



SAKARYA
ÜNİVERSİTESİ

SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN FAKÜLTESİ
FİZİK BÖLÜMÜ

FİZİK LABORATUVARI-VII
(Atom ve Molekül Fiziği
& Nükleer Fizik)

SAKARYA 2025

T.C

**SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN FAKÜLTESİ
FİZİK BÖLÜMÜ**

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

HAZIRLAYANLAR

**Dr. Öğr. Üy. Nilüfer DEMİRCİ SAYGI
Arş. Gör. Halime YARAR**

SAKARYA 2025

İÇİNDEKİLER

LABORATUAR ÇALIŞMASINDA DİKKAT EDİLECEK HUSUSLAR	4
DENEY RAPORUNUN HAZIRLANMASI	5
DENEY NO: 1 FOTOELEKTRİK OLAYDAN YARARLANILARAK PLANCK SABİTİNİN HESAPLANMASI	9
DENEY NO: 2 KUANTUM MODELİNE GÖRE IŞIĞIN DALGA DOĞASI	13
DENEY NO: 3 MİLİKAN'IN YAĞ DAMLASI DENEYİN TEORİSİ.....	21
DENEY NO: 4 BALMER SERİSİ VE RYDBERG SABİTİNİN BULUNMASI.....	32
DENEY NO: 5 İKİ ELEKTRONLU VE ÇOK ELEKTRONLU SİSTEMLERİN ATOMİK SPEKTRUMU: He, Hg.....	40
DENEY NO: 6 FRANCK-HERTZ DENEYİ	49
DENEY NO: 7 GEIGER MULLER SAYACI İLE SIFIR ETKİSİ VE SAYMA ORANLARININ BELİRLENMESİ, SAYMA ORANLARINDAKİ İSTATİSTİKSEL DALGALANMALAR VE FREKANS DAĞILIMININ GÖZLEMLENMESİ	60
DENEY NO: 8 α -PARÇACIKLARININ MENZİLİ.....	69
DENEY NO: 9 UZAKLIK KANUNU VE GAMA IŞINLARININ SOĞURULMASI.....	74
DENEY NO: 10 YARI ÖMÜR VE RADYOAKTİF DENGİ	84
DENEY NO: 11 BETA SPEKTROSKOPİSİ	94
DENEY NO: 12 GAMA SPEKTROSKOPİSİ.....	101

LABORATUAR ÇALIŞMASINDA DİKKAT EDİLECEK HUSUSLAR:

- 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 araştıracaktır. Laboratuarda bulunan araştırma görevlisi hazırlanmadığınızı anlarsa sizi laboratuardan çıkarabilir. Deneyi telafi etme imkanı olmazsa deneyden devamsız sayılabılırsınız.
- 3) Laboratuara girince alet ve cihazlara dokunmayınız. Sorumlu 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. Bu nedenle devam 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: yaptığınız deneyde neyi hedeflediğinizi kendi cümlelerinizle yazınız.
- 4) Deneyin teorisi: yaptığınız 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
10^6	mega-	M	(GHz)
10^3	kilo-	k	Megahertz
10^{-2}	santi-	c	(MHz) kilovolt
10^{-3}	mili-	m	(kV) santimetre
10^{-6}	mikro	μ	(cm) miliamper
10^{-9}	-	n	(mA)
10^{-12}			μ

BİRİMLER

Fiziksel Büyüklük	MKSA Birimi	CGS Gauss Birimi
Uzunlu	metre (m)	santimetre (cm) = 10^{-2} m
k Kütle	kilogram	gram (g) = 10^{-3} kg
Zaman	(kg) saniye	saniye (s)
Kuvvet	(s)	dyne = 10^{-5} N
Enerji	newton (N) =	erg = 10^{-7} J
Güç	kg.m/s ² joule (J) =	erg/s = 10^{-7} W
Elektrik Yük	N.m	statcoulomb = $10^{-9}/2.998$
Elektrik Akım	watt (W) = J/s	C abamper = 10 A
Elektrik	coulomb (C)	statvolt = 2.998×10^2 V
Potansiyel	amper (A) =	
Elektrik Alan	C/s volt (V) =	gauss = 10^{-4} Wb/m ²
Magnetik Alan	J/C	
(B) Direnç	volt/metre veya	
Kapasitan	newton/coulomb	

BAZI FİZİKSEL SABİTLER

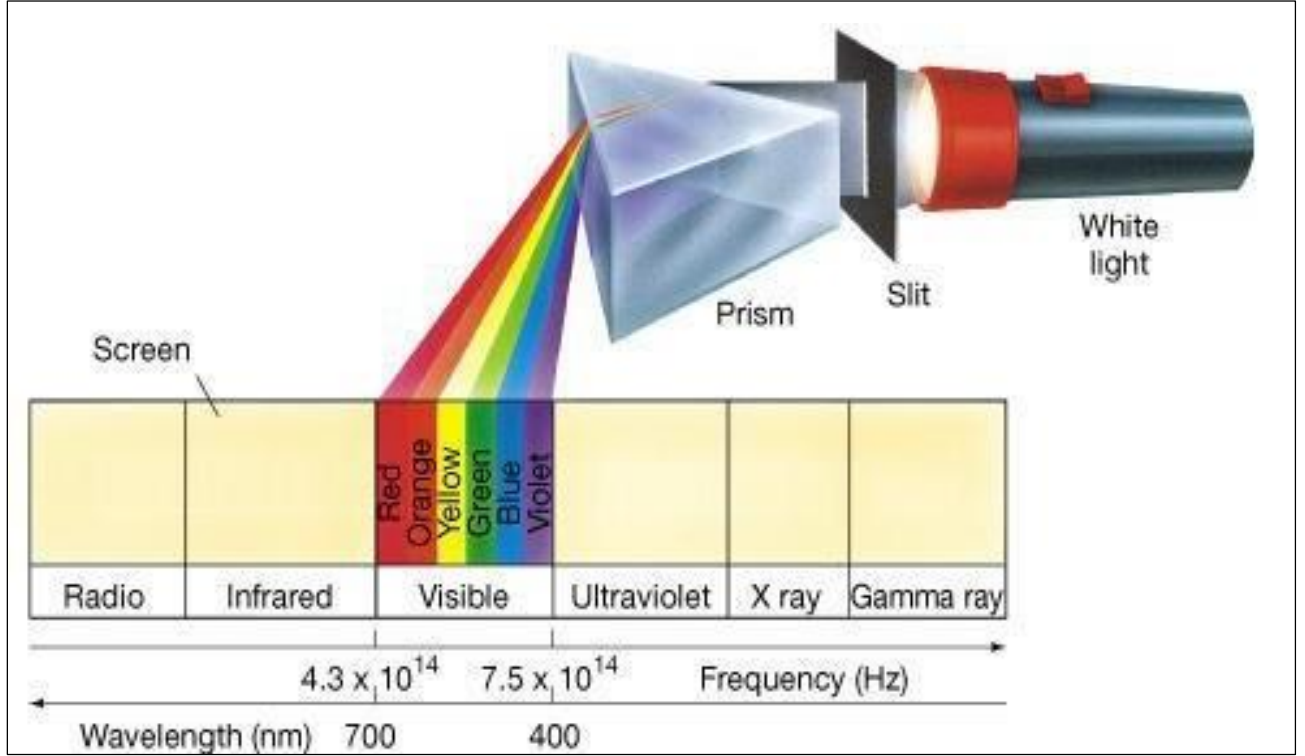
Fiziksel Büyüklükler	Büyüklüğü ve Birimi
Işık hızı, c	2.997925×10^8 ms ⁻¹
Elementer yük (Elektronun yükü), e	1.60210×10^{-19} C
Avogadro Sabiti N ₀	$6,023 \times 10^{23}$ atom/gr mol
Atomik Kütle Birimi u	$1,6604 \times 10^{-27}$
Elektronun durgun kütlesi, m _e	$9,109 \times 10^{-31}$ kg
Protonun durgun kütlesi, m _p	$1,6725 \times 10^{-27}$ kg
Nötronun durgun kütlesi, m _n	$1,6748 \times 10^{-27}$ kg
Planck Sabiti, h	6.6256×10^{-34} Js
Boş uzayın permitivitesi, ϵ_0	8.85416×10^{-12} farad/m
Faraday Sabiti F	96520 C/mol
Gaz Sabiti R	8,314 joule/(mol K ⁰)
Boltzman Sabiti k	$1,3805 \times 10^{-23}$ joule/K ⁰
Yerçekimi sabiti G	$6,670 \times 10^{-11}$ newton.m ² /kg ²

Elektron-Volt, eV	$1,602 \times 10^{-12}$ erg $1,602 \times 10^{-19}$ J $3,824 \times 10^{-20}$ 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)
Curie: Saniyede 3.7×10^{10} parçalanma veya bozunma gösteren maddenin aktivitesidir.			
Bequerel: Saniyede 1 parçalanma yapan çekirdeğin aktivitesidir. $1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$			
Röntgen: Normal hava şartlarında havanın 1 kg'ında $2.58 \times 10^{-4} \text{ C}$ ' luk elektrik yükü değerinde pozitif ve negatif iyonlar oluşturan x ve gama ışını miktarıdır. $1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C / kg}$			
Rad: Işınlanan maddenin 1 kg'ına 10^{-4} joule'lük enerji veren radyasyon miktarıdır. Soğurulan enerji parçacık veya foton olabilir. $1 \text{ Rad} = 0.01 \text{ Gy}$			
Gray: Işınlanan maddenin 1 kg'ına 1joule'lük enerji veren radyasyon miktarıdır.			
Rem = Soğurulan Doz x Faktörler			
Sievert: 1 Gray'lık x veya gamma ışını ile aynı biyolojik etkiyi meydana getiren radyasyon miktarıdır. $1 \text{ Rem} = 10^{-2} \text{ Sv}$ n $1 \text{ Sv} = 100 \text{ Rem} = 1 \text{ J/kg}$			
<u>Radyasyon</u> <u>Doz esdeğeri(DE)</u>			
X-ışınları, β , γ 1			
Düşük enerji p, n (~keV) 2-5			
Yüksek enerji p, n (~MeV) 5-10			
α 20			

GÖRÜNÜR IŞIK BÖLGESİ TAYFI



Kaynak: <http://www.astro.virginia.edu/class/majewski/astr1230/LECTURES/LECTURE3/lecture3A-s13.html>

DENEY NO: 1

DENEY ADI: FOTOELEKTRİK OLAYDAN YARARLANILARAK PLANCK SABİTİNİN HESAPLANMASI

DENEYİN AMACI: Fotoelektrik olaydan yararlanarak Planck sabitini hesaplamak

DENEYİN TEORİSİ:

Fotoelektrik etki kuantum modeline göre,

$$E = h \nu = KE_{\max} + W_0 \quad (1.1)$$

denklemi ile ifade edilir. Burada $KE_{\max}$ saçılan fotoelektronların maksimum kinetik enerjisi ve W_0 ise fotoelektronları malzemenin yüzeyinden kopartmak için gereken enerjidir (iş fonksiyonudur). E ise 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 $KE_{\max}$ ile bırakır. Normalde saçılan elektronlar tüpün anoduna ulaşır ve fotoelektrik bir akım olarak ölçülebilir. Ayrıca anot ile katot arasına bir çevirme potansiyeli V uygulanarak fotoelektrik akım durdurulabilir. Fotoelektronları durdurmak ve fotoelektrik akımı sıfırlamak için gereken minimum çevirme potansiyeli ölçülerek $KE_{\max}$ belirlenebilir. Kinetik enerji ve durdurma geriliminin ilişkilendirilmesi aşağıdaki eşitliği verir:

$$KE_{\max} = Ve \quad (1.2)$$

Dolayısıyla Einstein'ın eşitliğini kullanarak

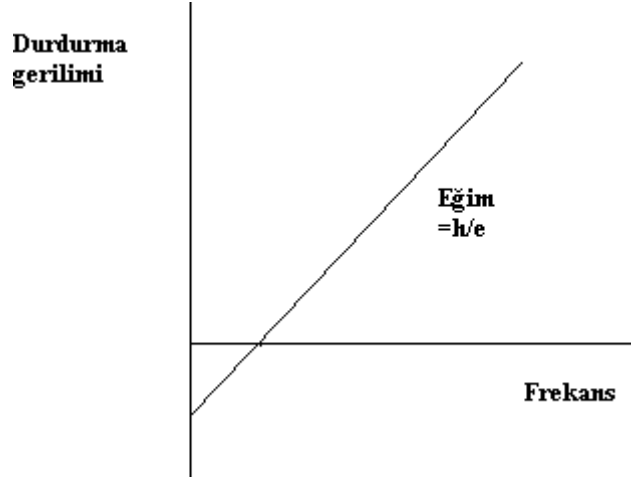
$$h\nu = Ve + W_0 \quad (1.3)$$

bulunur. Eşitlik V için çözümlerse

$$V = (h/e)\nu - (W_0/e) \quad (1.4)$$

eşitliği elde edilir. Işığın farklı frekansları için ν ye karşı V nin grafiği aşağıda verilen

grafiğe benzer.



Şekil 1.1. Durdurma geriliminin frekansa bağlı olarak değişimi

Şekil 1.1.'deki 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 1.602×10^{-19} coulomb ile birleştirilirse Planck sabiti **h** 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, Planck sabiti, belirlenebilir.

h/e aygıtını, fotodiyot maskesinin içindeki pencerenin üzerine ışık ekranının açıklığına düşen ışık ile renk binmesi olmaksızın diğer spektral bantlardan gelen aynı renkteki ışık gelene kadar kendi destek çubuğu üzerinde döndürerek ayarlayın. Işık perdesini tekrar kapalı konuma getirin.

Kabloların kutuplarını dijital voltmetrenizde (DVM) kontrol edin ve bunları **h/e** aygıtındaki aynı kutuplu ÇIKIŞ terminallerine bağlayın.



Şekil 1.2. Deney Düzenegi

1. Cıva ışığı spektrumunun iki derecesinde beş rengi görebilirsiniz. h/e aygıtını 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, h/e aygıtındaki yansıtıcı maskenin üzerindeki 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 eksenini 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.

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

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

DENEY NO: 2

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 ısıma yasasını yayınladı. Burada Planck bir salıncı veya herhangi bir benzer sistemin bir set enerji değeri ya da seviyelerine sahip olduğunu ve bunlar arasında enerjilerin bulunmadığını ifade etti.

Planck ısıma 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:

$$E = h\nu \quad (2.1)$$

Burada, E yayılan enerjiye, ν 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 yayılmada 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'li yılların başlarında birçok araştırmacı fotoelektronların kinetik enerjisinin dalga boyuna ya da frekansına bağlı olduğunu, yoğunluğundan 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:

$$E = h\nu = KE_{\max} + W_0 \quad (2.2)$$

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

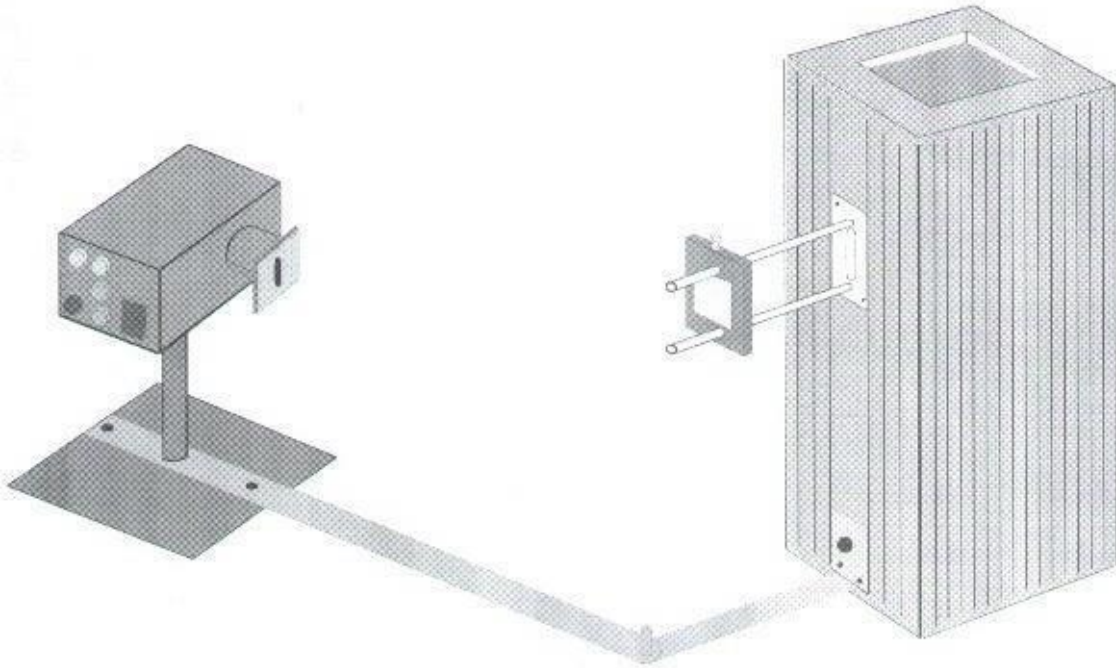
DENEYİN YAPILIŞI:

Işığın foton teorisine göre, fotoelektronların maksimum kinetik enerjisi, $KE_{\max}$, yalnızca gelen ışığın frekansına bağlı olup yoğunluğundan bağımsızdır. Böylece ışığın frekansının

yükselmesi enerjisini de artırır. Farklı olarak, ışığın klasik dalga modeli $KE_{\max}$ 'ın 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 2.1. Fotoelektrik Olay Deney Düzeneği

h/e deneyi için standart kuruluş Şekil 1.1' 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 yarık tertibatını ışık kaynağının ön tarafındaki ortada bulunan yarığa yerleştirin. Işık kaynağı yuvasının ön tarafına karşılık gelen iki vidayı sıkıştırarak tertibatı yerine sabitleyin.
3. Mercek/yarık 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/ yarık tertibatını döndürmeniz gerekebilir.*

4. Işık kaynağının ve yarığın yerleşimini mercek/yarık tertibatının arkasında parlayan ışığa bakarak kontrol edin. Eğer gerekiyorsa ışık yarığı tertibatının arka plakasını iki tutucu vidayı gevşeterek ve yarık plakasını ışık direkt olarak mercek/yarık 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 malzemeden 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: bir yeşil, bir sarı ve ek olarak da bir 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 Işık 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.

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.

Işık Rengi	Durdurma Gerilimi
Sarı	
Yeşil	
Mavi	
Mor	
Morötesi	

DENEY NO: 3

DENEYİN ADI: MİLİKAN'IN YAĞ DAMLASI DENEYİN TEORİSİ

DENEYİN AMACI

DENEYİN TEORİSİ

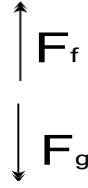
Bir parçacığın taşıdığı elektrik yükü, bu parçacığın büyüklüğü bilinen bir elektrik alan içinde maruz kaldığı kuvvet ölçülerek hesaplanabilir. Her ne kadar bilinen bir elektrik alanı oluşturmak göreceli olarak kolay olsa da, sadece bir veya birkaç fazla elektron taşıyan bir parçacık üzerine böyle bir 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 analizi damlacık tarafından taşınan yükün saptanması için gereken eşitliği sağlayacaktır.

Yağ Damlasının Hızı ile Elektrik Alanı Arasındaki Bağıntının Bulunması:

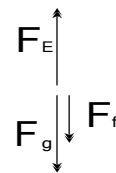
Havada düşerken ve son hızına eriştiği anda damlaya yukarı yönlü F_f sürtünme kuvveti ve aşağı yönlü F_g yerçekimi kuvveti etkir. (Bu deneyde kullanılan damlalar için son hıza bir kaç milisaniye içinde erişilir.)

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


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

$$F_f + F_g = 0 \quad \Rightarrow \quad kv_o - mg = 0 \quad \Rightarrow \quad kv_o = mg \quad \Rightarrow \quad k = \frac{mg}{v_o} \quad (3.1)$$

Bir elektrik alanının etkisi altında yükselmekte olan damlaya etkiyen kuvvetler aşağıdaki gibidir. (F_E , elektrik alanda yüklü cisme uygulanan elektriksel kuvvettir.)

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


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

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

3.1 eşitliği kullanılarak hız ifadesi elde edilir:

$$qE = \frac{mg}{v_o} v + mg \quad \Rightarrow \quad \frac{mg}{v_o} v = qE - mg \quad \Rightarrow \quad v = \frac{qv_o}{mg} E - v_o \quad (3.2)$$

Kütlenin Bulunması

Eşitlik 3.2'den m 'yi bulmak için, bir kürenin hacim kullanılır:

$$m = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho \quad (3.3)$$

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

$$a = \sqrt{\frac{-9\eta v_o}{2g\rho}} \quad (3.4)$$

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:

$$n_{eff} = \eta \frac{1}{1 + \frac{b}{pa}} \quad (3.5)$$

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

η_{eff} a yı veren ifadede yerine konulur ve ardından bu eşitlik a yarıçapı için çözülür:

$$a = \sqrt{\left(\frac{b}{2p}\right)^2 - \frac{9\eta v_o}{2g\rho}} - \frac{b}{2p} \quad (3.6)$$

Yükün Bulunması

Eşitlik 3.2'ye bakalım. v 'ye karşı E 'nin bir grafiğinde eğim (s)

$$s = \frac{q v_o}{mg}$$

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

$$q = \frac{smg}{v_o} \quad (3.7)$$

bulunur.

3.7 eşitliği 3.3 ve 3.6 ifadeleri ile birleştirilerek yük ifadesi elde edilir:

$$q = \frac{\frac{4}{3}\pi g s \rho \left[\sqrt{\left(\frac{b}{2p}\right)^2 - \frac{9\eta v_o}{2g\rho}} - \frac{b}{2p} \right]^3}{v_o} \quad (3.8)$$

q : Damlacığın taşıdığı yük

g : $9,80 \text{ m/s}^2$ yerçekim ivmesi

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

ρ : yağın yoğunluğu (886 kg/m^3)

b : $8,22 \times 10^{-3} \text{ Paskal.m}$ (sabit)

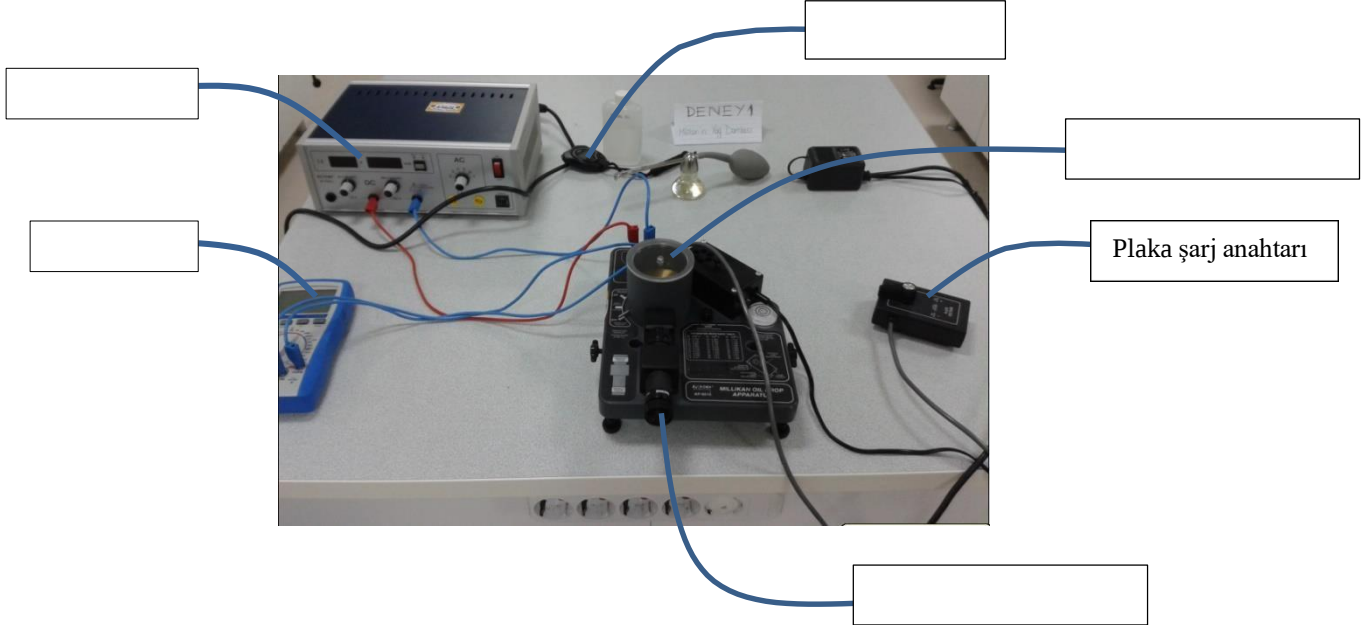
p : barometrik basınç $101,3 \times 10^3 \text{ Pa}$

η : kuru havanın vizkozitesi

v_o : Eşitlik 3.2'nin düşey eksenle kesişme noktasından hesaplanan son düşme hızı (değeri negatif ve sabittir).

DENEYİN YAPILIŞI

Milikanın yağ damlası deney düzeneği Şekil 3.1'de verilmiştir.



Şekil 3.1. Milikanın Yağ Damlası Deney Düzeneği

Şekil 3.1'den görüldüğü üzere deney düzeneğinde, gözlem odacığı, gözlem mikroskobu, kronometre, plaka şarj anahtarı, multimedre,...vb. elemanlar bulunmaktadır.

1. Odacığındaki Plakalar Arası Mesafenin Ölçülmesi

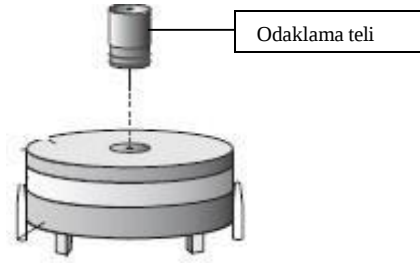
Gözlem odacığı içindeki plastik aralık plakasının kalınlığını (ki, plaka aralık mesafesine eşittir) bir mikrometre ile ölçün. Aralık plakasının yüksek kenarını ölçmenize dahil etmediğinizden emin olun. Bu ölçümün doğruluğu, deney sonuçlarınızın doğruluk derecesi için önemlidir. Bu ölçümü kaydedin. Gözlem odacığını Şekil 3.2'deki gibi tekrar monte edin.



Şekil 3.2. Gözlem Odacığı

2. Odaklama Telinin Yerleştirilmesi

Odaklama telini kapasitör plakasının merkezindeki deliğe dikkatle yerleştirin (Şekil 3.3). Retikül (konum belirlemeye yarayan çizgiler) odaklama halkasını döndürerek retikülü odaklayın.

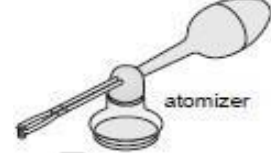


Şekil 3.3. Gözlem Odacığı Odaklama Teli

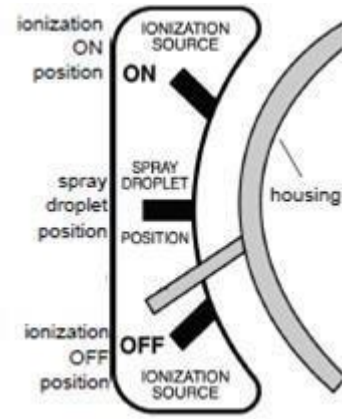
Gözlem mikroskobundan odaklama teline bakın ve damlacık odaklama halkasını döndürerek teli net olarak odağa getirin (**Not:** Gözlük kullanan kişiler gözlem mikroskobunun odaklanmasını gözlüksüz yaparlarsa gözlem yapmaları daha kolay olacaktır). Halojen lambayı odaklamak için yatay ve düşey filaman ayar düğmelerini kullanarak telin sağ kenarında ve retikül alanında odaklama telinin üzerinde ışık en parlak olacak şekilde ayarlayın. Odaklama telini platformun üzerindeki yerine yerleştirin

3. Yüklü Yağ Damlasının Seçilmesi

İçinde mineral yağ (yoğunluğu 886 kg/m^3) bulunan atomizörü (püskürtücü), ucu aşağı yönelmiş ve gövdeyle 90° olacak şekilde ayarlayıp, balonunu yağ püskürünceye kadar hızlı hızlı sıkarak hazırlayın. Gözlem odacığından havanın atılması için iyonlaştırma kaynağının kolunu “damlacık püskürtme konumu (spray droplet position)”na getirin. Atomizörün püskürtme ucunu gözlem 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 “OFF” konumuna getirin.

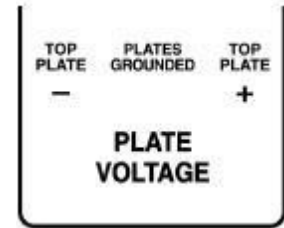


Şekil 3.4. Atomizör (Püskürtücü)



Şekil 3.5. İyonlaştırma Kaynağı Kolu

Görüntüdeki damlalardan, hem plaka şarj anahtarı “Plates Grounded” (Plakalar Topraklanmış) pozisyonundayken yavaş yavaş (yaklaşık $0.02\text{--}0.05 \text{ mm/s}$ 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.



Şekil 3.6. Plaka Şarj Anahtarı

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 “ON” pozisyonuna getirin.

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

4. Yüklü Yağ Damlasının Hareket Sürelerinin Ölçülmesi

Seçilen yüklü yağ damlasının, paralel plakaların hem farklı gerilim değerlerinde hem de farklı polaritede (yükte) belirli bir mesafeyi (2 bölmelik mesafe= 1,0 mm) çıkma ya da düşme süreleri ölçülecektir.

Güç kaynağının gerilimini 500 V'a ayarlayın. Plaka şarj anahtarını damlacığı aşağıya doğru hareket ettirmek için ayarlayın. Damlacığı aşağı yönde hareket ettirmek için ayarladığınız 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 şarj anahtarını değiştirin. Damlacığı yukarı yönde hareket ettirmek için ayarladığınız gerilimi 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 süreleri not edin (**Not:** 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).

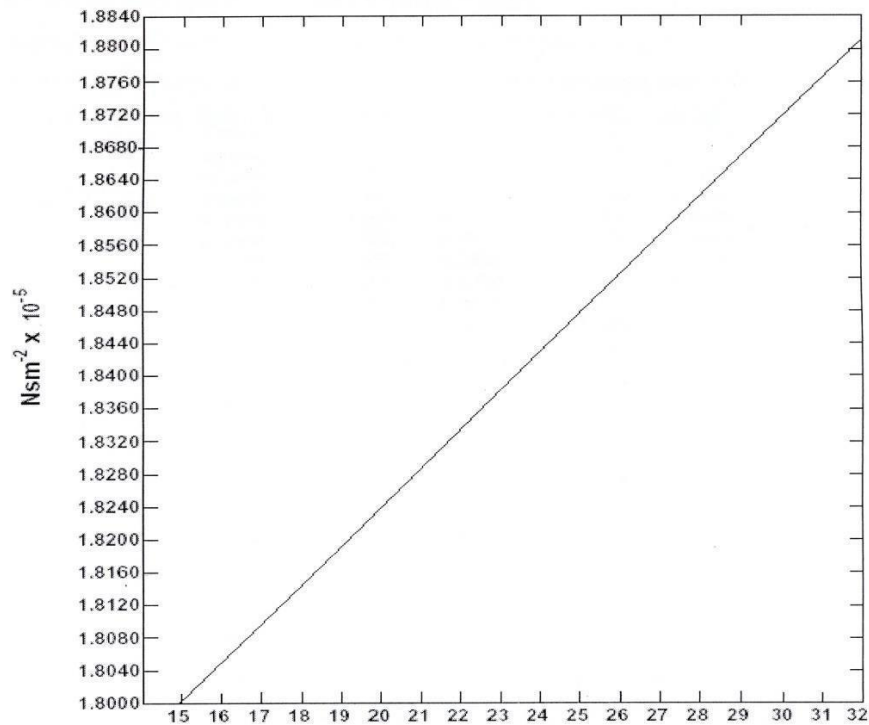
5. Gözlem Odacığındaki Havanın Viskozitesinin Bulunması

“+ ya da -” 300 V değerinde sisteme voltmetreye giriş yaparak yağ damlasının bulunduğu odanın direncini tayin edin. Termistör direnci tablosundan (Tablo 3.1.) dirence karşılık gelen sıcaklığı bulun. Bu sıcaklık gözlem odacığının içindeki sıcaklığa karşılık gelir. Tablo 3.1'den, bulunan dirence karşılık gelen sıcaklığı okuyarak Tablo 3.2'de bu sıcaklığa karşılık gelen viskozite katsayısını not edin.

Tablo 3.1. Termistörün Direnç Tablos

$^{\circ}\text{C}$	$\times 10^6 \Omega$	$^{\circ}\text{C}$	$\times 10^6 \Omega$	$^{\circ}\text{C}$	$\times 10^6 \Omega$
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 3.2. Sıcaklığın Bir Fonksiyonu Olarak Havanın Viskozitesi



BULGU VE SONUÇLAR

1. Paralel plakalar arası ölçtüğünüz uzunluğu belirtiniz.
2. Tablo 3.3'ü doldurunuz. Tablo 3.3'ün üçüncü sütununu, paralel levhalar arasındaki elektrik alanını ($E=V/d$), ölçtüğünüz paralel plakalar arası uzaklık değerini kullanarak hesaplayınız. Tablonun son sütununda, yağ damlasının ayarlanan her bir gerilim değerinde, 1,0 mm veya 2 büyük bölmeyi alma hızını ($x=v.t$ 'den) hesaplayarak doldurunuz.
3. Tablo 3.3'deki verileri kullanarak milimetrik kağıda hız-elektrik alan (v - E) grafiği çiziniz.

Tablo 3.3. Milikanın Yağ Damlası Deneyi Veri Tablosu

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

4. Çizdiğiniz grafiğin eğimini ve v (hız) eksenini kesen değerleri not edin.
5. Gözlem odacığının direnç değerini belirtiniz. Bu direnç değerine karşılık gelen sıcaklık değerini belirtiniz. Bu sıcaklık değerine karşılık gelen viskozite katsayısını belirtiniz.

6. 3.3, 3.4 ve 3.5 eşitliklerini kullanarak damlacığın kütleini, yarıçapını ve bir elektronun yükü değerini hesaplayın.
7. Elektronun yükü ile ilgili bulduğunuz deneysel değeri, elektron yükünün teorik değeri ile karşılaştırarak % hata hesabı yapınız.

DENEY NO: 4

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 (1825-1962)’un 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 durumlarına **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 bir üst enerji düzeyine enerji alarak geçmesidir.

Emisyon (Salma): Bir üst enerji düzeyine geçmiş bir atomun tekrar alt enerji düzeyine geçerken iki enerji düzeyi arasındaki fark kadar enerjili ışınım yapmasıdır.

H atomunun herhangi bir kararlı halinin enerjisi,

$$E_n = -\frac{1}{8} \frac{e^4 m_e}{\epsilon_0 h^2} \frac{1}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.1)$$

ifadesi ile verilmektedir. Burada n Başkuantum sayısı, $\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2$

$e = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ ve $m_e = 9,1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ 'dır.

Gerekli hesaplamalardan sonra H atomu için E_n ,

$$E_n = -13,6 \frac{1}{n^2} \text{ eV}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.2)$$

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

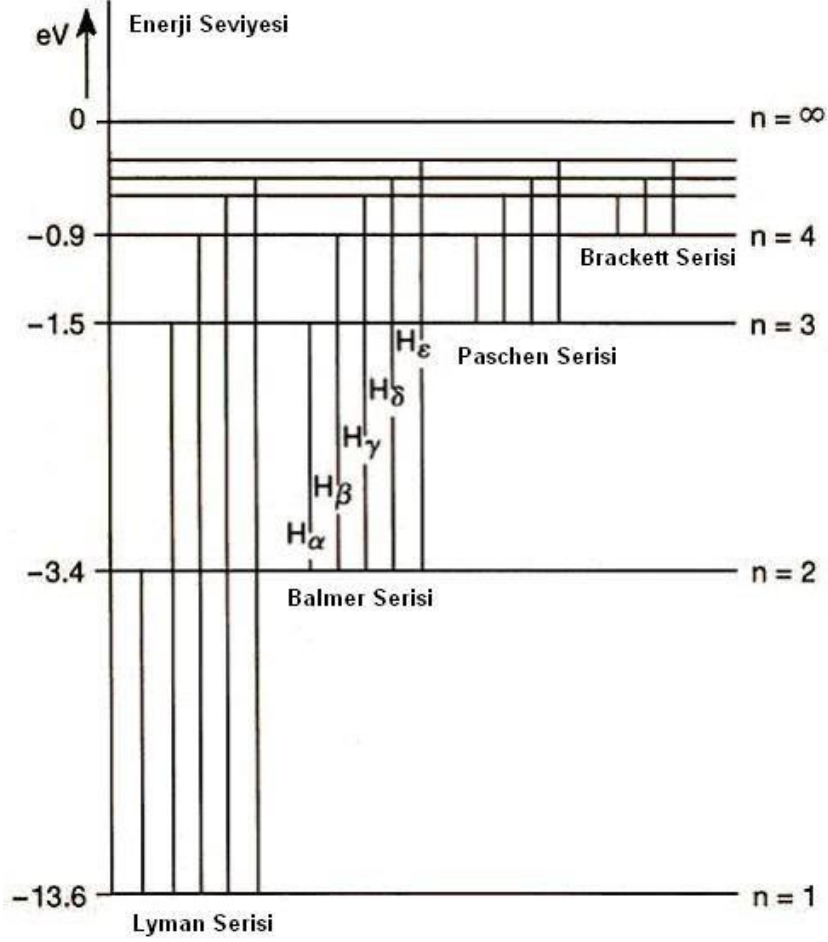
$n=1$: Lyman Serisi

$n=4$: Brackett Serisi

$n=5$: Pfund Serileri

$n=3$: Paschen Serisi

$n=2$: Balmer Serisi



Şekil 4.1. H atomunun Enerji Seviye diyagramı

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

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

(4.3)

$$\begin{aligned}\Delta E &= E_{n_i} - E_{n_s} \\ \Delta E &= -\left(\frac{e^4 m_e}{8 \epsilon_0 h^2}\right) \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_s^2}\right) = h\nu \\ \left(\frac{e^4 m_e}{8 \epsilon_0 h^2}\right) \left(\frac{1}{n_s^2} - \frac{1}{n_i^2}\right) &= h \frac{c}{\lambda} \\ \frac{1}{\lambda} &= \left(\frac{e^4 m_e}{8 \epsilon_0 c h^3}\right) \left(\frac{1}{n_s^2} - \frac{1}{n_i^2}\right) \\ \frac{1}{\lambda} &= R_H \left(\frac{1}{n_s^2} - \frac{1}{n_i^2}\right)\end{aligned}\quad (4.4)$$

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

$$R_H = \frac{1}{8} \frac{e^4 m_e}{\epsilon_0 c h^3} = 1,097.10^7 m^{-1} \quad (4.5)$$

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

$$E_n = -R_H h c \frac{1}{n^2} \quad (4.6)$$

eşitliği ile hesaplanabilir.

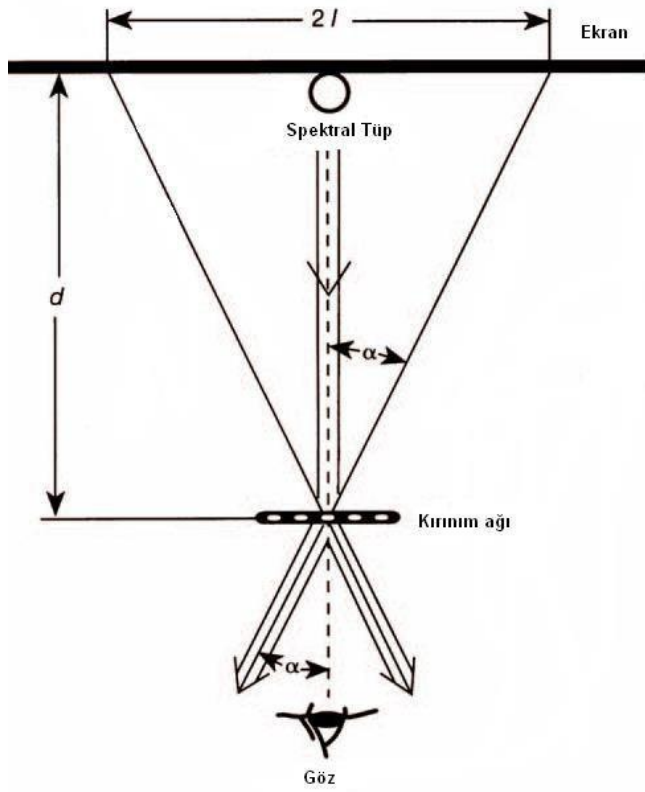
Burada $c = 2,997595.10^8 m/s$ ve $h = 6,626.10^{-34} J.s$ $= 4,13597.10^{-15} eV.s$ dir. H atomunun

taban hal enerjisi 13,6 eV bulunur.

Kırınım Ağında Kırınım:

λ dalga boyuna sahip ışık ağ sabiti g olan bir kırınım ağının üzerine düşürülürse kırınıma uğrar. Maksimum şiddet şu şartla oluşur.

$$n.\lambda = g.\sin \alpha, \quad n = 0,1,2,\dots \quad (4.7)$$



Şekil 4.2. Kırınım ağında kırınım

Şekil 4.2.deki geometriden

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

yazılabilir. Bu ifade (7) eşitliğinde yerine yazılırsa,

$$n\lambda = g \cdot \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}} \quad (4.8)$$

elde edilir. Burada g kırınım ağının kırınım ağı sabitidir.

DENEYİN YAPILIŞI:

1. H spektral tüpünü kullanarak Şekil 4.3.'deki gibi deney düzeneğini kurunuz.



Şekil 4.3. 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. $n\lambda = g \cdot \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}}$ formülünü 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_α , H_β ve H_γ çizgileri için n_i sayılarını belirleyiniz. Bulduğunuz dalga boylarını ve burada belirlediğiniz n sayılarını kullanarak aşağıdaki formül yardımı ile Balmer serisinin H_α , H_β ve H_γ 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_α , H_β ve H_γ 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 4.1.

ÇİZGİ	2l(mm)	n_s	n_i	$\lambda_{\text{deneysel}}(\text{nm})$	$\lambda_{\text{teorik}}(\text{nm})$	$R_{\text{deneysel}}(\text{m}^{-1})$
H_α		2			656.28	
H_β		2			436.13	
H_γ		2			434.05	

Tablo 4.2.

n	E_n
1	
2	
3	
4	
5	

DENEY NO: 5

DENEYİN ADI: İKİ ELEKTRONLU VE ÇOK ELEKTRONLU SİSTEMLERİN ATOMİK SPEKTRUMU: He, Hg

DENEYİN AMACI:

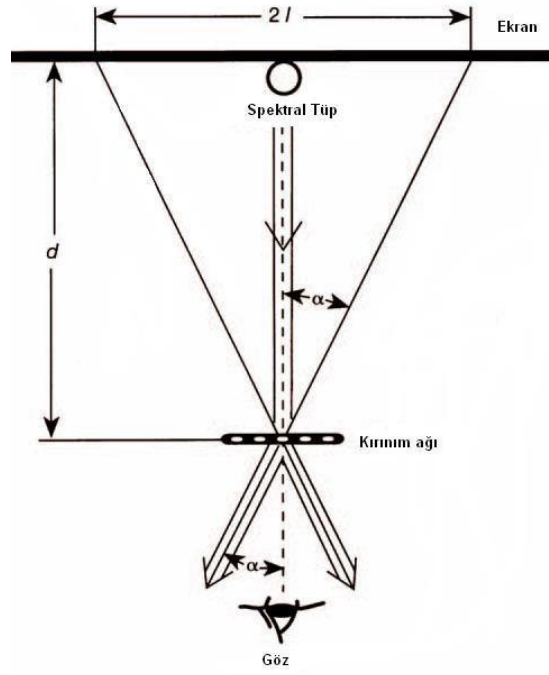
1. He ve Hg atomlarının spektral çizgilerinin kırınım ağıyla gözlemlenmesi
2. Hg atomunun spektral çizgileri yardımıyla kırınım ağı sabitinin bulunması
3. He ve Hg atomlarının spektral çizgilerinin dalga boylarının hesaplanması
4. He ve Hg atomlarının spektral çizgilerinin hangi geçişlere karşılık geldiğinin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

DENEYİN TEORİSİ:

Kırınım Ağında Kırınım:

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

$$n \cdot \lambda = g \cdot \sin \alpha, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.1)$$



Şekil 5.1. Kırınım ağında kırınım

Şekil 5.1.deki geometriden

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

yazılabilir. Bu ifade (9.1) eşitliğinde yerine yazılırsa,

$$n \cdot \lambda = g \cdot \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}} \quad (5.2)$$

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:

$$hf = E_1 - E_0 \quad (5.3)$$

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

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

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_1 - \frac{\hbar^2}{2m}\Delta_2 - \frac{2e^2}{|\vec{r}_1|} - \frac{2e^2}{|\vec{r}_2|} + \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \quad (5.4)$$

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

$$\Delta_i = \frac{d^2}{dx_i^2} + \frac{d^2}{dy_i^2} + \frac{d^2}{dz_i^2} \quad (5.5)$$

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

$$E_{so} \propto \frac{Z^4}{4.(137)^2} \quad (5.6)$$

Helyum nükleer yükü $Z=2$ durumunda ihmal edilmiştir. Çünkü Z küçük olduğunda küçüktür. Eğer elektron-elektron etkileşim terimi aşağıdaki gibi göz önüne alınırsa

$$\frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \quad (5.7)$$

o zaman etkileşim olmadığında Hamiltonyen operatörünün öz değerleri Hidrojen atomunununkilerdir:

$$E_{n,m}^0 = -\frac{me^2}{8h^2} \left(\frac{1}{n^2} + \frac{1}{m^2} \right) \quad n, m = 1, 2, 3 \dots \quad (5.8)$$

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

$$E_{n,m}^0 = -\frac{me^2}{8h^2} \left(1 + \frac{1}{m^2} \right) \quad m=1,2 \quad (5.9)$$

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

Spektral geçişlere seçim kuralı

$$\Delta S = 0 \quad (5.10)$$

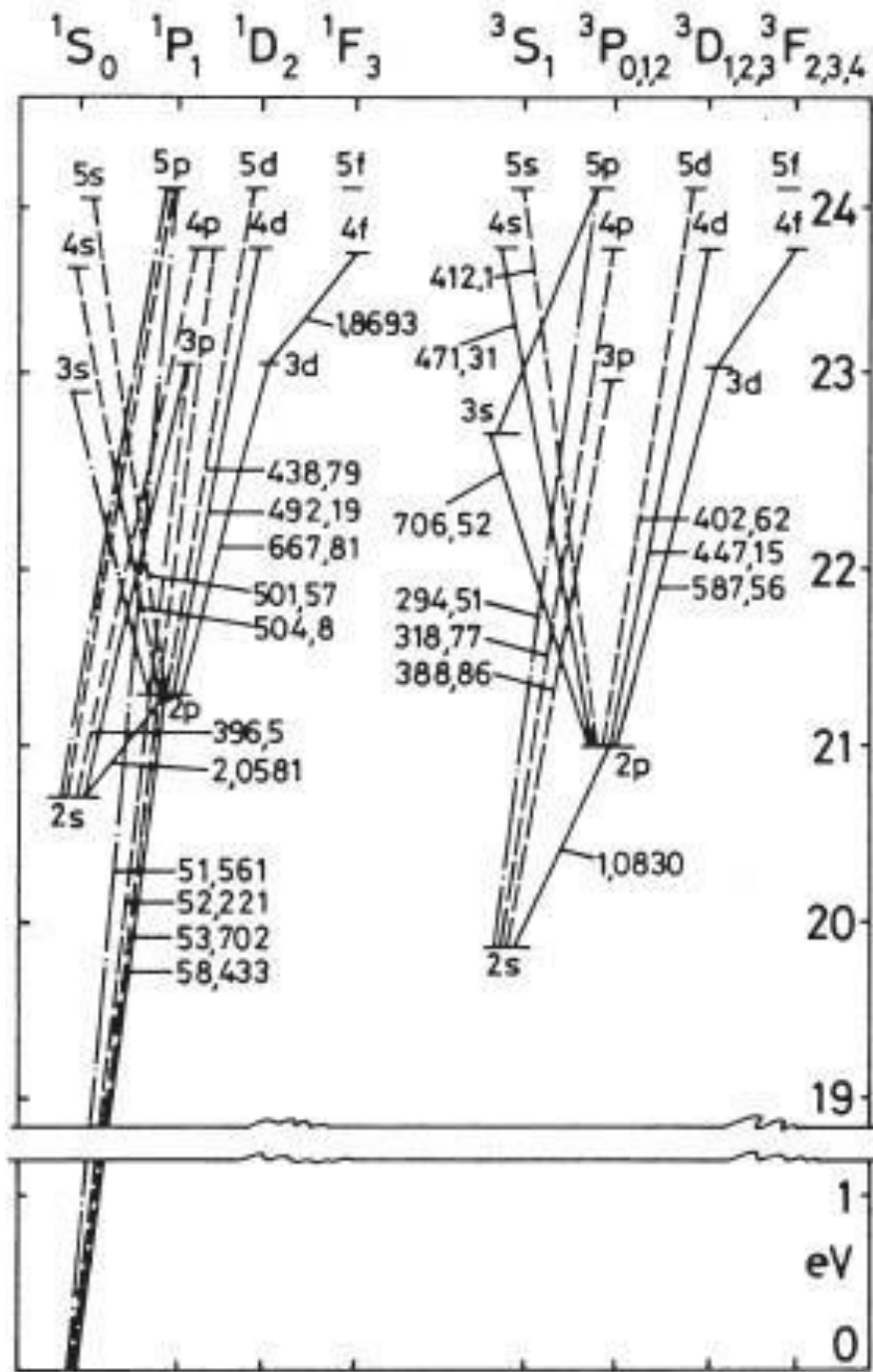
Ek olarak, spin-yörünge etkileşmesinin bağımsızlığı, toplam açısal momentum için seçim kuralı

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (5.11)$$

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

$$\Delta L = 0, \pm 1 \quad (5.12)$$

uygulanır. Detaylı hesaplamalar sonucunda Helyumun spektral çizgileri Şekil 5.2.'de gösterilmiştir.



Şekil 5.2. 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 ν frekanslı foton yayımlar.

$$\Delta E = E_n - E_m = h\nu \quad (5.13)$$

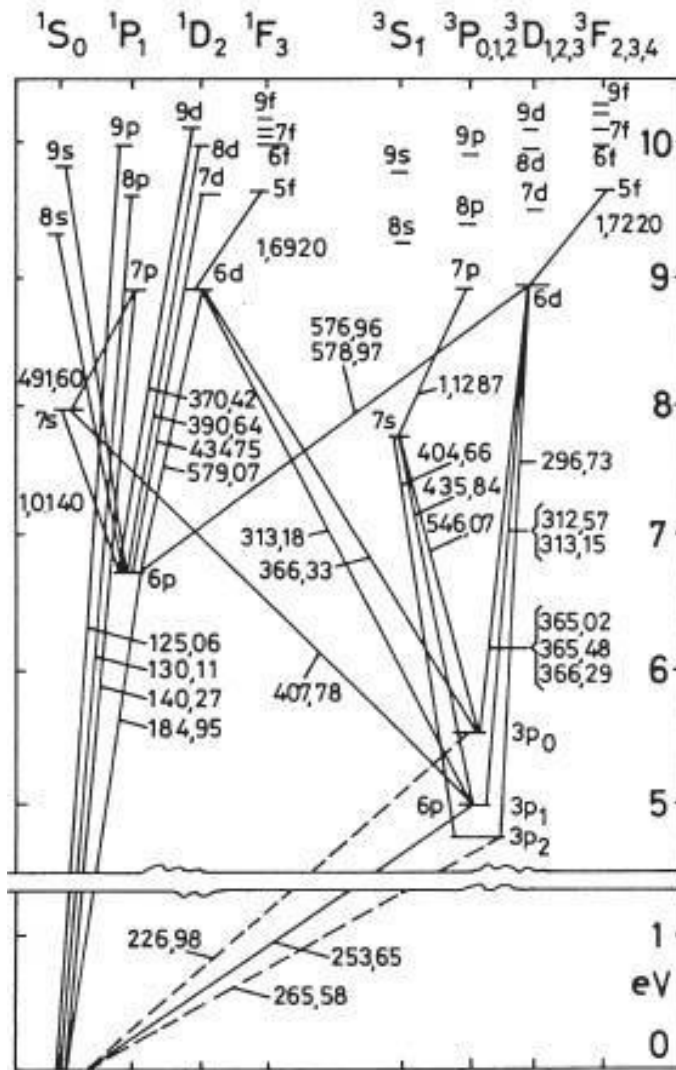
Bu geçişlerde seçim kuralı $\Delta S=0$ 'dır. Bu kural tekli ve üçlü seviyeler arası geçişleri yasak kılar. Buna ek olarak spin-yörünge etkileşmesinden bağımsız olarak toplam açısal momentum için seçim kuralı

$$\Delta J=0,\pm 1 \quad (5.14)$$

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

$$\Delta L=0,\pm 1 \quad (5.15)$$

uygulanır. Detaylı hesaplamalar sonucunda Hg spektral çizgileri Şekil 5.3.'de gösterilmiştir.



DENEYİN YAPILIŞI:

I. KISIM:

1. Hg spektral tüpünü kullanarak Şekil 5.4. deki gibi deney düzeneğini kurunuz.



Şekil 5.4. 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 5.1.'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 $n\lambda = g \cdot \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}}$

formülünü 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 5.3.'den belirleyip Tablo 5.2.'ye kaydediniz.

Tablo 5.1.

Renk	$\lambda_{\text{teorik}}(\text{nm})$	$2l(\text{mm})$	$g (\mu\text{m})$	$\lambda_{\text{deneysel}}(\text{nm})$
SARI	578.0			
YEŞİL	546.1			
MAVİ	434.8			

Tablo 5.2.

Renk	$\lambda_{\text{deneysel}}(\text{nm})$	Geçiş

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 5.3.'e kaydediniz.
6. Kırınım ağı ile cetvel arasındaki mesafeyi d 'yi ölçünüz.
7. $n\lambda = g \cdot \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}}$ formülünü 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 5.2.'den belirleyip Tablo 5.3.'ye kaydediniz.

Tablo 5.3.

Renk	$2l$ (mm)	$\lambda_{\text{deneysel}}$ (nm)	Geçiş

DENEY NO: 6**DENEYİN ADI: FRANCK-HERTZ DENEYİ****DENEYİN AMACI:**

U anot geriliminin bir fonksiyonu olarak bir Franck-Hertz tüpünde I ters akım (anafor) şiddetinin kaydedilmesi. Fark formalizasyonu ile akım şiddetlerinin minimumlarının veya maksimumlarının pozisyonlarından E 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) geri dönmeyi seviyeye 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

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

Burada ν_f salınan fotonun frekansı h Planck sabitidir.

Temel elektronik seviyede bulunan bir atomu uyarmak 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 alana soktuğumuzda, parçacıklar elektrik alandan kaynaklanan bir potansiyel enerji kazanırlar. Yüklü parçacıklar sahip olacakları 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 alan 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 atomlarının 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:

$$E_p = eV \quad (6.1)$$

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

$$E_k = eV = (1/2)mv^2 \quad (6.2)$$

olacaktır.

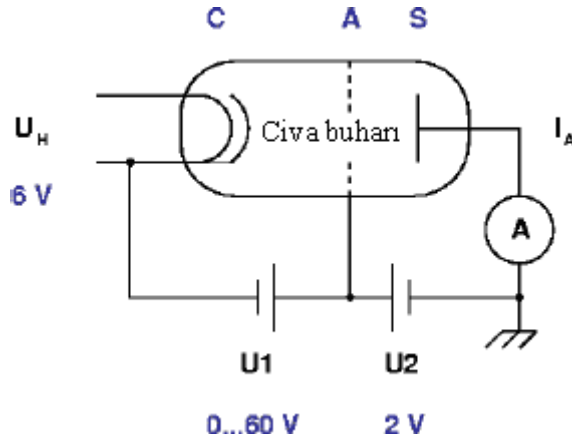
Serbest elektronlar ile civa atomları arasındaki etkileşimler iki şekilde olabilir; etkileşimler esnek türden çarpışmalar şeklinde olursa elektronlar iki bilyardo topunun birbiriyle çarpışmasına benzer şekilde civa atomları ile çarpışırlar ve kinetik enerjilerinden herhangi bir kayıp olmaksızın hareketlerine 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.

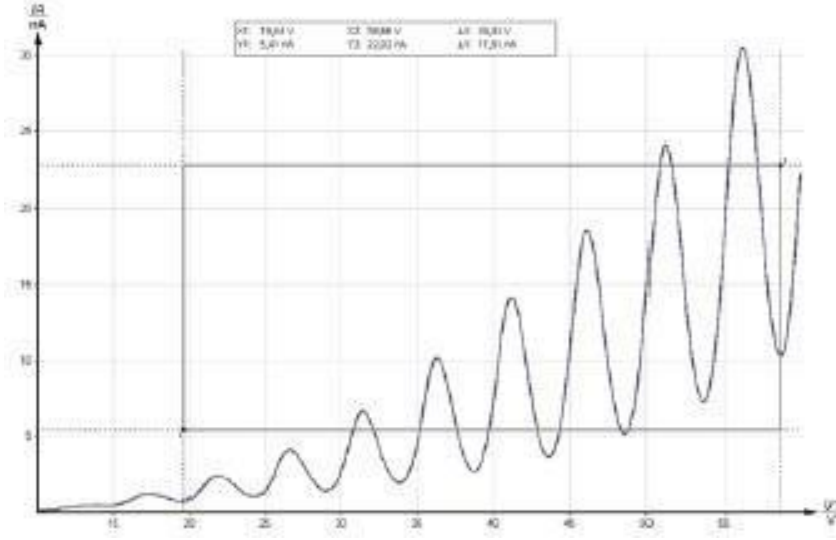
Deney ortamının en önemli elemanı havası boşaltılmış deşarj tüpü bulunan fırındır. Havası boşaltılmış tüp içinde katot, delikli anot, toplayıcı elektrot, flaman ve uygun miktarda, oda sıcaklığında (25 °C) sıvı civa elementi bulunmaktadır. Fırın uygun deney şartlarını sağlamak

için civanın buharlaşma sıcaklığının biraz üstündeki bir sıcaklığa kadar ısıtılır. Civa elementi 175 °C’de buharlaşmaya başlıyor, bu nedenle çalışma sıcaklığı 180 °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 6.1. 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 6.2. Franck-Hertz eğrisi

4,9 V değerindeki bir U_1 anot gerilimi cıvanın değerlik (valance) elektronunun ilk uyarılma seviyesine 6^3P_1 uyarmak için yeterlidir. Oluşan enerji kaybından dolayı, elektron A anodu ve S sayacı elektrodu arasındaki ters alanda daha fazla ilerleyemez. I akımı bir minimumdadır.

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

$$U_1 = U + (\phi_A + \phi_C) \quad (6.3)$$

ile verilir. Burada U uygulanan gerilim, ϕ_A ve ϕ_C sırasıyla anot ve katodunun iş fonksiyon gerilimleridir. Minimumlarda gerilim farklarından E eksitasyon enerjisi hesaplandığından, iş fonksiyon gerilimleri burada önemli değildir.

Klasik teoriye göre, cıva atomlarının uyaracağı enerji seviyeleri gelişi 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.

Uyarılmış civa atomu soğurduğu enerjiyi tekrar bir foton salımı ile bırakır. E eksitasyon enerjisi 4,9 eV olduğunda, bu fotonun dalga boyu

$$\lambda = \frac{ch}{E} = 253 \text{ nm}$$

dir. Burada

$$c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/sn}$$

ve

$$h = 4,136 \cdot 10^{-15} \text{ eV}$$

olduğundan UV (morötesi) bölgededir.

Minimumlar arasındaki farklardan ortalama alınarak civa atomunun E eksitasyon enerjisini bulunur.

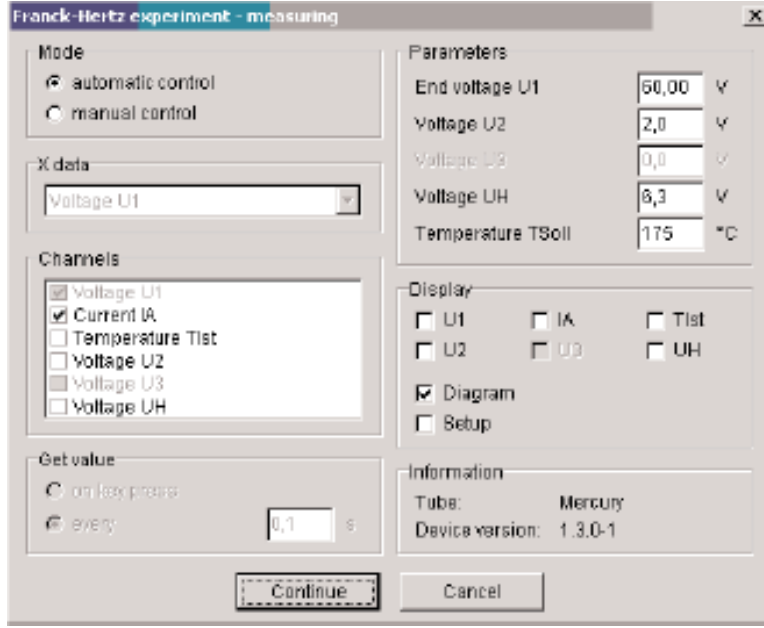
DENEYİN YAPILIŞI:

1. Deney seti Şekil 6.3.'te gösterildiği gibi kurulur. İşletme birimini bilgisayara bağlanıp ölçüm programını başlatılır.



Şekil 6.3. Franck-Hertz deney düzeneği

2. Şekil 6.4.'te verilen parametreleri seçilir ve devam tuşuna basılır. Böylece Franck-Hertz tüpünün fırınına 175 °C ye ısıtılır. Belirli bir gerilimde ($U_I = U_Z$), bu değer sıcaklığa bağlıdır, anot ve katot arasında iyonlaşma ile kızılımsı bir yük boşalması meydana gelir. Bu yüzden anlamlı ölçümler sadece $U_I < U_Z$ gerilimlerinde alınabilir.



Şekil 6.4. Ölçüm parametreleri

3. Fırın çalıştırılarak $175\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 5\text{ }^{\circ}\text{C}$ ye. Bu sıcaklıkta Hg buharlaşır.
4. Cobra PC ye ayarlanır.
5. Şekil 6.4.'teki değerler bilgisayarda girilir ve U_I ile I_A arasındaki grafik Şekil 6.2.'deki gibi gözlenir.
6. Daha sonra U_I değerleri bilgisayara girilerek I_A değerleri okunur tabloya kaydedilir ve U_I ile I_A arasındaki grafik elle çizilir.
7. Hg (civa) atomunun birinci uyarılma enerji düzeyi grafikteki pikler arasındaki mesafeden belirlenir ve ortalama değeri alınır.
8. 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. *Frenck-Hertz lambası içindeki Hg (civa) atomları elektronlar arasında takılı kalırsa kısa devre oluşur ve lambanın bozulmasına neden olur. Bu nedenle lamba iyice ısınmadan (180-190 °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 arttırılması lamba için zararlıdır.*

Tablo 6.1. Sonuçlar

U_I (V)	I_A (nA)	U_I (V)	I_A (nA)	U_I (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.	
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: 7

DENEY ADI: GEIGER MULLER SAYACI İLE SIFIR ETKİSİ VE SAYMA ORANLARININ BELİRLENMESİ, SAYMA ORANLARINDAKİ İSTATİSTİKSEL DALGALANMALAR VE FREKANS DAĞILIMININ GÖZLEMLENMESİ

DENEYİN AMACI:

1. Sıfır Etkisini Gözlemek
2. Geiger Müller Sayacı ile Sayma Oranlarını Belirlemek
3. Sayma Oranlarındaki İstatistiksel Dalgalanmalar ve Frekans Dağılımını Gözlemlemek

DENEYİN TEORİSİ:

Sıfır etkisi, etrafta hiçbir radyoaktif madde bulunmadığında bile, bir Geiger-Müller sayacı ile impulsların kaydedilebilmesi durumudur.

Dünya atmosferi, uzaydan gelen enerjik parçacıkların oluşturduğu bir akımla doludur. Bu birincil radyasyon, nükleer süreçler yoluyla hava tabakalarının üst kısımlarında ikincil radyasyon üretir ve ardışık hava tabakaları tarafından zayıflatılmasına rağmen Dünya yüzeyine ulaşmayı başarır.

Sıfır etkisi, bu kozmik radyasyonla birlikte yersel radyasyon tarafından üretilir. Bu yersel radyasyon, Dünya'nın kabuğunda farklı konsantrasyonlarda bulunan Uranyum, Toryum ve bunların yan ürünleri ile Potasyum gibi radyoaktif elementlerden kaynaklanır. Uranyum ve Toryum'un bozunması sonucu oluşan radyoaktif Radon izotopu, Dünya yüzeyine nüfuz edebilir ve yeraltının derin kısımlarında (odalar gibi) yüksek konsantrasyonlarda birikebilir. Bu deneyde, doğal radyasyon, istatistiksel olarak değişen **sıfır etkisi** ya da **sıfır oranı** olarak kaydedilir. Sıfır oranının ortalama değeri, bulunduğunuz yere bağlı olarak değişir ve yaklaşık olarak 20 Impuls/60 saniye civarındadır. Gerçek sıfır oranı yaklaşık 100 kat daha fazla olmasına rağmen, Geiger-Müller sayacı tüpünün kayıt yeteneği toplam kaydedilen gama radyasyonunun yalnızca yaklaşık %1'idir. Sayaç tüpünün yüzey alanı -yaklaşık 0.6 cm²- kullanılarak, bu değerin 100 ile çarpılması sonucu insan vücudu üzerindeki radyoaktif yük hakkında bir fikir edinilebilir.

Bir Geiger-Müller sayacında, doldurulmuş gaz, nüfuz eden radyasyon parçacıkları tarafından iyonize edilir; bu şekilde oluşan impulslar, düzensiz vurma sesleri üreten ve bir elektronik sayma cihazı tarafından kaydedilebilen voltaj impulslarına dönüştürülür. Akustik

varlık, radyasyonun düzensiz yayıldığını zaten net bir şekilde ortaya koyar. İmpuls sayısı ölçüm süresi ile artar. Fakat ölçüm süresi x saniyeden y saniyeye ve ardından z saniyeye artırıldığında, daha yüksek sayıda impuls kaydedilse de, impuls sayısı aynı süreye göre alındığında yaklaşık olarak aynı değer elde edilir.

Kaydedilen impuls sayısının ölçüm süresine bölünmesi, **impuls** veya **sayım oranı (Z)** olarak adlandırılır. Farklı radyoaktif maddelerin radyasyon yoğunluklarını karşılaştırmak için, impuls sayısı N'nin aynı zaman miktarına t (t) referans edilmesi gereklidir. Diğer bir deyişle impuls sayısının zaman ile ilişkisine impuls veya sayım oranı Z denir. Bu belirleme, nükleer radyasyonu incelerken önemli ve çok sık yapılan bir görevdir.

Radyoaktif bir kaynağın radyasyon yoğunluğu, sayım oranı

$$Z=N/t$$

ile karakterize edilir.

Radyoaktif bozunmalar istatistiksel süreçlerdir. Bu nedenle, aynı deneysel koşullar altında kaydedilen impuls oranları Z, ortalama bir değer etrafında değişir. Her bireysel ölçüm, kaydedilen toplam impuls sayısı N'nin artmasıyla azalan bir istatistiksel belirsizlik (s) taşır. Formüle göre:

$$s = \pm \sqrt{N}$$

dir. Bu formül, bu istatistiksel hatalar için geçerlidir. Yeterince büyük sayıda bireysel ölçümde, impulsların %68'i $\pm s$ aralığında yer alır ve kalanlar ortalama değerden daha büyük sapmalar gösterebilir. Göreceli istatistiksel hata veya standart sapma şu şekildedir:

$$\rho = \pm 1/\sqrt{N}$$

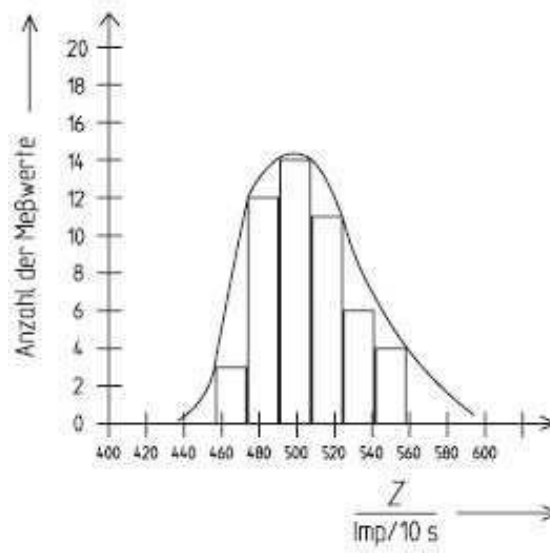
Örneğin, impuls sayısının ortalama değeri 100 impuls ise, değerlerin %68'inin 90 ile 110 impuls arasında olacağı beklenir. Bireysel ölçümün istatistiksel hatası $s = \pm 10$ impuls ve standart sapma $\rho = \pm 10\%$ 'dur. Ölçüm süresi yaklaşık 400 impuls kaydedecek şekilde artırılırsa, mutlak istatistiksel hata $s = \pm 20$ impulsa yükselse de, standart sapma $\rho = \pm 5\%$ 'e düşer. Dolayısıyla, ölçüm süresi seçimiyle, istatistiksel hata istenen değer altına indirilebilir. Çünkü çok sayıda benzer ölçüm gereklidir.

Ölçüm değerlerinin ortalama değer etrafındaki dağılımını incelemek için, $Z_{\min}$ 'den $Z_{\max}$ 'a kadar olan toplam impuls oranı aralığı alt aralıklara bölünür. Alt aralıkların sayısı çok fazla olmamalıdır çünkü zaten düşük olan ölçüm değeri sayısı nedeniyle, bireysel alt aralıklardaki değer sayısı da düşük olacaktır. Eğer tam aralık örneğin 6 aralığa bölünürse, bir alt aralık

$$\frac{\Delta Z}{6} \approx \frac{16 \text{ Imp}}{10 \text{ s}}$$

içerir.

Aşağıdaki şekilde örnek bir frekans dağılım grafiği görülmektedir.



Şekil 7.1. Frekans dağılım grafiği

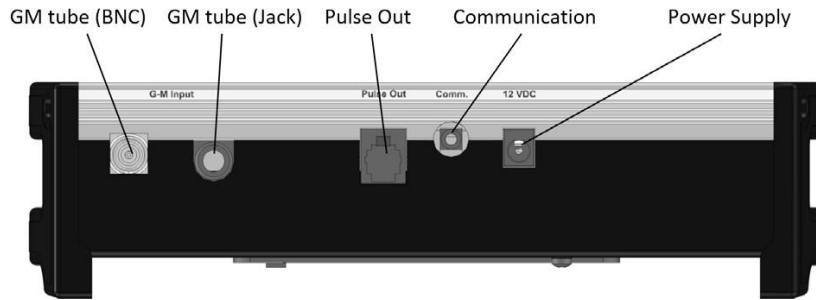
DENEYDE KULLANILACAK MALZEMELER:

- Küçük kasa için destek kelepçesi 02043.10 1 adet
- Kelepçeli tutucu 02164.00 1 adet
- Paslanmaz çelik destek çubuğu 02030.00 1 adet
- Sabit mıknatısta sayaç tüpü tutucusu 09201.00 1 adet
- Sayaç tüpü Tip B 09005.00 1 adet
- Geiger-Müller Sayacı 13606.99 1 adet
- Standlı Fizik için Demo Tahtası 02150.00 1 adet
- Sabit mıknatısta plaka tutucu 09203.00 1 adet
- Radyoaktif kaynaklar seti 09047-50 1 adet
- Sabitleme mıknatısında kaynak tutucu 09202-00 1 adet
- Destek çubuğu, paslanmaz çelik, 100 mm 02030-00 1 adet

DENEY DÜZENEGİ:



Şekil 7.2: Geiger-Müller Sayacı Deney Düzeneği



Şekil 7.3. Geiger Müller Dedektörü

DENEYİN YAPILIŞI:

BÖLÜM A (Sıfır Etkisini Gözlemlemek)

- Sayaç tüpü, sayaç tüpü tutucusuna sabitlenir, sayaç ile bağlanır ve koruyucu kapak çıkarılır.
- 60 saniyelik bir ölçüm süresi seçilir ve sıfır oranı 5 kez belirlenir.
- Elde edilen değerler Tablo 7.1'e yazılır.

Tablo 7.1.

Ölçüm No	Z (Imp/60 s)
1	
2	
3	
4	
5	
$Z_0 =$	

(Teorik $Z_0 = 18.6$ Imp/60 s'dir.)

BÖLÜM B (Geiger Müller Sayacı ile Sayma Oranlarını Belirlemek)

- Deney Şekil 7.2'ye göre kurulur.
- Nokta radyasyon kaynakları, kelepçeler yardımıyla plaka tutucuya sabitlenir.
- Koruyucu kapağı olmayan Geiger-Müller sayaç tüpü, levha üzerindeki nokta kaynaklardan yaklaşık 1 cm mesafede sayaç tüpü tutucusuna yerleştirilir.
- Ölçüm süresi olmadan (∞ pozisyonuna geçirin) sayaç başlatılır ve sayaç ekranı gözlemlenir.
- Radyasyon kaynağı çıkarılır ve sayaç ekranı gözlemlenir.
- Sonra radyasyon kaynağı tekrar sayaç tüpünün önüne yerleştirilir; 10 saniyelik bir ölçüm süresi seçilir ve kaydedilen impuls sayısı en az 5'er kez ölçülür.
- Ölçümler üç farklı nokta radyasyon kaynağı ile tekrarlanır 10 sn için ölçümler Tablo 7.2, 7.3 ve 7.4'e kaydedilir.
- Ölçüm süresi önce 60 saniyeye, sonra 100 saniyeye artırılır ve her zaman için 5 okuma alınır ve kaydedilen impuls sayısı Tablo 7.2, 7.3 ve 7.4'e kaydedilir.

Tablo 7.2. Sr-90

Ölçüm No	Z (Imp/10 s)	Z (Imp/60 s)	Z (Imp/100 s)
1			
2			
3			
4			
5			
Ortalama Değer:	$Z_{10} =$	$Z_{60} =$	$Z_{100} =$

Tablo 7.3. Co-60

Ölçüm No	Z (Imp/10 s)	Z (Imp/60 s)	Z (Imp/100 s)
1			
2			
3			
4			
5			
Ortalama Değer:	$Z_{10} =$	$Z_{60} =$	$Z_{100} =$

Tablo 7.4. Na-22

Ölçüm No	Z (Imp/10 s)	Z (Imp/60 s)	Z (Imp/100 s)
1			
2			
3			
4			
5			
Ortalama Değer:	$Z_{10} =$	$Z_{60} =$	$Z_{100} =$

— Farklı ölçüm süreleri boyunca ölçülen impuls sayılarının 1 saniyedeki oranı aşağıdaki Tablo 7.5'e kaydedilir.

Tablo 7.5.

Sr-90	Ortalama		Co-60	Ortalama		Na-22	Ortalama
Ölçüm	Impuls		Ölçüm	Impuls		Ölçüm	Impuls
Süresi	Oranı Z		Süresi	Oranı Z		Süresi	Oranı Z
(s)	(Imp/s)		(s)	(Imp/s)		(s)	(Imp/s)
10			10			10	
60		60		60			
100		100		100			
$Z_{ort} =$		$Z_{ort} =$		$Z_{ort} =$			
(Saniyedeki sayma oranı)							

— Her bir noktasal kaynağın saf radyasyon yoğunluğu (Z) değerleri hesaplanarak Tablo 6'ya yazılır.

Tablo 7.6.

Noktasal kaynak	Z ($Z_{ort}-Z_0$) (Imp/s)
Sr-90	
Co-60	
Na-22	

— Bulunan sonuçlar karşılaştırarak yorumlanır.

BÖLÜM C (Sayma Oranlarındaki İstatistiksel Dalgalanmalar ve Frekans Dağılımı)

— Kurulum Bölüm A'da olduğu gibi Şekil 7.2'ye göre yapılır.

— Sayaç tüpünden koruyucu kapak çıkarılır ve sayaçta "Otomatik/10 s" ölçüm süresi seçilir.

— Sr-90 radyasyon kaynağı ile sayaç tüpü arasındaki mesafe, impuls oranı yaklaşık 300-600 Imp/10 s olacak şekilde ayarlanır.

— En az 50 ölçümün impuls oranlarını belirlenir ve Tablo 7.7'ye kaydedilir.

Tablo 7.7.

Ölçüm no	Z (Imp/10 s)	Ölçüm no	Z (Imp/10 s)	Ölçüm no	Z (Imp/10 s)	Ölçüm no	Z (Imp/10 s)
1		16		31		46	
2		17		32		47	
3		18		33		48	
4		19		34		49	
5		20		35		50	
6		21		36			
7		22		37			
8		23		38			
9		24		39			
10		25		40			
11		26		41			
12		27		42			
13		28		43			
14		29		44			
15		30		45			
$Z_{ort} =$		$Z_{min} =$		$Z_{max} =$		$\Delta Z =$	

— Ölçümler tamamlandıktan sonra koruyucu kapak sayaç tüpüne geri takılır ve radyasyon kaynağı saklama kabına yerleştirilir.

— Tüm sayma oranlarının ortalama değeri hesaplanır.

— Elde edilen ölçüm değerlerinden ortalama değerden en büyük (Z_{max}) ve en küçük (Z_{min}) sapmaya sahip olan ölçümler belirlenerek Tablo 7.7'ye kaydedilir.

— En küçük ve en büyük ölçüm değeri arasındaki fark (ΔZ) hesaplanır ve Tablo 7.7'ye kaydedilir.

— Elde edilen ölçümler alt aralıklara bölünerek Tablo 8 doldurulur.

Tablo 7.8.

Aralık No	Impuls Oranları
1	
2	
3	
4	
5	
6	

— Tablo 7.8’den faydalanarak Tablo 7.9 doldurulur.

Tablo 7.9.

Aralık No	Ölçülen Değerlerin Sayısı
1	
2	
3	
4	
5	
6	

— Tablo 7.9’da bulduğunuz sonuçları kullanarak ölçtüğünüz değerlerin frekans dağılımını milimetrik kağıda çiziniz.

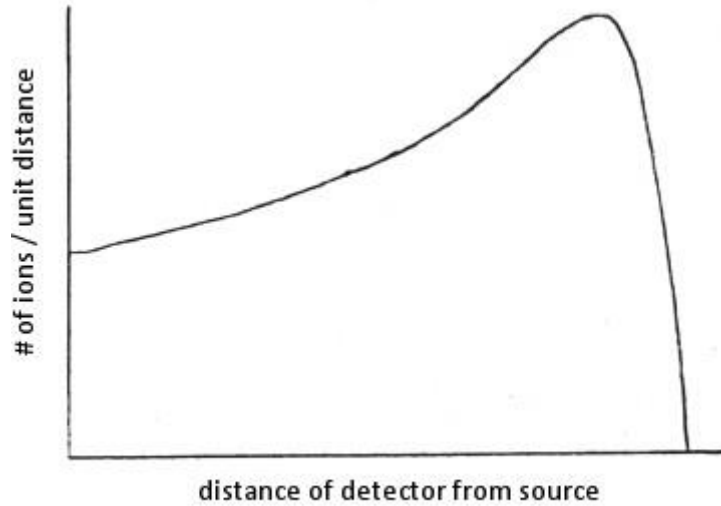
— Elde ettiğiniz sonuçları yorumlayınız.

DENEY NO: 8

DENEY ADI: α -PARÇACIKLARININ MENZİLİ

DENEYİN TEORİSİ:

Ağır bir yüklü parçacık, örneğin bir alfa parçacığı, gaz, sıvı veya katı ortam içinde oldukça belirli bir menzile sahiptir. Parçacık, yolundaki atomların uyarılması ve iyonlaşması yoluyla enerji kaybeder. Enerji kaybı, birçok küçük artışla gerçekleşir. Alfa parçacığı, o kadar büyük bir momentuma sahiptir ki yavaşlama süreçleri sırasında yönü büyük ölçüde değişmez. Sonunda tüm kinetik enerjisini kaybeder ve durur. Kat edilen mesafe, menzil olarak adlandırılır ve alfa parçacığının enerjisine, geçilen malzemedeki atom yoğunluğuna, bu malzemeyi oluşturan atomların atom numarası ve ortalama iyonlaşma potansiyeline bağlıdır. Yavaş (düşük enerjili) bir alfa parçacığı, daha hızlı (yüksek enerjili) bir alfa parçacığından daha fazla enerji kaybeder, çünkü daha yavaş parçacık bir atomda daha uzun süre geçirir ve bu nedenle atomda bir elektronik geçişin gerçekleşme olasılığı daha yüksektir. Bu etki, tek bir alfa parçacığının yolundaki iyonlaşmada gözlemlenebilir; yolun başında birim mesafe başına üretilen iyon sayısı azdır, yolun sonuna doğru maksimuma çıkar ve alfa parçacığı daha fazla iyonlaşma yapamayacak kadar yavaşladığında (menzil sonu) aniden sıfıra düşer. Alfa parçacığı kaynağından gelen bir alfa parçacıkları demeti için birim mesafe başına oluşan iyon sayısının, uzaklığa bağlı olarak çizildiği bir grafik, Bragg eğrisi olarak adlandırılır ve yukarıdaki tartışmaya dayanarak Şekil 8.1'de gösterilen şekle sahip olmalıdır.



Şekil 8.1. Alfa parçacığının yolundaki iyonlaşmanın malzemedeki aldığı yola bağlılığı

Alfa parçacığının her bir iyon oluşumu başına enerji kaybı neredeyse sabit olduğundan, spesifik iyonlaşma, alfa parçacığının enerji kaybı oranıyla, yani $-dE/dx$ ile orantılıdır. Dolayısıyla, birim mesafe başına alfa parçacığı enerji kaybının, kaynağa olan mesafeye bağlı olarak çizilen grafiği, Şekil 1'deki Bragg eğrisi ile aynı şekle sahip olmalıdır.

Her ne kadar α -parçacıklarının enerjisi genel olarak çok yüksek olsa da, hava içindeki menzilleri yalnızca birkaç santimetre, katılarda ise sadece birkaç mikrometredir. Küçük menzillerinin nedeni, yüksek iyonizasyon özellikleridir. Havada yaklaşık 1 cm'lik bir mesafede yaklaşık 10^4 molekülü iyonize ederler ve her iyonizasyon sırasında yaklaşık 33 eV kadar bir enerji kaybederler. Bu nedenle, başlangıç enerjilerine bağlı olarak belirli bir menzile sahiptirler. Havada menzil (R) ve enerji (E_α) arasındaki ilişki aşağıdaki ampirik denklemle ifade edilir:

$$R_{\max} = 0.32 E_\alpha^{1.5}$$

(R cm cinsinden, E_α MeV cinsinden, normal basınç altındaki hava için)

Radyasyon türlerinin iyonlaştırdıkları parçacıklara bakarak bir gaz ortamdaki ilerleyişlerinin izlerinin gözlemlenebilir. Böyle bir gaz odada aşağıdaki parçacıklar takip edilebilir:

Alfa parçacıkları, yaklaşık 4 cm'ye kadar uzunlukta kısa ve yoğun izler bırakırlar. Bu izler düz olabilir veya sonunda bir kanca ya da eğri yapabilirler. Ayrıca, radyoaktif bir kaynaktan çıkmayan ya da odada radyoaktif kaynak olmadığında görülen alfa izleri de gözlemlenebilir. Bu 'arka plan' alfa parçacıkları, havadaki ^{222}Rn gazının (radon) bozunmasından kaynaklanır.

Beta Parçacıkları (Elektronlar): Beta parçacıkları, odanın içindeki kaynaktan duvara kadar uzanan uzun, ince ve soluk izler bırakır. Bazı izler oldukça düzdür, bazıları ise kıvrımlı veya eğridir. İzler, ince noktalı çizgiler şeklinde görünür.

Kozmik Işıklar ve Gama Işıkları: Kozmik ışınların ve gama ışınlarının varlığı, bu ışınların atomlarla çarpışması sonucu oluşan mezonlar ve elektronlar tarafından bırakılan izler gözlemlenerek tespit edilebilir. Bu izler uzun, ince ve soluktur ve herhangi bir açıdan odaya girebilirler. İzler, odada kaynak olup olmamasına bakılmaksızın görülebilir.

Kozmik Işın Yağmuru: Nadiren, bir kozmik ışın yağmuru gözlemlenebilir. Bu olay, odanın duvarında veya üst kısmına yakın bir noktada aynı anda çok sayıda izin ortaya çıkması şeklinde görünür. İyonlaşma yağmuru, yüksek enerjili bir kozmik parçacığın bir atomla çarpışması sonucu

oluşur. Bu çarpışma, diğer atomlarla çarpışarak ek parçacıkların serbest kalmasına neden olan ikincil parçacıkları serbest bırakır. Bu çarpışma serisi, aynı anda oluşuyor gibi görünen çok sayıda iz meydana getirir.

Alfa Parçacıklarının Menzili Deneyi

Şekil 8.2, 241-Am tarafından yayılan alfa parçacıkları için sayı-mesafe eğrilerini belirlemek amacıyla kullanılan düzeneğin fotoğrafını göstermektedir.

Am-241 radyasyon kaynağı, Neptünyum çekirdeğinin (Np-237) farklı uyarılmış durumlarına geçiş sırasında 5.387 MeV ile 5.543 MeV arasında değişen enerji değerlerine sahip beş grup α -parçacığı yayar ve bu enerji değerlerinden 5.484 olanı, %85.2 ile en yüksek frekansta ortaya çıkar. Neptünyum çekirdeği, uyarılmış durumdan daha düşük enerjiye sahip temel duruma geçerken küçük bir miktar γ -radyasyonu yayar. Bu radyasyonun bir kısmı da sayma tüpü tarafından kaydedilir; α -soğurucu olarak bir kağıt parçasıyla önce kayıt yapılarak, sonra da kağıt olmadan sayma hızlarının farkı alınarak, gerçek α -yüzdesi çıkarılabilir.

Empirik formülden beklenen 4.1 cm'lik menzil bu deney düzeneğiyle doğrulanamaz, çünkü radyoaktif madde Altın-Palladyum bir folyo ile kaplanmıştır ve hatta sayma tüpü penceresi bile menzilin kısalmasına neden olur. Ayrıca, üst katmanlar nedeniyle α -parçacıklarının aktif madde içinde de enerji kaybı gerçekleşir.

Dikkat! Sayma tüpü, radyasyon kaynağından 1 cm uzaklıkta olduğu için, temasa ve dolayısıyla sayma tüpü penceresine zarar verme riski özellikle yüksektir. Bu nedenle, sayma tüpü tutucusu demo tahtası üzerinde çok dikkatli bir şekilde hareket ettirilmelidir.

DENEY DÜZENİĞİ:



Şekil 8.2. Deney kurulumu

DENEYDE KULLANILACAK MALZEMELER:

- Küçük kutu için destek kelepçesi
- Kelepçeli tutucu
- Destek çubuğu, paslanmaz çelik
- Sabit mıknatısta sayma tüpü tutucusu
- Sabit mıknatısta kaynak tutucusu
- Demo-tahtası için cetvel
- Sayma tüpü Tip B
- Geiger-Müller Sayacı
- Fizik için Standlı Demo Tahtası
- Radyoaktif kaynaklar,

DENEYİN YAPILIŞI:

— Şekil 8.2’deki gibi deney kurulumunu yapın.

— Koruyucu kapağı çıkarmadan, Geiger-Müller sayma tüpünü tutucuya pencere kısmı tam olarak

sayma tüpü tutucusunun ön kenarına gelecek şekilde sabitleyin.

— Radyasyon kaynağı Am-241'i, radyasyon çıkış açıklığı tam olarak kaynak tutucusunun ön kenarına gelecek şekilde kaynak tutucusuna sabitleyin.

— Demo-tahtasındaki cetveli, uzunlamasına bölmenin sıfır işareti kaynak tutucusunun ön kenarında olacak şekilde ayarlayın.

— Sayma tüpü tutucusunu dikkatlice radyasyon kaynağına doğru **a = 1 cm** mesafeye kadar yaklaştırın.

— 100 s'lik bir ölçüm süresi seçin ve Z_1 impuls oranını belirleyin; değeri Tablo 8.1'e not edin.

— Radyasyon kaynağının açıklığını bir kağıt parçasıyla kapattıktan sonra sayma oranı Z_2 'yi belirleyin.

— Aynı ölçümleri **a = 1.5 cm, 2 cm, 2.5 cm** ve **3 cm** mesafeleri için tekrarlayın.

— Deneyi tamamladıktan sonra radyasyon kaynağını tekrar kabına koyun ve sayma tüpünün koruyucu kapağını yerine takın.

Tablo 8.1.

a (cm)	Z_1 (Imp/100 s)	Z_2 (Imp/100 s)	$Z_1 - Z_2$ (Imp/100 s)
1			
1,5			
2			
2,5			
3			

— Elde ettiğiniz ölçümlere göre α -parçacığının menzilin kaç cm olduğunu belirleyin.

— Z_1 , Z_2 , $Z_1 - Z_2$ Sayma oranı-mesafe grafiğini çizin

— Bulduğunuz sonucu teorik değer ile yüzde hata hesabı yaparak karşılaştırın ve yorumlayın.

(Teorik $R_{\max} = 2.2$ cm)

DENEY NO: 9

DENEYİN ADI: UZAKLIK KANUNU VE GAMA IŞINLARININ SOĞURULMASI

DENEYİN AMACI:

^{60}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 dalga boyları arasında

$$E=hf=hc/\lambda \quad (9.1)$$

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 demetinin şiddeti geçtiği ortamın kalınlığı ile üstel olarak azalır. I ve I_0 sırası ile demetin $x(\text{cm})$ kalınlıklı ortama girmeden önce ve girdikten sonraki şiddeti olmak üzere şiddetteki değişim

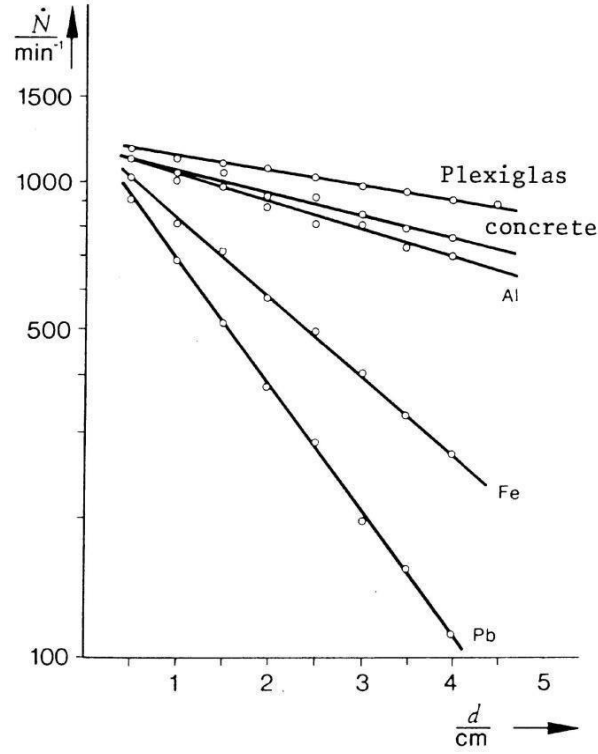
$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (9.2)$$

İle verilir. Burada μ ortamın fotonlar için soğurma katsayısıdır. Soğurma katsayısı soğurucunun değişimi ile farklı değerler alacağından genellikle soğurma katsayısı yerine ρ (g/cm^3) soğurucu yoğunluğu olmak üzere kütle soğurma katsayısı kullanılır.

$$\mu(\text{cm}^2 / \text{g}) = \frac{\mu}{\rho} \quad (9.3)$$

(9.2) denklemini kütle soğurma katsayısı cinsinden yazarsak,

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho x} \quad (9.4)$$

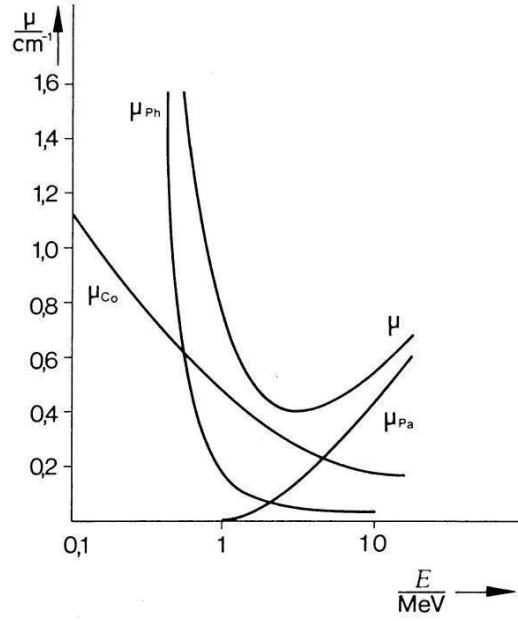


Şekil 9.1. Soğurucunun $x=d$ kalınlığının bir fonksiyonu olarak $I= N$ impuls sayım oranının grafiği

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.

$$\mu = \mu_{Co} + \mu_{Ph} + \mu_{Pa} \quad (9.5)$$

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



Şekil 9.2. Enerjinin fonksiyonu olarak kurşunlar(leads) tarafından gamma ışınlarının soğurulması (μ_{Co} = Compton etkiden dolayı oluşan kısım, μ_{ph} = Fotoelektrik etkiden gelen kısım, μ_{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

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (9.6)$$

ifadesine göre soğurma katsayısından hesaplanabilir:

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

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

$$\mu/\rho = 0,056 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}; \quad s_{\mu/\rho} = 0,004 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$$

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

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

$$\mu/\rho = 0,055 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}; \quad s_{\mu/\rho} = 0,004 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$$

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

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

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

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

$$\mu/\rho=0,050 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}; s_{\mu/\rho}=0,001 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$$

$$\mu/\rho=0,066 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}; s_{\mu/\rho}=0,003 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$$

Ters Kare Kanunu:

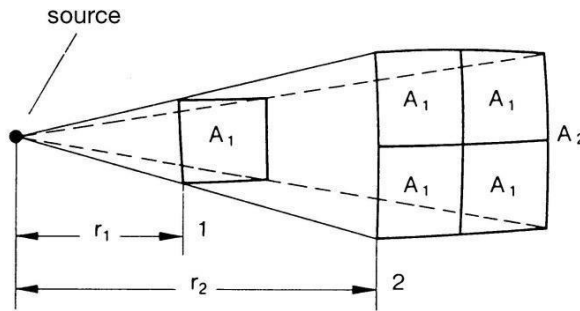
Bir nokta kaynak etrafında A alanı başına $N(r)$ impuls sayım oranı (gamma taneciklerinin düz çizgilerde yayılabilmesi ve etkileşmeler ile yollarından saptırılmadıkları sürece) uzaklığın karesiyle ters orantılı olarak azalır.

$$r_2=2.r_1 \quad A_2 = 4A_1 = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 .A_1 \quad (9.7)$$

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

$$\frac{\dot{N}(r)}{A} = \frac{\dot{N}(o)}{A} \cdot \frac{1}{4\pi} r^{-2} \quad (9.8)$$

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

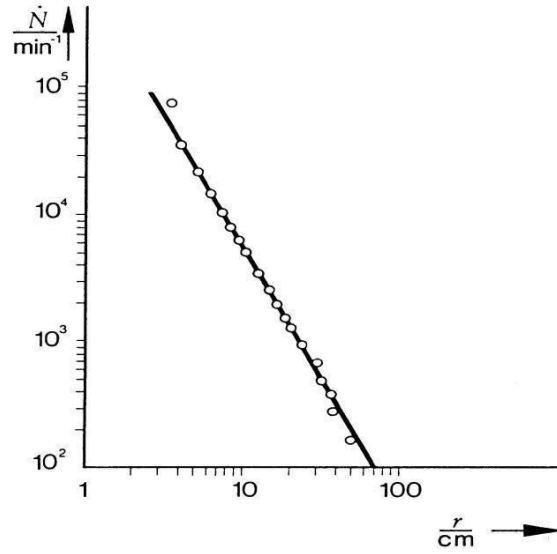


Şekil 9.3. Noktasal bir kaynaktan düz bir çizgiyle yayılan ışınlar ile ilgili uzaklık kanunu.

Şekil 9.3’te ölçülen değerlerden elde edilen çizgilerden

$$\dot{N}(r) = a.r^b \quad (9.9)$$

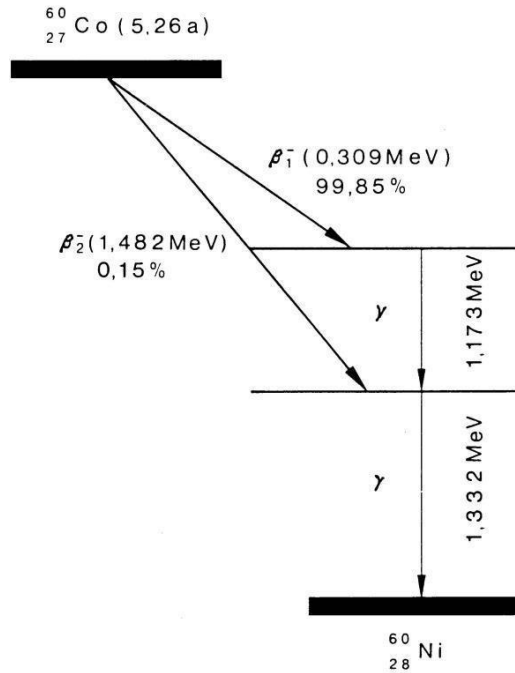
üstel ifadesine uygulayarak üst için $b = -2,07 \pm 0,01$ değerini elde ederiz. Bu böylece ters kare kanununun uygulanabilirliğini ispatlar.



Şekil 9.4. 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 9.5’de görüldüğü gibi kararlı nikel $^{60}_{28}\text{Ni}$ izotopuna dönüşür.



Şekil 9.5. ^{60}Co ’ın terim diyagramı.

Çoğu beta salıcılarda olduğu üzere parçalanma ilk anda, uyarılmış haldeki yavru çekirdeklerin oluşmasına yol açar daha sonra bunlar gama tanecikleri yayımlamayarak 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 4.5) oluşur.

DENEYİN YAPILIŞI



Şekil 9.6. Farklı materyallerin yarı-değer kalınlık ölçümü için deney düzeneği

1. Şekil 4.6.'e göre; $^{60}_{27}\text{Co}$ kaynağının ön yüzü ile G-M dedektör penceresinin arasındaki uzaklık yaklaşık olarak 4 cm'e ayarlanır. Böylece soğurma levhaları radyasyon hattına kolaylıkla yerleştirilebilir.
2. Dedektör COBRA 3 modülü ile bilgisayara bağlanmıştır. Ölçümler bilgisayar üzerinden yapılacaktır. Bilgisayarın masaüstünde yer alan **measure** programını çalıştırınız. Açılacak ekranın sol üst kısmında yer alan **kırmızı noktayı** tıklayınız. Böylece Şekil 9.7.'daki "Radyoaktivite" program modülü açılacaktır.

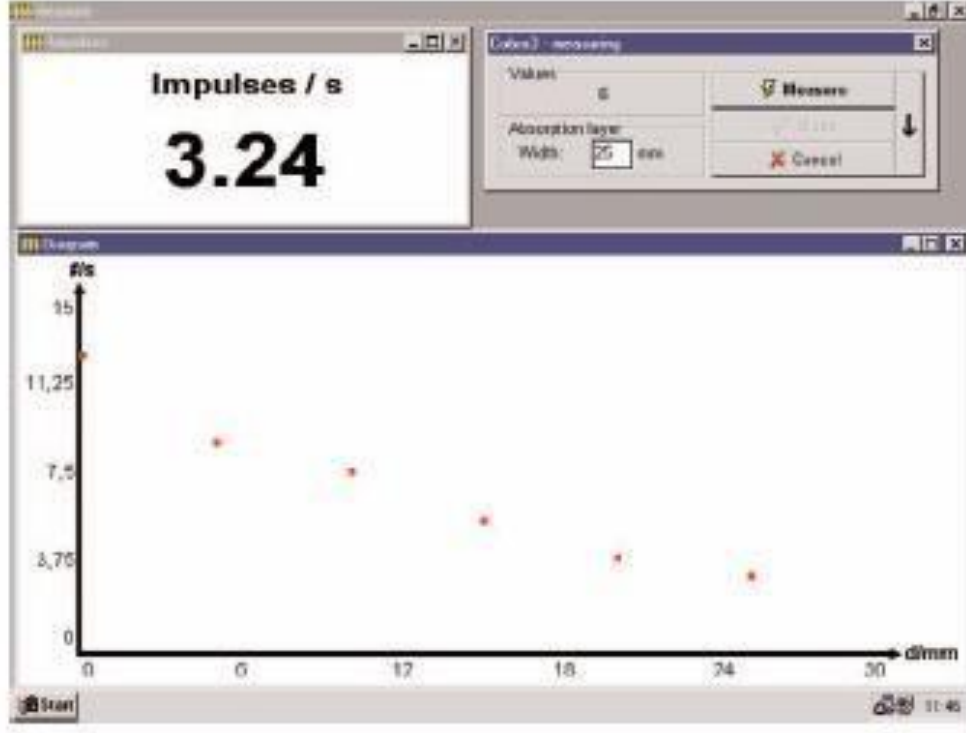
The screenshot shows the 'Cobra3 - Radioactivity' window with the following settings:

- X Data:**
 - ☐ Distance x/cm
 - ☒ Width of absorption layer d/mm
 - ☐ Time t/s
- Unit:**
 - ☒ Impulses / s
 - ☐ Impulses
- Time interval:**
 - ☐ 0,1 s
 - ☐ 0,2 s
 - ☐ 0,5 s
 - ☐ 1 s
 - ☐ 2 s
 - ☐ 5 s
 - ☐ 10 s
 - ☐ 20 s
 - ☒ 50 s
 - ☐ 100 s
 - s
- Background radiation:**
 - ☒ Subtract background radiation
 - Current value: 0,3 #/s
 - Measure value button
- Display:**
 - ☒ Impulses / s
 - ☒ Diagram
- Buttons: Continue, Cancel
- Version: Cobra3 - 01.20

Şekil 9.7. Ölçüm parametreleri

3. Ölçüm parametrelerini Şekil 9.7'deki gibi ayarlayınız.
4. Radyasyon kaynağını koymadan fon (arka plan) radyasyonunu ölçün. Bunu yapmak için 500 s.'den daha fazla bir giriş zamanı kullanılması tavsiye edilir. Ölçülen fon oranı COBRA 3'ün hafızasında yeni bir arka plan ölçümü yapılana kadar kalır.
5. Arka plan ölçümünden sonra zaman aralığını (**time interval**) 60s olarak ayarlayınız. <Continue> üzerine tıklattığınızda Şekil 9.8.'deki ölçüm ekranı açılacaktır. İlk önce dedektör ve kaynak arasına soğurucu levha yerleştirmeden ölçüm yapılacaktır. Bunun için soğurucu levha kalınlığını (şekil 9.8.'deki ekranda **width**) "0" olarak giriniz ve <Measure> üzerine tıklayarak sayımı başlatınız. Böylece 60s boyunca kaynaktan

yayınlanan fotonların şiddeti impuls/s olarak ölçülecektir. Ölçüm süresi sonunda elde edilen şiddet değerini Tablo 9.1.'de ilgili satıra kaydediniz.



Şekil 9.8.Ölçüm ekranı

6. 5 mm'lik kurşun levhayı dedektör ve kaynak arasına yerleştirerek soğurucu levha kalınlığını (şekil 9.8.'deki ekranda **width**) "5" olarak giriniz ve <Measure> üzerine tıklayarak sayımı başlatınız. Böylece 60s boyunca kaynaktan yayınlanan fotonların şiddeti impuls/s olarak ölçülecektir. Ölçüm süresi sonunda elde edilen şiddet değerini Tablo 9.1.'de ilgili satıra kaydediniz. Her ölçümden sonra kurşun soğurucunun levha kalınlığını 5 mm arttırın, ayrılan alanda (şekil 9.8.'deki ekranda **width**) soğurucu levhanın yeni kalınlık değerini girin ve <Measure> üzerine tıklayın. Levhaların kalınlığı maksimum boyut 30 mm'ye ulaşana kadar aynı şekilde ölçümlere devam edin.
7. 6. Basamaktaki ölçümleri Demir, Alüminyum levhalar için tekrarlayınız.
8. Tablo 9.1.'e kaydettiğiniz verilerden yararlanarak **lnI-d** grafiğini çizerek grafiğin eğiminden azaltma katsayısını (μ) bulunuz.

9. Grafikten bulduğunuz azaltma katsayılarını (μ) kullanarak tablo 9.2.'deki boşlukları doldurunuz (Yarı-değer kalınlığı ve kütle azaltma katsayısı hesaplanacak.)
10. Tablo 9.3.'te yarı değer kalınlıkları ve azaltma katsayıları için gerçek değerler verilmiştir. Deneyde elde ettiğiniz verileri bunlar ile karşılaştırarak **%Hata** hesabı yapınız.

Not: Sayım tüpü ve kaynak (Co-60) arasındaki uzaklık ölçüm esnasında değiştirilmemelidir

ÖLÇÜM VE HESAPLAMALAR

Tablo 9.1. Ölçüm tablosu

d (mm)	Kurşun			Demir			Alüminyum		
	I (impuls/s)	lnI	μ (eğim)	I (impuls/s)	lnI	μ (eğim)	I (impuls/s)	lnI	μ (eğim)
0									
5									
10									
15									
20									
25									
30									

Tablo 9.2. Soğurucu malzemelerin yoğunluk, yarı-değer kalınlığı ve kütle azaltma katsayıları

Malzeme	Yoğunluk ρ (g/cm ³)	Yarı –değer (tabaka) kalınlığı d_H (cm)	Kütle Azaltma Katsayısı μ/ρ
Kurşun	11.11		
Demir	7.68		
Alüminyum	2.70		

Tablo 9.3. Soğurucu malzemelerin yoğunluk, yarı-değer kalınlığı ve azaltma katsayıları gerçek değerleri

Malzeme	Yarı-değer (tabaka) kalınlığı d_H (cm)	Azaltma Katsayısı μ (cm^{-1})
Kurşun	1.41(1)	0.50
Demir	2.3(4)	0.30
Alüminyum	7(3)	0.09

DENEY NO: 10

DENEYİN ADI: YARI ÖMÜR VE RADYOAKTİF DENGİ

DENEYİN AMACI:

^{137}Cs izotop jeneratöründen ayrıştırılan $^{137\text{m}}\text{Ba}$ ürün çekirdeğinin yarı ömrünün belirlenmesi.

DENEYİN TEORİSİ:

Radyoaktivite 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 α , β ve γ olarak adlandırılır. Alfa parçacıkları elektronunu kaybetmiş He çekirdeği, Beta parçacıkları elektron, γ '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:

$$\lambda = -\frac{(dN/dt)}{N} \quad (10.1)$$

Burada λ , radyoaktif bir madde içindeki her bir çekirdeğin birim zamandaki bozunma olasılığıdır ve **bozunma sabiti** olarak adlandırılır. (1) ifadesinin integrali alınırsa

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (10.2)$$

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

$$t_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (10.3)$$

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** (τ), bir çekirdeğin bozununcaya kadar geçirdiği ortalama süre olarak tanımlanır.

$$\tau = \frac{\int_0^{N_0} t dN}{\int_0^{N_0} dN} \quad (10.4)$$

dır. (4)'te gerekli işlemler yapılırsa

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (10.5)$$

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

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} \quad (10.6)$$

ile gösterilir.

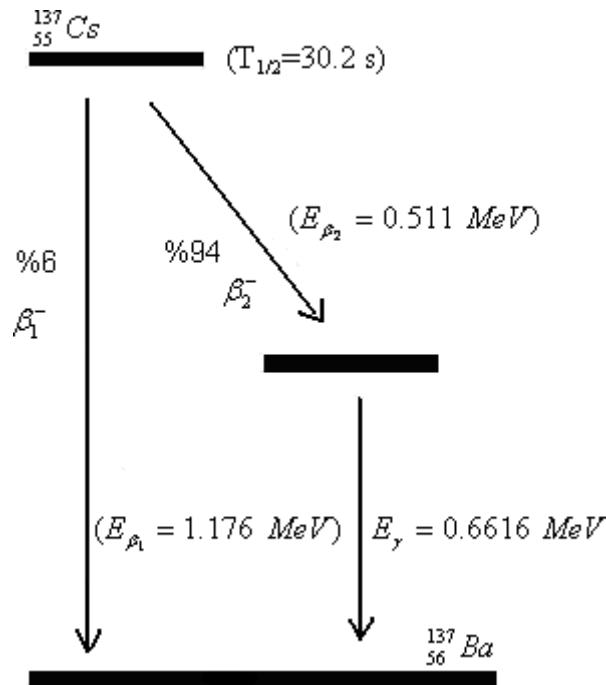
Aktivite Birimleri:

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

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ bozunma/s} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq} \quad (10.7)$$

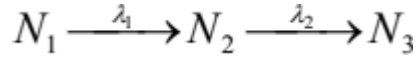
Başka bir birim de **Rutherford**; saniyede 10^6 atomu parçalanan radyoaktif madde miktarıdır.

Buraya kadar radyoaktif bozunma kanunu ile ilgili basit denklemleri verildi. Şimdi ise bu ifadelerin deneyimizde kullanımına göz atalım. ^{137}Cs çekirdeğinin yarı ömrü 30 yıl olup beta bozunumu yaparak ^{137}Ba izotopunun dönüşür (Şekil 10.1). Bu bozunmada uyarılmış durumda kalan Ba izotopu ($^{137\text{m}}\text{Ba}$), bir gama (foton) yayınlarak kararlı ^{137}Ba izotopuna dönüşür. ($^{137\text{m}}\text{Ba}$)'ün yarı ömrü 156 saniyedir.



Şekil 10.1. ^{137}Cs bozunum diyagramı.

Buradan hareketle bozunum zinciri



şeklindedir ve burada

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

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

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

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

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

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

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad \text{ve} \quad \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (10.9)$$

Burada N_1 (${}^{137}\text{Cs}$) ana çekirdek sayısı N_2 (${}^{137m}\text{Ba}$) ürün çekirdek sayısı, λ_1 ve λ_2 ise sırasıyla ana ve ürün çekirdeklerin bozunma sabitleridir. Bu iki denklem sisteminin çözümünden $N_2(t)$ için

$$N_2(t) = N_1(0) \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (10.10)$$

ifadesi elde edilir. Ürün çekirdeğin aktivitesi;

$$A_2(t) = \lambda_2 N_2 = A_1(0) \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (10.11)$$

$\lambda_2 \gg \lambda_1$ veya $t_{1/2}(1)$ ana çekirdeğin yarılanma ömrü, $t_{1/2}(2)$ ürün çekirdeğin yarılanma ömründen çok daha büyüktür. Bu durumda λ_1 ve λ_2 arasındaki ilişki ihmal edilirse,

$$A_2(t) = A_1(1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (10.12)$$

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

$$A_2 = A_1 \quad \text{veya} \quad \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1 \quad (10.13)$$

Bunun anlamı ana ve ürün çekirdekler dengededir (daimi denge). Ürün çekirdeğin ayrıştırılması ile bu denge bozulursa sistem dengeyi kurmaya çalışır. Ürün çekirdeğin artması;

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1 (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (10.14)$$

ile verilir, N_1 sabittir. Burada ürün çekirdeğin oluşum sabiti, onun λ_2 bozunum sabitine eşittir. Aktivite $A_2(t) = A_1(1 - e^{-\lambda_2 t})$ 'e göre artar.

Ürün ^{137m}Ba izotopunun yarı ömrünü iki şekilde belirlemek mümkündür:

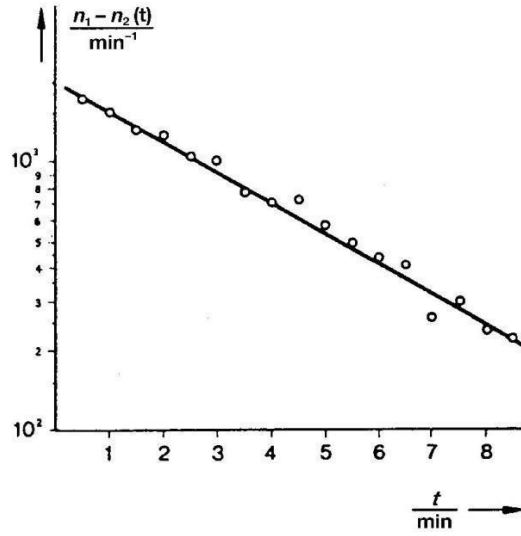
i) Denge aktivitesi $A_2(t = \infty) = A_1$ ayrıştırma işleminden önce ölçülürse, bu durumda λ_2 , ölçülen $A - A(t)$ değerlerinden hesaplanabilir. Çünkü

$$A_1 - A_2(t) = A_1 e^{-\lambda_2 t} \quad (10.15)$$

olur. Şekil 10.2.'deki ölçülen değerler kullanılarak çizilen eğriden ürün çekirdeğin bozunum sabitini $\lambda_2 = 0.270 \pm 0.008 \text{ dak.}^{-1}$ olarak elde ederiz. Buradan ürün çekirdeğin yarı ömrü

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_2} = 2.57 \pm 0.08 \text{ dak.} \quad (10.16)$$

olur.



Şekil 10.2. Zamanın bir fonksiyonu olarak n_1 ve n_2 arasındaki ilişki.

ii) $t=0$ anında ayrıştırılan ürün çekirdek,

$$N_2'(t) = N_2'(t=0).e^{-\lambda_2 t} \quad (10.17)$$

ifadesine göre bozunur ve aktivitesi

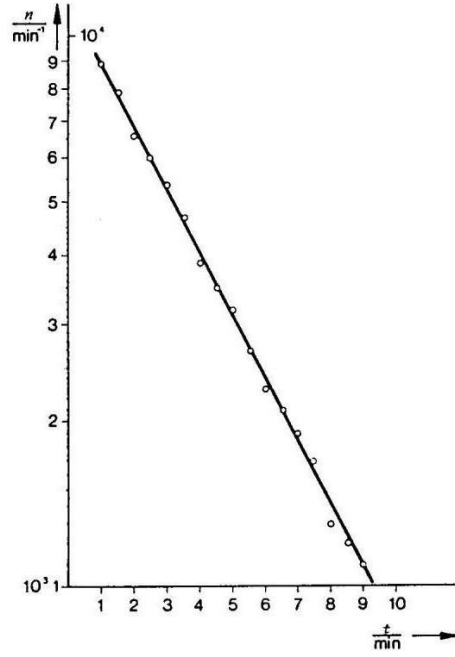
$$A_2'(t) = A_2'(t=0).e^{-\lambda_2 t} \quad (10.18)$$

ifadesine göre azalır. Şekil 10.3.'teki eğriden ürün çekirdeğin bozunum sabiti $\lambda_2 = 0.264 \pm 0.003$ dak.⁻¹ olarak elde edilir.

Buradan ürün çekirdeğin yarı ömrü

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_2} = 2.62 \pm 0.03 \text{ dk.} \quad (10.19)$$

olarak bulunur.



Şekil 10.3. Zamanın bir fonksiyonu olarak ayrışan ürün çekirdeğin bozunma eğrisi.

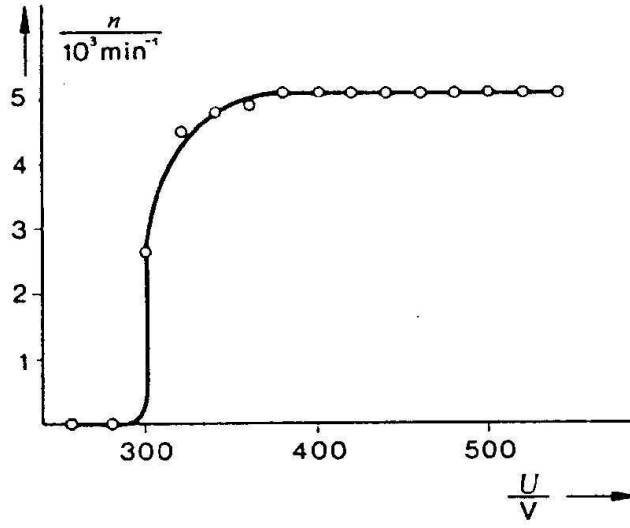
Not: Deneyde ^{137m}Ba yarı ömrünün belirlenmesi için ikinci yol izlenecektir.

DENEYİN YAPILIŞI

1. Şekil 10.4'teki deney düzeneğini kurunuz. Kullanılan Geiger Mueller sayaç tüpü voltajını plato aralığına(450-500 V) getiriniz.



Şekil 10.4. Deney düzeneği



Şekil 10.5. Sayma tüpü voltajının fonksiyonu olarak sabit aktivitedeki sayım miktarı.

Not: Gazlı dedektörler ve G-M dedektörleri hakkında ayrıntılı bilgi edininiz.

2. Şırıngaya 200 ml jeneratör sıvısı çekiniz. Şırıngayı, jeneratörün (^{137}Cs kaynağı) ucuna plastik boru yardımı ile bağlayınız. Jeneratörün diğer ucuna cam tüp koyunuz. Şırıngaya basarak jeneratör sıvısının jeneratör içinden geçmesini sağlayınız. Bu işlemde jeneratör sıvısı ^{137}Cs kaynağını yıkamakta ve $^{137\text{m}}\text{Ba}$ izotoplarını ayrıştırmaktadır. Ayrışan $^{137\text{m}}\text{Ba}$ izotopları jeneratör sıvısı ile birlikte cam tüpe akar. Ayrıştırma sonrası jeneratörü deney ekipmanından mümkün olduğunca uzağa yerleştiriniz.

3. G-M dedektörünü cam tüpün hemen önüne yerleştiriniz.

4. Multimetreden okuduğunuz potansiyel değerleri cam tüp içerisindeki $^{137\text{m}}\text{Ba}$ aktivitesi ile orantılı olarak artacaktır ve belli bir değerde sabitlenecektir. Bu potansiyel değerinde zamanı $t=0$ olarak alınız.

5. Potansiyel sabitlendiği andan itibaren $^{137\text{m}}\text{Ba}$ 'nin bozunumuna bağlı olarak hızla düşmeye başlayacaktır. Potansiyel düşmeye başladığı andan itibaren her 30s'de bir multimetren potansiyel değerlerini okuyarak tablo 10.1'i doldurunuz.

6. Tablo 10.1'i doldurulduktan sonra $\ln N-t$ grafiğini çizin ve grafiğin eğimini bulunuz (**Not:** eğim λ bozunma sabitini verecektir).

7. Eğimi bulunduktan sonra ^{137m}Ba izotopunun $t_{1/2}$ yarı ömrünü bulunuz.

Tablo 10.1. Ölçüm ve Hesaplamalar

t (dk)	N(sayım oranı)/dk	ln N	λ (dk ⁻¹)	$T_{1/2}$ (dk ⁻¹)
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: 11

DENEYİN ADI: BETA SPEKTROSKOPİSİ

DENEYİN AMACI:

β -spektrumunun belirlenmesi

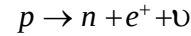
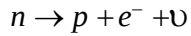
DENEYİN TEORİSİ:

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 (β) bozunumu olarak adlandırılır.

En temel β bozunma reaksiyonu, bir protonun bir nötrona veya bir nötronun bir protona dönüşmesidir. Bir çekirdekte β 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.

β^- bozunumu

β^+ bozunumu



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

$$e.v.B = \frac{mv^2}{r} \quad (11.1)$$

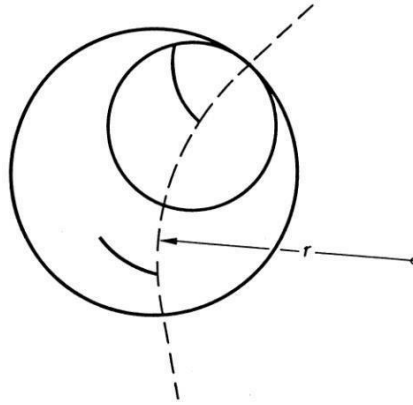
Buradan momentum,

$$p = m.v = e.B.r \quad (11.2)$$

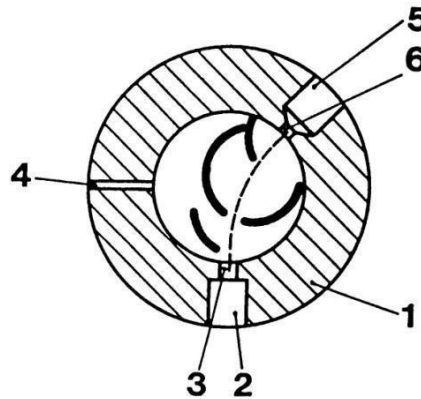
Momentumu olan rölativistik parçacıklar içindenkleme

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m_0^2 c^2 \quad (11.3)$$

şeklini alır.



Şekil 11.1. Diyafram sistemi ve manyetik olarak yönü değiştirilmiş β – parçacık; r: yörüngesel yarıçap.



Şekil 11.2. β – 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 ($m_0 c^2$) cinsinden, parçacıkların toplam enerjisidir:

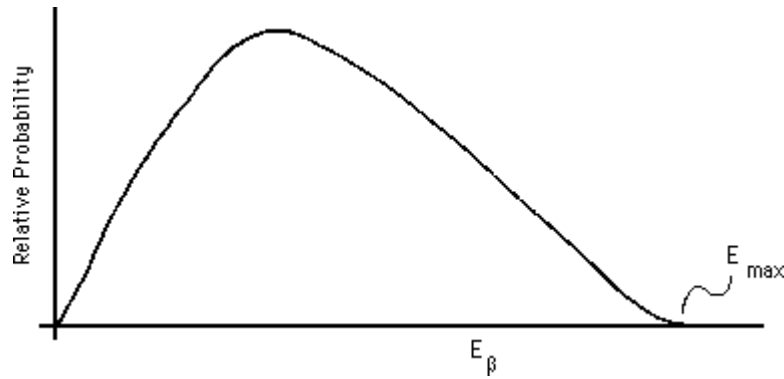
$$E = E_{kin} + m_0 c^2 \quad (11.4)$$

Buradan kinetik enerjiyi çekersek

$$E_{kin} = \sqrt{(eBrc)^2 + m_0^2 c^4} - m_0 c^2 \quad (11.5)$$

elde edilir. (11.5) ifadesinden de görüldüğü gibi belli bir yörüngede hareket eden β parçacığının kinetik enerjisini, uygulanan manyetik alanı değiştirerek istediğimiz değere ulaştırabiliriz.

β Spektrumunun Özellikleri:

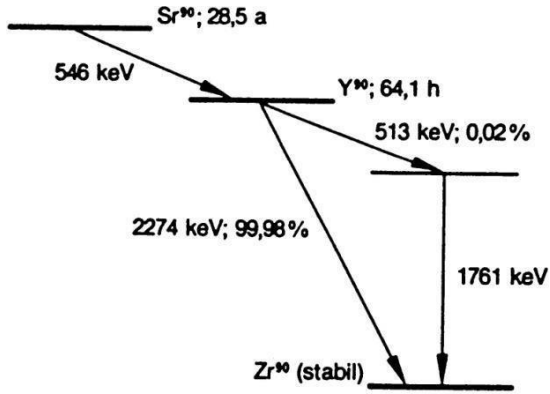


Şekil 11.3. Beta spektrumu

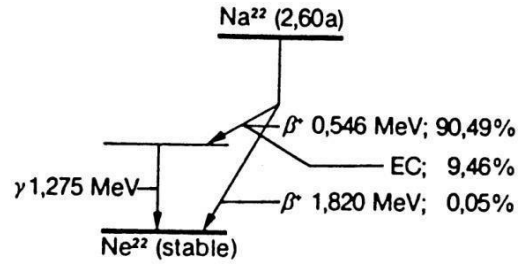
Beta parçacıkları ve nötrinolar küçük kütleli ve yüksek hızlı parçacıklar oldukları için beta bozunumunda çekirdeğin geri tepme enerjisi ihmal edilebilir. Bu durumda enerji beta parçacığı ve nötrino arasında paylaşılır. Bu paylaşım her oranda olabilir. Yani beta parçacığının kinetik enerjisi 0 ile E_{max}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

$$E_h = \frac{1}{3} E_{\max} \quad (11.6)$$

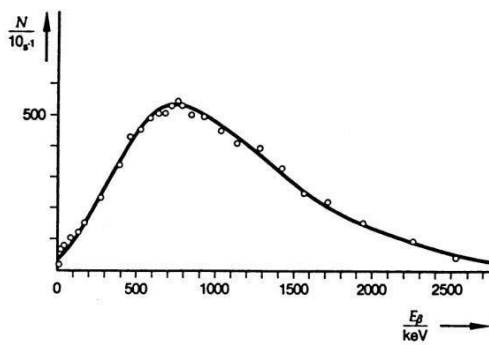
Deneyde Kullanılan Beta Kaynaklarının Özellikleri:



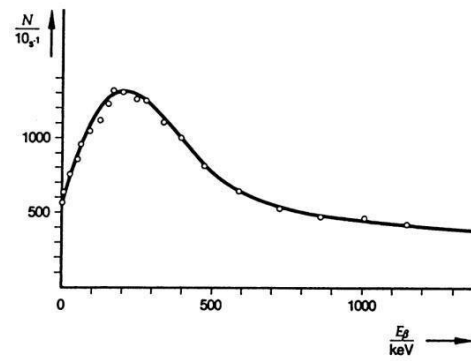
Şekil 11.4. ^{90}Sr 'nin Bozunum Diyagramı.



Şekil 11.5. ^{22}Na 'nin Bozunum



Şekil 11.6. ^{90}Sr 'nin β -spektrumu



Şekil 11.7. ^{22}Na 'nin β -spektrumu

Şekil 11.6.'daki Sr'nın enerji spektrumuna bakılırsa maksimum enerjinin yaklaşık $E_{\max}=2500$ keV ve tepe noktası enerji değerinin ise $E_h=740\pm30$ keV olduğu görülecektir. Şekil 11.7.'deki ^{22}Na 'nın enerji spektrumuna bakılırsa maksimum enerjinin yaklaşık $E_{\max}=900$ keV ve tepe noktası enerji değerinin ise $E_h=210\pm30$ keV olduğu görülecektir.

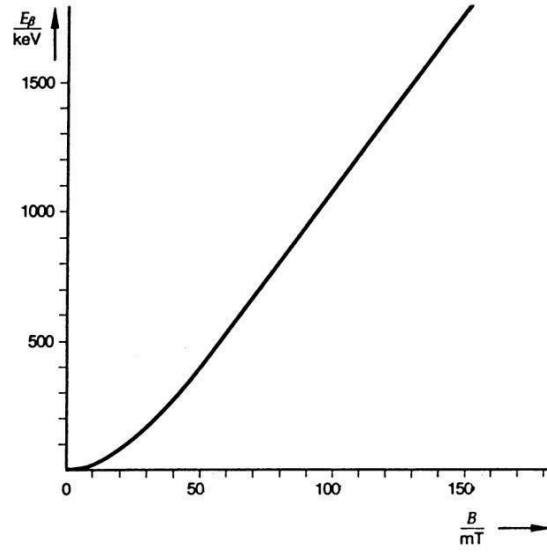
DENEYİN YAPILIŞI



Şekil 11.8. Deney düzeneği

1. Magnetic spektrometrenin enerji kalibrasyonu

Deney seti Şekil 11.8.'de gösterildiği gibi radyoaktif kaynak olmaksızın kurulur. Tesla metrenin probu düzenekteki yerine yerleştirilerek artan akımla manyetik alanın değişimi Tablo 11.1.'e kaydedilir. Akım değerlerine karşı alınan manyetik alanların grafiği çizilir.



Şekil 11.9. Spektrometrenin kalibrasyonu: Seçilen parçacık enerjileri ve bobin akımı arasındaki ilişki.

2. ^{90}Sr ve ^{22}Na 'nin β - spektrumunun ölçülmesi

Deney düzeneğine sayım tüpü ve kaynak yerleştirilerek her 10 saniyede farklı manyetik alan değerleri için Geiger-Müller sayacından sayım miktarı ölçülür. Ölçüm Stronsium-90 (^{90}Sr) ve Sodyum-22 (^{22}Na) izotopları için ayrı ayrı yapılır ve ölçüm tablosuna kaydedilir.

E_{kin} (keV) enerjileri (7.5) denkleminde bulunarak tablolara yazılır. Tablo 11.1.'deki veriler

yardımları 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 11.1. Ölçüm ve hesaplama tablosu

⁹⁰ Sr için ölçümler				²² Na için ölçümler			
I (Amper)	B (mT)	E (keV)	N/10 s ⁻¹	I (Amper)	B (mT)	E (keV)	N/10 s ⁻¹
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							

DENEY NO: 12

DENEYİN ADI: GAMA SPEKTROSKOPİSİ

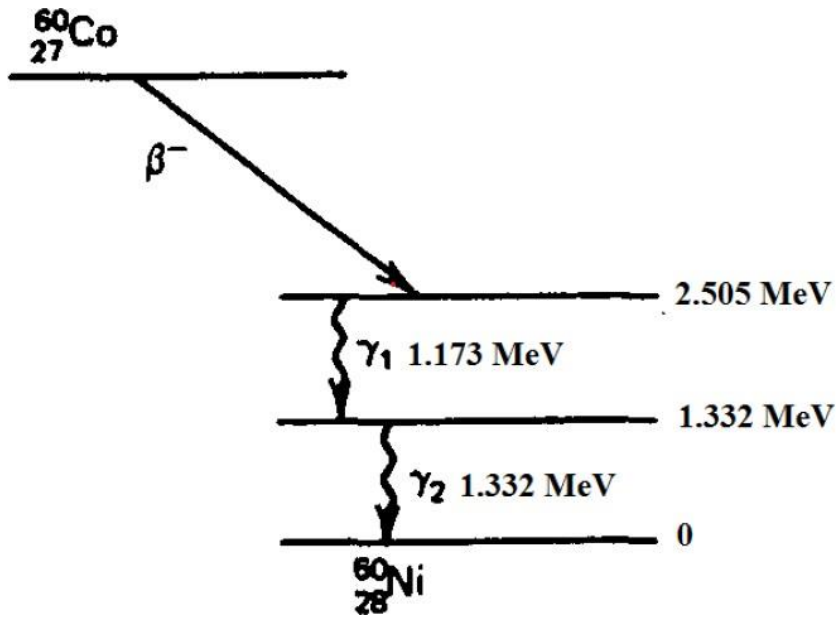
DENEYİN AMACI:

^{137}Cs ve ^{60}Co kaynaklarından yayınlanan gama ışınlarının ölçülmesiyle elde edilen spektrumun analiz edilmesi için enerji kalibrasyonu NaI(Tl) dedektörünün enerji çözünürlüğünün belirlenmesi

DENEYİN TEORİSİ:

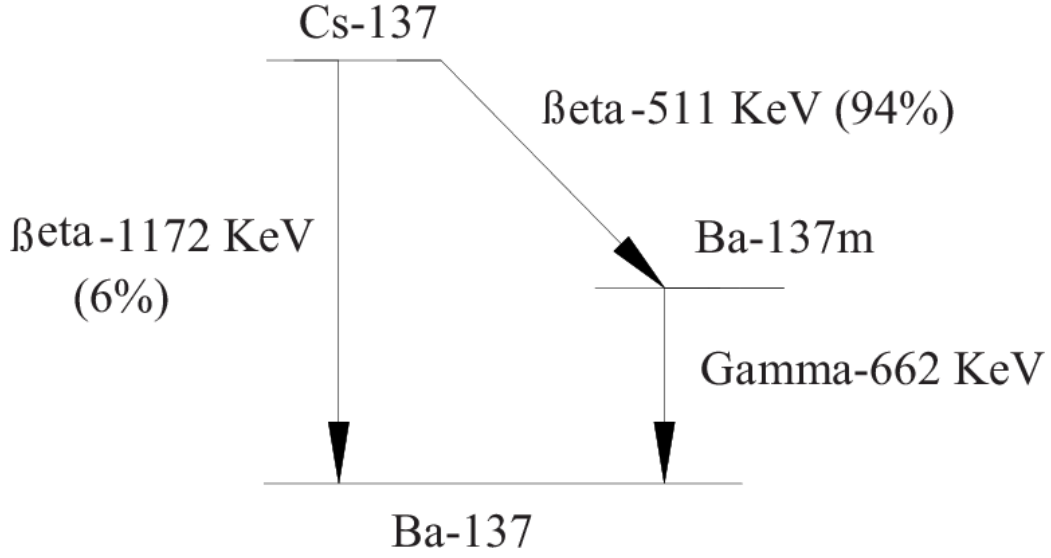
Nükleer reaksiyonların birçoğunda olduğu gibi hemen hemen bütün α ve β bozunumları, ürün çekirdeği uyarılmış durumda bırakır. Bu uyarılmış durumlar kısa bir süre içinde bir veya daha fazla gama ışını yayınlayarak taban duruma bozunurlar. Gama ışınları, elektromanyetik radyasyon fotonlarıdır. Gama ışınlarının enerjileri tipik olarak 0.1-10 MeV arasındadır. Bu deneyde gama ışın kaynağı olarak, ^{137}Cs ve ^{60}Co kullanılacaktır.

^{60}Co kaynağının yarı ömrü 5.27 yıldır. Kaynak beta bozunması ve ardından 1173.2 keV ve 1332.5 keV -ışınlarını yayınladıktan sonra kararlı izotop olan ^{60}Ni 'e bozunur $\perp$



Şekil 12.1. ^{60}Co bozunum şeması

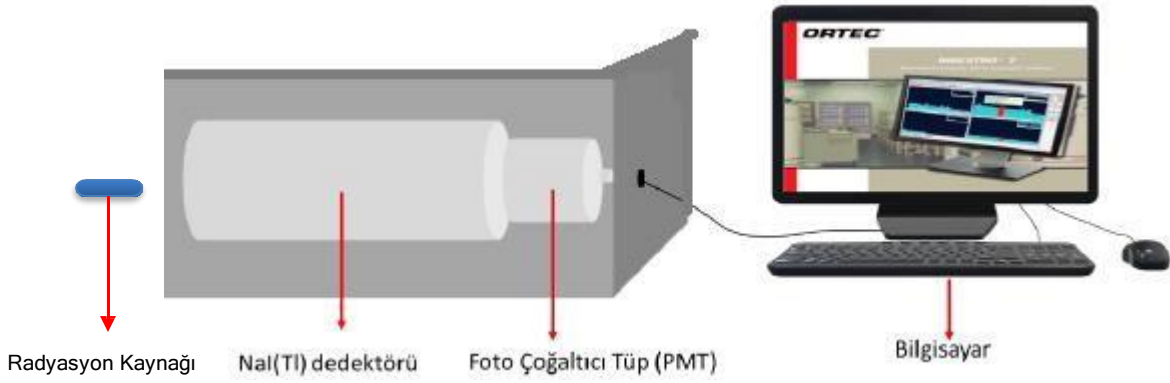
^{137}Cs standart kaynağı Uzun yarı-ömrü nedeniyle enerji kalibrasyonu için genellikle kullanılmaktadır. ^{137}Cs izotopu, 55 protona ve 82 nötrona sahiptir. Kararsız bir çekirdektir ve beta bozunması yaparak yarı-kararlı ^{137}Ba çekirdeğine bozunur (Şekil 12.1). Bu bozunum sonucunda uyarılmış durumda bulunan ^{137}Ba çekirdeği bir kaç dakika içerisinde γ -ışını yayınlayarak taban durumuna iner. Yayınlanan bu γ -ışınlarının enerjileri 661,66 keV'dir ve ^{137}Ba çekirdeğinin uyarılmış durumu ile taban durumu arasındaki enerji farkına eşittir.



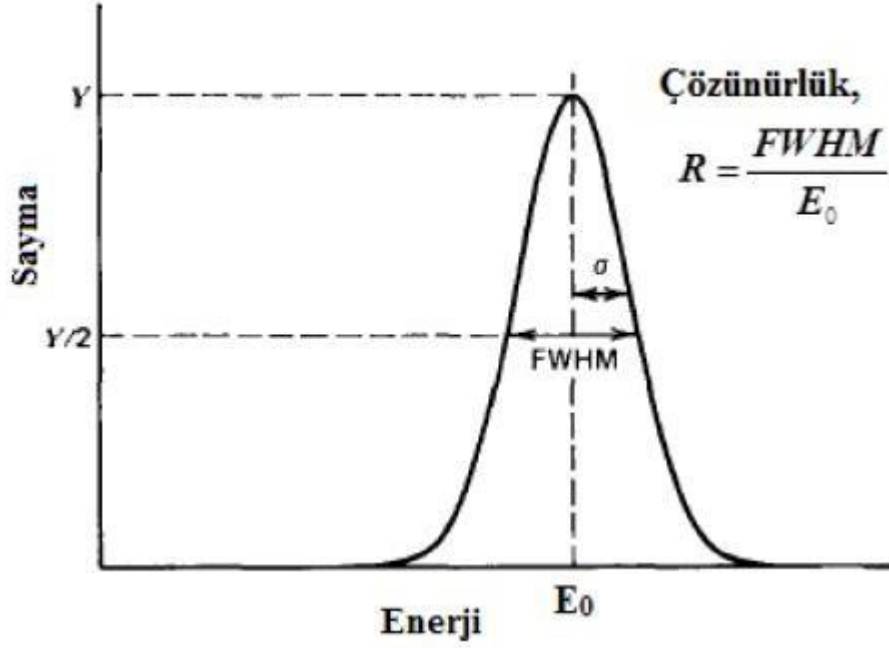
Şekil 12.2. ^{137}Cs bozunum şeması

^{60}Co ve ^{137}Cs kaynakları NaI sintilasyon detektörünün önüne konulduğunda, kaynaktan çıkan gama ışınları detektör kristali ile etkileşerek kristal atomlarını uyarılmış duruma çıkarırlar. Uyarılmış durumda olan atomlar taban durumuna geçerek görünür bölgede ışık (foton) yayınlırlar. Yayınlanan bu fotonlar, foto katot adı verilen ince bir metal folyoya çarparak fotoelektrik olay sonucunda elektron salınmasına sebep olurlar. Bu olay sonucunda açığa çıkan elektronlar foto çoğaltıcı tüpte bulunan dinotlarda çoğaltılır ve odaklanır. Çoğaltılan bu elektronlar bir anot tarafından toplanır ve bir elektronik puls elde edilir [1,3].

Detektörün çalışması için pozitif veya negatif besleme gerilimine ihtiyaç vardır. Bu ise yüksek güç kaynağı tarafından sağlanır. Kaynaktan çıkan radyasyon ışınının dedektörle etkileşime girme neticesinde absorbe edilen enerjiye bağlı olarak bir akım darbesi oluşturur. Bu darbe amplifikatörler aracılığıyla voltaj sinyaline dönüştürülür, yükseltilir, şekillendirilir ve ardından çok kanallı analizöre gönderilir. Analizörden sayısal olarak dönüştürülen veriler, ekranda spektrum şeklinde görselleştirilir. Dışarı aktarılan bu spektrum, uygun bir giriş/çıkış (I/O) aygıtı aracılığıyla analizörden çıkarılır ve değerlendirilmek üzere kaydedilir. Bu tür bir sistemin enerji ve verim kalibrasyonu, aktiviteleri ve gama enerjileri yayılımı belirli standart kaynaklar kullanılarak gerçekleştirilir. Bu çalışmada kaynaklar ^{137}Cs , ^{60}Co dir. Analiz için ORTEC MAESTRO-32 programı kullanılmaktadır.



Radyasyon detektörleriyle yapılan ölçümlerin genelinde gelen radyasyonun enerji dağılımıyla ilgilenilir. Ölçülen bu enerji dağılımına radyasyon spektroskopisi adı verilir. Radyasyon spektroskopisinde bir detektörün önemli özelliğinden birisi tek enerjili (monoenerjik) kaynağın radyasyonuna olan tepkisidir. Buna detektör tepkisi denilmektedir. Şekil 12.3’de detektör tarafından oluşturulan enerji dağılımını göstermektedir ve bu dağılım enerji için detektörün tepkisi olarak adlandırılır. Dağılımdaki pulsların genişliğine göre dağılımlar iyi veya kötü çözünürlük olarak etiketlenirler. Her iki durumda da aynı sayıda puls kaydedilir ve her bir pikin altındaki alan aynıdır. Her ne kadar dağılımların merkezi ortalama bir E_0 enerjisinde olsa da kötü çözünürlük için dağılımın genişliği daha büyüktür. Bu genişlik, her bir olay için detektörde aynı enerji depolanmasına rağmen, pulsdan pulsa kayıt edilen dalgalanmaların büyük bir çoğunluğunu yansıtmaktadır. Eğer, bu dalgalanmalar düşürülebilirse, ilgilenilen dağılımın genişliği de düşürülebilir. Böylece pik, matematiksel bir ifadeyle bir delta fonksiyonuna yaklaşır. Ancak oluşan uyarılma ve iyonizasyon sayısındaki dalgalanmalar sebebiyle dağılımdaki pikler Gaussyen şekilde olacaktır.



Şekil 12.3. Detektörden elde edilen spektrumda enerji çözünürlüğü

Şekil 12.3’de detektörün enerji çözünürlüğünün tanımlanması resmedilmiştir. Şekilde yarı yükseklikteki tam genişliğin, FWHM (full width at half maximum), nasıl bulunduğu gösterilmiştir ve maksimum pik yüksekliğinin yarıya düştüğü genişliktir. Enerji çözünürlüğü FWHM kullanılarak hesaplanır. Enerji çözünürlüğü, detektörün birbirine çok yakın iki enerji pikini ayırabilme yeteneğinin bir ölçüsüdür. Genellikle çözünürlük tek enerjili kaynak kullanılarak elde edilecek spektrumun incelenmesiyle hesaplanır. Enerji çözünürlüğü aşağıdaki şekilde tanımlanır

$$R = \text{FWHM}/E_0$$

Burada R, enerji çözünürlüğünü, FWHM yarı yükseklikteki tam genişliği ve E_0 spektrumda gözlenen fotopikin tepe noktasının enerjisini göstermektedir. Genellikle enerji çözünürlüğü yüzde cinsinden verilir [2]. Bu sebeple Denklem 8.1’de verilen çözünürlük 100 ile çarpılır ve %R hesaplanır. 1 MeV gama ışınları için NaI detektörü yaklaşık %8-%9 enerji çözünürlüğüne sahiptir. Buna karşılık germanyum detektörleri 1 MeV enerjili gama ışınları için %0.1 enerji çözünürlüğüne sahiptir. Yüzde olarak elde edilen bu enerji çözünürlükleri ne kadar düşük olursa o kadar iyi çözünürlük vardır ve spektrumdaki pikler daha iyi ayırabilir.

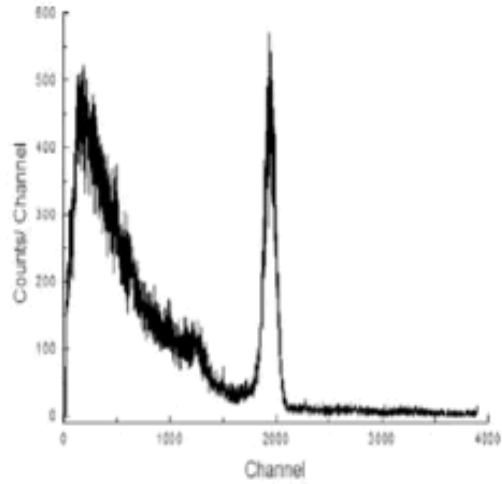
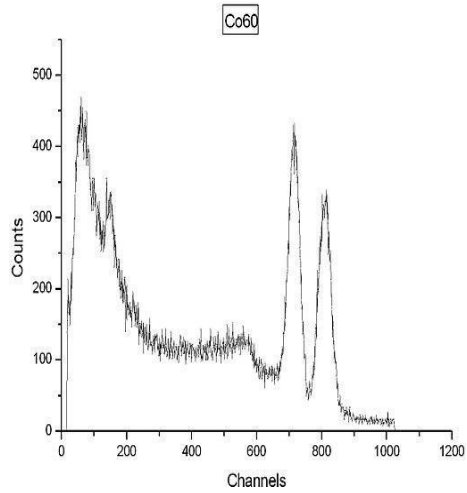
DENEYDE KULLANILACAK MALZEMELER

- Ortec NaI(Tl) dedektör
- Ortec Maestro yazılım paketi
- ^{137}Cs standart gama kaynağı
- ^{60}Co standart gama kaynağı
- Kurşun blok

DENEYİN YAPILIŞI

1. NaI dedektörü kasasına yerleştirilir.
2. Dedektör ile bilgisayar bağlantısı control edilir. Bilgisayarda maestro programı açılır.
3. ^{137}Cs kaynağı dedektörden 5 cm uzağa yerleştirilir.
4. Maestro programı çalıştırılarak 10 dakika sayım alınır.
5. Elde edilen spektrumdaki en yüksek genlikli pik 662 keV enerjili ^{137}Cs kaynağının enerji sinyalıdır. Bu sinyali seçiniz (Mark Roi).
6. Bu sinyalin özelliklerini net alan FWHM değerlerini not edirn.
7. Kanal numarasına karşılık sayım değerlerini alın. Bu değerlere uygun excel programında grafik elde edin.
8. Aynı işlemi ^{60}Co kaynağı için gerçekleştirin. Bu spektrumdaki yüksek genlikli pik sayısını belirleyin. Bu piklerin hangi enerjilere karşı geldiğini ve özelliklerini not edin. Kanal-sayım grafiğini çizin.
9. İki kaynak için elde edilen sonuçları karşılaştırın.

Not: İşlem bittiğinde kaynağı kutusuna kaldırın dedektörü ve elektronik cihazları kapatın.



KAYNAKLAR

<https://www.phywe.com/physics/>

https://en.wikipedia.org/wiki/Gamma-ray_spectrometer

Desta MD, Tessema MT, Mittal VK, Amamo DD (2020) Experimental Determination of Linear Attenuation Coefficient of Gamma Ray in Zinc Foil at Different Energies. Insights Med Phys Vol.5 No.1:6.

Knoll, G.F. (2010) Radiation Detection and Measurement. 4th Edition, Wiley, Hoboken, 217.