli maksimumlardan biri beyaz yansıtıcı maskenin açıklığı üzerine direkt olarak düşene kadar birleştirme çubuğu tertibatı üzerindeki pim çevresinde **h/e** aygıtını döndürün. Beyaz yansıtıcı maskenin açıklığı üzerine düşen aynı spektral maksimum fotodiyot maskesinin penceresi üzerine de düşecek şekilde **h/e** aygıtını destek üzerinde döndürün.

**NOT:** **h/e** aygıtı üzerindeki beyaz yansıtıcı maske özel bir flüoresan malzemedan yapılmıştır. Bu size morötesi hattını mavi bir hat olarak görme imkânı tanır ve aynı zamanda mor hattı daha çok mavi görünümlü yapar. Eğer maskenin önüne bir parça flüoresan olmayan beyaz madde tutarsanız ışığın asıl renklerini görebilirsiniz. (UV hattı halen görülebilecek kadar floresan olduğundan avucunuzun içini de bu iş için kullanabilirsiniz.) Ölçüm yapılırken fotodiyot penceresine yalnız bir renk düşmesi önemlidir. Birbirine çok yakın spektral maksimumlardan dolayı üst üste binme olmamalıdır.

14. Elektronik devrelerdeki herhangi bir depolanmış potansiyeli boşaltmak için **h/e** aygıtının yan tarafındaki panelde (ON/OFF anahtarının yanında) bulunan sıfırlama (ZERO) butonuna basın. Bu, aygıtın yalnızca sizin ölçtüğünüz ışığın potansiyelini kaydetmesini sağlar.
15. Çıkış voltajını dijital voltmetrenizden okuyun. Bu, fotoelektronlar için durdurma potansiyelinin direkt ölçümüdür.
16. **h/e** Deney Seti üç adet filtre içerir: yeşil, sarı ve ek olarak da değişken geçirici filtre. Filtre çerçeveleri manyetik şeritlere sahiptir ve **h/e** aygıtındaki beyaz yansıtıcı maskenin dışına monte edilir.

Yeşil ve sarı spektrum hatlarını kullanacağınız zaman yeşil ve sarı filtreleri kullanın. Bu filtreler ışığın daha yüksek frekanslarının **h/e** aygıtına girmesini sınırlar. Bu, ortam ışığının düşük enerjili yeşil ve sarı ışık ile girişmesini ve gerçek sonuçları maskeleymesini önler. Ayrıca sarı ve yeşilin düşük seviyeleri ile üst üste binebilecek yüksek seviyeli spektraldan gelen daha yüksek frekanslı morötesi ışığı bloke eder. Değişken geçirici filtre gelen ışığın yoğunluğunu değiştiren (frekansını değil) bilgisayarda oluşturulmuş nokta ve çizgi desenlerinden meydana gelir. Bağlı geçirme yüzdeleri %100, %80, %60, %40 ve %20'dir.

## I. KISIM

1. Spektrum renklerinden yalnız biri, açık olan fotodiyot maskesinin üzerine düşecek şekilde **h/e** aygıtını ayarlayın. Eğer yeşil ya da sarı spektrum çizgilerinden birini seçerseniz, **h/e** aygıtının üzerine bunlara uygun renk filtrelerini yerleştirin.
2. Değişken geçirici filtreyi beyaz yansıtıcı maskenin önüne yerleştirin (eğer biri kullanılıyorsa renkli filtrenin üzerine) böylece belirgin ışığın %100'lük kısmı geçecek ve fotodiyota ulaşacaktır. DVM'deki voltaj okumalarını aşağıdaki tabloya kaydedin.



3. Cihazın boşaltma düğmesine basıp bırakın ve cihazın maksimum voltaja tekrar dolması için yaklaşık ne kadar süre gerektiğini gözleyin.
4. Değişken geçirici filtrenin bir sonraki kısmı, gelen ışığın önüne gelecek şekilde hareket ettirin. DVM okumasını ve boşaltma düğmesine basılıp bırakıldıktan sonraki yaklaşık yeniden dolma süresini kaydedin.
5. Filtrenin beş kısmı için aynı işlemi yapın.
6. Spektrumdan ikinci bir rengi kullanırken de bu aşamaları tekrarlayın.
7. Her iki renk için durdurma potansiyeline karşı %geçirgenlik grafiği çiziniz.

1.Renk.....	% Geçirgenlik	Durdurma gerilimi	Yaklaşık yükleme süresi
	100		
	80		
	60		
	40		
	20		

2.Renk.....	% Geçirgenlik	Durdurma gerilimi	Yaklaşık yükleme süresi
	100		
	80		
	60		
	40		
	20		

## II. KISIM

1. Civa ışığı spektrumundaki beş rengi kolaylıkla görebilirsiniz.  $h/e$  aygıtını sarı renk bantlarından yalnız biri açık olan fotodiyot maskesinin üzerine düşecek şekilde ayarlayın. Sarı ışık filtresini  $h/e$  aygıtı üzerindeki beyaz yansıtıcı maske üzerine yerleştirin.
2. DVM okumasını (durdurma gerilimi) aşağıdaki tabloya kaydedin.
3. Spektrumun her rengi için bu aşamaları tekrar edin. Yeşil spektrumu ölçerken yeşil filtreyi kullandığınızdan emin olun.

Işık Rengi	Durdurma Gerilimi
Sarı	
Yeşil	
Mavi	
Mor	
Morötesi	

## SORULAR

1. Durdurma geriliminde aynı renkli ışığın farklı miktarları değişken geçirimli filtreden geçerken oluşan etkileri ve böylece fotoelektronların maksimum enerjisini tanımlayın. Aynı zamanda boşaltma butonuna bastıktan sonra yükleme zamanını da tanımlayın.
2. Işığın farklı renklerinin durdurma gerilimi üzerindeki etkisini ve böylece fotoelektronların maksimum enerjisini tanımlayın.
3. Laboratuvar sonuçlarınıza göre bu deneyin ışığın dalga ya da kuantum modelini destekleyip desteklemediğini tartışın.
4. Işık yoğunluğu azaldıkça ölçülen durdurma geriliminde neden yavaş bir düşme olduğunu açıklayın.

**DENEY NO: 6****DENEY ADI: FOTOELEKTRİK OLAYDAN YARARLANILARAK PLANCK SABİTİNİN HESAPLANMASI****DENEYİN AMACI:** Fotoelektrik olaydan yararlanarak Planck Sabitini hesaplamak**DENEYİN TEORİSİ:**

Fotoelektrik etki kuantum modeline göre,

$$E = h\nu = KE_{mak.} + W_0 \quad (1)$$

denklemini ile ifade edilir. Burada  $KE_{mak.}$  saçılan fotoelektronların maksimum kinetik enerjisi ve  $W_0$  ise fotoelektronları malzemenin yüzeyinden kopartmak için gereken enerjidir (iş fonksiyonudur) ve  $E$  foton olarak bilinen ışığın kuantumu tarafından sağlanan enerjidir.

$h\nu$  enerjisindeki bir ışık fotonu, bir kuantum tüpünün katodundaki elektrona doğru gelir. Elektron katottan ayrılmak için fotonun enerjisinin minimum  $W_0$  miktarını kullanır, onu bir maksimum kinetik enerji  $KE_{mak.}$  ile bırakır. Normalde saçılan elektronlar tüpün anoduna ulaşır ve fotoelektrik bir akım olarak ölçülebilir. Ayrıca anot ile katot arasında bir çevirme potansiyeli  $V$  uygulanarak fotoelektrik akım durdurulabilir. Fotoelektronları durdurmak ve fotoelektrik akımı sıfırlamak için gereken minimum çevirme potansiyeli ölçülerek  $KE_{mak.}$  belirlenebilir. Kinetik enerji ve durdurma geriliminin ilişkilendirilmesi aşağıdaki eşitliği verir:

$$KE_{mak.} = Ve \quad (2)$$

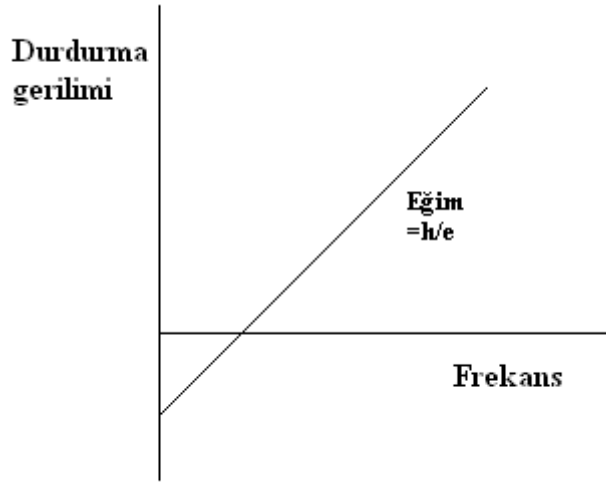
Dolayısıyla Einstein'ın eşitliğini kullanarak

$$h\nu = Ve + W_0 \quad (3)$$

bulunur. Eşitlik V için çözümlerse

$$V = \left(\frac{h}{e}\right)v - \frac{W_0}{e} \quad (4)$$

eşitliği elde edilir. Işığın farklı frekansları için  $v$ 'ye karşı V'nin grafiği (frekansa karşı durdurma gerilim grafiği) aşağıda verilen grafiğe benzer.



Grafiğin V (Durdurma gerilimi) eksenini kestiği nokta  $-W_0/e$ ' ye ve eğimi ise  $h/e$ ' ye eşittir.  $h/e$  oranı için deneysel belirlemelerimizi e için kabul edilen değer  $1.602 \times 10^{-19}$  coulomb olarak alınırsa  $h$  Planck sabiti belirlenir.

### DENEYİN YAPILIŞI:

Işığın kuantum modeline göre ışığın enerjisi frekansı ile direkt olarak orantılıdır. Böylece frekansın artması ile daha yüksek enerjiye sahip olur. Dikkatli bir deneyle orantılılık sabiti yani Planck sabiti belirlenebilir.



Şekil 1. Fotoelektrik olayı deney düzeneği

Deney seti Şekil 1’de gösterildiği gibi kurulur. Optik tezgahın ucuna sırasıyla civa buharlı lamba ve fotosel yerleştirilir. Bir diyafram tutucu içine kırınım ızgarası yerleştirilir.

1. Civa ışığı spektrumunun iki derecesinde beş rengi görebilirsiniz. Düzenek ilk dereceden (en parlak derece) yalnızca bir renk açık olan fotodiyot maskesi üzerine düşecek şekilde dikkatlice ayarlayın.
2. İlk derecedeki her bir renk için durdurma gerilimini DVM ile ölçün ve aşağıdaki tabloya kaydedin. Sarı ve yeşil spektrum çizgilerini ölçerken sarı ve yeşil filtreleri kullanın.
3. İkinci dereceye geçin ve işlemleri tekrarlayın. Sonuçlarınızı aşağıdaki tabloya kaydedin.
4. Her spektrumun dalga boyunu ve frekansın belirleyin. Frekansa karşı durdurma geriliminin grafiğini çizin.

5. Grafiğin eğimini ve y eksenine kesişimini belirleyin. Sonuçları  $h/e$  oranı ve  $W_0/e$  oranı cinsinden yorumlayın.

6.  $h$  Planck sabitini hesaplayınız. Hata hesabı yapınız.

7.  $W_0$ 'ı hesaplayınız.

**Tablo 1.** Sonuçlar

<b>Birinci Derece Renk</b>	<b>Dalgaboyu nm</b>	<b>Frekans <math>\times 10^{14}</math> Hz</b>	<b>Durdurma Gerilimi Volt</b>
<b>Kırmızı</b>	620–750 nm		
<b>Sarı</b>	570–590 nm		
<b>Yeşil</b>	495–570 nm		
<b>Mavi</b>	450–495 nm		
<b>Mor</b>	380–450 nm		

<b>İkinci Derece Renk</b>	<b>Dalgaboyu nm</b>	<b>Frekans <math>\times 10^{14}</math> Hz</b>	<b>Durdurma Gerilimi Volt</b>
<b>Kırmızı</b>	620–750 nm		
<b>Sarı</b>	570–590 nm		
<b>Yeşil</b>	495–570 nm		
<b>Mavi</b>	450–495 nm		
<b>Mor</b>	380–450 nm		

**DENEY NO: 7****DENEYİN ADI: YARI ÖMÜR VE RADYOAKTİF DENGE****DENEYİN AMACI:**

$^{137}\text{Cs}$  izotop jeneratöründen ayrıştırılan  $^{137\text{m}}\text{Ba}$ 'un yarı ömrünün ayrışmadan sonraki aktivitede gözlenen artmadan belirlenmesi.

**DENEYİN TEORİSİ:**

Radyoaktiflik 1896 yılında Becquerel tarafından keşfedilmiştir. Becquerel fotoğraf filmleri ile yaptığı çalışmada bazı elementlerin kendiliğinden ışın yayınladığını keşfetti. Bu olaya doğal radyoaktivite denir.

Radyoaktif çekirdeklerin ışın veya parçacık salarak fazla enerjilerini atmaları ve başka çekirdeklere dönüşmeleri olayına *radyoaktif bozunma*, salınan ışın veya parçacıklara da *nükleer radyasyon* denir. Radyoaktif bir kaynaktan üç farklı nükleer radyasyon yayınlanabilir. Bunlar  $\alpha$ ,  $\beta$  ve  $\gamma$  olarak adlandırılır. Alfa parçacıkları elektronunu kaybetmiş He çekirdeği, Beta parçacıkları elektron,  $\gamma$ 'lar ise yüksüz elektromanyetik radyasyondur.

Herhangi bir radyoaktif bozunma olayında bozunmaya uğrayan çekirdeğe ana çekirdek, bozunum sonucu oluşan çekirdeklere ise ürün çekirdek denir. En basit bozunma olayı ürünün kararlı olduğu durumdur. Eğer üründe radyoaktif ise yani ürünün radyoaktif bozunumundan yeni ürün çekirdekler oluşuyorsa bu durum radyoaktif bozunma zinciri adını alır.

Radyoaktif bozunma istatistiksel bir olay olup üstel bir yasaya tabidir. Eğer bir t anında N radyoaktif çekirdek varsa ve numuneye yeni çekirdekler ilave edilmiyorsa dt süresi içinde bozunan dN çekirdek sayısı, N ile orantılıdır:

$$\lambda = -\frac{(dN/dt)}{N} \quad (1)$$

Burada  $\lambda$ , radyoaktif bir madde içindeki her bir çekirdeğin birim zamandaki bozunma olasılığıdır ve **bozunma sabiti** olarak adlandırılır. (1) ifadesinin integrali alınır

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

üstel **radyoaktif bozunma kanunu** elde edilir. Burada,  $N_0$  integrasyon sabiti,  $t=0$ 'da henüz bozunmamış çekirdeklerin sayısıdır.

Radyoaktif çekirdeklerinin sayısının radyoaktif bozunma ile yarıya inmesi için geçmesi gereken süreye **yarı-ömür** ( $t_{1/2}$ ) denir. (2) ifadesinde  $N=N_0/2$  yazılıp gerekli işlemler yapılırsa

$$t_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (3)$$

yarı-ömür ifadesi bulunur.

Radyoaktif bozunma istatistiksel bir olay olduğundan radyoaktif bir örnekteki bir çekirdeğin ne zaman bozunacağı kesin olarak bilinemez. Bu nedenle ortalama ömür kavramı kullanılır. **Ortalama ömür** ( $\tau$ ), bir çekirdeğin bozununcaya kadar geçirdiği ortalama süre olarak tanımlanır.

$$\tau = \frac{\int_0^{N_0} t dN}{\int_0^{N_0} dN} \quad (4)$$

dır. (4)'te gerekli işlemler yapılırsa



$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (5)$$

bulunur. Ortalama ömür basit olarak bozunma sabitinin tersidir. Radyoaktif bir örnekte birim zamanda bozulan çekirdek sayısı, yani bozunma hızı **aktivite** (**A**) olarak adlandırılır ve

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} \quad (6)$$

ile gösterilir.

### **Aktivite Birimleri:**

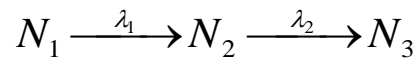
Aktifliğin SI'deki birimi **becquerel** (Bq) olup saniyede bir parçalanmaya eşittir. Aktifliğin diğer bir birimi **Curie** (Ci)'dir ve

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ bozunma/s} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq} \quad (7)$$

Başka bir birim de **Rutherford**; saniyede  $10^6$  atomu parçalanan radyoaktif madde miktarıdır.

Buraya kadar radyoaktif bozunma kanunu ile ilgili basit denklemleri verildi. Şimdi ise bu ifadelerin deneyimizde kullanımına göz atalım.

$^{137}\text{Cs}$  çekirdeğinin yarı ömrü 30 yıl olup beta bozunumu yaparak  $^{137}\text{Ba}$  izotopunun dönüşür (şekil 1). Bu bozunmada uyarılmış durumda kalan Ba izotopu ( $^{137m}\text{Ba}$ ), bir gama (foton) yayınlamaya kararlı  $^{137}\text{Ba}$  izotopuna dönüşür. ( $^{137m}\text{Ba}$ )'ün yarı ömrü 156 saniyedir, Buradan hareketle bozunum zinciri



şeklindedir ve burada

$N_1 = {}^{137}\text{Cs}$ 'nin atom numarası

$N_2 = {}^{137\text{m}}\text{Ba}$ 'nin atom numarası

$N_3 = {}^{137}\text{Ba}$ 'nin atom numarası

$\lambda_1 = {}^{137}\text{Cs}$ 'nin bozunma sabiti

$\lambda_2 = {}^{137\text{m}}\text{Ba}$ 'nin bozunma sabitidir.

${}^{137}\text{Cs}$  için bozunma olayını incelersek

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad \text{ve} \quad \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (8)$$

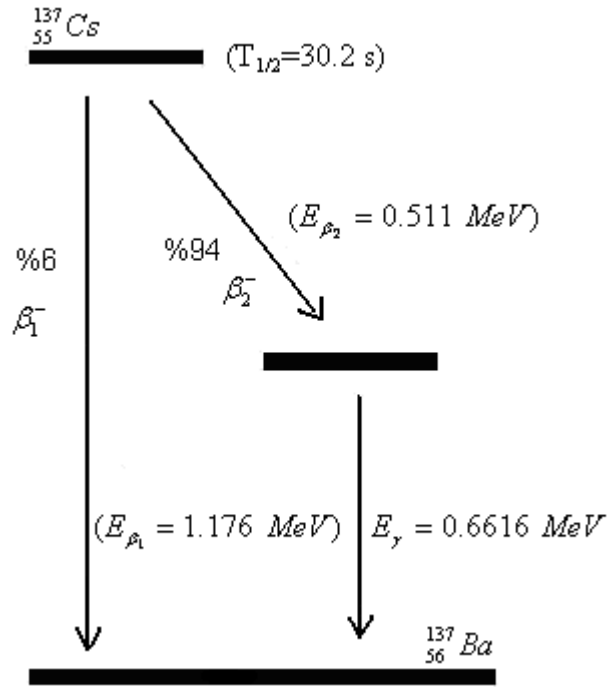
Burada  $N_1$  ( ${}^{137}\text{Cs}$ ) ana çekirdek sayısı  $N_2$  ( ${}^{137\text{m}}\text{Ba}$ ) ürün çekirdek sayısı,  $\lambda_1$  ve  $\lambda_2$  ise sırasıyla ana ve ürün çekirdeklerin bozunma sabitleridir. Bu iki denklem sisteminin çözümünden  $N_2(t)$  için ;

$$N_2(t) = N_1(0) \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (9)$$

ifadesi elde edilir. Ürün çekirdeğin aktivitesi;

$$A_2(t) = \lambda_2 N_2 = A_1(0) \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (10)$$

ile verilir.



Şekil 1.  $^{137}\text{Cs}$  bozunum diyagramı.

$\lambda_2 \gg \lambda_1$  veya  $t_{1/2}(1)$  ana çekirdeğin yarılanma ömrü,  $t_{1/2}(2)$  ürün çekirdeğin yarılanma ömründen çok daha büyüktür. Bu durumda  $\lambda_1$  ve  $\lambda_2$  arasındaki ilişki ihmal edilirse;

$$A_2(t) = A_1(1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (11)$$

elde edilir, burada  $A_1$  bir sabittir.  $t$  çok uzun olduğu zaman için üstel ifade yaklaşık olarak sıfır olur, yani

$$A_2 = A_1 \quad \text{veya} \quad \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1 \quad (12)$$

Bunun anlamı ana ve ürün çekirdekler dengededir (daimi denge).

Ürün çekirdeğin bozunması ile bu denge bozulursa sistem dengeyi kurmaya çalışır.

Ürün çekirdeğin artması;

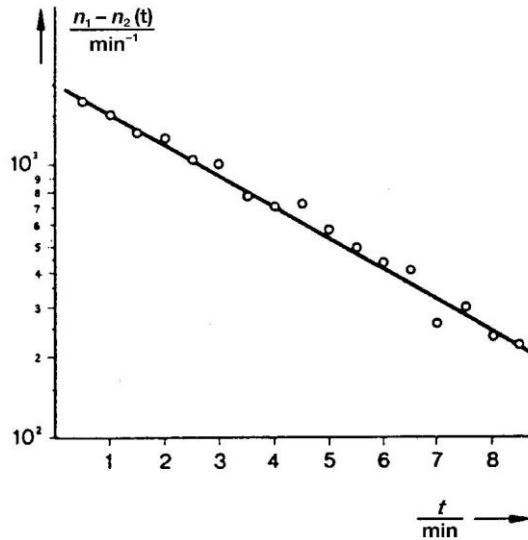
$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1 (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (13)$$

ile verilir,  $N_1$  sabittir. Burada ürün çekirdeğin oluşum sabiti onun  $\lambda_2$  bozunum sabitine eşittir.

Aktivite  $A_2(t) = A_1(1 - e^{-\lambda_2 t})$ 'e göre artar, denge aktivitesi yayılmadan önce  $A_2(t = \infty) = A_1$  olarak ölçülürse o zaman  $\lambda_2$ ,  $A - A(t)$  ölçülen değerlerinden hesaplanabilir. Çünkü

$$A_1 - A_2(t) = A_1 e^{-\lambda_2 t} \quad (14)$$

olur.



Şekil 2. Zamanın bir fonksiyonu olarak  $n_1$  ve  $n_2$  arasındaki ilişki.

Şekil 2'deki ölçülen değerler kullanılarak ve eğri (14) denklemini ile  $y = ae^{bx}$  ifadesi için eğri eşleştirilerek bozunum sabitini  $\lambda_2 = 0.270 \pm 0.008 \text{ min}^{-1}$  olarak elde ederiz. İlgili yarı ömür;

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_2} = 2.57 \pm 0.08 \text{ dak.} \quad (15)$$

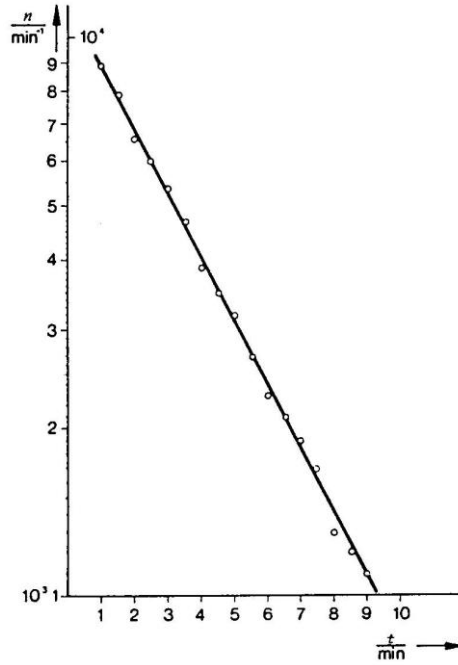
olur.  $t=0$  anında ayrıştırılan yavru çekirdek ,

$$N_2'(t) = N_2'(t=0).e^{-\lambda_2 t} \quad (16)$$

ifadesine göre bozunur ve aktivitesi

$$A_2'(t) = A_2'(t=0).e^{-\lambda_2 t} \quad (17)$$

ifadesine göre azalır. Şekil 3'te ölçülen değerler kullanılarak ve (10) denklemi ile  $y = ae^{bx}$  ifadesi için eğri eşleştirilerek bozunum sabiti  $\lambda_2 = 0.264 \pm 0.003 \text{ min}^{-1}$  olarak elde edilir.

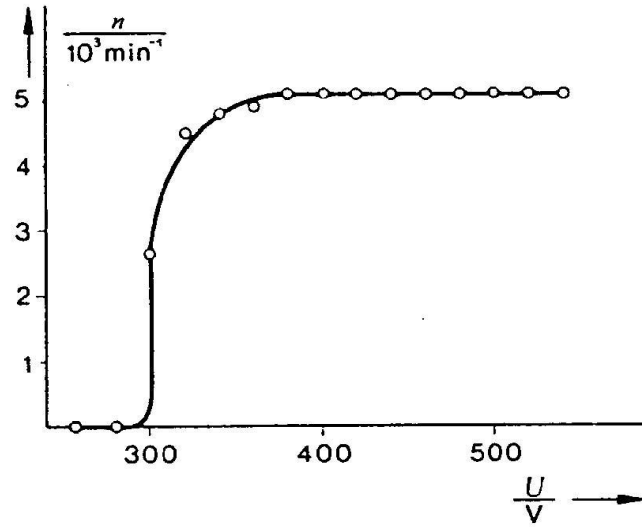


Şekil 3. Zamanın bir fonksiyonu olarak ayrişan ürün çekirdeğın bozunma eğrisi.

İlgili yarı ömür

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_2} = 2.62 \pm 0.03 \text{ min} . \quad (18)$$

olarak bulunur.



Şekil 4. Sayma tüpü voltajının fonksiyonu olarak sabit aktivitedeki sayım miktarı.

## DENEYİN YAPILIŞI

- Şekil 5''teki deney düzeneğini kurunuz. Sayaç tüp karakteristiğini kaydetmek sayaç tüpünün önüne izotop üreticisini yerleştiriniz. Sayım aleti üzerindeki voltaj ayar düğmesinden voltajı ayarlayınız ve multi metre ile ölçünüz.



Şekil 5. Deney düzeneği

- Voltajı (450V DC/ 500 V) aralığında ayarlayınız. İzotop üreticiden yapılan ayırıştırma, sayaç tüpünden mümkün olduğu kadar uzağa yerleştirilen cam bir beher

içinde yapılmalıdır.. Bir Alüminyum folyo şeritten U-biçimli başlık yaparak tüpün üstüne yerleştiriniz: Beta bozunum fazında elektronları absorbe eder ki aksi takdirde deneyin işleyişine engel olurlar. Aktivitedeki artmayı ölçmek için ayırışmadan sonra her 30 saniyede bir impuls oranını okuyunuz.

- $^{137m}\text{Ba}$  izotopunun yarı ömrünü ölçmek için ilk önce bir test tüpünün içinde izotop üretici ayırıştırınız, sonra malzemenin kalan kısmından mümkün olduğunca uzağa yerleştiriniz. Sayaç tüpünü test tüpünün alt ucuna yerleştiriniz.
- Aşağıdaki ölçüm tablosunu doldurulduktan sonra  $\ln N-t$  grafiğini çiziniz ve grafiğin eğimini bulunuz (**Not:** eğim  $\lambda$  bozunma sabitini verecektir). Eğimi bulunduktan sonra (3) denklemini kullanarak  $t_{1/2}$  yarı ömrünü bulunuz.
- Aşağıdaki tablodan yararlanarak  $N-U$  grafiğini çiziniz.

**Ölçüm ve Hesaplama Tablosu**

t (dk)	N(sayım oranı)/dk	ln N	$\lambda$ (Eğim)	$T_{1/2}$
0				
0,5				
1				
1,5				
2				
2,5				
3				
3,5				
4				
4,5				
5				
5,5				
6				
6,5				
7				
7,5				
8				
8,5				
9				
9,5				
10				
10,5				
11				
11,5				
12				



**DENEY NO: 8****DENEYİN ADI: BETA SPEKTROSKOPİSİ****DENEYİN AMACI:**

$\beta$  -spektrumunun belirlenmesi

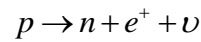
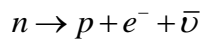
**DENEYİN TEORİSİ:**

Çekirdeklerin negatif elektron yayınlanmaları ilk gözlenen radyoaktif olaylardan biridir. Bu olayın tersi, yani bir çekirdeğin atom elektronlarından birini yakalaması ise 1938'de Alvarez'in çekirdek tarafından yakalanan atom elektronunun boşalttığı yerin doldurulması sırasında yayınlanan karakteristik X-ışınlarını bulmasına kadar gözlenememiştir. 1934'de Joliot-Curies ilk kez radyoaktif bozunmada pozitif elektron (pozitron) yayınlanması olayını gözlediler. Bundan yalnızca iki yıl sonra pozitron kozmik ışınlarda keşfedildi. Bu üç nükleer olay birbiri ile yakından ilgili olup beta ( $\beta$ ) bozunumu olarak adlandırılır.

En temel  $\beta$  bozunma reaksiyonu, bir protonun bir nötrona veya bir nötronun bir protona dönüşmesidir. Bir çekirdekte  $\beta$  bozunumu hem  $Z$  hem de  $N$ 'yi bir birim değiştirir.  $Z \rightarrow Z \pm 1$ ,  $N \rightarrow N \pm 1$ , böylece  $A=Z+N$  sabit kalır.

$\beta^-$  bozunumu

$\beta^+$  bozunumu



$\beta$ -parçacıklarının homojen bir manyetik alanda diyaframlar kullanılarak sabit bir yörünge izlemeleri sağlanabilir. Bu yörüngede Lorentz kuvveti, merkezci kuvvet ile manyetik kuvvet dengededir.

$$e.v.B = \frac{mv^2}{r} \quad (1)$$

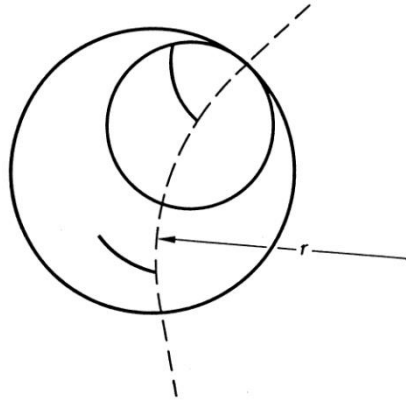
Buradan momentum,

$$p = m.v = e.Br \quad (2)$$

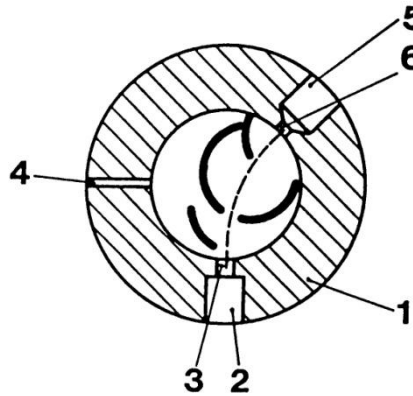
Momentumu olan rölativistik parçacıklar için denklem

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m_0^2 c^2 \quad (3)$$

şeklini alır.



**Şekil 1.** Diyafram sistemi ve manyetik olarak yönü değiştirilmiş  $\beta$  – parçacık; r: yörüngesel yarıçap.



**Şekil 2.**  $\beta$  – spektroskopu 1) Mıknatıslanmayan duvar 2) Örnek girişi 3) iris; 4) Teğetsel Hall ucu için giriş, 5) Sayaç tüpü tutacağı 6 ) iris.

Burada E, kinetik enerji ( $E_{kin}$ ) ve durgun kütle enerjisi ( $m_0c^2$ ) cinsinden, parçacıkların toplam enerjisidir:

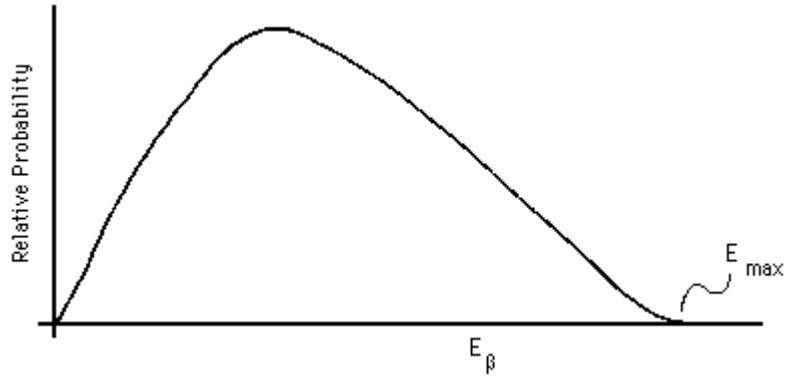
$$E = E_{kin} + m_0c^2 \quad (4)$$

Buradan kinetik enerjii çekersek

$$E_{kin} = \sqrt{(eBrc)^2 + m_0^2c^4} - m_0c^2 \quad (5)$$

Elde edilir. (5) ifadesinden de görüldüğü gibi belli bir yörüngede hareket eden  $\beta$  parçacığının kinetik enerjisini, uygulanan manyetik alanı değiştirerek istediğimiz değere ulaştırabiliriz.

### $\beta$ Spektrumunun Özellikleri:

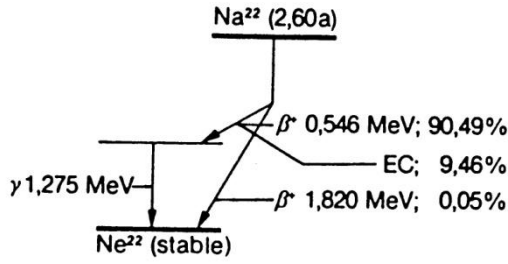
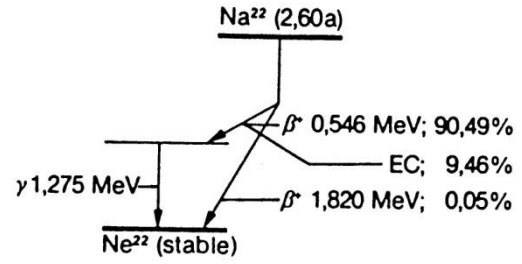
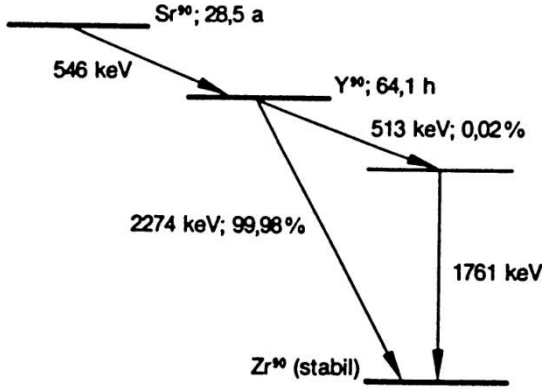


Şekil.3 Beta spektrumu

Beta parçacıkları ve nötrinolar küçük kütleli ve yüksek hızlı parçacıklar oldukları için beta bozunumunda çekirdeğin geri tepme enerjisi ihmal edilebilir. Bu durumda enerji beta parçacığı ve nötrino arasında paylaşılır. Bu paylaşım her oranda olabilir. Yani beta parçacığının kinetik enerjisi 0 ile  $E_{max}$  arasında her değeri alabilir. Bu nedenle beta spektrumları süreklidir. Beta spektrumunun uç noktası beta parçacıklarının maksimum kinetik enerjisini gösterir.  $\beta$ -spektrumunun diğer bir karakteristiği de tepe noktası enerjisidir ( $E_h$ ).  $E_h$  daima  $E_{max}$  maksimum enerjisinin üçte biridir.

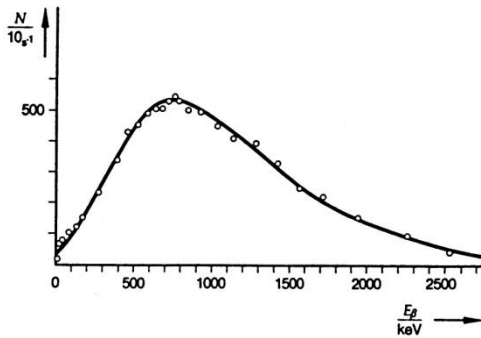
$$E_h = \frac{1}{3} E_{\max} \quad (6)$$

### Deneyde Kullanılan Beta Kaynaklarının Özellikleri:

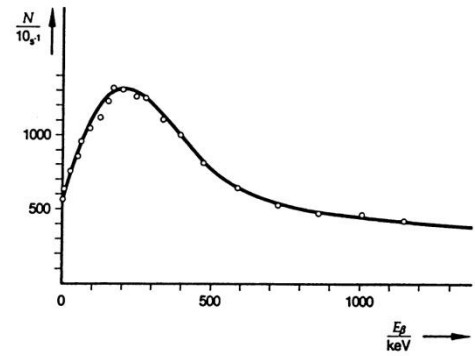


Şekil 4.  $^{90}\text{Sr}$ 'nin Bozunum Diyagramı.

Şekil 5.  $^{22}\text{Na}$ 'nin Bozunum Diyagramı.



Şekil 6.  $^{90}\text{Sr}$ 'nin  $\beta$  - spektrumu



Şekil 7.  $^{22}\text{Na}$ 'nin  $\beta$  - spektrumu

Şekil 6'daki  $^{90}\text{Sr}$ 'nin enerji spektrumuna bakılırsa maksimum enerjinin yaklaşık  $E_{\max}=2500$  keV ve tepe noktası enerji değerinin ise  $E_h=740\pm 30$  keV olduğu görülecektir. Şekil 7deki  $^{22}\text{Na}$ 'nin enerji spektrumuna bakılırsa maksimum enerjinin yaklaşık  $E_{\max}=900$  keV ve tepe noktası enerji değerinin ise  $E_h=210\pm 30$  keV olduğu görülecektir.

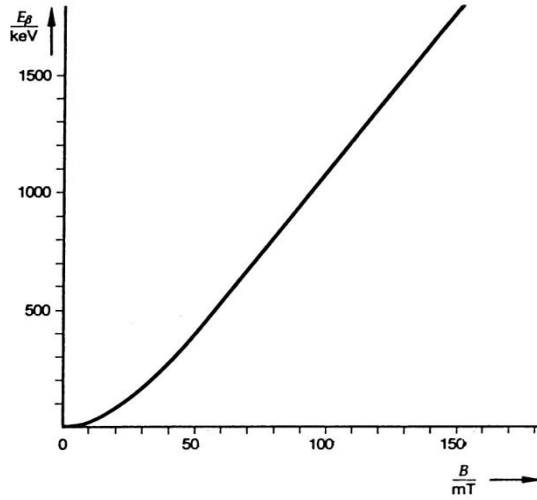
## DENEYİN YAPILIŞI



Şekil 8. Deney düzeneği

### 1. Magnetic spektrometrenin enerji kalibrasyonu

Deney seti Şekil 8’de gösterildiği gibi radyoaktif kaynak olmaksızın kurulur. Tesla metrenin probu düzenekteki yerine yerleştirilerek artan akımla manyetik alanın değişimi Tablo-1’e kaydedilir. Akım değerlerine karşı alınan manyetik alanların grafiği çizilir.



Şekil 9. Spektrometrenin kalibrasyonu: Seçilen parçacık enerjileri ve bobin akımı arasındaki ilişki.

### 2. <sup>90</sup>Sr ve <sup>22</sup>Na’nin $\beta$ - spektrumunun ölçülmesi

Deney düzeneğine sayım tüpü ve kaynak yerleştirilerek her 10 saniyede farklı manyetik

alan değerleri için Geiger-Mller sayacından sayım miktarı ölçülür. lm Stronsium-90 ( $^{90}\text{Sr}$ ) ve Sodyum-22 ( $^{22}\text{Na}$ ) izotopları için ayrı ayrı yapılır ve ölçüm tablosuna kaydedilir.  $E_{kin}$  (keV) enerjileri (5) denkleminde bulunarak tablolara yazılır. Tablodaki veriler yardımı ile her bir izotop için N- $E_{kin}$  (keV) grafiği çizilerek beta spektrumu belirlenir.

**NOT:** Deney düzeneğinin zarar görmemesi için 2 Amper'den fazla akım verilmemelidir.

**Tablo 1.** Ölçüm ve hesaplama tablosu

<sup>90</sup> Sr için ölçümler				<sup>22</sup> Na için ölçümler			
I (Amper)	B (mTesla)	E (keV)	N/10 s <sup>-1</sup>	I (Amper)	B (mTesla)	E (keV)	N/10 s <sup>-1</sup>
0							
0,1							
0,15							
0,20							
0,25							
0,30							
0,35							
0,40							
0,45							
0,50							
0,55							
0,60							
0,65							
0,70							
0,75							
0,80							
0,85							
0,90							
0,95							
1,00							
1,05							
1,10							
1,15							
1,20							
1,25							
1,30							
1,35							
1,40							
1,45							
1,50							
1,55							
1,60							
1,65							
1,70							
1,75							
1,80							

**DENEY NO: 9****DENEYİN ADI: UZAKLIK KANUNU VE GAMA VEYA BETA IŞINLARININ SOĞURULMASI****DENEYİN AMACI:**

<sup>60</sup>Co çekirdeğinden yayınlanan gama radyasyonu kullanılarak çeşitli materyallerin yarı-değer kalınlığının ve kütle azaltma katsayılarının belirlenmesi.

**DENEYİN TEORİSİ:**

X-ışınları ve Gamalar elektromanyetik radyasyonlardır. Durgun kütleleri ve yükleri yoktur. Bu ışınlar foton olarak da adlandırılırlar. Enerjileri, frekansları ve dalgaboyları arasında

$$E=hf=h\lambda/c \quad (1)$$

ilişkisi vardır.

Fotonlar girdikleri ortamın atomlarının elektronları ve çekirdeği ile çok farklı yollarla etkileşirler. Fakat bu etkileşme mekanizmaları, kütsüz ve yüksüz oldukları için, yüklü parçacıkların etkileşme mekanizmalarından farklıdır. Tek enerjili bir foton demketinin şiddeti geçtiği ortamın kalınlığı ile üstel olarak azalır. I ve I<sub>0</sub> sırası ile demetin x(cm) kalınlıklı ortama girmeden önce ve girdikten sonraki şiddeti olmak üzere şiddetteki değişim

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2)$$

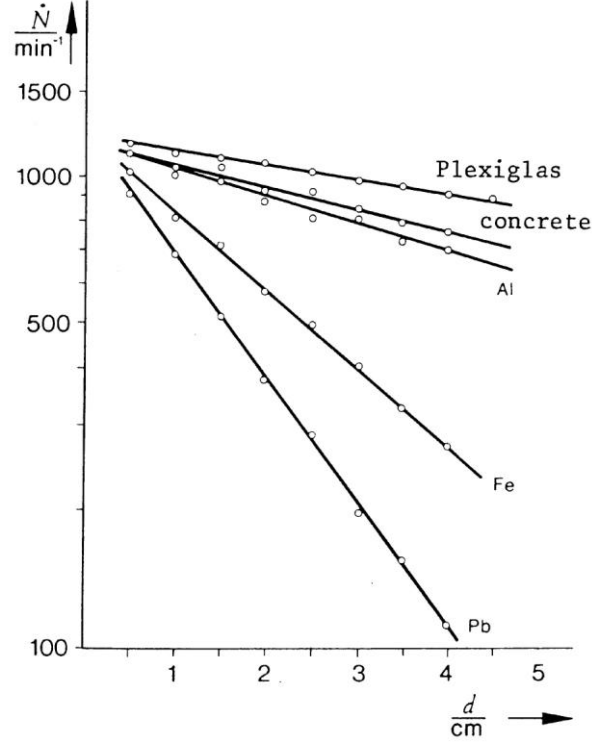
İle verilir. Burada  $\mu$  ortamın fotonlar için soğurma katsayısıdır. Soğurma katsayısı soğurucunun değişimi ile farklı değerler alacağından genellikle soğurma katsayısı yerine  $\rho$  (g/cm<sup>3</sup>) soğurucu yoğunluğu olmak üzere kütle soğurma katsayısı kullanılır.

$$\mu(cm^2 / g) = \frac{\mu}{\rho} \quad (3)$$



(2) denklemini kütle soğurma katsayısı cinsinden yazarsak,

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho x} \quad (4)$$

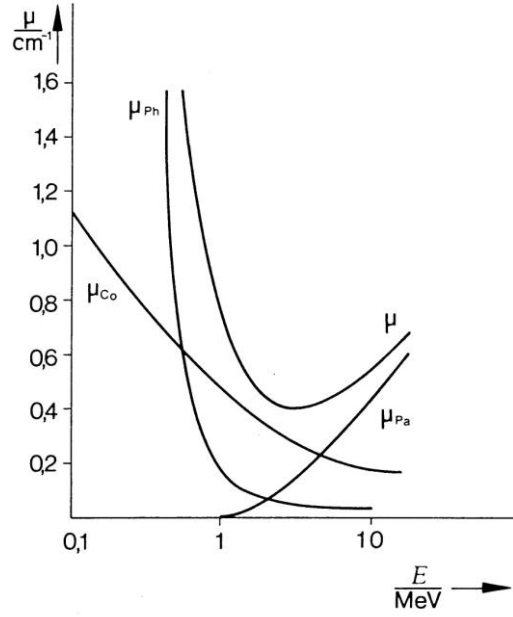


Şekil 1. Soğurucunun  $x=d$  kalınlığının bir fonksiyonu olarak  $I = \dot{N}$  impuls sayım oranının grafiği

Fotonların madde ile etkileşmesi üç şekilde olur. Bunlar fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumdur. (2) ifadesindeki soğurma katsayısı her bir olaydaki soğurma katsayılarının toplamıdır.

$$\mu = \mu_{Co} + \mu_{Ph} + \mu_{Pa} \quad (5)$$

Burada  $\mu_{Co}$ = Compton etkiden dolayı oluşan kısım,  $\mu_{Ph}$ = Fotoelektrik etkiden gelen kısım,  $\mu_{Pa}$ = çift oluşumdan gelen katsayılarıdır.



**Şekil 2.** Enerjinin fonksiyonu olarak kurşunlar(leads) tarafından gamma ışınlarının soğurulması ( $\mu_{Co}$ = Compton etkiden dolayı oluşan kısım,  $\mu_{Ph}$ = Fotoelektrik etkiden gelen kısım,  $\mu_{Pa}$ = çift oluşumdan gelen kısım). Toplam soğurma katsayısı (azaltma katsayısı)  $\mu = \mu_{Co} + \mu_{Ph} + \mu_{Pa}$  'dır.

Bir materyalin yarı değer kalınlığı  $d_{1/2}$  impuls sayım oranını yarisına düştüğü kalınlık olarak açıklanır ve

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (6)$$

ifadesine göre soğurma katsayısından hesaplanabilir

**Kurşun:** ( $\rho = 11,34 \text{ g/cm}^3$ )

$$\begin{aligned} \mu &= 0,15 \text{ cm}^{-1}, & s_{\mu} &= 0,01 \text{ cm}^{-1} \\ d_{1/2} &= 4,6 \text{ cm}, & s_{d_{1/2}} &= 0,3 \text{ cm} \\ \mu/\rho &= 0,056 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}; & s_{\mu/\rho} &= 0,004 \text{ cm}^2\text{g}^{-1} \end{aligned}$$

**Demir:** ( $\rho = 7,86 \text{ g/cm}^3$ )

$$\begin{aligned} \mu &= 0,394 \text{ cm}^{-1}, & s_{\mu} &= 0,006 \text{ cm}^{-1} \\ d_{1/2} &= 1,76 \text{ cm}, & s_{d_{1/2}} &= 0,03 \text{ cm} \\ \mu/\rho &= 0,050 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}; & s_{\mu/\rho} &= 0,001 \text{ cm}^2\text{g}^{-1} \end{aligned}$$

**Ters Kare Kanunu:**

**Alüminyum:** ( $\rho = 2,69 \text{ g/cm}^3$ )

$$\begin{aligned} \mu &= 0,62 \text{ cm}^{-1}, & s_{\mu} &= 0,009 \text{ cm}^{-1} \\ d_{1/2} &= 1,12 \text{ cm}, & s_{d_{1/2}} &= 0,02 \text{ cm} \\ \mu/\rho &= 0,055 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}; & s_{\mu/\rho} &= 0,004 \text{ cm}^2\text{g}^{-1} \end{aligned}$$

**Pleksiglas:** ( $\rho = 1,119 \text{ g/cm}^3$ )

$$\begin{aligned} \mu &= 0,078 \text{ cm}^{-1}, & s_{\mu} &= 0,004 \text{ cm}^{-1} \\ d_{1/2} &= 8,9 \text{ cm}, & s_{d_{1/2}} &= 0,5 \text{ cm} \\ \mu/\rho &= 0,066 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}; & s_{\mu/\rho} &= 0,003 \text{ cm}^2\text{g}^{-1} \end{aligned}$$

Bir nokta kaynak etrafında A alanı başına  $\dot{N}(r)$  impuls sayım oranı (gamma taneciklerinin düz çizgilerde yayılabilmesi ve etkileşmeler ile yollarından saptırılmadıkları sürece) uzaklığın karesiyle ters orantılı olarak azalır.

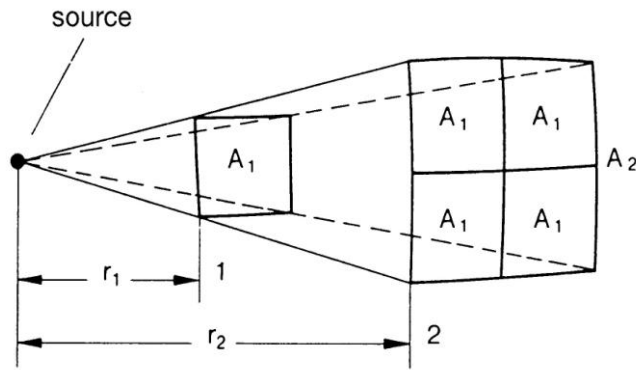
$$r_2 = 2 \cdot r_1 \quad A_2 = 4A_1 = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \cdot A_1 \quad (7)$$

Bunun sebebi şudur; Şekil 2’te gösterildiği gibi kaynaktan çıkan bir ışın demeti ilerlerken kaynağın etrafındaki bir küresel alan r uzaklığının karesiyle artar. Vakumda (havada) bu yüzden

$$\frac{\dot{N}(r)}{A} = \frac{\dot{N}(o)}{A} \cdot \frac{1}{4\pi} r^{-2} \quad (8)$$

olur.

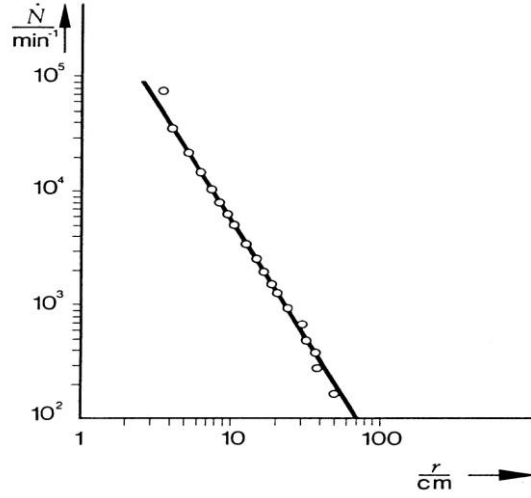
Eğer biz bir log-log skalası ile r uzaklığına karşı  $\dot{N}(r)$  impuls sayım oranını çizersek eğimi -2 olan düz bir çizgi elde ederiz.



Şekil 3. Noktasal bir kaynaktan düz bir çizgiyle yayılan ışınlar ile ilgili uzaklık kanunu. Şekil 3’te ölçülen değerlerden elde edilen çizgilerden

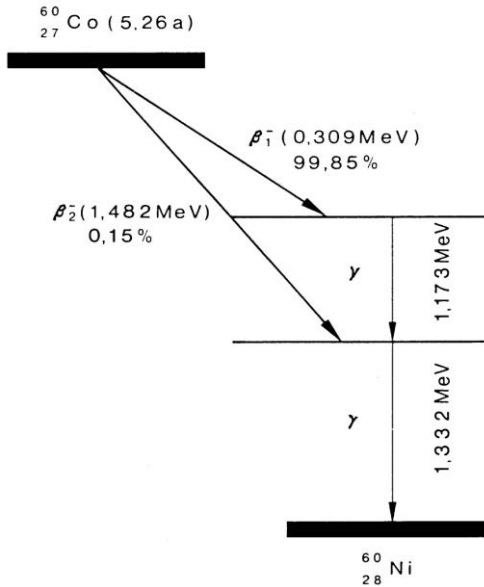
$$\dot{N}(r) = a \cdot r^b \quad (9)$$

üstel ifadesine uygulayarak üst için  $b=-2,07 \pm 0,01$  değerini elde ederiz. Bu böylece ters kare kanununun uygulanabilirliğini ispatlar.



Şekil 4. Uzaklığa karşı sayım oranının grafiği. (log-log gösteriminde)

**Kullanılan Çekirdeğin Özellikleri:** Kobalt izotopu  ${}^{60}_{27}\text{Co}$  5,26 yıllık bir yarı ömre sahiptir. Beta bozunumuna uğrayarak Şekil 5’de görüldüğü gibi kararlı nikel  ${}^{60}_{28}\text{Ni}$  izotopuna dönüşür.



Şekil 5.  ${}^{60}\text{Co}$ 'ın terim diyagramı.

Çoğu beta salıcılar da olduğu üzere parçalanma ilk anda, uyarılmış haldeki yavru çekirdeklerin oluşmasına yol açar daha sonra bunlar gama tanecikleri yayımlamayıp temel hale geçerler.

Antinötrinoları içermesi sebebi ile beta elektronlarının enerji seviyeleri maksimuma kadar herhangi bir değer alabilirken, aynı geçiş sürecine katılan gamma tanecikleri ise üniform enerjilere sahip olup bunun sonucunda gamma spektrumu iki ayrı, dik çizgiden (Şekil-5) oluşur.

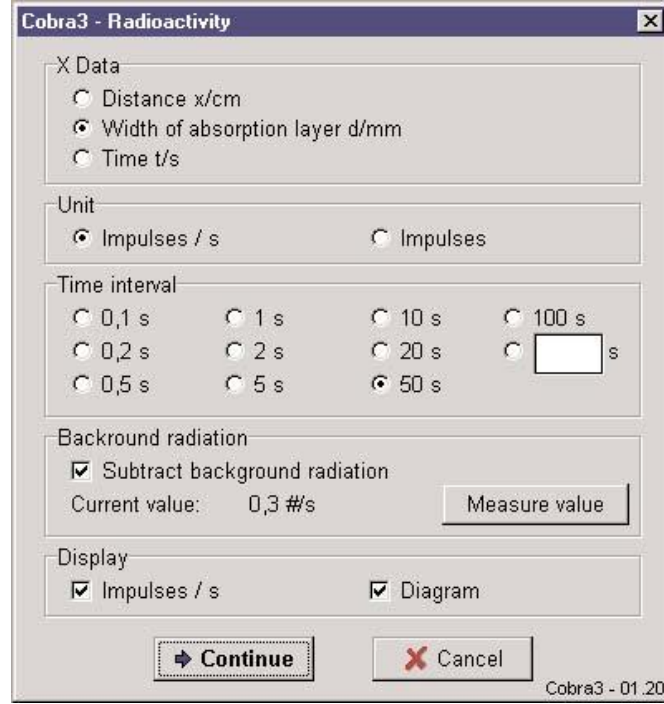
## DENEYİN YAPILIŞI

Şekil-6'ya göre; Kaynağı içeren çubuğun ön yüzü ile sayıcı tüp penceresinin arasındaki uzaklık yaklaşık olarak 4 cm'ye ayarlanır. Dolayısıyla soğurma levhaları radyasyon hattına kolaylıkla yerleştirilebilir.



Şekil 6. Farklı materyallerin yarı-değer kalınlık ölçümü için deney düzeneği

- “Radyoaktivite” program modülünü çalıştırın ve ölçüme hazırlıklı konumuna getirin (Şekil 7).
- Radyasyon kaynağı konmadan fon (arka plan) radyasyonunu ölçün. Bunu yapmak için 500 s.’den daha fazla bir giriş zamanı kullanılması tavsiye edilir. Ölçülen fon oranı Cobra3’ün hafızasında yeni bir arka plan ölçümü yapıldıkça kadar kalır.



Şekil 7. Ölçüm parametreleri

- Şekil ayarları (Diagram settings):  
y eksenini: 0'dan 15 mm'ye kadar  
x eksenini: 0'dan 30 mm'ye kadar
- <Continue> üzerine tıklanarak ölçümü başlatın.
- Sayım tüpü ve kaynak (Co-60) arasındaki uzaklık ölçüm esnasında değiştirilmemelidir. İlk önce soğurucu levha için giriş alanına "0" girin (Şekil 8) ve <Measure> üzerine tıklayın.

Açıklamalar:

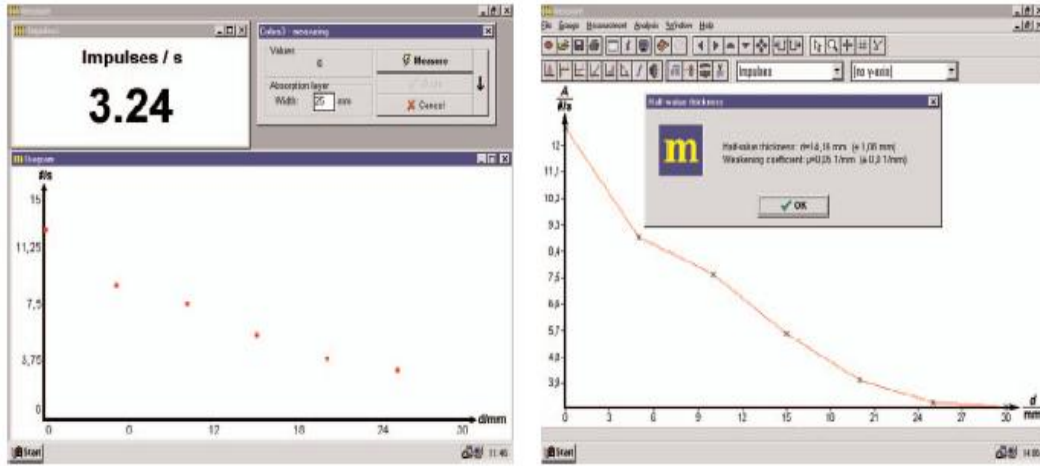
Şekil 7'deki parametre alanının içindeki <Continue>'ya tıklanmasının hemen ardından ölçüm süreci başlar. Yani ekranda bir ölçüm sonucu gözükmeden önce geçen bir giriş zamanı periyoduna kadar beklenmelidir.

- Her ölçümden sonra kurşun soğurucunun levha kalınlığını 5 mm arttırın, ayrılan alanda soğurucu levhanın yeni kalınlık değerini girin ve <Measure> üzerine tıklayın. Levhaların kalınlığı maksimum boyut 30 mm'ye ulaşana kadar aynı şekilde ölçümlere devam edin. Son ölçüm yapıldıktan sonra <Close> düğmesine tıklayın.
- Aşağıdaki soğurucu materyallerle benzer şekilde soğurma ölçümlerini tekrarlayın.  
Demir, Alüminyum, Pleksiglas, beton.

## Sonuçlar

- Şekil 8 soğurucu levhanın kalınlığının bir fonksiyonu olarak sayım oranını gösterir. Ölçülen veri noktaları levha kalınlığının bir fonksiyonu olarak sayım oranına göre yaklaşık olarak üstel bir şekilde azaldığını doğrular.
- Kaynak (Co-60) tarafından salınan  $\gamma$ -kuant levha kalınlığı  $d$ 'ye bağlı olarak farklı kademelerdeki kurşun levhada soğurulur. Bundan dolayı I kuantum akısı havadaki kuantum akısı  $I_0$  ile kıyaslandığında soğurma katsayısı aracılığıyla azaltılır. Kuantum akısının azalması (kuantum akısı  $I$ 'nin  $d$  levha kalınlığının artmasıyla yaklaşık olarak üstel olarak azaldığı) soğurma kanununa uygun olarak meydana gelir.

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d}$$



**Şekil 8.** Soğurucu levha (Pb levhaları) kalınlığının bir fonksiyonu olarak sayım oranının (Co-60) ölçümü esnasında tipik ara yüz yapısı. Yarı-değer kalınlığı ve kurşun soğurucu levhaları için azalma

- Yarı-değer kalınlığı ve azaltma katsayısının ( $\mu$ ) belirlenmesi.

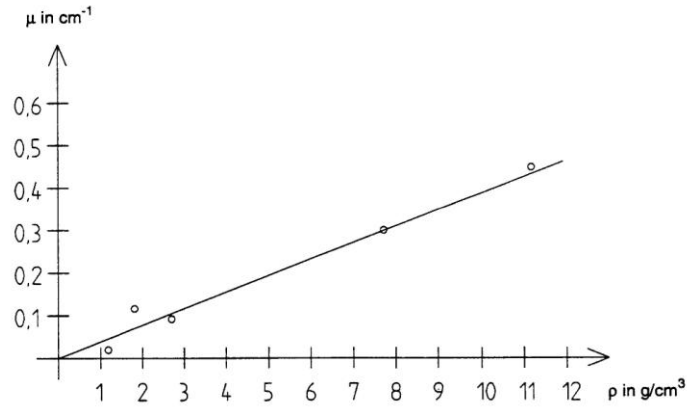
Her i parametre aktif görüntü içinde üstel ölçüm eğrisi görülebilirse gösterilir ve daha sonra hesaplama fonksiyonları <Analysis>, <Half-value time/-layer thickness> seçilir.

Doğal olarak bu parametreler manüel olarak ta belirlenebilir. Manüel(elle) belirleme <Channel modification> ile ölçülen değerlerin doğal logaritmalarının hesaplanmasıyla ve sonrasında kullanılan ölçülmüş değerlerin düz bir çizgiye fit edilmesi ile belirlenir. Bu durumda aşağıdaki yarı-değer tabaka kalınlığı için verilen ifade doğrudur.

$$d_H = \frac{\ln 2}{m}$$

Burada m düz çizginin eğimidir.

Bu örnek ölçümde kurşunun yarı-değer kalınlığı  $d_H=1,416 \pm 0,009$  cm'dir ve azaltma katsayısı  $\mu=0,5 \pm 0,1$  cm<sup>-1</sup>'dir.



**Şekil 9.** Farklı materyallerin azaltma katsayısı  $\mu$ 'nün materyal yoğunluğu  $\rho$ 'nun bir fonksiyonu olarak gösterimi (soldan sağa malzemeler: Pleksiglas, beton, alüminyum, demir, kurşun).

- İkinci kısımda farklı d kalınlıkları ve farklı  $\rho$  yoğunlukları gösterilen malzemelerin deney tabakaları kullanılan  $\gamma$ -kaynağı Co-60 ve sayıcı tüp arasındaki radyasyon alanına yerleştirilmektedir. Yukarıda izah edilen hesaplama benzer bir biçimde demir, alüminyum, pleksiglas ve beton malzemeleri için yarı-değer kalınlığı belirlenir ve bu malzemelerin azaltma katsayısı hesaplanır.

**Tablo.** Soğurucu malzemelerin yoğunluk, yarı-değer kalınlığı ve azaltma katsayıları

Malzeme	Yoğunluk $\rho$ g/cm <sup>3</sup>	Yarı-değer (tabaka) kalınlığı $d_H$ cm	Azaltma Katsayısı $\mu$ cm <sup>-1</sup>
Kurşun	11.11	1.41(1)	0.50
Demir	7.68	2.3(4)	0.30
Alüminyum	2.70	7(3)	0.09



Beton	1.87	6(3)	0.12
Pleksiglas	1.19	35(82)	0.02

Azaltma katsayısı  $\mu$ , soğurucu malzemenin  $\rho$  yoğunluğuna orantılı bir şekilde artar.

## ÖLÇÜM VE HESAPLAMALAR

**Tablo 1.** Ölçüm tablosu

d (mm)	Kurşun		Demir		Alüminyum	
	Sayım oranı impuls/s	m (eğim)	Sayım oranı impuls/s	m (eğim)	Sayım oranı impuls/s	m (eğim)
0						
5						
10						
15						
20						
25						
30						

**Tablo 2.** Soğurucu malzemelerin yoğunluk, yarı-değer kalınlığı ve azaltma katsayıları

Malzeme	Yoğunluk $\rho$ g/cm <sup>3</sup>	Yarı –değer (tabaka) kalınlığı $d_H$ cm	Azaltma Katsayısı $\mu$ cm <sup>-1</sup>
Kurşun	11.11		
Demir	7.68		
Alüminyum	2.70		
Beton	1.87		
Pleksiglas	1.19		

