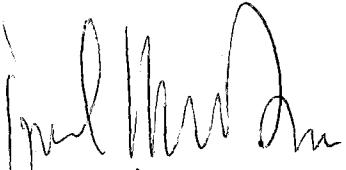


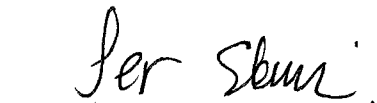
TRAKYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

AHARONOV - BOHM TİPİ OLAYLAR İLE İLGİLİ  
DENEYLERİN GÖZDEN GEÇİRİLMESİ

Nurşen SEÇKİN  
YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez 10.03.1994 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından kabul edilmiştir.

  
Prof. Dr. İ. Hakkı DURU  
Danışman

  
Prof. Dr. Servet EKMEKÇİ  
Üye

  
Doç. Dr. Taner OSKAY  
Üye

  
Prof. Dr. Cengiz KURTONU  
Enstitü Müdürü





AHARONOV - BOHM TİPİ OLAYLAR İLE  
İLGİLİ DENEYLERİN GÖZDEN GEÇİRİLMESİ

*Nurşen SEÇKİN*

TRAKYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN-EDEBİYAT FAKÜLTESİ

FİZİK BÖLÜMÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

*Edirne - 1994*

Tez Yöneticisi : *Prof. Dr. İ. Hakkı DURU*

TRAKYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

AHARONOV - BOHM TİPİ OLAYLAR İLE İLGİLİ  
DENEYLERİN GÖZDEN GEÇİRİLMESİ

Nurşen SEÇKİN

TRAKYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN - EDEBİYAT FAKÜLTESİ  
FİZİK BÖLÜMÜ  
YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

*Edirne - 1994*

Tez Yöneticisi : *Prof. Dr. İ. Hakkı DURU*

**ÖZET*****AHARONOV - BOHM TİPİ OLAYLAR İLE İLGİLİ DENEYLERİN  
GÖZDEN GEÇİRİLMESİ***

Nurşen SEÇKİN

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Bölümü

Tez Yöneticisi : Prof. Dr. İ. Hakkı DURU

Mart 1994, 37 Sayfa

Bu çalışmada elektrik ve magnetik alanın olmadığı bölgede elektron, nötron gibi parçacıklar üzerine elektrik ve manyetik potansiyelin etkisi ele alınmıştır. Bu etki Aharonov - Bohm Olayı olarak adlandırılır. Ayrıca Chambers, Möllenstedt ve Bayh tarafından yapılan deneyler incelenmiştir. Daha sonra AB olayının kuantum mekaniksel yorumuna bakarak olayı klasik mekanikte yorumlama çabaları ele alınmıştır. Son olarak AB olayının varlığını gösteren deneylerden üç tanesi verilmiştir.

***SUMMARY***

***STUDYING OF EXPERIMENTS RELATED  
AHARONOV - BOHM TYPE EFFECTS***

Nurşen SEÇKİN

MS. Thesis in Physics

Supervisor : Prof. Dr. İ. Hakkı DURU

March 1994, 37 Pages

In this thesis, electric and magnetic potential effects on particles which are electron, neutron, etc. in a free region. This effect is called Aharonov - Bohm effect. Thus, Chambers, Möllenstedt and Bayh experiments have studied. Then, quantum mechanical interpretation of AB effect has studied to lead interpretation of AB effect in the classical mechanics . At last we have given three experiments that are discussions on validity of AB effect.

## **TEŐEKKÖR**

Bu çalışmada, teővik ve yardımlarını esirgemeyen, büyük desteklerini ve yardımlarını gördüğüm değerli hocam Matematik Bölüm Başkanı Sayın Prof. Dr. İsmail Hakkı DURU 'ya, her türlü kolaylığı sağlayan hocam, Rektör Yardımcısı Sayın Prof. Dr. S. Askeri BARAN'a ve görüşleri ile çalıőmamı yönlendiren hocam, Fizik Bölüm Başkanı Sayın Prof. Dr. Servet EKMEKÇI'ye, ayrıca bana yardımcı olan tüm çalıőma arkadaşlarım ile aileme teőekkürlerimi sunarım.

Nurşen SEÇKİN

## İÇİNDEKİLER

<b>ÖZET</b>	.....	<b>iii</b>
<b>SUMMARY</b>	.....	<b>iv</b>
<b>TEŞEKKÜR</b>	.....	<b>v</b>
<b>ŞEKİLLERİN LİSTESİ</b>	.....	<b>viii</b>
<b>1 GİRİŞ</b>	.....	<b>1</b>
<b>2 AHARONOV-BOHM OLAYI</b>	.....	<b>2</b>
2.1 Elektrik AB Olayı	.....	<b>3</b>
2.1.1 Faraday Kafesi	.....	<b>3</b>
2.1.2 Elektronlarla Skaler AB Olayı	.....	<b>4</b>
2.1.3 Nötronlarla Skaler AB Olayı	.....	<b>6</b>
2.2 Manyetik AB Olayı	.....	<b>7</b>
2.2.1 Elektronlar ile Manyetik AB Olayı	.....	<b>8</b>
2.2.2 Nötronlar ile Manyetik AB Olayı	.....	<b>12</b>
<b>3 AB OLAYININ ANLAMI</b>	.....	<b>15</b>
<b>4 İLK DENEYLER</b>	.....	<b>17</b>
4.1 Chambers Deneyi	.....	<b>17</b>
4.2 Möllenstedt ve Bayh Deneyi	.....	<b>19</b>
<b>5 AB OLAYININ KUANTUM MEKANİKSEL YORUMU</b>	.....	<b>22</b>
<b>6 AB OLAYINI KLASİK YORUMLAMA ÇABALARI</b>	.....	<b>24</b>

<b>7</b>	<b>YENİ DENEYLER</b>	<b>27</b>
7.1	Cam Tüp İle Kaplanan Selenoidin Kullanıldığı Deney	27
7.2	Elektrostatik AB Olayına Uygun Deney	28
7.3	Süperiletken İle Kaplanan Toroidal Manyetin Kullanıldığı Deney ...	29
7.3.1	Deneysel Plan	30
7.3.2	Deneysel Metod	31
7.3.3	Süperiletken İle Elektron Etkileşmesi	31
7.3.4	AB Olayının Deneysel Testi	32
<b>8</b>	<b>SONUÇ</b>	<b>35</b>
<b>9</b>	<b>KAYNAKLAR</b>	<b>36</b>
<b>10</b>	<b>ÖZGEÇMİŞ</b>	<b>37</b>



## **ŞEKİLLERİN LİSTESİ**

2.1	Young'ın Çift Yarıktaki Girişim Deneyinin Şematik Gösterimi .....	2
2.2	Elektron Işını İle Skaler AB Olayını Gösteren Deney Şeması .....	4
2.3	Nötron Işını İle Skaler AB Olayını Gösteren Deney Şeması .....	6
2.4	Manyetik AB Olayını Gösteren Deney Şeması .....	7
2.5	Aharonov-Bohm Olayını Gösteren Deney Şeması .....	9
2.6a	Aharonov-Bohm Olayının Şematik Gösterimi .....	13
2.6b	Aharonov-Casher Olayının Şematik Gösterimi .....	13
2.7	Aharonov-Casher Olayını İspatlayan Cimmino ve Arkadaşlarının Kullandığı Silikonlu Tek Kristalden Oluşan Nötron İnterferometresinin Şematik Gösterimi .....	13
3.1(a,b,c,d)	Young'ın Elektron Işını Kullanarak Yaptığı Çift Yarıklı Deney Düzenekleri .....	15
4.1	Gittikçe İncelen Demir Süpürgenin Kullanıldığı Chambers Deneyi .....	18
4.2	Möllenstedt ve Bayh Deneyinin Şematik Gösterimi .....	20
5.1	Sınır Durumu Elektronları İçin Aharonov-Bohm Olayı .....	22
6.1	Liebowitz'in Aharonov-Bohm Olayını Yorumlama Çabası .....	24
7.1	Cam Tüp İle Kaplanan Selenoidin Kullanıldığı Möllenstedt ve Arkadaşlarının Yaptığı Deney Düzenegi .....	28
7.2	Elektron Dalga Paketinin Uygun Uzunluğunu Açıklayan Schmid Deney	

7.4	Süperiletken Toroidin İnterferogramları .....	32
7.5	Ferromagnetik Toroidalden Sızan Akı Modeli .....	33
7.6	4.5 K'de Süperiletken Tabakaya Toplanan Ferromagnetik Toroidalin İnterferogramları .....	33



## BÖLÜM 1

### GİRİŞ

Kuantum Fiziğine göre elektrik ya da manyetik alanın olmadığı bölgelerde, Lorentz kuvveti sıfır olacağından yüklü parçacıklar etkilenmezler. Bu olay 1949'da Ehrenberg ve Siday tarafından verilmiştir ve 1959'da da Y.Aharonov ve D.Bohm elektrik ve manyetik alanın olmadığı bölgeler boyunca geçen elektronlar üzerine elektromagnetik potansiyellerin fiziksel etkisi olduğunu "Kuantum Teorisinde Elektromanyetik Potansiyellerin Anlamı"<sup>(1)</sup> adlı yazısında göstermişlerdir. Bundan sonra bu olay Aharonov - Bohm (AB) Olayı olarak adlandırılmıştır.

Bu olay her ne kadar klasik elektrodinamiğe uygun değilse de Aharonov ve Bohm Schrödinger denklemini çözerek olayın kuantum mekaniğine uygun olduğunu göstermişlerdir. Aharonov ve Bohm'un yazısından bu güne kadar geçen 30 sene boyunca yapılan çeşitli çalışmalar ve deneyler olayın varlığını ispat etmeyi başarmıştır.

1970'li yıllarda yapılan ayar teorileri araştırmaları AB olayının anlamına, oldukça uygun katkılar yapmıştır. Bu teoride ayar potansiyelleri, temel fiziksel nicelikler olarak kabul edildiğinden, bu fiziksel niceliklerin varlığının doğrudan ispatı AB olayıyla sağlanmıştır. Buna göre AB olayının nedeni, boşluktaki elektronlar üzerine etki yapan vektör potansiyelleridir.

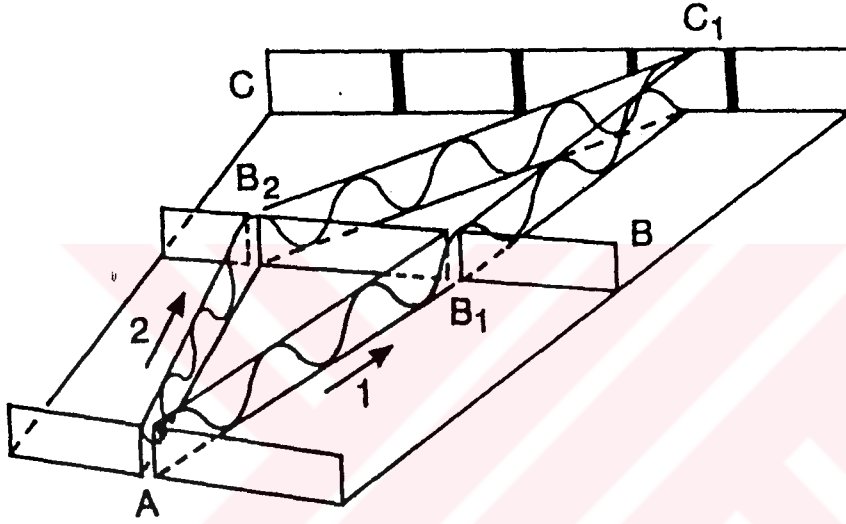
1978 yılından beri yapılan tartışmalar AB olayının anlamının daha da genişlemesine yol açmıştır. Yapılan ilk deneyler AB olayının varlığını ispatlamıştır. Bu çalışmada AB olayının varlığını kanıtlayan çeşitli deneyler gözden geçirilecektir.

## BÖLÜM 2

### AHARANOV - BOHM OLAYI

Girişim olayları, iki veya daha fazla dalganın bir noktada üstüste binmesidir. Elektron ve nötron gibi madde ışınları da girişim olayları meydana getirir.

Klasik örnek olarak, foton girişim olayını inceliyelim. Bu örnek iki yarıқта girişim deneyi (Young Deneyi)'dir.<sup>(2)</sup>



Şekil .2.1 Young'ın çift yarıқта girişim deneyinin şematik gösterimi

Foton ışını A yarığında  $B_1$  ve  $B_2$  yarığına gelince buradan yayılan foton ışınları üstüste binerek girişime uğrar. Aynı fazda oldukları yerde, birbirlerini kuvvetlendirerek en büyük genlikte titreşirler. Böyle noktalar ekranda aydınlık çizgileri oluştururlar. Dalgalar zıt fazda oldukları yerde birbirinin etkisini zayıflatarak karanlık çizgileri oluştururlar. İki ışın arasındaki faz farkı, iki ışın yolu arasındaki uzunluk farkıyla belirtilir.

Klasik elektrodinamikte, potansiyeller sadece elektromanyetik alanlar hakkındaki hesaplamalar için uygun bir matematiksel vasıtadılar. Kuantum mekaniğinde ise po-

tansiyeller, Schrödinger dalgı denkleminde hariç tutulamazlar ve kendi başlarına da fiziksel anlama sahiptirler.

AB olayı, potansiyellerin manyetik ve elektrik alanın sıfır olduğu bölge boyunca geçen elektronları nasıl etkilediğini inceler. Şimdi AB olayını Elektrik AB olayı ve Manyetik AB olayı olarak iki kısma ayırarak inceliyelim.

### 2.1 Elektrik AB Olayı :

AB olayını anlayabilmemiz için kuantum teorisinde potansiyellerin rolünü tanımlayan bazı deneylere bakalım. Basit bir örnekle başlayalım.

#### 2.1.1 Faraday Kafesi :

Sadece zamana bağılı skaler potansiyel meydana getiren bir jeneratöre bağlanmış Faraday kafesi içinde yüklü bir parçacığımız olsun. Jeneratör çalıştığında, kafes üzerinde elektrik alan, kafes içinde ise potansiyel meydana gelir. Dışarıdaki elektrik alan, içerideki yüklü parçacık üzerine etki etmez. Jeneratör çalıştığında kafes içindeki bölge için, parçacığın Hamiltonienine yalnızca zamanın fonksiyonu olan  $V(t)$  terimini ekleyeceğiz.

Relativistik olmayan durumda kafes içindeki bölge için Hamiltonyen

$$H = H_0 + V(t)$$

olur. Burada  $H_0$ , jeneratörün çalışmadığı durumdaki serbest Hamiltonien,  $V(t)$  ise, kafes için de oluşan potansiyelin yüklü parçacık üzerinde oluşturduğu potansiyel enerjidir.

$$V(t) = q \cdot \phi(t) \quad (2.1)$$

olduğundan yüklü parçacığımız elektron ise potansiyel enerjimiz

$$V(t) = e \cdot \phi(t)$$

dir.

Jeneratör çalışmadığında  $\psi_0(\vec{x}, t)$ ,  $H_0$  Hamiltonieninin çözümü olur. Serbest parçacığımız için Schrödinger denklemimiz

$$i\hbar\left(\frac{\partial\psi_0}{\partial t}\right) = H_0\psi_0 \quad (2.2)$$

$\psi(\vec{x}, t)$ ,  $H$  Hamiltonieninin bir çözümü olsun. Kafes içinde zamana bağlı bir potansiyel olduğunda Schrödinger denklemimiz

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = (H_0 + V(t))\psi \quad (2.3)$$

elde edilir. Bu denklemimizin çözümü

$$\psi(\vec{x}, t) = \psi_0(\vec{x}, t)\exp(-iS/\hbar) \quad (2.4)$$

şeklindedir. Burada

$$S = \int V(t)dt \quad (2.5)$$

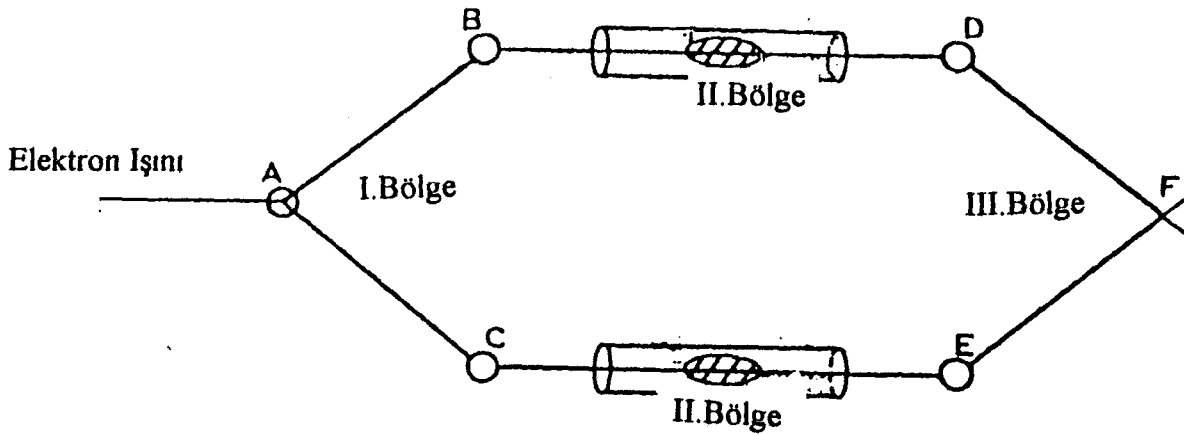
$$S = \int e\phi(t)dt \quad (2.6)$$

dır.

Yeni çözümümüz eskisinden farklıdır.  $\psi$  ve  $\psi_0$  arasındaki fark bir fazdan ibarettir.

Sonuçta hiçbir fiziksel değişme meydana gelmez. Yani  $|\psi|^2 = |\psi_0|^2$  'dir. Ancak bu (2.4)'deki  $\exp(iS/\hbar)$  fazı ayrıca deneylerde gözlenmiştir.

### 2.1.2 Elektronlarla Skaler AB Olayı :



Şekil 2.2 Elektron ışını ile skaler AB olayını gösteren deney şeması

Dalga paketi halinde gelen tek elektron ışınları uzun metal silindirler içinden geçerek F 'de girişim modeli oluşturur. Gelen dalga paketlerinin dalgaboyu, ışının  $\lambda$  dalgaboyundan daha uzun, ancak silindirin boyundan daha kısadır. Silindirlerdeki potansiyel zamana bağlı olarak oluşur. Dalga paketlerinin silindir içine girdiği I. bölgede potansiyel sıfırdır. II. bölgede elektron dalga paketi silindir içine girdiği anda silindirlerde potansiyel oluşur. Ancak oluşan potansiyel her silindirde farklıdır. Dalga paketlerinin silindir içinden çıkıp F noktasında birleştiği III. bölgede potansiyel yine sıfırdır.

Elektron ışınları elektrik ve manyetik alanın sıfır olduğu; ancak potansiyelin bulunduğu bölgeden geçerken faz farkı kazanır Silindirlerin potansiyeli sıfır olduğunda girişim modelinde oluşan faz farkı, elektron dalga paketlerinin aldığı yol farkıyla belirtilir. Bu, foton ışınları Young deneyinde bulunan sonuca benzerdir.

Potansiyel olmadığında toplam dalga fonksiyonu

$$\psi(\vec{x}, t) = \psi_1^0(\vec{x}, t) + \psi_2^0(\vec{x}, t) \quad (2.7)$$

şeklindedir.  $\psi_1^0(\vec{x}, t)$  ve  $\psi_2^0(\vec{x}, t)$  1 ve 2 yollarındaki dalga paketleridir.

$V(t)$  potansiyeli yalnızca t'nin fonksiyonu olduğundan potansiyelin hangi silindirde olduğu bilinemez. Silindirler için problem, Faraday kafesindeki benzerdir. Potansiyeller sadece ışın silindir içindeyken meydana gelir.

Işın silindir içindeyken dalga fonksiyonumuz

$$\psi(\vec{x}, t) = \psi_1^0 e^{-iS_1/\hbar} + \psi_2^0 e^{-iS_2/\hbar} \quad (2.8)$$

şeklindedir. Burada

$$S_1 = e \int \phi_1(t) dt \quad (2.9)$$

$$S_2 = e \int \phi_2(t) dt$$

dir.

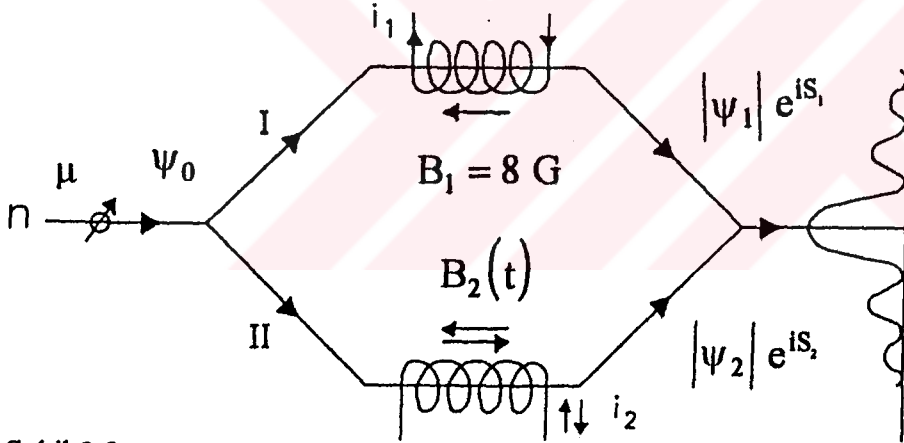
$$\Delta S = \frac{S_1 - S_2}{\hbar} = \frac{e}{\hbar} \int [\phi_1(t) - \phi_2(t)] dt \quad (2.10)$$

ile verilir.

Elektron ışını kullanılan elektrik AB olayındaki faz farkı, silindir içindeki farklı potansiyelden dolayı oluşur. Silindir içine elektrik alan etki etmese de potansiyellerin ışın üzerine fiziksel etkisi vardır.

Bu deney kuantum mekaniğinin tutarlılığını gösterir. Bununla birlikte, 1985 yılına kadar böyle bir deney elektron interferometrelerinin çeşitleriyle teknik yetersizlikler nedeniyle yapılamıyordu. 1985'de Mateucci ve Pozzi<sup>(3)</sup> yaptıkları deneyle olayı göstermişlerdir.

### 2.1.3 Nötronlarla Skaler AB Olayı :



Şekil 2.3 Nötron ışını ile AB olayını gösteren deney şeması

Deney düzeneğinde nötron ışını ikiye ayrılır ve herbir ışın  $i_1(t)$  ve  $i_2(t)$  akımlı selenoidlerden geçerek girişim deseni oluşturur. Selenoidler üzerinden akım geçirilmediğinde, yani  $\vec{B}_1(\vec{x}, t)$  ve  $\vec{B}_2(\vec{x}, t)$  manyetik alanları sıfır olduğunda girişim modelindeki faz farkı, nötron ışınlarının aldığı yol farkıyla belirtilir.

Nötron ışınları selenoid içine girdiğinde selenoidde oluşan manyetik alan nötronun  $\mu$  manyetik momentine tesir eder.<sup>(5)</sup> Manyetik alandan etkilenen ışınlar girişim modelini oluştururlar. Girişim modelinde oluşan faz farkı

$$V(t) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{x}, t) \quad (2.11)$$



skaler potansiyelinden kaynaklanır. Burada  $\mu$  nötronun manyetik momentidir. Faz farkı

$$\Delta S = \frac{\delta}{\hbar} \int \mu B_2(t) dt \quad (2.12)$$

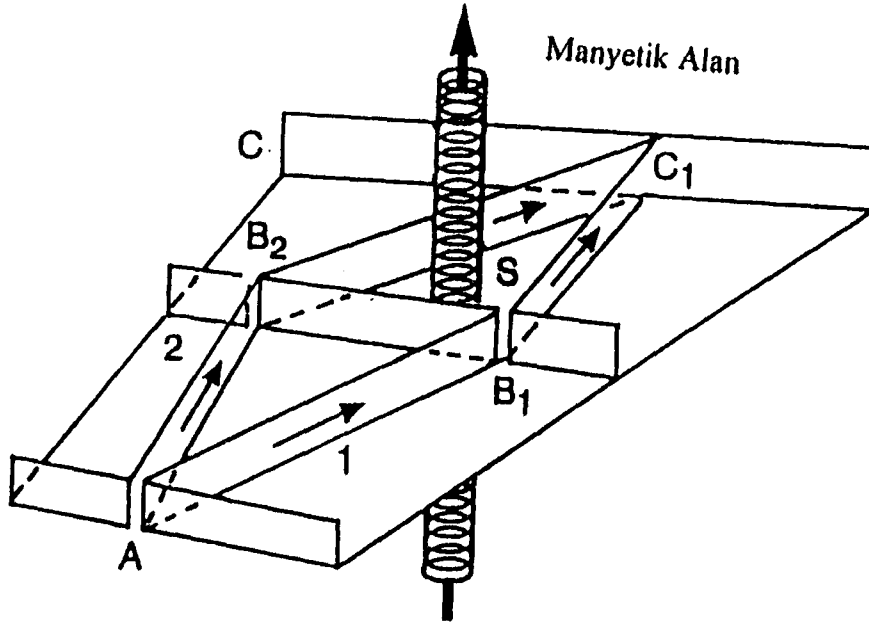
şeklindedir. Buradaki  $\delta = \pm 1$  kuantizasyon yönüdür. Manyetik alana bağlı nötronun spininin aşağı veya yukarı olduğunu verir.

Nötron ışını kullanılarak oluşturulan girişim modeli bir günlük sürede meydana gelir. Bunun nedeni nötron ışınlarının şiddetinin, elektron ışınlarının şiddetinden daha az olmasıdır. Işınların manyetik momentleri oldukça küçük olduğundan oluşturulan girişim modelinde ölçülen faz farkı 50 miliradyan kadardır.

Nötronların girişimini en iyi şekilde 1989 yılında silikonlu tek kristalden oluşan interferometreyi kullanan Cimmino ve arkadaşlarının<sup>(4)</sup> deneyi gösterir. Bu deney daha sonra ayrıntılı olarak incelenecektir.

## 2.2 Manyetik AB Olayı

Elektron ve nötron parçacıklarının standart girişim deneyleri ışın yolları arasına ince, uzun, dikey bir selenoidin konmasıyla değişir.



Şekil 2.4 Manyetik AB olayını gösteren deney şeması

### 2.2.1 Elektronlarla Manyetik AB Olayı

İki parçacık ışını arasına bir selenoidin konması Aharonov - Bohm olayında bir faz farkı meydana getirir. Selenoid içinden i akımı geçirildiğinde dikey bir manyetik alan meydana gelir. Selenoid etrafından geçen elektronlar selenoid içine giremez. Böylece manyetik alan elektronlar üzerine etki yapmaz. Bu klasik elektrodinamiğe uygundur. Işın yolları arasına selenoidin konması maksimum girişim noktalarında yana doğru bir kayma oluşturur. Bu ise kuantum mekaniğine uygundur. Faz farkı parçacıkların aynı doğrultuda farklı yollar izlemesi ile oluşur.<sup>(4)</sup>

Eğer yollar zıt ise yolun işareti ters çevrilerek şekildeki ışınlar arası  $\phi = \phi_1 - \phi_2$  faz farkı,  $\phi = \phi_1 - \phi_{-2}$  olarak yazılabilir.  $\phi_{-2}$ , 2 yolunun zıt yönüsü anlamındadır.  $\phi$  fazı  $AB_1C_1B_2A$  kapalı yolu üzerindeki toplam faz olarak yorumlanır.

Aharonov ve Bohm'un işaret ettiği gibi olayın esas noktası; kapalı bir yol boyunca oluşan fazın, yol ile kuşatılan manyetik akı değeriyle orantılı olmasıdır. Bu elektrodinamik ile kuantum mekaniğinin birleşimidir.

Şimdi olayı daha ayrıntılı bir şekilde inceliyelim. Bir elektrik akımı sonsuz bir selenoide uygulandığında, yalnızca selenoid içinde bir manyetik alan meydana gelir. Aynı noktadan gelen iki elektron ışını selenoidin her iki yanından geçtikten sonra üstüste gelirse, ışınlar arasında bir  $\Delta S$  faz farkı meydana gelir. Bu faz farkı, selenoid içindeki manyetik akıyla orantılıdır.

Bu, klasik fizikte açıklanamaz. Çünkü klasik fizikte hareket denklemi yalnızca alan niceliklerine bağlıdır. Potansiyeller sadece matematiksel yardımcıdır.

Bu mantığa ters düşen olay vektör potansiyelleri ile açıklanabilir. Selenoid dışında  $\vec{B}(\vec{x}, t)$  manyetik alanı yoktur. Ancak  $\vec{A}(\vec{x}, t)$  vektör potansiyeli vardır. Dışarıda elektronlar vektör potansiyelleriyle etkileşirler. Faz farkı uzay zamanda kapalı bir yol etrafında

$$\Delta S = \frac{e}{\hbar} \oint \phi(t) dt \quad (2.13)$$

olarak ifade edilir.

Faz farkının relativistik duruma genelleştirilmesi

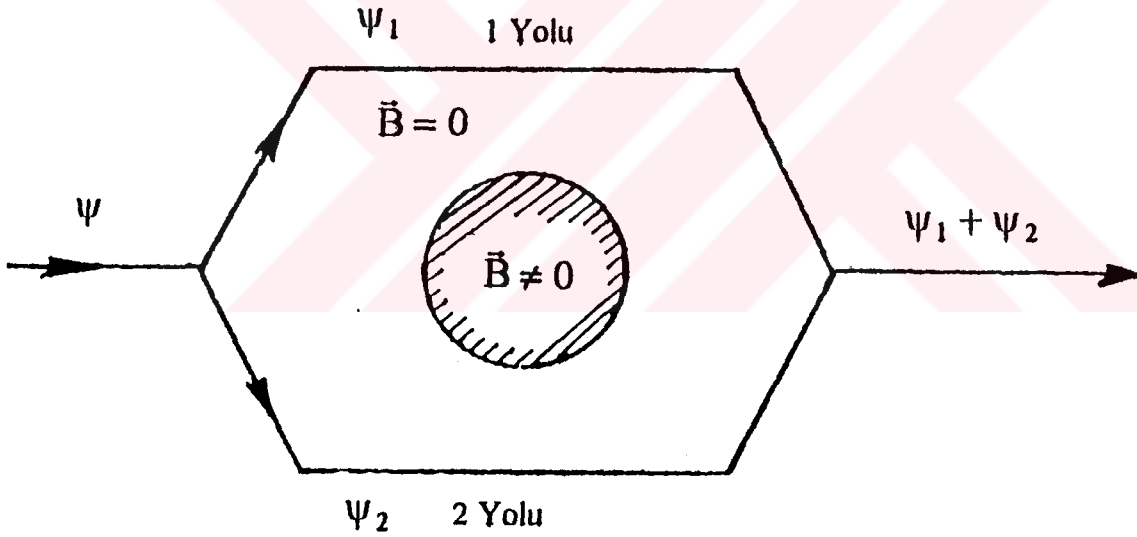
$$\Delta S = \frac{e}{\hbar} \oint (\phi(t) dt - \frac{\vec{A}(\vec{x}, t)}{c} \cdot d\vec{x}) \quad (2.14)$$

dir.

Solenoid içinden  $i$  akımı geçirilerek içeride bir manyetik alan oluşturulur ve alanın içeride kalması sağlanır. Dışarıdaki bölgede  $\vec{B} = 0$  'dır. Solenoid içindeki manyetik alan, etrafından geçen elektron ışınlarına etki etmez. Aynı zamanda elektron ışınları da solenoid içine etki edemez. Böylece Lorentz kuvveti

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

yoktur.



Şekil 2.5 Aharonov-Bohm Olayını gösteren deney şeması. Elektron ışını  $a$ 'da ayrılır  $b$ 'de birleşir. Işın manyetik alan içine girmediğinde  $\psi_1$  ve  $\psi_2$  dalga paketleri arasındaki bölge boyunca manyetik alan girişim modelinde faz farkı meydana getirir.

Manyetik yük olmadığından  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{x}, t) = 0$  dır.<sup>(6)</sup> Böylece  $\vec{B}(\vec{x}, t)$  manyetik alanı bir  $\vec{A}(\vec{x}, t)$  vektör potansiyeli cinsinden

$$\vec{B}(\vec{x}, t) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{x}, t)$$

şeklinde yazılabilir. Dış bölgede  $\vec{B}(\vec{x}, t) = 0$  olduğundan  $\vec{A}(\vec{x}, t)$  vektör potansiyelini skaler bir potansiyelden türetebiliriz.  $t = \text{sabit}$  aldığımızdan  $\phi$  skaler potansiyelimiz yalnızca konuma bağlıdır. Böylece

$$\Delta S = \frac{e}{\hbar c} \oint \vec{A}(\vec{x}, t) \cdot d\vec{x} \quad (2.15)$$

dir.

Denkleminizde Stokes teoremini kullanırsak

$$\Delta S = \frac{e}{\hbar c} \oint \vec{A}(\vec{x}, t) \cdot d\vec{x}$$

$$\Delta S = \frac{e}{\hbar c} \int_S \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{x}, t) \cdot d\vec{s}$$

$$\Delta S = \frac{e}{\hbar c} \int_S \vec{B}(\vec{x}, t) \cdot d\vec{s}$$

$$\Delta S = \frac{e}{\hbar c} \Phi \quad (2.16)$$

dir. Faz farkı kapalı yolun sardığı manyetik akının değeri ile orantılıdır.

Özel bir durum olarak  $t = \text{sabit}$  'de uzayda bir yol düşünelim.

Dalga fonksiyonumuz  $\psi = \psi_0 \exp(-iS / \hbar)$  olarak verilmişti. Böylece

$$\psi = \psi_0 \exp\left(-\frac{ie}{\hbar c} \Phi\right)$$

olur.  $S = \frac{e}{c} \Phi$  'dir.

Şekil 2.5 için H Hamiltonieni

$$H = \frac{(\vec{p}(\vec{x}, t) - \frac{e}{c} \vec{A}(\vec{x}, t))^2}{2m} \quad (2.17)$$

dir. Yollar üzerinde  $\vec{B}(\vec{x}, t) = 0$  'dır. Yukarıdaki Hamiltonien için dalga fonksiyonu  $\psi = \psi_0 \exp(-iS/\hbar)$ 'nin konulması çözümü daima sağlar.  $\psi_0$  dalga fonksiyonu  $\vec{A}(\vec{x}, t) = 0$  olduğu andaki dalga fonksiyonudur.

Elektron, içinden  $\Phi$  akısı geçen bir selenoid etrafındaki manyetik ve elektrik alanın sıfır olduğu bölgede hareket ediyorsa yolunu tamamladığında ek bir  $\exp(-\frac{ie}{\hbar c}\Phi)$  fazı kazanır. Elektron dalga fonksiyonunun tek değerlikli olması ve bu yüzden fazın bir olması, kuşatılan akının kuantumlu olacağını verir.

$$\Phi = n \frac{\hbar c}{e} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.18)$$

Selenoid içinde manyetik akı olmadığında dalga fonksiyonu

$$\psi(\vec{x}, t) = \psi_1^0(\vec{x}, t) + \psi_2^0(\vec{x}, t)$$

dir. Manyetik akı olduğunda ise dalga fonksiyonu

$$\psi(\vec{x}, t) = \psi_1(\vec{x}, t) + \psi_2(\vec{x}, t)$$

ile verilir. Burada

$$\psi_1(\vec{x}, t) = \psi_1^0(\vec{x}, t) \exp(-iS_1/\hbar) \quad (2.19)$$

$$\psi_2(\vec{x}, t) = \psi_2^0(\vec{x}, t) \exp(-iS_2/\hbar)$$

ve

$$S_1 = \frac{e}{c_1} \int \vec{A}(\vec{x}, t) \cdot d\vec{x} \quad (2.20)$$

$$S_2 = \frac{e}{c_2} \int \vec{A}(\vec{x}, t) \cdot d\vec{x}$$

dir. Faz farkı

$$\Delta S = \frac{e}{\hbar c} \left( \int_1 \bar{A}(\bar{x}, t) \cdot d\bar{x} - \int_2 \bar{A}(\bar{x}, t) \cdot d\bar{x} \right)$$

$$\Delta S = \frac{e}{\hbar c} \Phi$$

dir. Bunları  $\psi(\bar{x}, t)$  de yerine yazarsak,

$$\psi(\bar{x}, t) = \psi_1^0(\bar{x}, t) \exp\left(-\frac{ie}{\hbar c} \int_1 \bar{A}(\bar{x}, t) \cdot d\bar{x}\right) + \psi_2^0(\bar{x}, t) \exp\left(-\frac{ie}{\hbar c} \int_2 \bar{A}(\bar{x}, t) \cdot d\bar{x}\right) \quad (2.21)$$

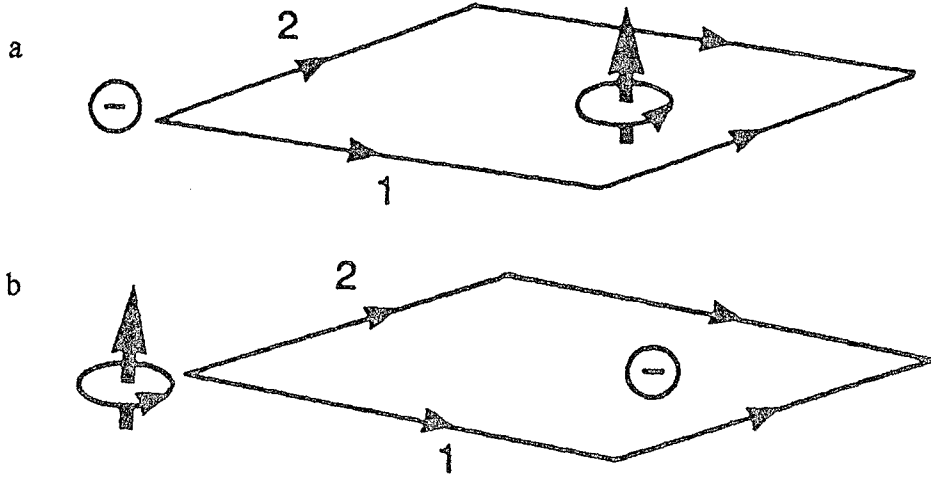
$$\psi(\bar{x}, t) = (\psi_1^0(\bar{x}, t) \exp\left(-\frac{ie}{\hbar c} \Phi\right) + \psi_2^0(\bar{x}, t)) \exp\left(-\frac{ie}{\hbar c} \int_2 \bar{A}(\bar{x}, t) \cdot d\bar{x}\right) \quad (2.22)$$

elde ederiz. Böylece akı  $\psi_1(\bar{x}, t)$  ve  $\psi_2(\bar{x}, t)$  arasında bağıl bir faz farkına neden olur. Bu nonlocal olay kuantum mekaniğinin bir sonucudur.

### 2.2.2 Nötronlar İle Manyetik AB Olayı

Deneyde nötron ışını kullanılarak da manyetik AB olayının varlığı gösterilmiştir. 1984 yılında Aharonov ve Casher<sup>(4)</sup>, AB olayının değişik bir şeklini incelediler. Basit bir selenoid, telin yalnızca bir halkasından oluşur. Küçük akımlı bir ilmekteki manyetik alan, merkezde üstüste sıralanan bir manyetik dipolün benzeri gibidir. Tüm selenoid, birbiri üzerine sıralanan dipollerin doğrultusuna eşittir. Deney düzeneğinde, AB olayındaki yük ve manyetik momentin yerleri değişir (Şekil 2.6b).

Nötron ışını yüklü parçacığın her iki yanından geçerek girişim modeli oluşturur. Oluşan girişim modeli ne ortadaki yükün şekline ne de nötron ışınlarının aldığı yolun geometrisine bağlıdır. Sadece ışın yoluna dik bir çizgi boyunca bulunan yüke bağlıdır.

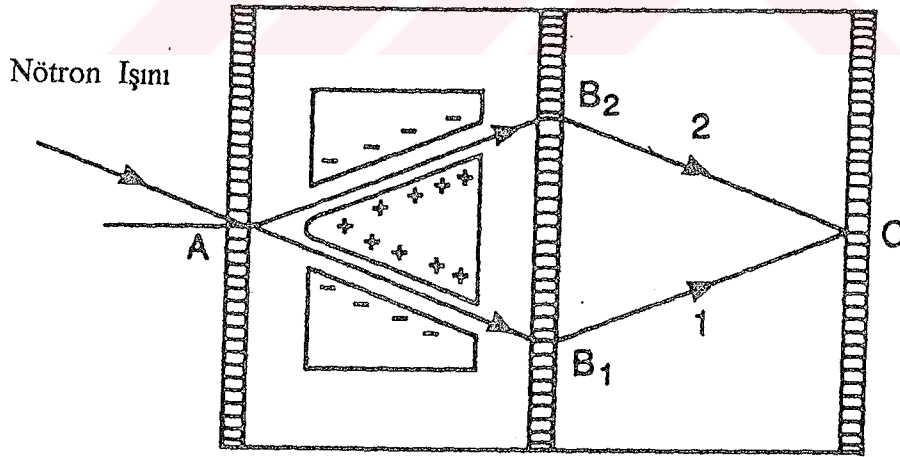


Şekil 2.6 a Aharonov-Bohm Olayının şematik gösterimi

b Aharonov-Casher Olayının şematik gösterimi

Nötronların girişimini en iyi şekilde 1989 yılında silikonlu tek kristalden oluşan interferometriyi kullanan Cimmino ve arkadaşlarının<sup>(4)</sup> deneyi gösterir.

Bir elektrod sistemi iki ışın arasına konulur ve yatay elektrik alan meydana getirilir. Nötron ışınları elektrik alan etrafından geçip girişim yaptığında fazda hesaplanabilir oranda bir değişim meydana gelir.



Şekil 2.7 Aharonov-Casher Olayını ispatlayan Cimmino ve arkadaşlarının kullandığı silikonlu tek kristalden oluşan nötron interferometresinin şematik gösterimi

Özel relativiteye göre elektrik alan boyunca sabit hızla hareket eden bir parçacık aynı zamanda bir manyetik alandan da geçer. Bu manyetik alan, nötronların manyetik momentleri üzerine etkir. Bu etki iki yol boyunca giden nötronlar arasında bir yavaşlama meydana getirir. Nötronların dipol momenti, elektrik alanına diktir. Bu nedenle AC olayı AB olayıyla karşılaştırıldığında, nötronların gerçekten kuvvet etkisinde olmadığı ve topolojik olduğu görülür.



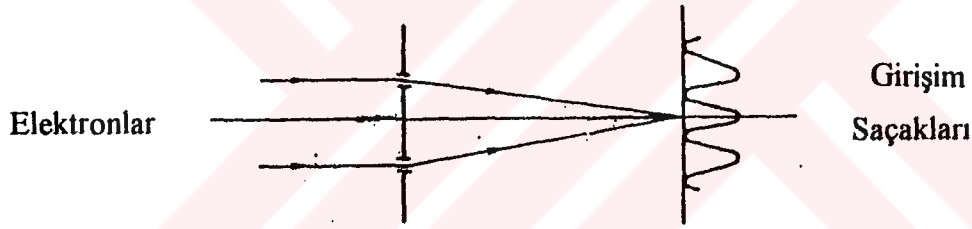


### BÖLÜM 3

#### AB OLAYININ ANLAMI

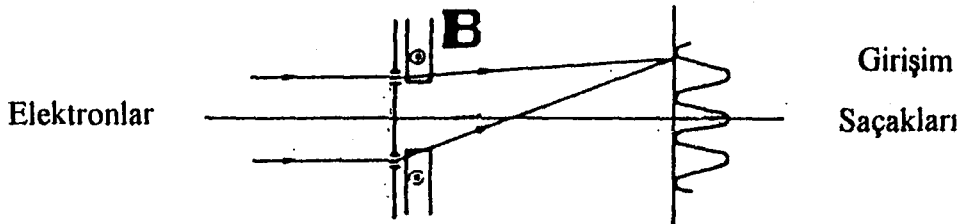
Manyetik AB olayında, elektronların manyetik alana maruz kalıp kalmadığını hesaba katmadan faz farkı iki yola hapsedilen manyetik akı ile belirtilir. Bu düşüncenin ne kadar doğru olduğunu göstermek için Young'ın elektron ışını kullanarak yaptığı çift yarık deneyini gözden geçirelim.<sup>(7)</sup>

Paralel halde gelen elektron ışını çift yarık ile ekran üzerine gelir ve kırılır. İki kırılan ışın arasındaki girişim modeli gözlem düzleminde meydana gelir ve film üzerine kaydedilir. Şekil 3.1(a,b,c,d) Young'ın elektron ışını kullanarak yaptığı çift yarıklı deney düzeneklerini göstermektedir.



Şekil 3.1a

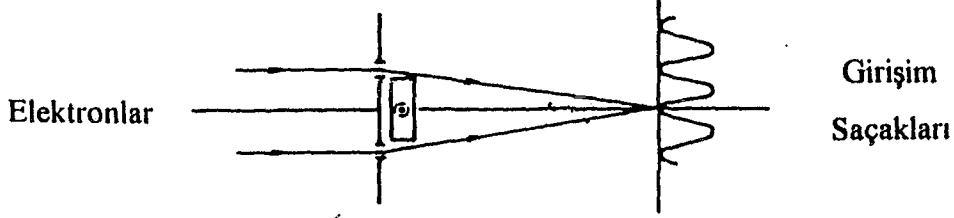
İki ışın düzlem ile eksenin kesiştiği yerde birleştiğinden girişim modeli meydana gelir. Merkez ekseninde en çok yoğunluk gözlenir. Bu durum ile ışığın kullanıldığı Young deneyi arasında bir fark yoktur.



Şekil 3.1b

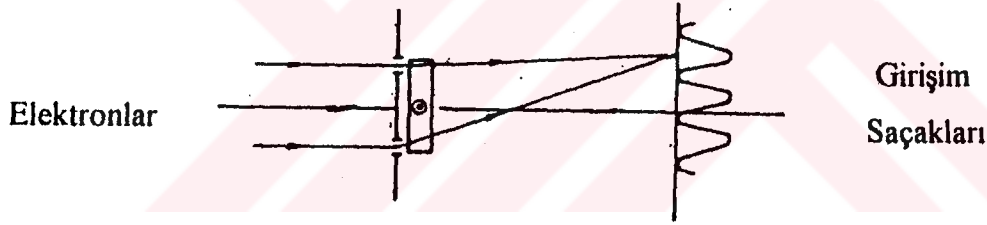
Perde arkasına yerleştirilen düzlem üzerine konulan filmin iki ince boşluk oluşturduğunu farz edelim. Herbir ışın manyetik alanla küçük bir açıda saptığından

dolayı girişim modelinde tamamen saptığını düşünebiliriz. Bunun nedeni elektron ışınının sapmasını hesaba katmadan iki ışın arasındaki görelî faz farkının, tamamen sınırlı manyetik akı ile tanımlanmasıdır.



Şekil 3.1c

Bu durum AB Olayına karşılık gelir. Elektron ışınları kapalı manyetik akıya dokunmazlar ise de ışınlar arasında  $\frac{e}{hc} \Phi$  'lik bir faz farkı meydana gelir ve girişim saçakları sapar.



Şekil 3.1d

Elektron ışınları manyetik alanla gerçekten etkileştiğinden ışınlar sapar.

Klasik mekanikte yalnızca elektronlar üzerine uygulanan kuvvetler elektronların davranışlarını etkiler. Bu sebeple a ve c durumları denktir. Benzer şekilde b ve d durumları da denktir.

Kuantum mekaniğinde kuvvet kavramı elektromanyetik potansiyeller vasıtası ile verilir. Bu sebeple a ve b durumları denktir. Aynı zamanda c ve d durumları da denktir.

## BÖLÜM 4

### İLK DENEYLER

Manyetik AB Olayının varlığı ilk kez 1949 yılında Ehrenberg ve Siday tarafından verilmiştir. Skaler ve vektörel potansiyellerle değişen işaret temsilleriyle elektron optiğini matematiksel olarak düzenleyerek uygulama sonucu olarak, AB olayının, sabit akı ile birleştiğini buldular. Şimdiye kadar anlatılan faz farkının, elektron girişim saçaklarından olmadığı Morton ve arkadaşları tarafından ispat edilmiştir. Manyetik alandaki değişmeye göre elektron ışınlarının girişim modelinde oluşan faz farkı, AB olayının faz farkı ile tamamen aynıdır. Werner ve Brill bunu hesapla göstermişlerdir.

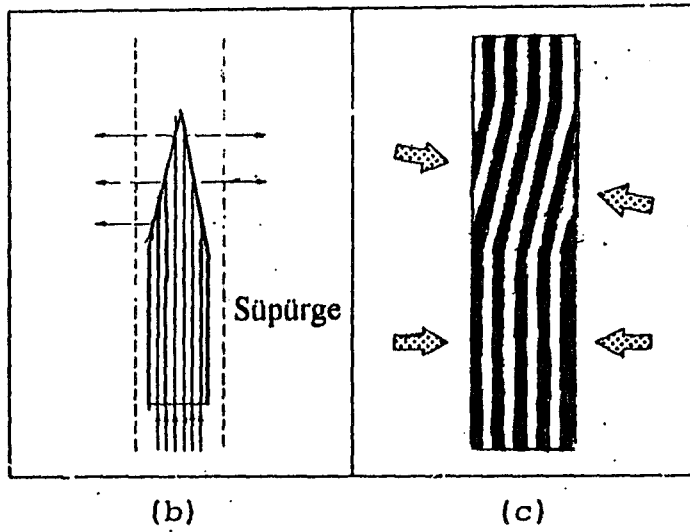
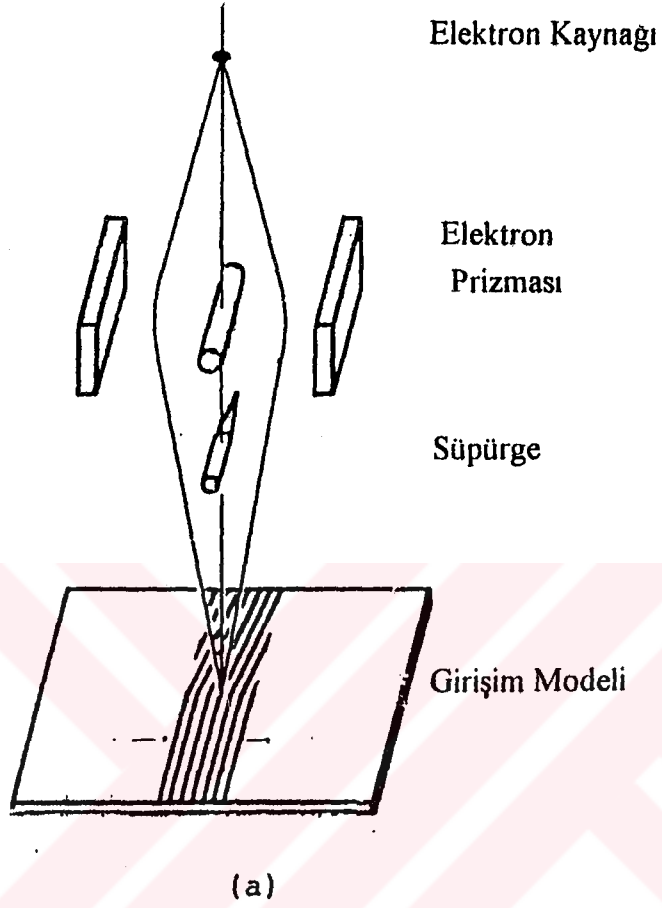
1960 yılında AB olayının doğruluğunu veya yanlışlığını gösteren ilk elektron girişim deneyi Chambers<sup>(8)</sup> tarafından yapılmıştır. Bu deneyde faz farkı, selenoid yerine kullanılan gittikçe incelen demir süpürge (whisker) kullanılması ile meydana çıkarılmıştır. Fowler ve arkadaşları., Chambers'ın deneyini biraz düzelterek faz farkını gözlemiştir..

1962 yılında Möllenstedt ve Bayh<sup>(7)</sup> , ince bir selenoid içindeki manyetik akı değişimi ile AB faz farkını gözleyerek bütün dinamik davranışları içine alan bir fotoğraf elde etmiştir.

Şimdi bu deneyleri ayrıntılı olarak inceleyelim.

#### 4.1 Chambers Deneyi

1960 yılında yapılan Chambers deneyi, AB olayı üzerine yapılan ilk deneydir. Mikroskobik elektron geçişi, AB olayında girişim deneyini başarmak için kullanılmıştır.



Şekil 4.1 Gittikçe incelen demir süpürge kullanıldığı Chambers deneyi. a) Elektron - optik sistemi b) Süpürge etrafındaki kuvvetin manyetik çizgileri ve c) Girişim saçakları

Noktasal bir kaynaktan çıkan elektron ışını Möllenstedt tipi elektron prizması üzerine gelir. Elektron ışını ortadaki ince telin ve toprak-potansiyel elektrodunun her iki yanından geçer. Pozitif  $\sim 10$  V'luk potansiyel ortadaki tele uygulandığında telin her iki yanından geçen elektronlar merkeze doğru çekilirler. Böylece üstüste gelerek düzlem üzerinde girişim modeli meydana getirirler. Oluşan saçaklar tele paraleldir. İnce demir süpürge'nin çapı  $\sim 1\mu\text{m}$  olduğunda telin gölgesinde süpürge gittikçe incelendiğinden dolayı saçaklar yana eğilir şekilde oluşur.

Süpürge içinde manyetizma eksen yönünde sabit olduğundan, süpürge içindeki manyetik akı alan kesiti ile orantılıdır. Girişim modeli, kapalı manyetik akı ile orantılı faz farkından meydana gelir.

Saçakların yana eğilmesi klasik olarak da açıklanabilir. Manyetik alan, gittikçe incelen süpürge'den dik olarak dışarı sızdığından elektronlar eksenden zayıf olarak saparlar. Sapma yönü süpürge'nin diğer tarafından tersine çevrilir.

İki elektron ışını inceleme düzlemindeki çiftli telde her zaman biri diğerine göre karşılaşmazlar. Yani ışınlar biraz eğri yoldan giderler. Böylece saçaklar yana doğru eğilir.

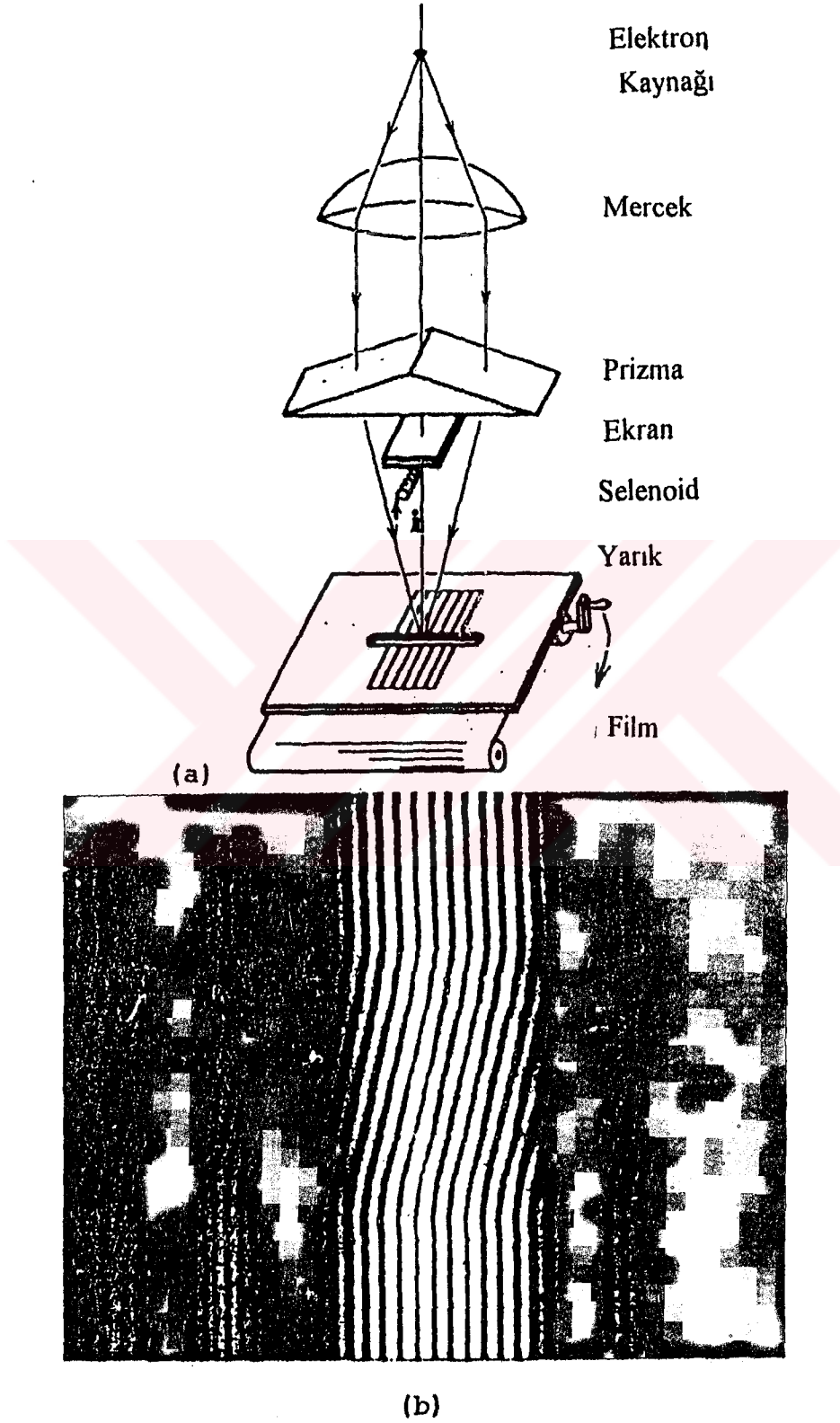
Bu saçak eğilimi manyetik alan terimleriyle de açıklanabilir. Saçaklar süpürge'nin değişmeyen bölgesine de bağlıdır. Böylece değişmeyen bölgede dahi faz farkı bulunur. Bu faz farkı klasik olarak açıklanamaz.

#### **4.2 Möllenstedt ve Bayh Deneyi :**

1962 yılında Möllenstedt ve Bayh tarafından yapılan deney fiziksel olarak anlamlı ve diğer deneylerden üstündür.

Doğrusal bir elektron ışını prizma yardımıyla ikiye ayrılır. Daha sonra ikiye ayrılan ışın girişim modeli oluşturur. Aşırı derecede ince bir selenoid, iki ışın arasındaki orta noktaya yerleştirilir. Gerçek deneyde, üç elektron ışını Şekil 4.2 'de gösterilen noktalardan prizmaya girer. Böylece iki ışın yeteri kadar birbirinden uzak

tutulabilir. Ferromanyetik süpürge kullanımı, alan saçılmasını ortadan kaldırmayı sağlar.



Şekil 4.2 Möllenstedt ve Bayh deneyinin şematik gösterimi.

a) Elektron - optik sistemi b) Girişim modeli

Selenoide uygulanan elektrik akımı arttırıldığında, girişim saçakları yana doğru (eğilir) kayar. Bu kaymayı kaydetmek için, girişim modelinin yalnızca bir kısmı saçak yönüne dik bir yarı boyunca film üzerine kaydedilir. Film, manyetik akıdaki artmayla birlikte hareket eder. Manyetik akının artması ile indüklenen elektrik alandan dolayı yana doğru eğilen saçaklar meydana gelir.

Manyetik akıdaki artış durdurulsa bile saçak değişimi aynı kalır. Bu AB olayının varlığını ispatlar.



## BÖLÜM 5

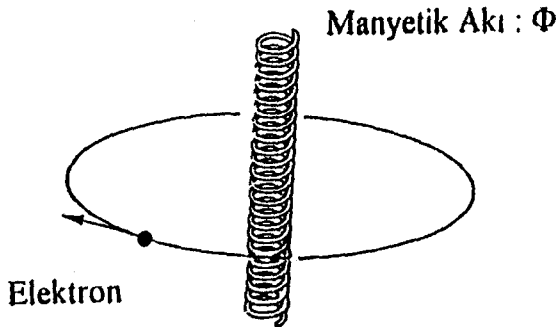
### AB OLAYININ KUANTUM MEKANİKSEL YORUMU

Bazı fizikçiler elektron ve nötron gibi parçacıkların, elektrik veya manyetik alanlarla direkt olarak etkileşmeden, bu alanlarla fiziksel bir etkileşme yapabileceklerini savunmaktadırlar. Elektromanyetik potansiyeller Schrödinger denkleminde ortaya çıkmıştır. Ancak elektromanyetik potansiyelleri yardımcı bir terim olarak düşündüler.

1960'da Furry ve Ramsey, Aharonov - Bohm olayının kuantum mekaniğinde temel olay olduğunu ve klasik mekanikte ise böyle olmadığını iddia ettiler. Wegener, elektron görüntü optiğini AB olayına uygulayarak olayın varlığını gösterdi.

AB olayının ilk bulguları klasik elektromanyetik alanlar teorisi ile meydana çıkmıştır. 1961 yılında Mitler, AB olayının ölçülebilirliğini düzensiz değişen manyetik ve elektrik alanın olmadığı bölgede incelemiştir. Bu incelemesinde AB olayının, düzensiz değişim olduğunda dahi izlenebilir olduğunu bulmuştur.

Peshkin, Talmi ve Tassie<sup>(9)</sup>, AB olayı prensibinin, teorinin tutarlılığı için gerekli olduğunu ispat ettiler. Dışarı sızmayacak şekilde etrafı kapalı olan manyetik akı etrafındaki yörüngede elektronların sınır-durumları için AB olayının gerekliliğini söylediler.



Şekil 5.1 Sınır-durumu elektronları için Aharonov-Bohm olayı.



Akı etrafında dönen elektronun kinetik açısal momentumu kapalı manyetik akı ile etkileşir. Açısal momentum  $e\Phi/2\pi$  'ye göre kabul edilen  $m\hbar$  değerleriyle değişir. Bunun nedeni, kanonik açısal momentum özdeğerinin  $m\hbar$  olmasıdır.

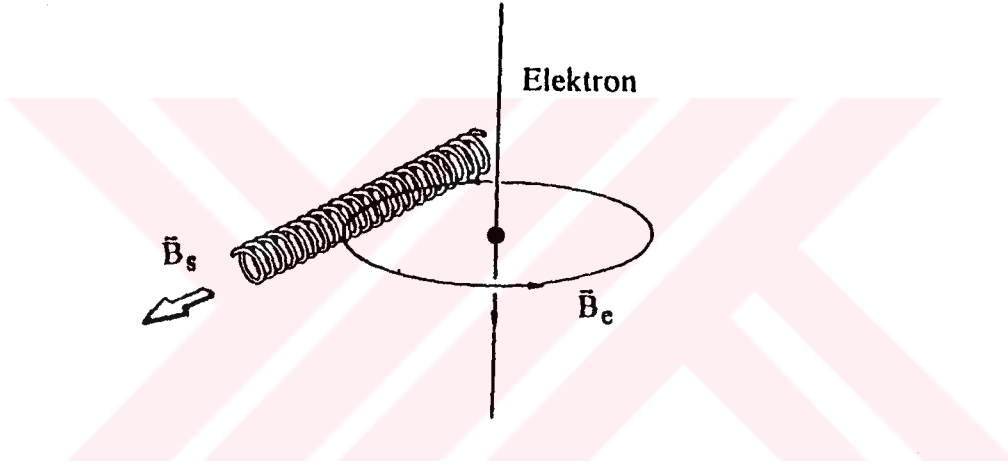
AB olayının kuantizasyon şartının değiştirilmesi potansiyel olaylara uygun değildir. Bu sonuca göre Peshkin, Talmi ve Tassie şu iddiada bulundular " Simetri teorisi prensibine göre silindirik simetri sisteminde doğrulanan AB olayını ortaya çıkarmak için tek değerlikli dalga fonksiyonları kullanılmalıdır" .

Aharonov ve Bohm daha sonra bu iddiaya karşı çıkarak şunu ifade ettiler. "Elektromanyetik etkileşmelerin lokalliği teoriden uygun şekilde çıkarılırsa, dış bölgedeki alan, potansiyellerin yardımı olmaksızın elektronlar ile doğrudan etkileşemez." Ayrıca, selenoid dışındaki vektör potansiyelinin kullanıldığı Schrödinger denklemi çözüldüğünde, saçılma tesir kesiti yalnızca kuantum durumunun değiştirilmesi ile hesaplanamaz.

## BÖLÜM 6

### AB OLAYINI KLASİK YORUMLAMA ÇABALARI

Yapılan araştırmalarla, gelen elektron ile selenoid arasındaki klasik etkileşme ile AB olayının klasik yorumu yapılmaya çalışılmıştır. Liebowitz, manyetik AB olayının oldukça kesin yorumunu yaparak AB olayının şimdiye kadar önem verilmeyen kuvvetler cinsinden tamamen açıklanabileceğini ifade etmiştir.



Şekil 6.1 Liebowitz'in Aharonov-Bohm olayını klasik olarak yorumlama çabası

Eğer elektronun manyetik alanı,  $\vec{B}_e$ , selenoid içine girerse ve selenoidin manyetik alanı  $\vec{B}_s$  ile etkileşirse toplam manyetik enerji

$$\int \frac{\vec{B}_e + \vec{B}_s}{2\mu_0} \cdot d\vec{r}$$

ile verilir. Etkileşme enerjisi

$$U = \frac{1}{\mu_0} \int \vec{B}_e \cdot \vec{B}_s dr \quad (6.1)$$

olur. Burada integral selenoidin iç bölgesindeki hacim üzerinden alınır.

Liebowitz, U etkileşme enerjisinin standart bir Lagranjiendeki bilinen terimlere uymayan bir Lagranjen durumunda kullanılamıyacağını belirtti.

Erlichson, 1969'a kadar ki yayınlarda fiziksel etkilerdeki lokalleştirilebilme prensibinin temel problemi olarak AB olayını gözönüne almıştır. Selenoid içinde kapalı tutulan manyetik alan ile elektronun manyetik alanı arasındaki lokal etkileşmenin araştırılmasını teklif etmiştir.

Erlichson'un bu olayın araştırılması için düşündüğü teoriksel deney şöyledir. Süperiletken bir engel, elektronun manyetik alanının selenoidin manyetik alanına etkisini önlemek için elektron ile selenoid arasına konmalıdır. Eğer AB olayı, süperiletken koruyucu engel ile kaybolursa AB olayı fiziksel olaylar için sınırlanabilir prensib çerçevesinde belirtilebilir. Bu problem, Lischke tarafından deneysel olarak denenmiştir.

1973 yılında Boyer klasik olarak, bir selenoid ile elektronun etkileşmesini incelemiştir. Yeni herhangi bir kuvvete ihtiyaç olmadan enerji ve momentum korunum yasalarını gerçeklemiştir. Boyer, Liebowitz'in gelen bir elektronun selenoidden dolayı bir kuvvete maruz kaldığı sonucunun hatalı olduğunu ifade etmiştir. Selenoid akısı sabit tutulduğunda bazı dış kuvvetlerin elektronun hareketinde herhangi bir değişiklik meydana getirmeyeceğini söylemiştir.

Bu kuvvetler elektromanyetik alanlarda  $\Delta E$  gibi ortaya çıkarak iş yaparlar. Burada  $\Delta E$ ,

$$\Delta E = -e\vec{v} \cdot \vec{A} \quad (6.2)$$

dir. Denklemdaki  $\vec{A}$ , elektron konumunda selenoidin Coulomb ayarındaki vektör potansiyelidir. Böylece selenoid, geçen elektronlar üzerine kuvvet uygulamaz.

Boyer daha sonraki yazısında, geri kalma olayının olabileceğini ifade etmiştir. Buna göre , elektromanyetik alanlardaki  $\Delta E$  enerji değişiminin , geçen elektronun kinetik enerjisindeki değişime eşitlendiği farz edilirse, hız değişimi

$$\Delta v = \frac{e}{p} \vec{v} \cdot \vec{A} \quad (6.3)$$

şeklinde verilir. Burada  $p$  elektronun momentumudur.

Sonuç olarak, selenoid yaklaştırıldığında elektron yavaşlar, tersine uzaklaştırıldığında elektron hızlanır.

Selenoidin etrafından geçen ışınlar arasındaki görelî geri kalma, görelî faz farkına benzetilerek hesaplandı. Hesaplanan faz farkı  $e\Phi/\hbar$  şeklindedir. Bu AB olayında bulunan faz farkıyla aynıdır.

## BÖLÜM 7

### YENİ DENEYLER

AB olayının varlığı hakkında birçok delil sunulmuştur. Bu yüzden aklımıza şu soru takılabilir. AB olayının varlığı niçin birkaç çeşit deneyle deneysel olarak saptanamadı? Bu sorunun cevabı elektron girişim deneylerinin genel zorluğunda yatmaktadır.

Elektron ışını kullanıldığında elektronun dalgaboyu çok kısa olduğundan (genellikle  $0.03 \text{ \AA}$ ), deneysel durumlar aşırı derecede önemsiz olmuştur. Geçerli bir deney örneği için  $10 \mu\text{m}$ 'den biraz daha büyük bir model gerekir. Böylece bütün model anlatılan elektron dalgasına uygun bölgede bulunabilir.

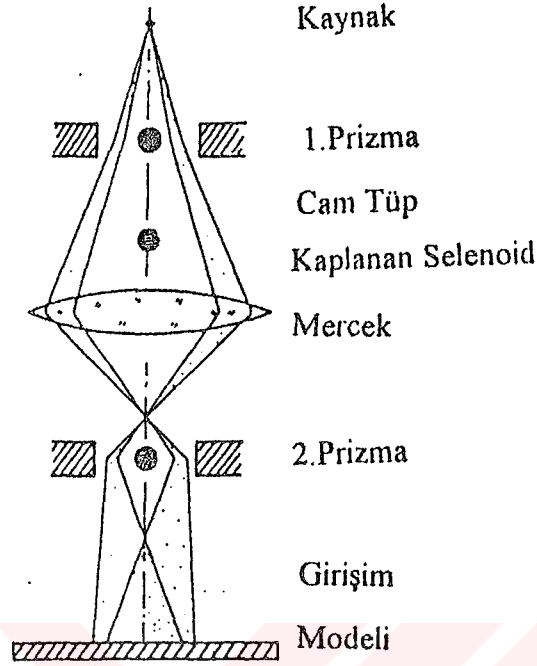
1982 yılında Bocchieri, Loinger ve Siragusa, manyetik alana etki eden elektron dalgası üzerine Lorentz kuvvetinin etkisini hesapladılar. Genellikle manyetik bölgedeki elektron dalgasına olan etkinin elektron dalgasında ani olarak yayılmaya sebep olduğunu işaret ettiler. Bu yayılmanın, kesinlikle AB olayını taklit ettiğini söylediler. Bu yüzden, elektronun manyetik alana tesir ettiği türdeki deneylerin AB olayının ispatını sağlamadığını sonuçlandırdılar.

Bunun üzerine 1982 yılında Möllenstedt, Schmid ve Lichke<sup>(5)</sup>, Bocchieri ve Loinger'in bu ispatını test etmek için bir deney kurdular.

#### 7.1 Cam Tüp İle Kaplanan Selenoidin Kullanıldığı Deney .

Selenoid, altın tabakası ile kaplanan (çapı  $80 \mu\text{m}$ ) cam tüple sarılır.<sup>(7)</sup> Gelen elektron ışını, birinci prizma ile  $200 \mu\text{m}$  mesafeli iki ışına ayrılır. İki ışın selenoidi sarar ve girişim modeli formuna ikinci prizmayla getirilir.

Selenoidin akısı değiştirildiğinde, cam tüp dışından geçen elektron ışınının faz dağılımının değişmez kaldığı görülür. Yani, selenoidin yakınında manyetik alan meydana gelmez. Selenoidi saran iki elektron ışını arasındaki göreceli faz farkı, teoriksel değere %3'lük yaklaşımla ölçülür.



Şekil 7.1 Cam tüp ile kaplanan selenoidin kullanıldığı Möllenstedt ve arkadaşlarının yaptığı deney düzeneği.

### 7.2 Elektrostatik AB Olayına Uygun Deney :

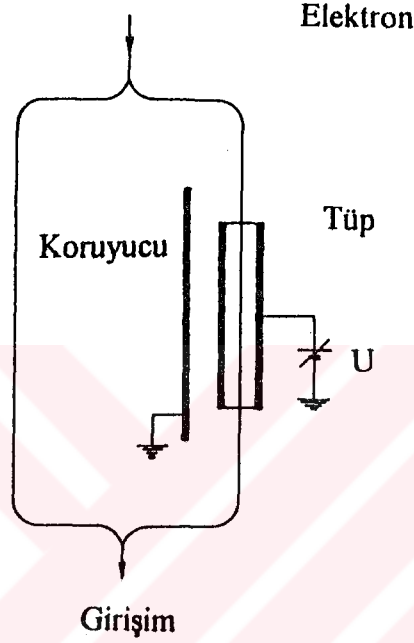
Manyetik AB olayı sık sık deneysel olarak gözden geçirilmesine karşın, elektriksel AB olayı asla başarıyla açıklanamamıştır. Bu, elektriksel AB olayı ile ilgili deneylerin tekniksel zorluklarından dolayıdır.

Elektriksel AB olayında, bir elektron dalgası iki metal silindir içine girebilen iki dalga paketine ayrılır. Silindirlere uygulanan potansiyeller, yalnızca dalga paketleri silindirlerin içindeyken değişebilir. Elektron hiç bir kuvvetin etkisi altında olmasa da sonuçta faz farkı meydana gelir. Bunun nedeni elektrostatik AB olayıyla ifade edilir.

Elektriksel AB olayında, elektron dalga paketinin uzunluğunu belirleyen deney 1984 yılında Schmid'in çalışmasıdır.<sup>6</sup>

35 kV 'luk elektron ışını ikiye ayrılır ve bu ışınlardan biri U elektrostatik potansiyele sahip metalik tüp boyunca geçiş yapar. Sonuçta iki ışın birleşerek bir girişim modeli

meydana getirir.  $U$  potansiyelinin artmasıyla, izlenebilir maksimum faz farkı  $70.000 \times 2\pi$  olarak bulunur. Böylece dalga paketinin uygun uzunluğu  $4600 \text{ \AA}$  olur. Teoride söylenen dalga paketinin boyu, ışının dalgaboyu  $\lambda=0.03 \text{ \AA}$ 'dan uzun olduğundan deneysel olarak bulduğumuz sonuç doğrudur.



Şekil 7.2 Elektron dalga paketinin uygun uzunluğunu açıklayan Schmid deney düzeneği

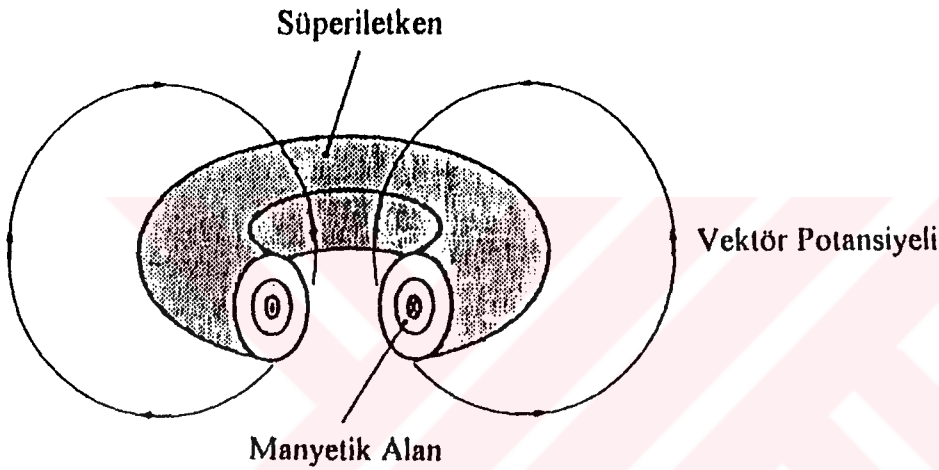
### 7.3 Süperiletken İle Kaplanan Toroidal Manyetin Kullanıldığı Deney :

Tonomera ve arkadaşları., AB olayının varlığını toroidal geometrili manyet kullanarak deneysel olarak tesbit etmişlerdir. Manyet elektronlar üzerine kısmen etkir. AB olayına karşı çıkanlar olayın doğru olarak denenmesi için manyetten sızan akının sıfıra yaklaşması gerektiğini söylediler.

1986 yılında Tonomera ve arkadaşları, AB olayının deneysel olarak denenmesi için bir deney yapmışlardır.

### 7.3.1 Deneysel Plan :

İlk olarak, elektron ışınının etkilenmesini önlemek için toroidal manyet metal ile kaplanır. Böylece AB olayı meydana çıkarılır: Böylece model, elektron etkisinden kurtulur. Bununla birlikte tüm faz farkı  $2\pi$  modülü ile ölçülür. Diğer problem, elektron ışını ile manyetin etkilenmeyeceği, ancak manyetten sızan akının bir bölümünün elektron ışınına etkisinin olabileceğidir.



Şekil 7.3 Süperiletken ile kaplanan toroidal ferromagnetin şeması.

Bu olasılığı önlemek için, Tonomera ve arkadaşları., süperiletken maddeye koruyucu bir metal tabaka yapmışlardır. Manyetik alan Meissner olayına göre süperiletken tabakadan geçiş yapamaz ve böylece manyetik alan toroidal model dışına sızmaz.<sup>(10)</sup> Elektron holografisi kullanılarak hazırlanan modelde akı sızdırmazlığı gözlenir. Böylece, manyetik alan ve elektron ışınının birbiriyle etkileşmediği durumlarda bu modelin kullanılması AB olayının gözlenmesini sağlar.

Bu plan, Liebowitz'in (Bak Bölüm 6) gözönüne alınmayan kuvvetlere bağlı olarak AB olayının yorumlanabilmesini idealleştirecektir. Bunun nedeni, elektron manyetik alanının bir süperiletken ile kaplanan manyetik alan içine tesir etmemesidir. Böyle bir deneme ilk kez Erlichson tarafından teklif edilip Lischke tarafından denenmiştir.

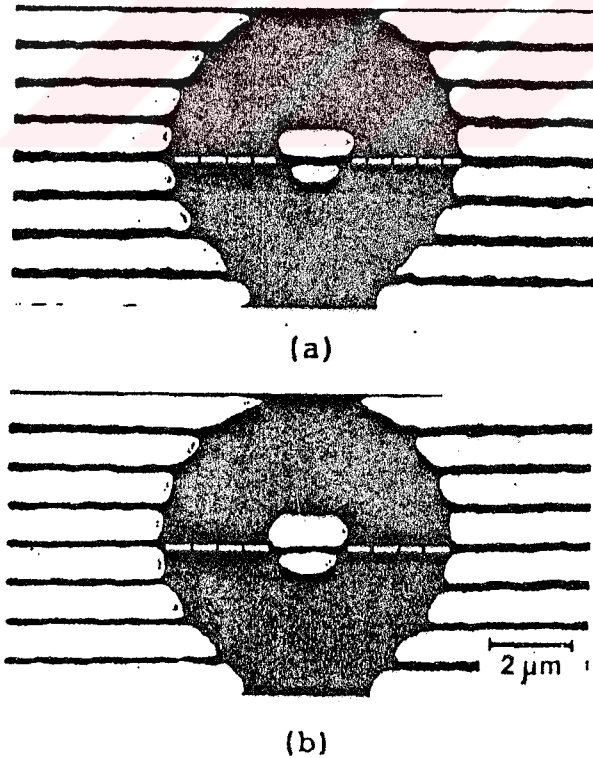


### 7.3.2 Deneysel Metod :

İlk kez modelin elektron hologramı, 150keV'luk alan-yayan elektronmikroskobu ile düzenlenmiştir. Böylece modelde faz farkı He-Ne laseri kullanılarak optiksel olarak gözlenir. Aynı zamanda modelden sızan manyetik akı optiksel olarak bulunan girişim mikrografından ölçülür.

### 7.3.3 Süperiletken İle Elektron Etkileşmesi .

Önce faz farkındaki değişim incelenir. İlk deney olarak, manyet kapsamayan toroidal süperiletken ile elektron ışınının etkileşmesinin olup olmadığı test edilir. Elektrik ve manyetik alanın olmadığı bölge boyunca geçen elektron kuvvet etkisinde kalmaz. Ancak elektron, süperiletken yakınında bulunduğunda etkilenir. Çünkü elektronun manyetik alanı, Meissner Olayından dolayı süperiletken içine etki etmez.



Şekil 7.4 Süperiletken toroidin interferogramları a) T= 15 K b) T=4,5 K

Bu deneyde kullanılan modeller 3000 Å kalınlığındaki niobium toroidleridir. Bunların yüzeyleri tamamen 500 ~ 2000 Å kalınlığındaki buharlaşmış bakır tabakasıyla kaplanmıştır. Faz farkı, toroidin sıcaklığı ( $T_c = 9,2 \text{ K}$ )  $T_c$  kritik sıcaklığının altında ve üstünde değiştiğinde toroidin içinden ve dışından geçen elektron ışınları arasında ölçülür.

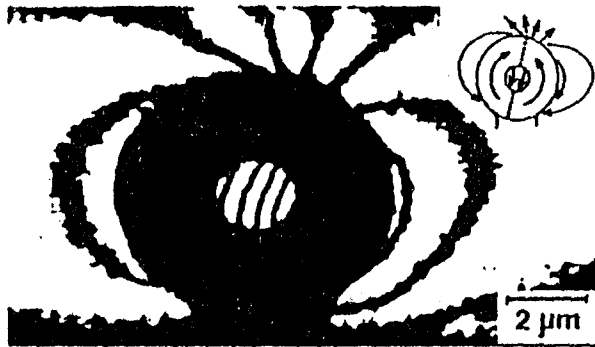
15 K ve 4,5 K 'deki interferogramların örnekleri şekil 7.4'de gösterildi.

Faz farkı, normal ve süperiletken durumları için iki kez büyütülen girişim micrographında gözlenemeyecektir.

#### 7.3.4 AB Olayının Deneysel Testi :

İlk deneydeki faz farkının, manyet kapsamayan süperiletken toroidin dışından ve içinden geçen elektron ışınları arasında meydana gelmediği saptanmıştır. Yeni durumda AB olayı, süperiletken ile kaplanan toroidal manyetin kullanılmasıyla test edilir. Gerçekte kapalı manyetik halka, holografik girişim mikroskopisinin kullanıldığı modelde sızan akının ölçülmesiyle tespit edilir.

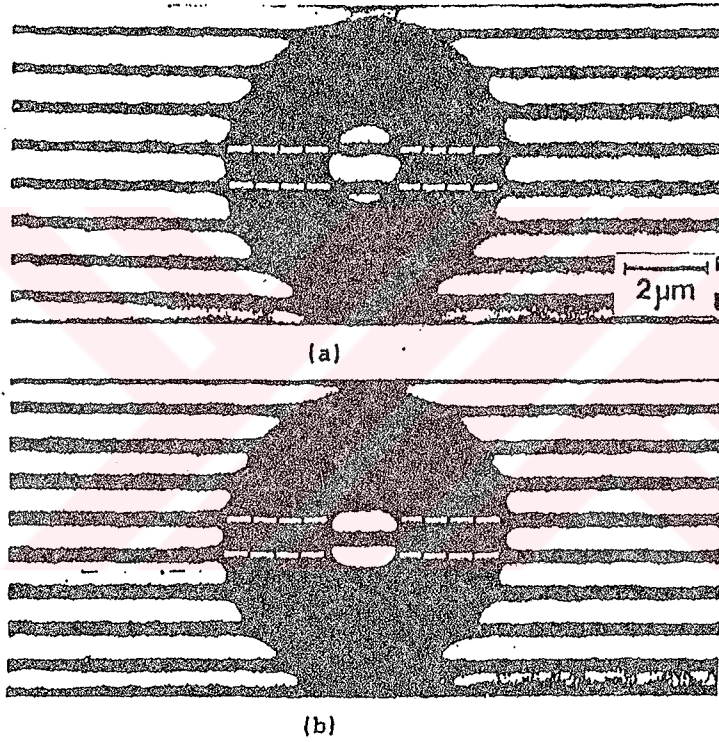
Modellerin imalatında akı sızıntısı büyük çaplı, örneğin 10µm'den daha büyük geometrilili modeller için ölçülebilir olarak bulunur. Sonra model geometrisi tespit edilir. Yaklaşık olarak modelin %60'ı  $h / 20.e$  'lik doğrulukla sızıntıdan tespit edilir. Büyük akı sızıntısı olan model örneği şekildeki gibidir.



Şekil 7.5 Ferromagnetik toroidalden sızan akı modeli ( faz büyütülmesi : x2 )

Alan sızdıran toroid, bir model olarak seçilir ve düşük sıcaklık durumunda 5 K 'den aşağı soğutulur. Böylece elektron ışını toroidin içinden ve dışından geçirerek ışınlar arasındaki faz farkı incelenir. Her ne kadar, modeller farklı manyetik akı değerlerine sahiptirler de yalnızca iki interferogram çeşidi bulunur.

Bulunan faz farkı değerleri ya 0 ya da  $\pi$  'dir. (b) şekli faz farkının açıkça elektrik ve manyetik alanın olmadığı bölgeden geçen ışınlar arasında meydana geldiğini belirtir. Bu, manyetik AB olayının varlığını gösterir. Manyetik alan süperiletken içinde hapsolür ve alan, bakır ve niobium kaplanmasıyla elektron ışınından korunur.



Şekil 7.6 4.5 K 'de süperiletken tabaka ile kaplanan ferromagnetik toroidalın interferogramları. a) Faz farkı = 0 b) Faz farkı =  $\pi$

Toroid içindeki bakır çifleri süper akım meydana getirerek süperiletkenlik durumunu korurlar. Süperakım, torus oyuğunun iç duvarlarının yakınından akar. Bu toplam manyetik akıdır. Yani süperakımla indüklenen pozitif  $\Phi$  manyetik akı

kuantizasyonu  $n\left(\frac{h}{2e}\right)$  'ye denktir.

Bu akı kuantizasyonu yalnızca manyetik alan süperiletken ile tamamen kuşatıldığında meydana gelir. Akı kuantizasyonunun  $(h/2e)$  olması  $\pi$  faz farkını meydana getirir.

Faz farkının 0 veya  $\pi$  olması akı kuantasının değişmez veya tek sayı olup olmadığına bağlıdır.



## *BÖLÜM 8*

### *SONUÇ*

AB olayı hemen hemen 30 senedir görüşülmüş ve tartışılmıştır. Bunların sonucunda olayın varlığı hakkındaki her türlü şüphe son zamanlarda yapılan deneysel çalışmalarla ortadan kaldırılmıştır.

AB olayının 30 sene gibi uzun bir süre tartışılmasının nedeni klasik fiziğin mantığı içinde anlaşılmaz olmasıdır. Ayrıca AB olayı, sadece nadir değil aynı zaman da fiziksel olarak da anlamlıdır. Yani dalga fonksiyonunun tek-değerliliği, vektör potansiyellerinin gerçekliliği ve fiziksel olayların yerelliği gibi kuantum mekaniğinin temellerini doğrudan ilgilendirir.

AB olayı aynı zamanda doğrudan doğadaki temel etkileşmeleri birleştirmede şimdi gittikçe önemli rol oynayan ayar alanlarının fiziksel gerçekliliği için deneysel ispat gibi kabul edilir.

**KAYNAKLAR**

1. Aharonov, Y., ve D.Bohm, 1959, Phys.Rev. 115, 485
2. Aygün, E., ve D.M. Zengin, 1992, Kuantum Fiziği, Bilim Yayınevi, Ankara
3. Matteucci, G., ve G.Pozzi, 1985, Phys.Rev.Let., 54, 2469
4. Aitchison, I.J.R., 1989, Nature, 341
5. Allman, B.E., A.Cimmino, A.G.Klein ve G.I.Opat, H.Kaiser ve S.A.Werner, 1992, Phys.Rev.Let., 68, 2409
6. Jackson, J.D., 1962, Classical Elektrodynamics, John Wiley-Sons, Newyork
7. Peshkin, M., A.Tonomera, 1989, Lecture Notes in Physics 340, Springer-Verlag Berlin , Heidelberg
8. Chambers, R.G., 1960, Phys.Rev.Let., 5, 3
9. Peshkin, M., I.Talmi ve J.Tassie, 1961, Ann.Phys. 16, 426
10. Gasiorowicz, S., 1974, Quantum Physics, John Wiley and Jons.Inc., Newyork

### **ÖZGEÇMİŞ**

14.05.1970 yılında Edirne'de doğdum. İlk öğrenimimi 1977-1981 yılları arasında Kurtuluş İlkokulunda, orta öğrenimimi 1981-1984 ve 1984-1987 yılları arasında Atatürk Ortaokulu ve Edirne Lisesinde yaptım. 1987 'de üniversite sınavını kazanarak T.Ü. Fen - Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne girdim. 1991 yılında Fizikçi ünvanı ile mezun oldum. 1991 yılında T.Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde açılan Yüksek Lisans ve Genel Fizik Anabilim Dalı Araştırma Görevliliği sınavlarına girerek kazandım. Halen aynı bölümde Araştırma Görevlisi olarak Yüksek Lisans çalışması yapmaktayım

Nurşen SEÇKİN.