

166074

**PROTON SİNKROTRONU VE MÜON BÖLGESİ
UYGULAMALARI**

Abdullatif ÇALIŞKAN

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Haziran 2005

ANKARA

Abdullatif ÇALIŞKAN tarafından hazırlanan PROTON SİNKROTRONU VE MÜON BÖLGESİ UYGULAMALARI adlı bu tezin yüksek lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.


Yrd.Doç.Dr.Metin YILMAZ

Tez Yöneticisi

Bu çalışma, jürimiz tarafından FİZİK anabilim dalında yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

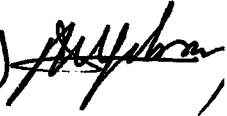
Başkan

: Prof. Dr. Abbas Kenan Çiftçi 

Üye

: Prof. Dr. Saleh Sultanşay 

Üye

: Yrd. Doç. Dr. Metin Yılmaz (Danışman) 

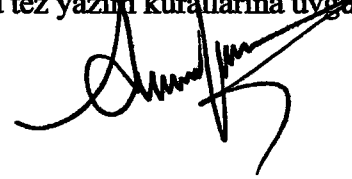
Üye

: _____

Üye

: _____

Bu tez, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.



PROTON SİNKROTRONU VE MÜON BÖLGESİ
UYGULAMALARI
(Yüksek Lisans Tezi)

Abdullatif ÇALIŞKAN

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Haziran 2005

ÖZET

Hızlandırıcı teknolojisinde uygulamalar açısından önemli bir paya sahip olan proton sinkrotronları, belirli bir enerji ve yoğunluk değerinde proton demeti elde etmek amacıyla kullanılmaktadır. Dairesel hızlandırıcıdan alınan proton demeti kullanılarak müon ve nötron demetleri üretilir. Nötronlar kullanılarak oluşturulacak bir nötron bölgesi şüphesiz pek çok araştırma ve uygulama alanına sahip olacaktır. Bu çalışmanın konusunu oluşturan müon bölgesi ise yaşam bilimlerinden temel parçacık fiziğine, malzeme biliminden atom fiziğine, biyoloji uygulamalarından enerji üretimine kadar pek çok alanda kullanım alanına sahiptir. Yeni bir manyetik rezonans tekniği olan μ SR yöntemi ve nükleer enerji üretimine yeni bir boyut kazandıran μ CF önerisi, müon bölgesinin önemli uygulamalarını oluşturmaktadır. Bu çalışmada, her türlü malzeme için kullanılabilen μ SR tekniğinin diğer manyetik rezonans tekniklerine olan üstünlüğü gösterilmiş olup μ CF ile enerji üretimindeki son gelişmeler irdelenmiştir. Ayrıca düşük enerjili müonlara dayalı atom fiziği ve temel parçacık fiziği alanlarındaki uygulamalar da incelenmiştir.

Bilim Kodu : 221
Anahtar Kelimeler : Linac, Proton Sinkrotronu, M-Bölgesi, μ SR, μ CF
Sayfa Adedi : 130
Tez Yöneticisi : Yrd.Doç.Dr. Metin YILMAZ

**PROTON SYNCHROTRON AND MUON REGION
APPLICATIONS
(M.Sc.Thesis)**

Abdullatif ÇALIŞKAN

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
JUNE 2005**

ABSTRACT

In the accelerator technology proton synchrotrons which have an important role for applications are used for producing proton beam which has a certain value of energy and intensity. By using proton beam from circular accelerator muon and neutron beams are produced. A neutron area which will be formed by means of neutrons will surely have various types of scientific research and application subjects. As for muon area constituting matter of this study, it has various types of application areas from life sciences to fundamental particle physics, from material science to atom physics and from biology applications to the production of energy. μ SR method which is a new magnetic resonance technique and μ CF suggestion causing a new dimension to nuclear energy production form important applications of muon area. In this study, superior to other magnetic resonance techniques of μ SR method which can be used for any material has been showed and the last developments in energy production with μ CF have been investigated. Besides, applications in fundamental particle and atom physics based on slow energy muons have been studied as well.

Science Code : 221

Key Words : Linac, Proton Sinkrotronu, M-Bölgesi, μ SR, μ CF

Page Number : 130

Adviser : Yrd.Doç.Dr. Metin YILMAZ

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca maddi ve manevi yardımlarını esirgemeyen değerli hocam Yrd.Doç.Dr.Metin YILMAZ'a yine kıymetli tecrübelerinden faydalandığım değerli bilim adamı Prof.Dr.Saleh SULTANSOY'a ayrıca beni tez çalışmalarım boyunca yalnız bırakmayan çok değerli arkadaşlarım Beşir YILMAZ ve Musa TEK'e teşekkürü bir borç bilirim.

Bu tez DPT2002K120250 nolu "Türk Hızlandırıcı Kompleksi Genel Tasarımı" isimli DPT projesi tarafından kısmen desteklenmiştir.



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
İÇİNDEKİLER.....	vi
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xi
RESİMLERİN LİSTESİ.....	xiv
SİMGELER VE KISALTMALAR	xv
1. GİRİŞ.....	1
2. TEMEL PARÇACIK FİZİĞİNE GENEL BİR BAKIŞ.....	3
3. HIZLANDIRICILARA GENEL BİR BAKIŞ.....	8
3.1. Lineer Hızlandırıcı (Linac).....	8
3.2. Siklotron Hızlandırıcısı.....	9
3.3. Sinkrotron Hızlandırıcısı.....	10
4. TAC PROJESİNİN PROTON SİNKROTRONU.....	12
4.1. Lineer Ön Hızlandırıcı (LINAC).....	13
4.1.1. JHF'deki Linac projesi.....	15
4.1.2. TAC projesindeki Linac.....	17
4.2. Proton Halkası.....	18
4.2.1. Enjeksiyon bölgesi.....	23
4.2.2. RF-Hızlandırma bölgesi.....	26
5. MÜON BÖLGESİ.....	29
5.1. Pion Üretimi.....	29

	Sayfa
5.2. Müon Üretimi.....	30
5.3. Müon Üretim Kanalları.....	32
5.3.1. Yüzey müon kanalı.....	32
5.3.2. Müon bozunum kanalı.....	33
5.3.3. Ultra-yavaş müon kanalı.....	34
5.3.4. Ultra-yüksek yoğunluklu müon kanalı.....	34
5.4. Müon Üretiminde Önde Gelen Hızlandırıcılar.....	35
5.4.1. ISIS hızlandırıcı kompleksi.....	35
5.4.2. Paul Scherrer enstitüsü (PSI).....	39
5.4.3. Mezon bilimi laboratuvarı (MSL).....	40
5.4.4. Kanada ulusal parçacık ve nükleer fizik laboratuvarı (TRIUMF)....	42
5.5. Yakın gelecekteki müon kuruluşları.....	43
5.5.1. Japon hadron kompleksi (JHF).....	43
5.5.2. Avrupa spallasyon kaynağı (ESS).....	44
6. MÜONLARIN ENERJİ ÜRETİMİ UYGULAMASI.....	47
6.1. Nükleer Füzyon Reaksiyonuna Bir Bakış.....	47
6.2. Müon Katalizörlü Füzyon (μ CF).....	49
6.2.1. Müonik atom oluşumu.....	53
6.2.2. Müonik molekül oluşumu.....	58
6.2.3. Nükleer füzyon reaksiyonu.....	59
6.2.4. α -yapışması olayı.....	61
6.2.5. Deneysel parametreler.....	62
6.3. Müon Katalizörlü Füzyon ile Enerji Üretimi.....	64

	Sayfa
6.3.1. Nükleer füzyon enerjisi.....	64
6.3.2. 14 MeV enerjili nötron kaynağı.....	66
7. MÜON SPİN REZONANS YÖNTEMİ (μ SR).....	68
7.1. μ SR Spektroskopisinin Temeli.....	69
7.2. Deneysel Geometriler.....	71
7.2.1. Enine manyetik alanlı μ SR.....	72
7.2.2. Boyuna ve sıfır manyetik alanlı μ SR.....	73
7.3. μ SR Tekniğinin Bilim ve Teknolojideki Uygulama Alanları.....	74
7.3.1. Manyetik sistemler.....	76
7.3.2. Süperiletkenler.....	84
7.3.3. Taşınım süreçleri.....	89
7.3.4. Yarıiletkenlerde kirlilik.....	93
7.3.5. Kimyadaki uygulamalar.....	94
7.3.6. Biyoloji ve yaşam bilimlerindeki uygulamalar.....	94
8. DÜŞÜK ENERJİLİ MÜONLAR.....	97
8.1. Ultra-Yavaş Müonların Üretim Teknikleri.....	98
8.1.1. Moderasyon tekniği.....	98
8.1.2. Termal müonyumun iyonizasyonu.....	101
8.2. Ultra-Yavaş Müonların Karakteristiği.....	106
8.3. Ultra-Yavaş Müonların Uygulama Alanları.....	108
8.3.1. Müonyum atomu üzerindeki atom fiziği araştırmaları.....	108
9. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	123
KAYNAKLAR.....	124
ÖZGEÇMİŞ.....	130

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Standart modelde temel fermiyonlar	4
Çizelge 2.2. Bazı Hadronlar	5
Çizelge 2.3. Standart modeldeki fermiyon aileleri.....	5
Çizelge 2.4. Temel etkileşimlerin özellikleri.....	6
Çizelge 4.1. Doğrusal hızlandırıcı aşamalarının parametreleri	17
Çizelge 4.2. Doğrusal hızlandırıcının ana parametreleri.....	17
Çizelge 4.3. Türk Hızlandırıcı Kompleksinde önerilen doğrusal ön hızlandırıcının ana parametreleri	18
Çizelge 4.4. TAC projesi için Proton Sinkrotronunun temel parametreleri	19
Çizelge 4.5. TAC projesinin rf-hızlandırma bölgesine ait temel parametreleri	28
Çizelge 5.1. Pionların temel özellikleri	29
Çizelge 5.2. Dünya çapında müon üretebilen hızlandırıcılar	31
Çizelge 5.3. TAC projesindeki yüzey müon kanalının, diğer müon üretim kaynaklarıyla karşılaştırılması.....	33
Çizelge 5.4. ISIS'daki EC yüzey müon demetinin özellikleri	37
Çizelge 5.5. JHF, ESS ve ISIS Hızlandırıcı Komplekslerinin karşılaştırılması....	46
Çizelge 6.1. Müon Katalizörlü Füzyonun tarihsel gelişimi.....	53
Çizelge 8.1. Çeşitli malzemelerin moderasyon verimliliği	100
Çizelge 8.2. Mevcut ve kurulacak olan ultra-yavaş müon kaynaklarının karşılaştırması	108
Çizelge 8.3. Hidrojen ve Hidrojen benzeri bazı exotik sistemler için temel durum aşırı ince yapı yarılmaları ve 1s-2s seviye farkı ölçümlerinin karşılaştırılması.....	111

Çizelge	Sayfa
Çizelge 8.4. Müonyum atomunda klasik lamb kayması ölçüm sonuçları ile teorik değerin karşılaştırılması.....	115
Çizelge 8.5. Farklı deneysel ölçüm sonuçları kullanılarak hesaplanan ince yapı sabitinin değerleri.....	117
Çizelge 8.6. Müonyum üretiminin gerçekleştiği SiO ₂ tozu ve diğer materyallerin deneysel parametreleri.....	119
Çizelge 8.7. Lazer uyarmalı Müonyum 1s-2s geçişi deneylerinin tarihsel sıralaması.....	121
Çizelge 8.8. RAL laboratuvarındaki deney sonuçları.....	122



ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Standart modele göre parçacıkların sınıflandırılması.....	4
Şekil 4.1. Proton Sinkrotronunun genel şematik gösterimi.....	12
Şekil 4.2. Linac projesinin blok diyagramı.....	16
Şekil 4.3. Proton Sinkrotronunun blok şeması.....	19
Şekil 4.4. Kuadropol magnetin şematik görünümü.....	20
Şekil 4.5. Proton demetinin odaklanmasını sağlayan, DOFO birim hücresinin çalışma prensibi.....	21
Şekil 4.6. Gausyen bir dağılım oluşturan demet zarfının elips şekli.....	22
Şekil 4.7. Enjeksiyon bölgesinin genel şematik görünümü.....	23
Şekil 4.8. Yatay düzlemdeki SB dipol magnetin şematik görünümü.....	25
Şekil 4.9. Dikey düzlemdeki dipol magnet.....	25
Şekil 5.1. Müon üretiminde dünyada önde gelen hızlandırıcı laboratuvarları.....	35
Şekil 5.2. EC yüzey müon kanalındaki deneysel bölgelerin şematik gösterimi....	36
Şekil 5.3. RIKEN/RAL müon kuruluşunda demet kanallarının ve deneysel çalışma alanlarının şematik gösterimi.....	38
Şekil 5.4. Mezon Bilimi laboratuvarında müon demet kanallarının ve araştırma laboratuvarlarının bir görünümü.....	41
Şekil 5.5. Japonya ulusal hızlandırıcı merkezinde kurulacak olan Japon Hadron Kompleksinin şematik görünümü.....	44
Şekil 5.6. Avrupa Spallasyon Kaynağı kurulumunun şematik görünümü.....	45
Şekil 6.1. İki döteron arasındaki uzaklığın fonksiyonu olarak potansiyel enerji...	49
Şekil 6.2. (dtp) molekülünün oluşumunda negatif müonların döngüsü.....	52
Şekil 6.3. Madde içerisinde müonların döteryum veya trityum çekirdeklerini yakalayıp oluşturduğu müonik atomun şematik gösterimi	55

Şekil	Sayfa
Şekil 6.4. Hidrojen atomu ile Müonik atomun; yarıçap, hacim ve bağlanma enerjileri bakımından karşılaştırılması.....	58
Şekil 6.5. $C_t = 10, 28$ ve 60% trityum konsantrasyonlarına sahip sıvı D-T karışımından elde edilen x-ışını enerji spektrumu.....	63
Şekil 7.1. Bir numune içindeki müonun sondalama ve termalizasyon süreçlerinin şematik gösterimi.....	71
Şekil 7.2. μ SR deneyleri için tasarlanan deneysel geometriler.....	72
Şekil 7.3. Enine alanlı μ SR spektroskopisine ait deneysel kurulumun şematik gösterimi.....	73
Şekil 7.4. Sıfır alanlı μ SR spektroskopisine ait deneysel kurulumun şematik gösterimi.....	74
Şekil 7.5. NMR ve nötron saçılması teknikleri arasında bağlantı kuran μ SR tekniği için ölçüm yapabildiği frekans aralığının gösterimi.....	76
Şekil 7.6. Büyük magnetoresistant özelliği gösteren $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ malzemesi üzerinde yapılan sıfır alanlı μ SR deneyinden elde edilen asimetri ve relaksasyon hızlarının sıcaklığa göre değişimi.....	79
Şekil 7.7. Uzaysal olarak homojen olmayan bir dağılım gösteren antiferromagnetik düzenin şematik bir görünümü.....	81
Şekil 7.8. $CeCoGe_{3-x}Si_x$ ($x=1.2$ ve $x=1.5$) alaşımı için sıfır-alanlı μ SR spektrumu.....	82
Şekil 7.9. Mn_{12} moleküler kümesi üzerinde yapılan μ SR ölçümlerinden elde edilen spin-örgü relaksasyon hızının, farklı manyetik alan değerleri için sıcaklığa bağlı değişimi.....	83
Şekil 7.10. (a) $x=0.1$ ve $y=7.012$ değerleri için elde edilen sıfır-alanlı μ SR spektrumu (Farklı sıcaklık değerleri için asimetrinin zamanla değişimi gözlenmiştir). (b) $x=0.4$ ve $y=6.984$ değerleri için boyuna-alanlı μ SR spektrumu (Farklı dış manyetik alan değerleri için asimetrinin zamanla değişimi gözlenmiştir).....	85
Şekil 7.11. KCl içindeki Müonyum için Müon spin relaksasyon oranının (a) $T=3,9^0K$ için ve (b) $T<10m^0K$ sıcaklık değerleri için manyetik alana bağlı değişimi.....	90

Şekil	Sayfa
Şekil 7.12. $\text{Li}[\text{Mn}_{1,96}\text{Li}_{0,04}]\text{O}_4$ numunesinin 200°K ve 295°K sıcaklık değerlerinde ve sıfır dış manyetik alanda ölçülen μSR spektrumu.....	93
Şekil 7.13. Makro moleküllerdeki elektron transferi olayı için müon sondasının rolünü gösteren şematik diyagram. a) yüksek enerjili pozitif müonun proteine enjekte edilmesi, b)elektron yakalanmasıyla müonyum oluşumu c) müonyum atomunun termalizasyonu.....	96
Şekil 8.1. Düşük enerjili polarize olmuş müon üretimi için moderasyon tekniğinin şematik gösterimi.....	98
Şekil 8.2. Ultra-yavaş müon üretimi için moderatör tekniğinin kullanıldığı PSI'daki deneysel kurulum(1997).....	100
Şekil 8.3. 16 keV kinetik enerjili müonların, Ag numunesinde bozunuma uğramasıyla elde edilen asimetri spektrumu.....	101
Şekil 8.4. Japonyadaki KEK araştırma merkezinde, 500 MeV'lik Proton sinkrotronu için ultra-yavaş müonların elde edildiği deneysel kurulum (1999).....	102
Şekil 8.5. Kripton gazı $4p^5 5p$ seviyesinin 212,55 nm (w_r) dalga boylu iki fotonun kullanılarak iki- fotonlu rezonans uyarması yöntemiyle Vakum Ultraviyole lazeri (VUV) veya Lyman- α lazerinin üretimi.....	104
Şekil 8.6. Müonyum atomunun Lyman- α lazeriyle iyonlaşmasıyla oluşan yavaş μ^+ demetinin oluşumu.....	105
Şekil 8.7. Hidrojen atomunun $n=2$ seviyesinin spektroskopik altbileşenlerinde Lamb kayması.....	113
Şekil 8.8. Müonyum atomunun Lamb kayması ölçümleri için, TRIUMF merkezindeki deneysel kurulumun şematik gösterimi.....	114
Şekil 8.9. 1982 yılında LAMPF araştırma merkezinde gerçekleştirilen müonyum atomunun temel durum aşırıince yapı deneyi için deneysel kurulumunun şematik gösterimi.....	118
Şekil 8.10. Müonyum atomunun iki fotonlu spektroskopisi deneyi için deneysel kurulumunun şematik gösterimi (KEK-1988).....	120

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 4.1. Üç hücreli kaviteden bir görünüm	14
Resim 4.2. DTL tankı içerisindeki sürüklenme tüpünden bir görünüm.....	15
Resim 4.3. İki bölmeden oluşan ve sadece bir bölmesinde 3 tane manyetik kor kullanılan bir test kavitesinden görünüm.....	26
Resim 4.4. Yalıtım malzemesi konulan bir kor ve soğutma disklerinden bir görünüm.....	28
Resim 5.1. EC yüzey müon kurulumundaki μ SR, EMU ve DEVA spektrometrelerinin bir görünümü.....	37
Resim 5.2. PSI'daki 590 MeV enerjili proton siklotronundan bir görünüm.....	40
Resim 5.3. Kanada Ulusal Parçacık ve Nükleer Fizik Laboratuvarı'ndan (TRIUMF) bir görünüm.....	42
Resim 6.1. Deneysel müon katalizörlü füzyon cihazı.....	51

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
π	Pi-mezonu
μ	Müon
ac	Alternatif akım
dt μ	Döteryum-trityum-müon molekülü
$\lambda_{dt\mu}$	Döteryum-trityum-müon molekülünün oluşma olasılığı
m_μ	Müon kütlesi
λ_{fuz}	Füzyon reaksiyonunun gerçekleşme hızı
λ_c	Müon katalizörlü füzyon için çevrim oranı
C	Konsantrasyon
P_μ	Müon Polarizasyonu
λ	Spin-örgü relaksasyon hızı
T_c	Süperiletkenler için kritik sıcaklık

Kısaltmalar	Açıklama
TAC	Türk Hızlandırıcı Kompleksi
LINAC	Lineer Hızlandırıcı
μ SR	Müon Spin Rezonans
EMU	Avrupa Müon Spektroskopisi
MSL	Mezon Bilimi Laboratuvarı
JHF	Japon Hadron Kompleksi
ESS	Avrupa Spallasyon Kaynağı
μ CF	Müon Katalizörlü Füzyon
NMR	Nükleer Manyetik Rezonans
ESR	Elektron Spin Rezonans
RAL	Rutherford Uygulama Laboratuvarı

1. GİRİŞ

Yüksek enerji fiziği, maddenin temel yapısını ve parçacıklar arasındaki temel etkileşimleri araştıran bir fizik dalıdır. Önceleri maddenin temel yapı taşının atom olduğu sanılıyordu. “Atom” kelimesi eski Yunan literatüründeki parçalanamayan anlamına gelen “atomos” kelimesinden gelir. Fakat 20. yy. başlarındaki keşifler, atomun temel bir parçacık olmadığını proton, nötron ve elektron gibi yapı taşlarına sahip olduğunu gösterdi. Rutherford deneyinin başarısı, 1913 yılında Niels Bohr tarafından ortaya atılan Bohr teorisi, 1932 yılında Chadwick tarafından nötronun keşfi ve tüm bunlara paralel olarak kuantum mekaniğinin gelişimi atomun yapısını açıklamada şüphesiz büyük rol oynamıştır. Atomun temel yapısının araştırılması çalışmaları bundan sonra yerini genel olarak hızlandırıcı teknolojisine bırakmıştır.

İlk hızlandırıcılar 1930’lu yıllarda yapılsa da, yeni parçacıkların keşfi 1945 yılından itibaren başlamıştır. Yeni parçacıkların keşfi bilinen parçacıklar arasındaki yüksek enerjili çarpışma deneylerine dayanmaktadır. Keşfedilen yeni parçacıklar genel olarak kararsız ve 10^{-6} ile 10^{-23} s arasında değişen çok kısa ömre sahiptir. Geçen 30 yıl boyunca, bütün dünyada oldukça güçlü parçacık hızlandırıcıları yapılmış ve bu sayede de kontrollü laboratuvar şartlarında daha şiddetli parçacık çarpışmalarının gerçekleştirilmesi mümkün olmuştur. Böylece atom altı parçacıkları daha ayrıntılı olarak açıklanmıştır. 1963 yılında Gell-Mann ve George Zweig’in kuark modelini önermesi, 1967 yılında Abdus Salam ve Steven Weinberg tarafından elektrozayıf modelin önerilmesi ve 1983 yılında W ve Z^0 zayıf bozonlarının keşfi standart modelin oluşmasını sağlayan önemli gelişmelerdir. Elektrozayıf teori ve kuantum kromodinamiğinin birleşmesinden oluşan standart model, yüksek enerji fiziğindeki önemli teorilerin başında gelir. Standart modelin ötesindeki yeni fizik ve yeni teknolojiler için tüm dünyada hâlâ çalışmalar devam etmektedir.

21.Yüzyılın 10 jenerik teknolojisinden biri olan parçacık hızlandırıcıları, temel parçacık fiziğinden moleküler biyolojiye, nükleer fizikten tıpa, izotop üretiminden gıda sterilizasyonuna, enerji üretiminden anjiyografiye, malzeme biliminden savunma sanayine, polimer kimyasından arkeolojiye kadar bilim ve teknolojinin

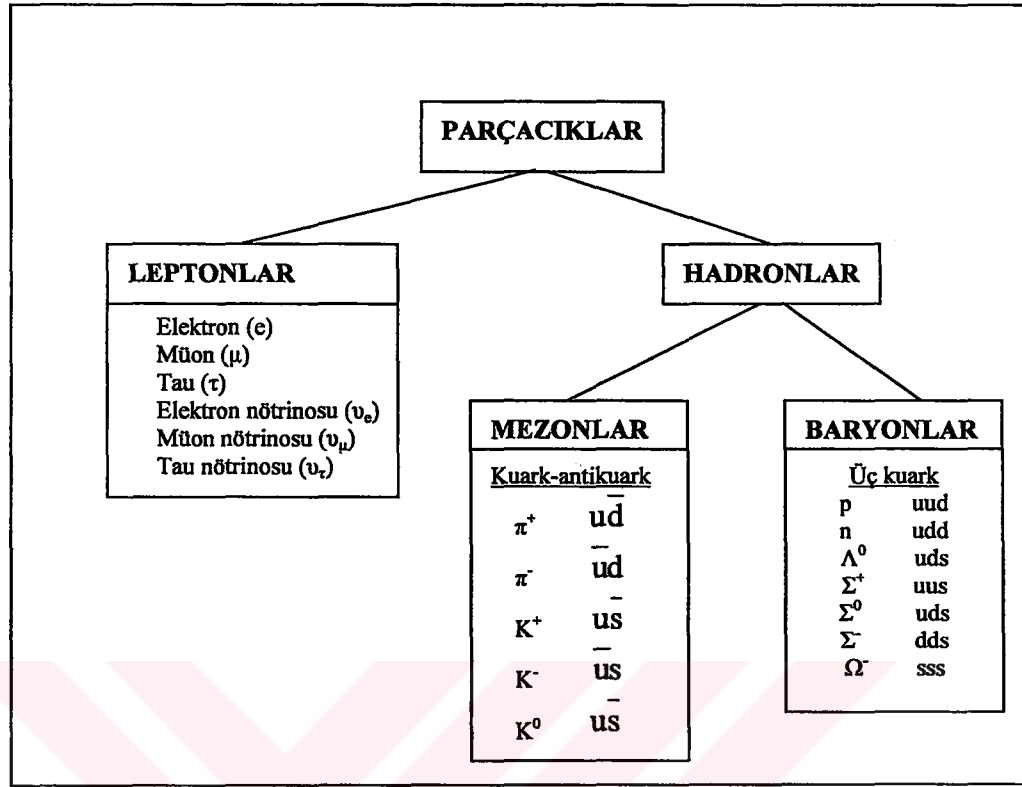
yüzlerce alanında kullanılmaktadır (1). Türkiye bu teknolojinin oldukça gerisinde kalmış ve hâlâ ülkemizde bu çapta bir hızlandırıcı bulunmamaktadır. 1999 yılında, jenerik teknolojilere ışık tutacak orta çaplı bir hızlandırıcı laboratuvarı kurulmasını öneren bir ulusal program başlatılmıştır. Türk Hızlandırıcı Kompleksi (TAC) adı altında kurulması planlanan hızlandırıcı laboratuvarı, temelde iki kısımdan oluşacaktır. Birinci kısım, linak-halka tipli elektron-pozitron çarpıştırıcısıdır. ϕ - fabrikası olarak da isimlendirilen bu kısımda, temel ve uygulamalı araştırmaların yapılması planlanmaktadır. Bu bölümde ayrıca FEL (Serbest Elektron Lazeri) ve SI (Sinkrotron Işınımı) laboratuvarları yeralacaktır. İkinci kısım ise 1-5 GeV enerjili, yüksek akımlı ve çok amaçlı proton sinkrotronudur. Bu bölümde ise ilk etapta müon ve nötron bölgelerinin kurulması hedeflenmektedir.

Bu çalışmada Türk Hızlandırıcı Kompleksindeki proton sinkrotronunun müon bölgesi olarak bilinen müon fiziği uygulamaları incelenmiştir. Ayrıca lineer hızlandırıcı, proton sinkrotronu ile dünyada müon üreten diğer önemli hızlandırıcı laboratuvarları hakkında da genel bilgiler verilmiştir.

2. TEMEL PARÇACIK FİZİĞİNE GENEL BİR BAKIŞ

1950 ve 1960'lı yıllarda hızlandırıcılarda yapılan deneyler pek çok yeni parçacığın gözlenmesine neden olmuştur. Oldukça kararsız olan yeni parçacıklar farklı özelliklere sahipti. Bu özelliklere göre parçacıkların sınıflandırılması ve davranışlarını doğru olarak ortaya koyan bir temel teorinin geliştirilmesi uzun yıllar aldı. 1960'lı yıllarda Murray Gell-Mann ve George Zweig tarafından ilk kuark modelinin önerilmesi, Glashow, Salam ve Weinberg tarafından elektrozayıf teorinin ortaya atılması ve yine aynı yıllarda Kuantum Kromodinamik (QCD) teorinin geliştirilmesi standart model olarak isimlendirilen temel teorinin oluşmasındaki önemli gelişmelerdir. Deney sonuçları ile uyum içerisinde olan ve deneysel sonuçların karmaşıklığını basit ve temel bir yaklaşımla açıklayan Standart Modele göre evrendeki tüm madde, sadece dört temel parçacığın bağlı durumlarından oluşmaktadır. Bunlar atom çekirdeğindeki proton ve nötronları oluşturan u (yukarı) ve d (aşağı) kuarkları, çekirdeği çevreleyen elektronlar ve nötrinolardır. Diğer parçacık türleri ise kozmik ışınlarda ve parçacık hızlandırıcılarında karşımıza çıkmaktadır.

Standart modele göre tüm parçacıklar sınıflandırıldığında hadronlar ve leptonlar olarak iki kategoriye ayrılır. Hadronlar mezonlar ve baryonlardan oluşur. Leptonlar; elektron, müon, tau ve bunların nötrinolarından oluşurken altı çeşit de kuark bulunmaktadır. Mezonlar kuark-antikuark ikilisinden, baryonlar ise üç kuarkın bir araya gelip bağlı durum oluşturmamasından meydana gelmektedir. Baryonlar, leptonlar ve kuarklar fermiyon, mezonlar ise bozondur. Sınıflandırmanın şematik gösterimi Şekil 2.1'de verilmiştir.



Şekil 2.1. Standart modele göre parçacıkların sınıflandırılması

Çizelge 2.1. Standart modelde temel fermiyonlar

LEPTONLAR, Spin=1/2			KUARKLAR, Spin=1/2		
	Kütle (MeV)	Yük (e)		Kütle (GeV)	Yük (e)
Elektron nötrinosu (ν _e)	< 7x10 ⁻⁶	0	u-yukarı	0,0042	2/3
Elektron (e)	0.511	-1	d-aşağı	0,0075	-1/3
Müon nötrinosu (ν _μ)	< 0,19	0	c-sihirli	1,5	2/3
Müon (μ)	105,7	-1	s-acayıp	0,2	-1/3
Tau nötrinosu (ν _τ)	< 30	0	t-tepe	174,3 ± 5,1	2/3
Tau (τ)	1784	-1	b-dip	4,6	-1/3

Çizelge 2.2. Bazı Hadronlar

MEZONLAR						BARYONLAR ve ANTİBARYONLAR					
Sembol	İsim	Kuark bileşimi	Yük	Kütle (GeV)	Spin	Sembol	İsim	Kuark bileşimi	Yük	Kütle (GeV)	Spin
π^+	Pion	$u\bar{d}$	+1	0,140	0	p	Proton	uud	+1	0,938	1/2
K^-	Kaon	$s\bar{u}$	-1	0,494	0	$\bar{p}$	Anti proton	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	-1	0,938	1/2
ρ^+	Rho	$u\bar{d}$	+1	0,770	1	n	Nötron	udd	0	0,940	1/2
D^+	D^+	$c\bar{d}$	+1	1,869	0	Λ	Lamda	uds	0	1,116	1/2
η_c	Eta-c	$c\bar{c}$	0	2,979	0	Ω	Omega	sss	-1	1,672	3/2

Altı çeşit olan kuarklar doğada tek başına bulunamayıp ancak kendi aralarında bağlı durum oluşturarak mezonlar veya baryonlar içinde hapsedilmiş olarak bulunabilirler. Temel parçacık aileleri kuarklar ve leptonlardan oluşmaktadır. +2/3 elektrik yüklü u kuarkı, -1/3 elektrik yüklü d kuarkı, -1 elektrik yüklü elektron ve yüksüz olan elektron nötrinosu birinci aileyi oluşturmaktadır. Tüm parçacık aileleri Çizelge 2.3’de verilmiştir.

Çizelge 2.3. Standart modeldeki fermiyon aileleri

Elektrik Yüklü	Birinci aile	İkinci aile	Üçüncü aile
+2/3	u	c	t
-1/3	d	s	b
0	ν_e	ν_μ	ν_τ
-1	e^-	μ^-	τ^-

Doğada dört temel kuvvet (etkileşim) vardır. Bu kuvvetler; güçlü (şiddetli) kuvvet, elektromagnetik kuvvet, zayıf kuvvet ve gravitasyonel kuvvetlerdir. Temel parçacıklar bu dört kuvvete göre etkileşime girerler.

1935 yılında Japon fizikçi Hideki Yukawanın katkısıyla kuvvetin (etkileşim) yapısını açıklamak üzere alan parçacığı kavramı geliştirildi. Bu teoriye göre parçacıklar arasındaki etkileşim, tamamen farklı türde olan ve bozon olarak isimlendirilen parçacıkların değiş-tokuşu ile gerçekleştirilmektedir. Buna göre kuvvetli etkileşmeyi gluonlar, elektromagnetik etkileşmeyi fotonlar, gravitasyonel etkileşmeyi gravitonlar ve zayıf etkileşmeyi ise ağır $W^\pm$ ve Z^0 bozonları taşır.

Çizelge 2.4. Temel etkileşimlerin özellikleri

Özellik / Kuvvet	Gravitasyonel	Zayıf	Elektromagnetik	Güçlü
Etkinliği	Kütle	Çeşni, Zayıf hiperyük	Elektrik yükü	Renk yükü
Etkilediği parçacıklar	Hepsi	Kuarklar, Leptonlar	Elektrik yüklü parçacıklar	Kuark, Gluon ve Hadronlar
Alan parçacığı	Graviton	W^+, W^-, Z^0	Foton	Gluon
Menzil	$\propto 1/r^2$	10^{-3} fm	$\propto 1/r^2$	1 fm
İzafi şiddet	1	10^{-13}	10^{-2}	10^{-38}

Temel dört kuvvet tek bir teori altında birleştirilmeye çalışılmıştır. Bu amaçla elektromagnetik kuvvet ile zayıf kuvvet birleştirilerek elektrozayıf teori olarak ifade edilmiştir. Tüm kuvvetleri birleştirmeyi amaçlayan büyük birleştirme teorisi (GUT) için çalışmalar devam etmektedir.

Yüksek enerji fiziğinin başlıca amacı bilinen parçacık ve etkileşmelerin mümkün olan en basit şekilde açıklanmasıdır. Karmaşık deneysel bulguları basit bir şekilde açıklayan ve parçacıkları sınıflandıran standart modelin de yanıtlayamadığı sorular ve açıklayamadığı durumlar vardır. Mesela Spini 1 olan ve etkileşmelerde görevli bozonlar; fotonlar, W ve Z bozonları, graviton ve gluonlardır. Bu parçacıkların özellikleri aynı olması gerekirken farklılıklar gözlenmiştir. W ve Z bozonları ağır parçacıklar olduğu halde fotonun neden kütsüz olduğu önemli bir problemdir. Kütle farklarından dolayı elektromagnetik ve zayıf kuvvetler düşük enerjilerde tamamen farklı, fakat çok yüksek enerjilerde benzerdir. Simetri kırılması olarak adlandırılan düşük enerjiden yükseğe doğru gitme davranışı, kütlelerinin asıl kaynağının ne olduğu sorusunu açık bırakır. Bunu çözmek için Higgs bozonu adı altında kuramsal bir parçacık ileri sürülmüştür. Fakat Higgs bozonu henüz gözlenememiştir. Ayrıca neden sadece üç fermiyon ailesinin olduğu veya dördüncü bir ailenin olup olmadığı da önemli bir sorudur.

Standart model çerçevesinde ileri sürülen teorilerin test edilmesi, fizikteki temel sabitlerin ve parçacıkların temel özelliklerinin daha duyarlı ölçümü ve standart model ötesindeki yeni fizik ve yeni teknolojilerin araştırılabilmesi hızlandırıcı teknolojisi ile mümkün olabilecektir. Nitekim 1991 yılında CERN'deki büyük elektron-pozitron depolama halkasında (LEP) yapılan yüksek enerjideki elektron-pozitron çarpıştırması deneylerinde elektrozayıf teori deneysel olarak büyük ölçüde kanıtlanmıştır.



3. HIZLANDIRICILARA GENEL BİR BAKIŞ

Hızlandırıcılar; elektron ve proton gibi yüklü temel parçacıkları, belirli bir amaç çerçevesinde, belirlenen bir enerjiye ulaşıncaya kadar hızlandırılmasını sağlayan aygıtlardır. Hızlandırıcıların tasarımı, hangi amaç için kullanılacaklarına bağlı olarak önemli değişiklik gösterir. Bazı durumlarda yüksek enerji, bazı durumlarda ise yüksek yoğunluk gereklidir. Hızlandırıcılarda elektrik alan, yüklü parçacıkları hızlandırmak için; manyetik alan ise demeti odaklamak ve saptırmak için kullanılır.

1920 yılında yapılan bir fizik konferansında Rutherford, nükleer fizik araştırmalarında kullanılması için parçacık hızlandırıcılarının geliştirilmesini önermiştir. Cockcroft ve Walton, Rutherford'un Cavendish laboratuvarında başarılı bir hızlandırıcı tüp geliştirdiler. İlk çevrimsel hızlandırıcı 1925'te Ising tarafından önerilmiş ve Widereo bu düşünceyi geliştirerek 1928'de çalışan bir lineer hızlandırıcı inşa etmiştir. Bu hızlandırıcıda civa iyonları radyo-frekans voltajı ile hızlandırılmıştır. 1932 yılında Cockcroft-Walton, proton hızlandırıcısı ile hızlandırılan protonları Li çekirdekleri ile çarpıştırmıştır. Daha yüksek elektrostatik hızlandırma potansiyelleri ise Van de Graff jeneratörü ile elde edilmiştir. Bu hızlandırıcı ile enerji olarak MeV düzeyine ulaşılmıştır. Yükselen enerjilerde sürüklenme tüplerinin sayısında görülen artış, dairesel hızlandırıcı fikrini ortaya koymuştur.

1940'lı yılların sonlarından başlayarak gelişen teknoloji ile ortalama her yedi yılda bir, hızlandırıcılarla ulaşılan enerjinin üst sınırı 10 kat artmış ve günümüzde TeV mertebesindeki enerjilere ulaşılmıştır. Çeşitli hızlandırıcı tipleri arasında; linac, siklotron ve sinkrotron dairesel hızlandırıcısı en önemlileridir.

3.1. Lineer Hızlandırıcı (Linac)

Lineer hızlandırıcılarda, lineer bir tüp içerisine belli sayıda elektrot yerleştirilmiş bir düzeneğe iyonlar enjekte edilir. Elektrotların her iki tarafına uygulanan alternatif

voltaj uygun şekilde belli aralıklarla sıralanmış elektrotların fazları değiştirilerek hareketlenen iyonların hızlanmaları sağlanır.

1928 yılında R. Widereo tarafından tasarlanan lineer hızlandırıcı ile 50 keV'lik pozitif iyonlar hızlandırılmış ve ikinci dünya savaşından sonra hem elektron hem de proton hızlandırmak için kullanılmıştır. Stanford Üniversitesi'nde bulunan 3 km uzunluğundaki lineer hızlandırıcı, en uzun lineer hızlandırıcı olup elektron veya pozitronu 50 GeV'e kadar hızlandırmaktadır.

3.2. Siklotron Hızlandırıcısı

İyonları MeV mertebesinde hızlandırabilen, en iyi bilinen ve en yaygın kullanılan hızlandırıcılardır. Lineer hızlandırıcılarda olduğu gibi bu hızlandırıcılarda da değişen fazlar yardımıyla iyonlar hızlandırılır. Siklotron hızlandırıcısında demet, manyetik alanın etkisiyle dairesel bir yol izler ve parçacıklar D'ler adı verilen yarım daire şeklindeki metal odalar içinde hareket eder. D'ler alternatif gerilim kaynağına bağlıdır. Parçacıklar D'ler içinde iken bir elektrik alan etkisi duymazlar ve manyetik alanın etkisiyle dairesel bir yol izler. D'ler arası aralıkta ise parçacıklar hızlandırıcı gerilimin etkisini duyarlar ve her dönüşte küçük bir miktar enerji kazanırlar. Demet spiral bir yörünge çizdiği için yarıçap sabit kalmamaktadır. Siklotron tasarımı fikri, ilk olarak 1929 yılında Ernest Lawrence (Berkeley) tarafından ortaya atılmış ve ilk deneysel siklotron 1931 yılında Berkeley'de M. Stanley Livingston tarafından yapılmıştır. D'ler 12,5 cm yarıçapındaydı ve siklotron 1,3 T alanda 1,2 MeV enerjili protonlar üretebiliyordu. Buna karşılık gelen frekans 20 MHz dolaylarındaydı.

Görelî hızlarda, demetin hızı olan v değeri artarken rezonans durumunu korumak için B değerini de artırmak gerekir. Bu yüzden büyük yarıçaplarda manyetik alan daha büyük olmalıdır. Manyetik alan artırıldığı zaman ise istenmeyen bir takım saçılma etkileri oluşmaktadır. Bu problemi aşmak için, sinkrosiklotron adı verilen frekans modülasyonlu siklotronlarda olduğu gibi değişken bir frekans kullanılabilir. İlk defa 1946'da çalıştırılan Berkeley sinkrosiklotronu en yüksek enerjiye sahip sinkrosiklotronudur. Elde edilen protonların enerjisi 740 MeV ve ortalama demet

akımı $0,1 \mu\text{A}$ 'dir. Aynı boyutlarda diğer önemli iki sinkrosiklotron, Dubna'da ve Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi'nde (CERN) çalıştırılmaktadır.

Siklotronları yüksek enerjilere ulaştırmak için alternatif bir çözüm; artan yörünge yarıçapı ile birlikte manyetik alanı da artırmak için, manyetik alanı birbirini takip eden yüksek ve düşük değerli bölgelere bölmektir. Burada amaç, manyetik alanın artırılmasıyla dağılan demetin yeniden odaklanmasını sağlamaktır. Bu tür bir siklotrona bölge odaklı veya AVF (azimutal olarak değişen alan) siklotronu denir. AVF siklotronların, sinkrosiklotronlara göre en büyük avantajı sürekli bir demet ve dolayısıyla daha yüksek demet akımları ($100 \mu\text{A}$ mertebesinde) olanağı sunmasıdır. İlk AVF siklotronlarından olan ve ilk kez 1961 yılında çalıştırılan Oak Ridge eşzamanlı siklotronu (ORIC), $100 \mu\text{A}$ akımla enerjisi 70 MeV değerine ulaşan protonlar üretebilmekteydi. Daha büyük bir AVF siklotronu olan TRIUMF, Kanada'da kurulmuştur. 520 MeV'lik protonları üretebilen TRIUMF, protonlarla gerçekleştirilen nükleer reaksiyonları araştırmak için tasarlanmıştır.

3.3. Sinkrotron Hızlandırıcısı

Siklotron veya sinkrosiklotronların daha yüksek enerjilere çıkartılması daha büyük yarıçaplı makineler inşa etmek anlamına gelir. Kullanılacak mıknatısların büyüklüğü de düşünüldüğünde hızlandırıcının maliyeti oldukça büyük olacaktır. Bunun yerine içerisinde, hem manyetik alan şiddetinin hem de rezonans frekansının değiştirildiği sinkrotron hızlandırıcıları geliştirilmiştir.

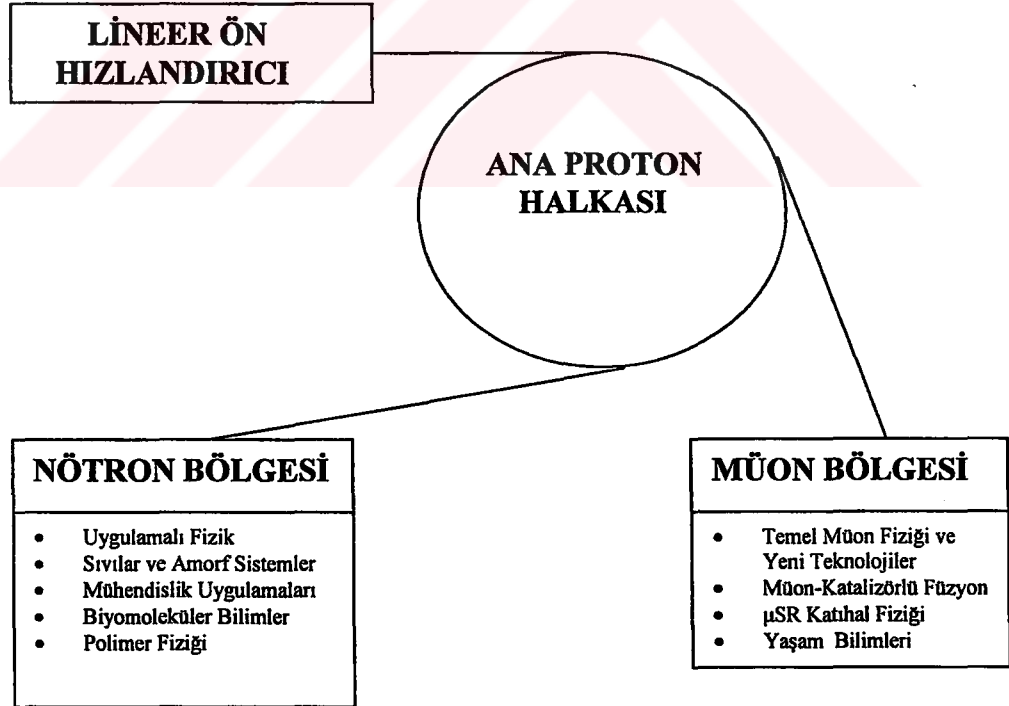
Sinkrotron tipli hızlandırıcılarda yarıçap sabittir. Parçacıklar dairesel bir yörünge izler ve her yörünge boyunca bir boşluktan geçtikçe bir rezonans elektrik alan tarafından hızlandırılırlar. Enerji arttıkça, rezonansı sürdürmek için, boşluk boyunca ac gerilim frekansı artırılmalıdır. Eşzamanlı olarak, yarıçapı sabit tutmak için manyetik alan artmalıdır.

İlk proton sinkrotronu, 1952 yılında Brookhaven Ulusal Laboratuvarında yapıldı. Kozmotron adı verilen bu aygıt 3 GeV enerjide protonlar üretmek için tasarlanmıştır.

Bir rakip proton sinkrotronu aynı yıllarda Berkeley'de Lawrence Radyasyon laboratuvarında inşa edildi. Yarıçapı ve manyetik alan şiddeti biraz daha büyüktü. Berkeley'deki bu makineye Bevatron adı verildi. Bu makinenin tasarım enerjisi 6,4 GeV'di. 1950'lerin sonlarında ABD, İngiltere, Fransa ve Sovyetler Birliğinde çeşitli başka geleneksel proton sinkrotronları inşa edilmiştir. Bu makineler 1-10 GeV enerjili protonlar üretmiştir. 1950'lerin sonlarında, proton sinkrotronlarına kuvvetli odaklama prensibini uygulamak için tasarım çalışmaları başladı. 1960'dan itibaren iki makine çalışmaktaydı. Bunlar Brookhaven'deki değişken gradyen sinkrotronu (AGS) ve CERN proton sinkrotronu (CPS) idi. CERN, daha büyük ve daha pahalı nükleer hızlandırıcılara çoğu ülkenin tek başına ekonomik olarak erişemeyeceği gerçeğini gören birçok batı Avrupa ülkesinin ortak çabasıyla kurulmuştur. İsviçre Cenevre'de inşa edilen CPS, CERN'deki tesisde ilk büyük hızlandırıcıydı. Bu merkezdeki Süper Proton Sinkrotronu (SPS) ise 400 GeV enerjili protonlar için tasarlanmıştır. Bu tesis yüksek enerji fiziği araştırmaları alanında dünyanın en aktif merkezlerinden biri haline geldi.

4. TAC PROJESİNİN PROTON SİNKROTRONU

Proton sinkrotronu, hızlandırıcı fiziğinin önemli komplekslerinden biridir. Proton parçacıklarını hızlandırmak için tasarlanan bu kompleks, lineer proton ön hızlandırıcısından ve ana proton halkasından oluşmaktadır. Proton demetleri, dairesel ana hızlandırıcıya enjekte edilmeden önce lineer ön hızlandırıcıda belirli bir enerjiye ulaşıncaya kadar hızlandırılır ve proton halkasına enjekte edilir. Ana proton halkasında hızlanan proton demeti, istenen enerjiye ve akıma ulaştıktan sonra çeşitli uygulama alanları için kullanılabilecektir. Dairesel hızlandırıcıdan alınan yüksek enerjili iki ayrı proton demeti ile müon ve nötron bölgelerinden oluşan araştırma laboratuvarları kurulur. Buralarda yapılacak çeşitli araştırma ve deneylerden elde edilecek çok sayıda veri, bilim ve teknolojinin hizmetine sunulabilecektir. Kompleksin genel şematik gösterimi Şekil.4.1’de verilmiştir.



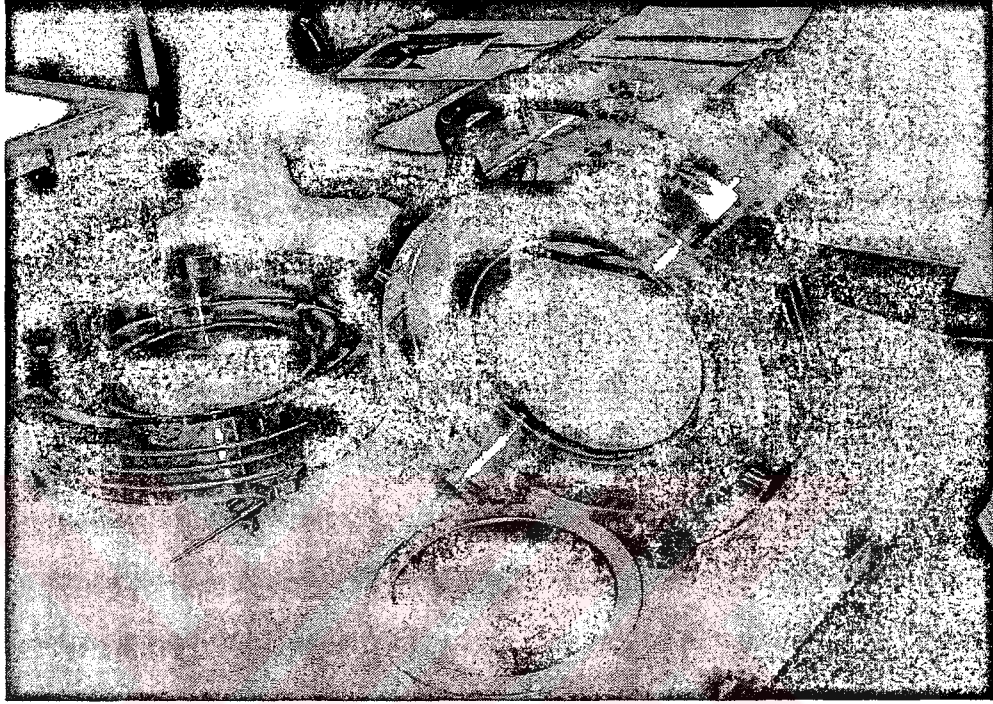
Şekil 4.1. Proton Sinkrotronunun genel şematik gösterimi

4.1. Lineer Ön Hızlandırıcı (LINAC)

Proton Sinkrotronuna enjektör görevini yapacak olan lineer hızlandırıcı, proton demetini bir doğru boyunca hızlandırır. Yapısal olarak iyon kaynağı (IS), radyo-frekans dört kutuplu magnet (RFQ), doğrusal sürüklenme tüpü (DTL) ve ayrılmış tipli doğrusal sürüklenme tüpü (SDTL) aşamalarından oluşmaktadır. Sürüklenme tüplerinin içine dört kutuplu magnetlerin yerleştirilmesiyle ortaya çıkan radyo-frekans dört kutuplu magnet yapıları sayesinde, proton demetinin odaklanması ve enerjisinin artırılması sağlanır. Radyo-frekans dört kutuplu magnetten (RFQ) geçerek belirli bir enerjiye ulaşan proton demeti, orta enerjili demet taşıma kanalı (MEBT) ile doğrusal sürüklenme tüpüne (DTL) ulaşır. İki doğrusal tüp arasında böyle bir demet kanalının dizayn edilmesi, bazı olanaklar sunmaktadır. Linac'ın demet yoğunluğu çok yüksek olduğu için demet kayıplarının kontrol edilmesi önemli bir problemdir. Orta enerjili demet taşıma kanalı öncelikle, demet kayıplarının azaltılmasında önemli rol oynar. Düşük demet kayıpları ve uyumlu bir demet hareketi için tasarlanan orta enerjili demet kanalında; 10 tane kuadropol magnet, 3 tane paketleyici (buncher) ve dört tane chopper-antichopper kavimleri kullanılacaktır. Uzunluğu yaklaşık 3,6 m olan bu demet kanalından üç konuda yararlanılır. Birinci olarak, RFQ'dan gelen demetin enine ve boyuna yöndeki hareketlerinin birbiriyle uyumlu olması sağlanır. İkincisi, DTL tüpüne enjekte edilmeden önce H^+ iyonlarının demet özelliklerinin ölçümü gerçekleştirilir. Orta enerjili demet taşıma kanalı son olarak, H^+ iyon demetlerine ait pulsların bölünmesinde kullanılır. İyon kaynağından elde edilen H^+ iyonlarının puls uzunluğu 500 μs 'dir. Demetin proton halkasına enjekte edilebilmesi için 500 μs 'lik makro-pulsun, puls uzunluğu daha küçük olan alt-pulslara bölünmesi gerekir. Alt-pulslar için arzu edilen puls uzunluğu 278 ns ve puls aralığı 222 ns'dir. Radyo-frekans saptırıcı kavimleri kullanılarak gerçekleştirilen bölme işleminde, saptırıcı alandaki hızlı yükselme ve düşme süreleri demet kayıplarını önlemede önemlidir. Bu sistemde, kararsız parçacıkların sayısını azaltmak için ise anti-chopper kavimleri kullanılır (2, 3).

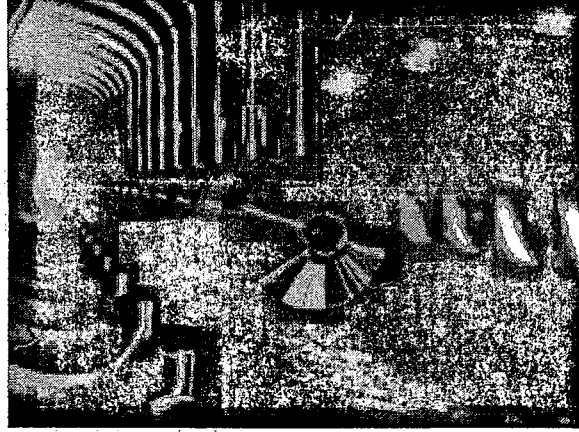
RFQ tüpüne göre daha uzun olan doğrusal sürüklenme tüpü (DTL), proton demetinin hızlandırılmasındaki ikinci aşamadır. İçerisindeki dört kutuplu magnetler sayesinde

proton demetinin odaklanması sağlanır. Parçacıkları hızlandırma süreci ise RF-sistemi ile gerçekleştirilir. Sürüklenme tüpü, kavite veya tanklardan oluşur. Resim 4.1’de görüldüğü gibi her bir kavite ise hücre denilen yapıların birleştirilmiş halidir.



Resim 4.1 Üç hücreli kaviteden bir görüntü

Hızlandırma voltajı, radyo-frekans sisteminin bir parçasını oluşturan klistron yapılar sayesinde sürüklenme tüpüne uygulanır. Kavite (tank) sayısı, her bir kavitedeki hücre sayısı ve her bir kavitedeki klistron sayısı, ilgili sürüklenme tüpünün yapısal kimliğini ortaya koyan önemli parametrelerdir. Resim 4.2’de DTL tüpünden bir görüntü verilmiştir.



Resim 4.2. DTL tankı içerisindeki sürüklenme tüpünden bir görünüm

Proton demeti bir sonraki aşamada, ayrılmış tipli doğrusal sürüklenme tüpünde hızlandırılır. DTL tüpü ile benzer yapısal özellik gösteren SDTL tüpünde, daha kısa tank (kavite) yapıları kullanılır ve içerisinde dört kutuplu magnetler bulunmamaktadır. Yüksek enerjilere ulaşmış proton demeti için dört kutuplu magnetlere gerek duyulmamıştır. Böyle bir yapıya sahip SDTL tüpünün avantajları, şöyle sıralanabilir (4);

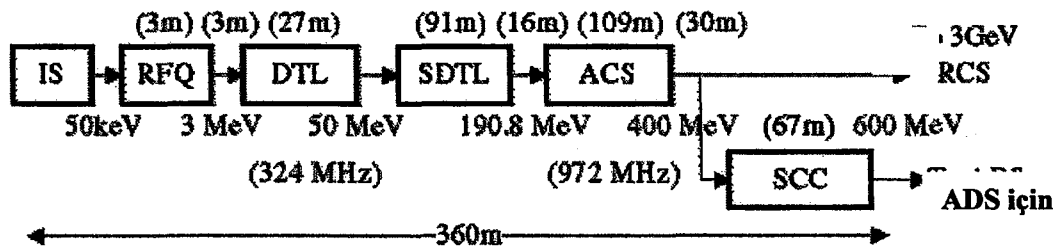
- 1) Dört kutuplu magnetler olmaksızın sürüklenme tüpü daha basit bir yapıya sahip olacaktır. Bu sayede empedansı maksimize etmek için sürüklenme tüplerinin geometrik şekli optimize edilebilir.
- 2) Destek çiftleri olmaksızın kararlı bir hızlandırma alanı elde edilmektedir.
- 3) Enine ve boyuna hareketteki geçiş noktasının farklı olması. Bu durum, ani bir geçişi ve demet kalitesinin azalmasını engeller.

4.1.1. JHF'deki linac projesi

Şekil 4.2'de de gösterildiği gibi Lineer hızlandırıcı kompleksi; iyon kaynağı (IS), radyo-frekans dörtkutuplu magnet (RFQ), doğrusal sürüklenme tüpü (DTL), ayrılmış tipli doğrusal sürüklenme tüpü (SDTL), birleştirilmiş halkalı yapı (ACS) ve süperiletken linac kısımlarından oluşmaktadır. Her aşamada demet enerjisinin

yükseltildiği Linac projesinde 400 MeV'e kadar normal iletken, 400 MeV'den 600 MeV'e kadar ise süperiletken kaviteler kullanılması planlanmaktadır. Başlangıçta iyon kaynağından elde edilen 50 keV enerjili H^- iyonları, radyo-frekans kuadrupol lineer hızlandırıcısından geçerek 3 MeV'e kadar hızlandırılır. Daha sonra ise içerisinde yine elektromanyetik kuadrupol magnetlerin bulunduğu doğrusal sürüklenme tüpünden geçen proton demeti, enerjisini yaklaşık 50 MeV'e kadar çıkaracaktır. Bir sonraki aşamada, demet enerjisini 200 MeV'e ulaşmasını ise bölünmüş tipli doğrusal sürüklenme tüpü sağlayacaktır. Son olarak, birleştirilmiş halkalı yapı (ACS), demet enerjisini 200 MeV'den 400 MeV'e çıkaracaktır. Normal iletken kavitelerin kullanılmasıyla elde edilen 400 MeV'lik demet, enjekte edilmek üzere 3 GeV'lik proton sinkrotronuna gönderilir. Ayrıca hızlandırıcı sürümlü sistemlere (ADS) dayanan nükleer yakıt dönüşümü projesi için, proton demetinin bir kısmı 600 MeV'lik deneysel bölgeye yönlendirilir. Demet enerjisini 400 MeV'den 600 MeV'e çıkarmak için ise süperiletken kaviteler (SCC) kullanılacaktır.

Toplam uzunluğu 360 m olması planlanan Lineer hızlandırıcının düşük ve orta enerjili hızlandırma bölgeleri olan IS, RFQ, DTL ve SDTL kısımları için 324 MHz'lik radyo-frekans değeri ve yüksek enerjili diğer kısımları için ise 972 MHz'lik radyo-frekans değeri öngörülmektedir (5). Doğrusal hızlandırıcının ana parametreleri Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.2'de verilmiştir.



Şekil 4.2. Linac projesinin blok diyagramı

Çizelge 4.1. Doğrusal hızlandırıcı aşamalarının parametreleri

Parametre	RFQ	DTL	SDTL	ACS	SCC
Frekans (MHz)	324	324	324	972	972
Enjeksiyon enerjisi (MeV)	50 (keV)	3	50	200	400
Çıkış enerjisi (MeV)	3	50	200	400	600
Uzunluk (m)	3.1	27.1	98.4	104.2	69
Kavite sayısı	1	3	34	44	30
Klistron sayısı	1	3	17	22	15
Hücre sayısı	294	146	170	660	210

Çizelge 4.2. Doğrusal hızlandırıcının ana parametreleri

Hızlandırılan parçacık	H ⁺
Enerjisi	450 MeV
Tekrarlama frekansı	50 Hz
Demet puls uzunluğu	500 μ s
RFQ, DTL, SDTL frekansları	324 MHz
CCL frekansı	972 MHz
Pik akımı	50 mA
Linak ortalama akımı	675 μ A
Bölünmeden sonraki ortalama akım	338 μ A
Toplam uzunluk	360 m

4.1.2. TAC projesindeki linac

Türk Hızlandırıcı Kompleksinde (TAC) önerilen doğrusal hızlandırıcı, 100-300 MeV enerjili proton demeti ve 30 mA'lık bir akım hedeflemektedir. Proton Sinkrotronuna enjektör görevi görecek olan bu doğrusal hızlandırıcı yaklaşık 100 m boyunda ve kademeli enerji artırma amaçlı birkaç bölümden oluşması planlanmaktadır. Öncelikle, proton kaynağından gelen yaklaşık 50 keV'lik demetin enerjisi, radyo-frekanslı kuadrupol (RFQ) doğrusal hızlandırıcısında 3-5 MeV'e çıkartılacaktır. Bir sonraki aşamada, RFQ'dan çıkan demete, doğrusal sürüklenme tüpü (DTL) hızlandırıcısında 50-100 MeV'lik enerji kazandırılacaktır. Son aşamada ise 50-100 MeV'lik bu demetin enerjisinin ayrılmış-tipli doğrusal sürüklenme tüpünde (SDTL) 100-300 MeV'e çıkartılması planlanmaktadır. Bu hızlandırma kademeleri, toplam 100 m'lik doğrusal mesafeyi, yaklaşık 30 m (RFQ, DTL için) ve 70 m (SDTL için) şeklinde paylaşacaklardır. Son iki kademe için demetin ulaşacağı güç değerleri ($I \approx$

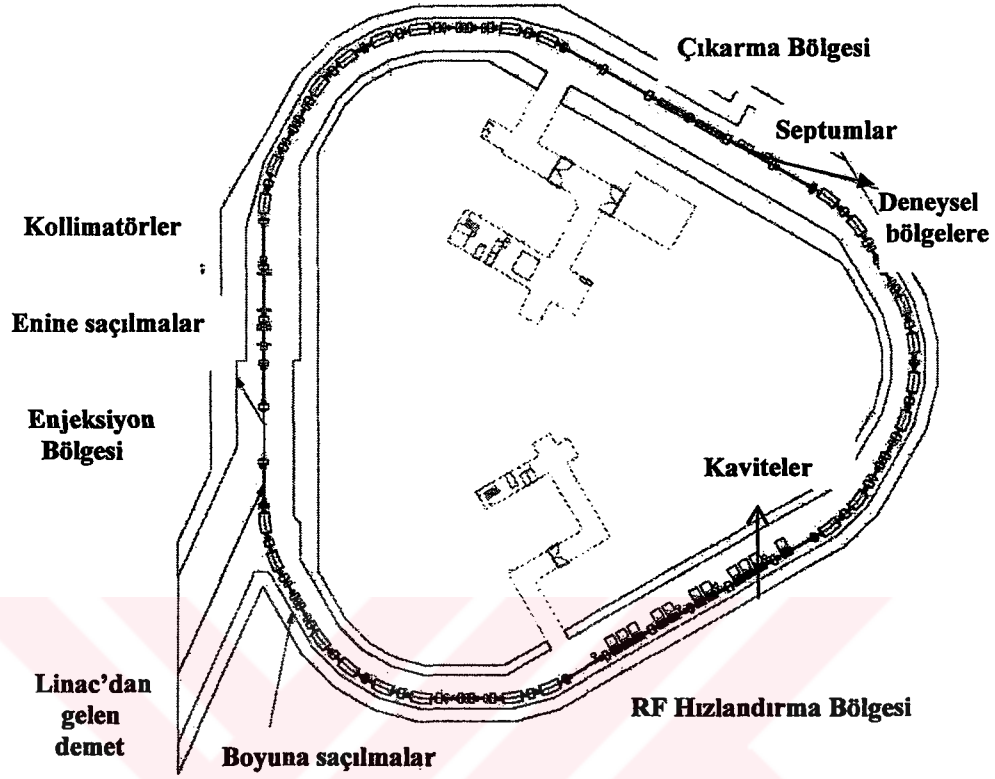
30 mA) sırasıyla 5 MW ve 20 MW olarak düşünülmektedir (6). Türk Hızlandırıcı Kompleksinde önerilen doğrusal hızlandırıcının ana parametreleri Çizelge 4.3'de verilmiştir.

Çizelge 4.3. Türk Hızlandırıcı Kompleksinde önerilen doğrusal ön hızlandırıcının ana parametreleri

Enerjisi	100-300 MeV
RF Frekansı (MHz)	324
Puls Uzunluğu (μ s)	400
Tekrarlama Hızı (Hz)	25
Pik akımı (mA)	30
Ortalama akım (mA)	0.3
Toplam Uzunluk (m)	100
Hızlandırılan parçacık	H ⁺

4.2. Proton Halkası

Lineer ön hızlandırıcıdan gelen belirli bir enerji değerine ulaşmış H⁺ iyon demeti, proton sinkrotronuna enjekte edilir. Bir dairesel hızlandırıcı çeşidi olan sinkrotronlardaki parçacık demetleri her dönmesinde belirli bir enerji kazanarak istenen enerjiye ulaşmaya kadar bir çok (yüzlerce) dönüş yapar. FODO olarak bilinen birim hücrelere göre dizayn edilecek dairesel hızlandırıcı; enjeksiyon, çıkarma ve rf-hızlandırma bölgelerinden oluşacaktır. H⁺ iyonlarının protona dönüşümünün gerçekleştiği enjeksiyon bölgesinde demet saçılmalarını önleyici bir kollimatör sistemi bulunacaktır. RF-hızlandırma bölgesindeki rf-kaviteler sayesinde hızlandırılan proton demetinin, deneysel çalışma laboratuvarlara yönlendirilmesi ise çıkarma bölgesindeki magnetler yardımıyla gerçekleştirilir. Proton sinkrotronunun bu bölümlerini gösteren blok şeması Şekil 4.3'de ve TAC projesindeki proton sinkrotronu için düşünülen temel parametreler ise Çizelge 4.4'de verilmiştir.

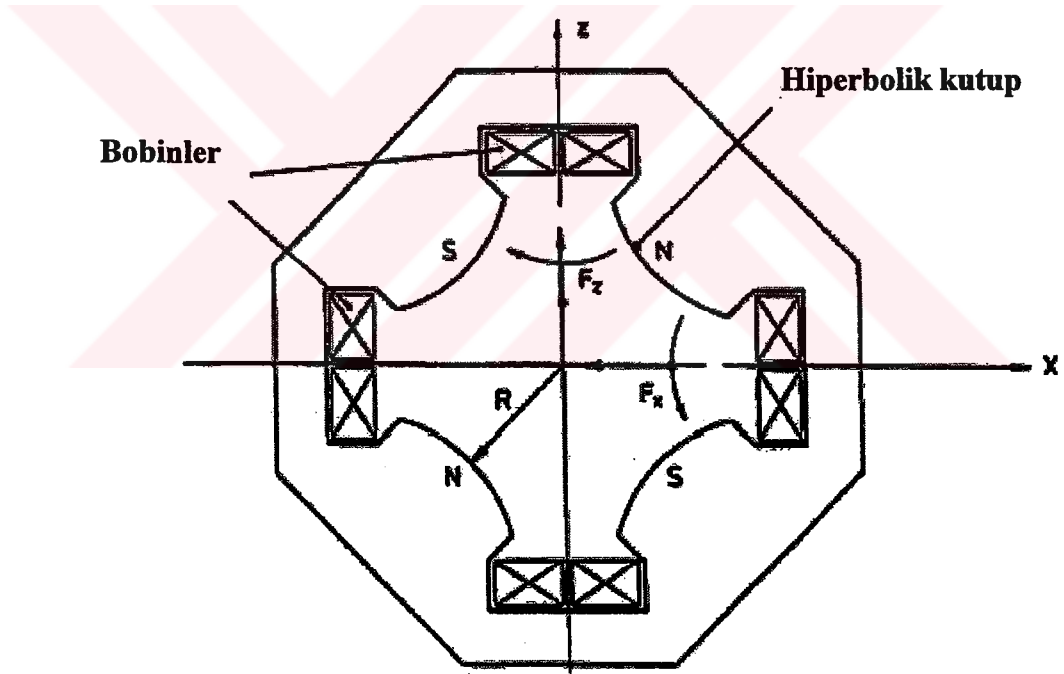


Şekil 4.3. Proton Sinkrotronunun blok şeması

Çizelge 4.4. TAC projesi için Proton Sinkrotronunun temel parametreleri

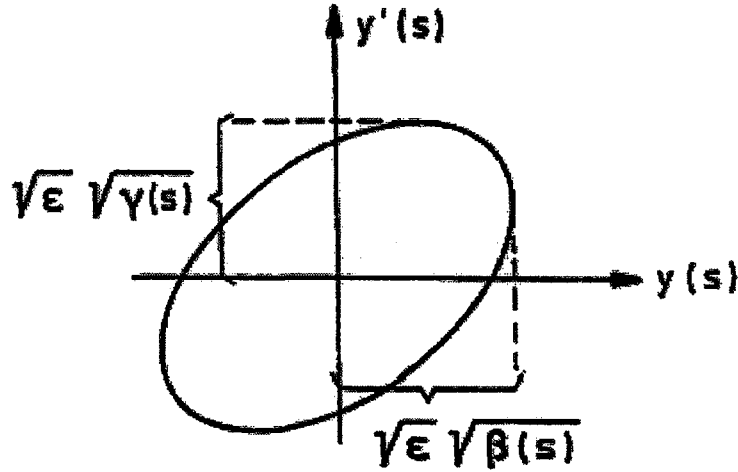
Enjeksiyon Enerjisi	100-300 MeV
Enerjisi	1-5 GeV
Demet Yoğunluğu	8×10^{13} ppp
Tekrarlama Frekansı	25 Hz
Ortalama Demet Akımı	300 μ A
Demet Gücü	1 MW
Toplam Uzunluk	350 m
Eğici Magnet Sayısı	24
Quadrupol Magnet Sayısı	60
Manyetik Alan	$\sim 0.3 - 1.0$ T
RF Frekansı	$\sim 1.35 - 1.85$ MHz
Hızlandırma Voltajı	450 kV (Max)
RF Kavite Sayısı	11
Kavite Başına RF Voltajı	43 kV
Toplam Hücre Sayısı	27
Manyetik Rijidite	$\sim 3.2 - 12.8$ Tm
Örgü Hücre Yapısı	3-Hücre DOFO x 2 Modül + 3 Düz Hücre
Tipik Ayar (tune)	Yatay 7.35 – Dikey 5.8
Q-Magnet için Maksimum Alan Gradyeni	5 T/m
Akseptans	486 π mm mrad
Enjeksiyondaki Emittans	216 π mm mrad
Çıkıştaki Emittans	54 π mm mrad

Proton sinkrotronunda demeti odaklamak, bükmek ve saptırmak için kullanılan ve yapısal olarak manyetik alanlardan oluşmuş çok sayıda magnet kullanılır. Demet optiği için gerekli bu sistemde, demeti odaklamak için kuadrupol (dört-kutuplu) magnet ve bükmek için ise dipol magnetler kullanılır. Şekil 4.4, bir kuadrupol magnet örneğini göstermektedir. Bu magnet, x ve z doğrultularında manyetik alan bileşeni oluşturur. x konumundaki parçacıklar kendilerini x eksenine doğru iten bir kuvvet hisseder ve böylece demet x-ekseni boyunca odaklanmış olur. z-ekseni boyunca olan bileşen ise demeti dağıtacaktır. Eğer iki kuadrupol magnet birbiriyle 90° yapacak şekilde seri halinde yerleştirilirse her eksen boyunca (x ve z yönünde) hem odaklama hem dağıtma etkisi oluşur. Sonuçta net etkinin demeti odakladığı görülür.



Şekil 4.4. Kuadrupol magnetin şematik görünümü

Proton halkasındaki kuadrupol magnetler, FODO birim hücrelerini oluşturur. Burada F; odaklayıcı kuadrupol magnet, D; dağıtıcı kuadrupol magnet ve O; sürüklenme boşluğunu temsil eder. Proton sinkrotronu, üç katlı simetrik 9 tane DOFO hücresinden oluşur. Bu yüzden halkada toplam 27 hücre bulunur. İki kuadrupol magnet arasındaki sürüklenme boşluğunda, bazen amaca yönelik dipol magnet ve



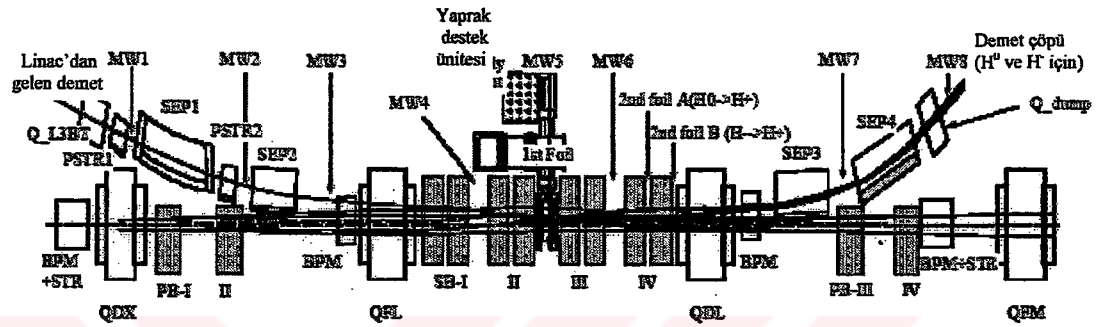
Şekil 4.6. Gaussien bir dağılım oluşturan demet zarfının elips şekli

Faz-uzay alanının $1/\pi$ katı olarak tanımlanabilen emittans kavramının birimi mm.mrad.'dir. 1 miliradyanda 10mm'lik çapa sahip olan bir demetin emittansı $\epsilon = 10$ mm.mrad., bazı kaynaklarda ise $\epsilon = 10\pi$ mm.mrad. ifade edilir. Bu durum emittansın tanımındaki, $\epsilon = \text{alan} = \pi a^2$ veya $\epsilon = \text{alan}/\pi = a^2$, farkından ileri gelmektedir (7).

Proton sinkrotronunda belirli bir emittans değeri olan ve kararlı bir demet arzu edilir. Fakat demetin gerçekleştireceği çeşitli saçılmalar ve difüzyon süreçleri, demetin kararlılığını bozmaktadır. Demet parçacıklarının vakum odasındaki atık gazlarla etkileşmesi sonucu oluşan saçılmalar emittansın büyümesine ve demet kayıplarına yol açmaktadır. Ayrıca belirli bir emittans değerinde tutulmak istenen proton parçacıkları arasındaki coulomb itmesinden kaynaklanan ve uzay-yük kayması (etkisi) olarak bilinen saçılmalar da emittansın büyümesine yol açacaktır. Hızlandırma süreci boyunca emittans büyümesinin engellenmesi ve belirli bir değerin üzerine çıkmaması, odaklayıcı özelliğe sahip olan kuadropol magnetler ile kontrol edilir. Proton demetini odaklayarak emittansın küçülmesini sağlayan kuadropol magnetlerin üzerindeki, demetin geçtiği boşluklar ise emittansın maksimum değerini belirlemektedir. Faz-uzay elipsinin maksimum emittans değerini ifade eden bu demet alanına sinkrotronun akseptansı (Acceptance) denir (8).

4.2.1. Enjeksiyon bölgesi

Linac'dan gelen H^- iyonlarının proton halkasına enjekte edildiği yer olan enjeksiyon bölgesinde, H^- iyonlarının elektronlarının soyularak protona dönüşümü gerçekleştirilir. Ayrıca demet saçılmalarını engelleyici bir de kollimatör sistemi bulunacaktır. Enjeksiyon bölgesinin şematik görünümü Şekil 4.7'de verilmiştir.



Şekil 4.7. Enjeksiyon bölgesinin genel şematik görünümü

H^- iyonlarının protona dönüştürülmesinde, yük-değişim malzemesi olarak $290 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ kalınlıklı karbon yaprağı kullanılır. Ayrıca bu dönüşüm olayında demeti yönlendirmek için ise kuadrupol magnetler arasındaki sürüklenme boşluğuna yerleştirilen dipol magnetler kullanılır. Parçacıkların yatay ve dikey yöndeki hareketlerine bağlı olarak yatay ve dikey dipol magnetler kullanılır. Yatay düzlemdeki enjeksiyon sisteminde toplam 8 tane dipol magnet vardır. Bunlardan, SB (SB-I, SB-II, SB-III, SB-IV) olarak isimlendirilen dört tanesi QFL ve QDL kuadrupol magnetler arasındaki sürüklenme boşluğuna yerleştirilmiştir. QFL ile QFM magnetler arasındaki mesafe 1 FODO birim hücresini oluşturur (QFL=F, SB=O, QDL=D, PB=O). SB dipol magnetlerin görevi, enjekte edilen demet ile halkada dairesel hareket yapan demet yörüngelerini merkezi bir yörüngede birleştirmek ve uyumlu olmasını sağlamaktır.

PB (PB-I, PB-II, PB-III, PB-IV) olarak isimlendirilen diğer dört dipol magnetten ilk ikisi (PB-I ve PB-II), QDX ve QFL kuadrupol magnetler arasına yerleştirilmiştir. Bu magnetler, gelen demetin kontrollü olarak yük-değişim bölgesine aktarılmasını

sağlar. Son iki magnet (PB-III ve PB-IV) ise QDL ve QFM magnetler arasına yerleştirilir. Soyma işlemi sonrasında, dağılan parçacıkların yönlendirilmesi bu magnetler ile gerçekleştirilir. Demetin dikey düzlemde yönlendirilmesi için ise iki küçük dipol magnet kullanılır. Şekil 4.7'de gösterilmeyen bu magnetler, dikey faz düzlemindeki enjeksiyon açısının değiştirilmesi esasına dayanmaktadır.

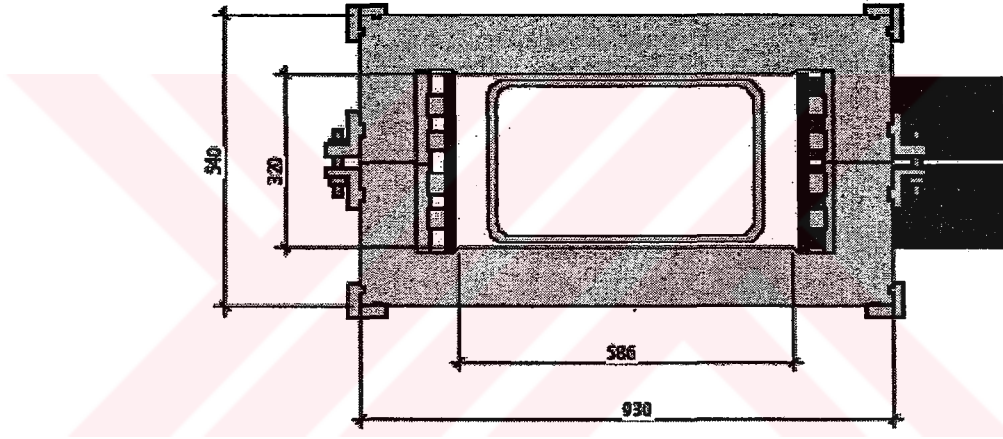
H^- enjeksiyon sistemi, ilk hücrenin tamamını ve ikinci hücrenin dörtte birini kullanır. Kollimatör sistemi ise ikinci hücrenin dörtte üçü ile üçüncü hücreyi kullanır. Demet saçılmalarını önlemek için kurulan kollimatör sistemi iki kısımdan oluşacaktır. Birinci kısımda, temel kollimatör malzemesi olarak ince tungsten (wolfram) plakadan 3 tane kullanılır. İkinci kollimatör bölümünde ise bakırdan yapılmış, dikdörtgen şeklinde bir blok kullanılır. Demeti soğurmakla görevli olan bu bölümde toplam 5 tane bakır blok kullanılır.

Proton halkasına enjekte edilen H^- iyon demeti, septum magnetler ile yönlendirilerek QFL kuadrupol magnete ulaşır. Kuadrupol magnetin manyetik alanı değiştirilerek, iyon demetinin enjeksiyon açısı amaca uygun olacak şekilde ayarlanabilir. Kuadrupol magnette odaklanan demet, SB dipol magnetlerine ulaşır. H^- iyonlarının elektronlardan soyunması, SB-II ve SB-III dipol magnetler arasındaki bölgeye yerleştirilmiş ince karbon yaprağı ile sağlanır. Yük-değişim sürecinin gerçekleştiği karbon yaprağında, gelen demetin yaklaşık % 99'u protona dönüşür. H^- iyon demeti karbon yaprağından geçtikten sonra 0,4 kW gücünde H^0 demeti üretilir. Üretilen H^0 demetinin gücü 1 MW'a ulaştığında uyarılmış durumdaki H^0 kayıplarını kontrol etmek zorunlu hale gelmektedir. Dipol magnetteki manyetik alan 0.2 T olduğu durumda, temel kuantum sayısı $n \geq 6$ olan uyarılmış durumdaki H^0 demeti, kontrol edilemeyen demet kayıplarına yol açar. Diğer taraftan $n \leq 5$ koşulu altındaki uyarılmış H^0 demeti, ikinci karbon yaprağına ulaşarak protonlara dönüşür.

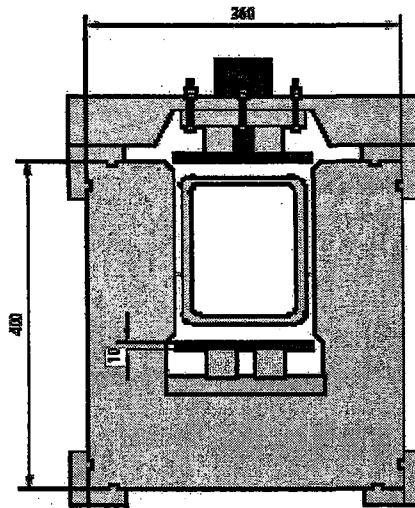
İkinci karbon yaprakları, protona dönüşmeyen H^- ve H^0 iyonları için kullanılır. Bunlardan ilki SB-IV magnetin ortasına yerleştirilir. Bu yaprakta, H^0-H^+ dönüşümü sağlanır. H^-H^+ dönüşümünün gerçekleştiği ikinci yaprak ise SB-IV ile QDL

magnetlerinin arasına yerleştirilmiştir. Protona dönüşemeyen çok az sayıdaki parçacıklar ise ayrılarak demet çöpünde toplanır.

Dipol magnetler (SB ve PB) vakum odasının dışında olup, seramik vakum odası dipol magnetin ortasındaki pencere şeklindeki boşluktan geçmektedir. Pencere çerçevesi, kalınlığı 0.1 mm olan yaprak haline getirilmiş silikon çelikten yapılır. Dipol magnetler yapısal olarak ise iki katlı bobinden oluşur. Bobinin elektriksel yalıtımı, hava boşluğu ve bir seramik yalıtım malzemesi ile sağlanır (9, 10). Şekil 4.8’de yatay düzlemdeki SB dipol magnetin ve Şekil 4.9’da ise dikey düzlemdeki dipol magnetin şematik görünümü verilmiştir.



Şekil 4.8. Yatay düzlemdeki SB dipol magnetin şematik görünümü



Şekil 4.9. Dikey düzlemdeki dipol magnet

4.2.2. RF-Hızlandırma bölgesi

Proton demetinin hızlandırılması işlemi bu bölgede yapılacaktır. Demetin yapısında, demet akımının çok yüksek olmasından kaynaklanan uzay-yük etkileri ve demet yük etkileri gibi bazı kararsızlıklar oluşur. Bu gibi problemleri çözmek için geniş bant aralığına sahip bir radyo-frekans kavitesi kullanılır. Hızlandırma bölgesinde toplam 11 tane kavite yer alacaktır. Her bir kavitede 3 bölme (gap) ve her bölmede ise 8 tane manyetik kor bulunur. Dolayısıyla bir kavitede toplam 24 tane kor yeralacaktır. Resim 4.3’de bir test kavitesinin görünümü verilmiştir.



Resim 4.3. İki bölmeden oluşan ve sadece bir bölmesinde 3 tane manyetik kor kullanılan bir test kavitesinden görünüm

Parçacıkların hızlandırılmasında yüksek alan gradyenine ulaşmak için geliştirilen bu yeni tip rf kavitesinde, manyetik bir alaşımdan oluşan manyetik korlar kullanılacaktır. FT3M (FINEMET) olarak bilinen bu malzeme, temeli demir olan bir ince alaşımdan yapılır. Manyetik kor olarak FINEMET alaşımının seçilmesinin bir çok sebebi vardır. Manyetik alaşım çok yüksek permeabilite değerine, düşük Q-değerine ve yüksek bir empedansa sahiptir. Manyetik kor, yüksek manyetik alan ve yüksek voltaj değerlerine dayanıklı bir yapıya sahiptir. Dolayısıyla hızlandırma için yüksek alan gradyenine rahatlıkla ulaşılabilir. Ayrıca manyetik korun Curie sıcaklığı

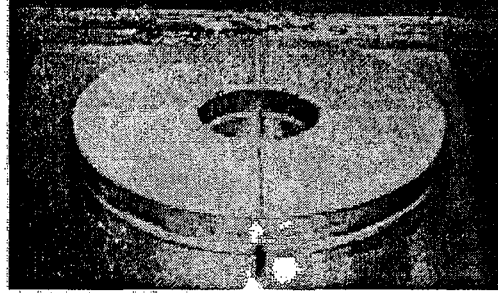
çok yüksek olduğu için (yaklaşık 600°C), 150°C 'den daha yüksek sıcaklık değerlerine dayanıklıdır.

Yoğun akıllı bir proton demeti hızlandırıldığı için, manyetik korlar üzerinde bir soğutma sisteminin yer alması gerekir. Üç çeşit soğutma metodu vardır. Bunlardan ilki vantilatörlü bir hava soğutma sistemidir. Bu yöntemde, soğutucu vantilatör, korlardan bir miktar uzağa yerleştirilir. Hava soğutma sisteminde soğutma verimi çok iyi değildir. İkinci bir yöntem olarak doğrudan soğutma sistemi kullanılabilir. Bu yöntemde, korlar su tankı içinde depolanır ve soğutma işlemi su ile doğrudan yapılır. Doğrudan soğutma, çok güçlü ve etkili bir yöntemdir. Fakat suyun dielektrik sabiti çok büyük olduğu için ($\epsilon = 80$), kavitede büyük bir kapasitans oluşur. Bu yüzden kavite 5 MHz'den daha yüksek frekanslarda rezonansa gelemmez. Yüksek frekanslarda empedans değerinde azalma görülür. Ayrıca empedansı korumak için soğutucu suyun mineralize olmaması gerekir. Yani suyun kalitesi empedansı etkileyecektir. Rezonans değeri 5 MHz'den küçük olan frekans değerleri için bu metodu kullanmak muhtemeldir.

İkinci yöntemin oldukça fazla olan dezavantajlarından dolayı, alternatif olarak dolaylı yoldan soğutma tekniği geliştirilmiştir. Bu üçüncü soğutma yönteminde, manyetik korlar bakırdan yapılan iletken disklerle bağlanır. Diskler ise içinden geçen su akışı ile soğutulur. Bu yöntemdeki soğutma verimi, korlar ile soğutma diskleri arasındaki termal ilettime doğrudan bağlıdır. Korlardaki güç kaybı çok yüksek ve kor başına 16 kW'dır. Güç kaybını ortadan kaldırmak veya azaltmak için bu termal iletimin geliştirilmesi gerekir. Korlar ile bakır plaka arasında ayrıca, kapasitans etkilerinden kaynaklanan empedans azalmaları da görülmektedir.

Termal iletimin en iyi şekilde sağlanması için korlar ile soğutma plaka arası iyi bir yalıtım malzemesi ile doldurulmalıdır. Bu amaçla Polyimide ve Alüminyum Nitrit (AlN)'den oluşan bir karışım kullanılır. Polyimide reçinesi denilen bu yalıtım malzemesi ısı ve radyasyona karşı dayanıklılık sağlar. Yüksek voltajlara karşı yalıtım sağlayan bu malzeme, iyi bir ısı transferi sağlar. Polyimide'nin erime sıcaklığı 340°C

olduğu için çok yüksek sıcaklıklar için kullanılabilir. Soğutma diskleriyle beraber bir manyetik alaşım kuru Resim 4.4’de gösterilmiştir.



Resim 4.4. Yalıtım malzemesi konulan bir kor ve soğutma disklerinden bir görünüm

Her kavite, 600 kW’lık iki cam tetrot kullanan bir it-çek yükselteci tarafından çalıştırılacaktır. Ana yükselteci çalıştırmak için 5 kW’lık bir yükselteç kullanılır. Yükselteçler, ikili frekansları çalıştırmak için 4 MHz’lik geniş bir band uzunluğuna sahiptir (11, 12, 13, 14). TAC projesinin rf-hızlandırma bölgesine ait, düşünülen temel parametreler Çizelge 4.5’de verilmiştir.

Çizelge 4.5. TAC projesinin rf-hızlandırma bölgesine ait temel parametreleri

Rf-frekansı	1.36-1.86 MHz
Max.Voltaj	420 kV
Tekrarlama frekansı	25 Hz
Yükselme zamanı	20 ms
Kavite sayısı	10+1
Kavitedeki bölme sayısı	3
Kavitedeki kor sayısı	24
Kalite faktörü	3
Güç kaybı	0.50 W/cc
Harmonikler	2
Empedans	2.1 k Ω
Kavitenin uzunluğu	1.65 m
Max.güç kaybı	420 kW
Korun dış çapı	90 cm
Korun iç çapı	36 cm
Korun kalınlığı	2.6 cm

5. MÜON BÖLGESİ

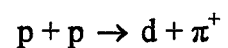
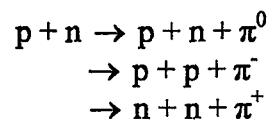
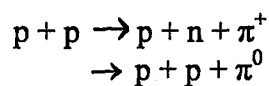
5.1. Pion Üretimi

Yukawa modeline göre, etkileşim mesafesi 10^{-15} m olan nükleer kuvvetin baryonlar (proton, nötron) arasındaki taşıyıcı alan parçacığı π -mezonudur. π -mezonu (veya kısaca pion), 1947 yılında Cecil Frank Powel ve Giuseppe P.S.Occhialini tarafından yıldızlararası boşluktan dünyanın atmosferine giren kozmik ışınların incelenmesiyle keşfedildi. Yük durumlarına göre pion üç çeşittir. Bunlar π^+ , π^0 ve π^- parçacıklarıdır. Mezon parçacıkları arasında en hafifi olan pionlar kısa ömürlü olup müon ve antinötrinoya bozunur. Üç çeşit pionun parçacık özellikleri Çizelge 5.1'de verilmiştir.

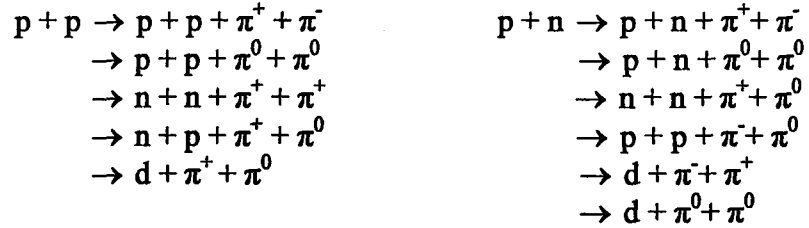
Çizelge 5.1. Pionların temel özellikleri

	π^+	π^-	π^0
Ortalama ömür (s)	$26,04 \times 10^{-9}$	$26,04 \times 10^{-9}$	0.89×10^{-16}
Spin	0	0	0
Kütle (MeV)	139,5679	139,5679	134,97
Bozunum süreci	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

Pion üretimi için; proton sinkrotronunda hızlandırılan yüksek enerjili protonlar sabit berilyum hedefiyle çarpıştırılır. Hızlandırılan protonların enerjisi 500 MeV-1 GeV aralığında olduğu zaman gerçekleşen tek pion üretim reaksiyon süreçleri aşağıda verilmiştir.



Bu süreçlerin eşik enerjisi 280 MeV'dir. Protonlar 1.5–2 GeV gibi daha yüksek enerjilere ulaşırsa, pion üretimini iki kat artıran aşağıdaki çift pion üretim süreçleri gerçekleşir.



Eşik enerjisi 600 MeV olan bu süreçler, pion üretimini artırdığı için müon üretme oranını da artırmaktadır. Geleceğin müon kaynağını oluşturacak proton sinkrotronlarının enerjisi büyük olasılıkla bu aralıkta olacaktır (15).

5.2. Müon Üretimi

Proton sinkrotronunda, hızlandırılmış yüksek enerjili proton demeti berilyum hedefine çarptıktan sonra pionlar elde edilir. Oldukça kararsız olan π -mezonları 2.6 μ s ortalama ömür içerisinde aşağıdaki bozunumlardan birine uğrayacaktır.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad [5.1]$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad [5.2]$$

Müon ilk kez 1937 yılında S.H. Neddermeyer ve C.D.Anderson tarafından kozmik ışınlarda keşfedilmiştir. İkinci aile leptonu olan müonun ortalama ömrü 2,197 μ s ve kütlesi 105,658 MeV'dir (16). Müonlar 1950'li yılların sonlarından başlayarak birinci nesil proton hızlandırıcılarında üretilmeye başladı. Bunlar Nevis (Columbia, ABD), Srel (ABD) ve CERN'deki sinkrosiklotronlardı. Daha sonra 1974 yılında SIN (PSI) (İsviçre) ve TRIUMF (Kanada) siklotronları gibi ikinci nesil proton hızlandırıcıları ortaya çıktı. Bu hızlandırıcılarda sürekli müon demeti üretiliyordu. 1981 yılında BOOM (Japonya) ve 1987 yılında ISIS (Rutherford Appleton

Laboratory, İngiltere)'de pulslu müon demeti   retilmeye başladı (15). Dünyadaki müon üretebilen hızlandırıcılar   izelge 5.2'de verilmiştir.

Çizelge 5.2. Dünya çapında müon üretebilen hızlandırıcılar

Hızlandırıcı	Enerjisi (MeV)	Yılı
Maryland Üniv., ABD	140	1968
TRIUMF, Kanada	500	1973
Indiana Üniv., ABD	200	1972
Zürich, İsviçre	520	1974
McGill Üniv., Kanada	100	1949
Harvard Üniv., ABD	160	1949
Harwell, İngiltere	160	1949
Orsay, Fransa	160	1958
Uppsala, İsveç	185	1951
Rochester, ABD	240	1948
Liverpool, İngiltere	380	1954
Columbia Üniv., ABD	385	1950
Carnegie-Mellon Üniv., ABD	440	1951
Chicago, ABD	460	1951
CERN, İsviçre	600	1957
SREL, ABD	600	1966
Dubna, Rusya	680	1949
Berkeley, ABD	740	1946
Gatchina, Rusya	1000	1968
Los Alamos, ABD (Linac)	800	1972
Birmingham, İngiltere	1000	1953
Brookhaven, ABD	3000	1952
Saclay, Fransa	3000	1958
Princeton, ABD	3000	1963
Berkeley, ABD	6200	1954
Chilton, İngiltere	7000	1963
Moscow, Rusya	7000	1961
Dubna, Rusya	10000	1957
Argonne, ABD	12500	1963
CERN, İsviçre	28000	1959
Brookhaven, ABD	33000	1960
Serpukhov, Rusya	76000	1967
Batavia, ABD	200000	1972

5.3. Müon Üretim Kanalları

Müon fiziği uygulamalarının yapıldığı müon bölgesinde, proton sinkrotronundan gelen yüksek enerjili proton demeti kullanılarak müon demeti elde edilir. Çeşitli uygulama ve araştırmalar için kullanılacak müon demetinin üretimi; farklı enerji ve yoğunluk parametrelerine göre dizayn edilecek müon kanallarında, yüksek enerjili proton-proton veya proton-nötron çarpışmalarından gelen pionların bozunumu sonucu gerçekleştirilir. Oluşan müonlar optik magnetler yardımıyla ilgili laboratuarlara yönlendirilir.

5.3.1. Yüzey müon kanalı

Enerjisi ortalama 4 MeV olan pozitif yüklü müon üretimi için tasarlanmıştır. Yüksek enerjili proton demetinin üretim hedefine bombardıman edilmesiyle önce pionlar ve pionların bozunmasıyla müonlar üretilir. Yüksek pion üretimi için Z değeri (Atom numarası) küçük olan malzemeler en uygun seçim olmaktadır. Müon üretim hedefi olarak genellikle berilyum, karbon veya grafit malzemesi kullanılır.

Proton sinkrotronundan gelen yüksek enerjili protonların, üretim hedefine çarpması sonucu küçük enerjili pionlar oluşur. Hedef içerisindeki pionlar durgun halde bulunur ve sonradan bozunuma uğrar. Oluşan müonların enerjisi küçük (4.1 MeV) olduğu için, bunlardan sadece hedeften kurtulabilecek kadar yeterli enerjiye sahip olanlar hedef malzemenin yüzeyinden veya yüzey yakınından yayılır. Bu sebepten, bu müonlar yüzey veya ARIZONA müonları olarak bilinir. Müonların hedeften yayılma yönleri ne olursa olsun %100'lük bir polarizasyona sahiptir. Pionların hedefte durma yoğunluğu çok yüksek olduğu için yüzey müonları da yüksek yoğunlukta üretilir. Yüzey müonlarının en büyük dezavantajı, sadece polarize olmuş pozitif müonların (μ^+) üretilebilmesidir. Çünkü negatif yüklü π -mezonları grafit hedefinde durduğu zaman karbon çekirdekleri tarafından hemen yakalanır (15).

Yüzey müon kanalında sadece pozitif yüklü müonlar üretilebildiği için, bu müon kanalı μ SR deneyleri için kullanılır. Çünkü μ SR tekniği müonun pozitif yüklü olanı

ile (μ^+) gerçekleştirilebilir. Ayrıca yüzey müon demetinin %100 polarizasyona sahip olması μ SR deneyleri için oldukça önemlidir. J-PARC ve TAC projelerindeki yüzey müon kanalı, yoğunluğu yaklaşık $10^7 \mu/s$ olan bir müon demeti hedeflemektedir. Çizelge 5.3 incelendiğinde bu projelerdeki müon demeti, dünyadaki en şiddetli yüzey müon demeti olacaktır. Bu özellikteki pozitif müon demeti ile gerçekleştirilecek μ SR deneyleri ile, daha önce yapılan çeşitli μ SR deneylerinin ötesinde, daha duyarlı ve kesin sonuçlara ulaşılabilecektir. μ SR tekniğinde son gelinen nokta, bu iki proje sayesinde görülebilecektir.

Çizelge 5.3. TAC projesindeki yüzey müon kanalının, diğer müon üretim kaynaklarıyla karşılaştırılması

MÜON DEMETİ	Parçacık	MSL	RIKEN-RAL	JHF	TAC
Yüzey müonları (4MeV) yoğunluğu	μ^+	$10^4 \mu^+/s$	$5 \times 10^5 \mu^+/s$	$10^7 \mu^+/s$	$10^7 \mu^+/s$

5.3.2. Müon bozunum kanalı

Yüzey müon kanalında üretilemeyen negatif yüklü müonlar için geliştirilen bu kanal, 10-100 MeV ve daha yüksek enerjilerde pozitif ve negatif yüklü müon demeti üretmek için tasarlanmıştır. Negatif müon üretimi için üretim hedefinden kurtulabilecek kadar yeterli enerjiye sahip pionlara ve boyuna yüksek manyetik alan bulunan olası bir bölgeye ihtiyaç duyulur. Bu bölge genellikle birkaç metre uzunluğunda ve içerisinde manyetik alan (genelde 5T) bulunan süperiletken bir solenoid ile sağlanır. Üretim hedefinden kurtulabilecek kadar enerjiye sahip olan pozitif ve negatif yüklü pion demeti solenoid içerisinde uçuşta iken bozunur ve belirli bir momentumu olan müon demetleri elde edilir. Bu tip müon kanalı müon bozunum kanalı olarak adlandırılır. Bu kanalın en büyük dezavantajı müon demetlerinin %70 ve %80 arasında değişen polarizasyona sahip olmasıdır.

Pionların hareket yönüne göre ileri ve geri yönde yayılan müonların belirli bir momentumu vardır. İleri yönde yani pionlar ile aynı yönde yayılan müonların

momentumları pionunkinden daha büyüktür. Bu iki parçacığa ait spin yönelimleri ise anti-paraleldir. Pionlara göre zıt yönde yayılan geri-müonlara ait momentum değeri pionunkinden daha küçük olmaktadır (15).

Bu müon kanalında polarize olmuş pozitif ve negatif yüklü müonların ikisi de üretilmektedir. Dolayısıyla bu tip bir müon kanalı, μ SR tekniğine dayalı deneylerde ve μ CF yöntemine bağlı olarak enerji üretimi uygulamalarında kullanılabilir. J-PARC ve TAC projelerindeki müon bozunum kanalına ait müon yoğunluğu 10^7 μ /s olup, bu yoğunluk değeri Dünyadaki diğer laboratuarlara göre daha yüksek olacaktır.

5.3.3. Ultra-yavaş müon kanalı

Enerjisi keV mertebesinde olan düşük enerjili müon gerektiren deneyler için tasarlanmıştır. Temel proton demetine yerleştirilen sıcak tungsten metal yaprağın yüzeyinden vakum ortama buharlaştırılan termal müonyum atomlarının, lazer iyonizasyonu yöntemiyle bir ultra-yavaş müon kanalı elde edilir. Japonya KEK araştırma merkezindeki 12 GeV'lik proton sinkrotronunun MSL laboratuvarında geliştirilen bu yöntemle ilk başarılı ultra-yavaş müon üretimi, 1995 yılında yine burada gerçekleştirilmiştir.

Ultra-yavaş müon kanalında kullanılan bu yöntem ve ultra-yavaş müonların kullanım alanları Kesim 8'de daha detaylı olarak incelenmiştir.

5.3.4. Ultra-yüksek yoğunluklu müon kanalı

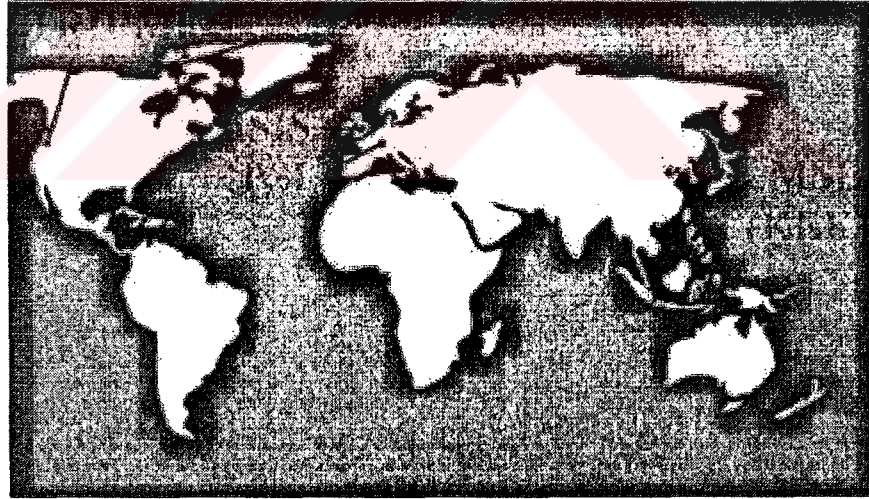
10^{10} μ /s düzeyinde yüksek yoğunluklu müon gerektiren bazı deneyler için tasarlanan bu kanal, sadece J-PARC projesi için ve dolayısıyla TAC pojesi için düşünülmektedir. Bunun için solenoidal odaklama alanına sahip ve pion üretim hedefinin yanına yerleştirilecek bir süperiletken solenoid kullanılacaktır. Yüksek manyetik alan kullanılarak parçacıkların sıkıştırılması (odaklanması) prensibine göre

çalışacak olan ultra-geniş ve uzay-momentumlu süperiletken solenoid, proton demetinin yoğunluğunu artıracaktır.

Ultra-yüksek yoğunluklu müon kanalında pozitif ve negatif yüklü her iki müon demeti de üretilecektir. Bu kanal kullanılarak; μ SR, μ CF ve bu yöntemlere bağlı olarak çeşitli alanlarda, daha önce yapılmamış bir duyarlılıkta araştırma ve uygulama imkanı sağlanacaktır (17).

5.4. Müon Üretiminde Önde Gelen Hızlandırıcılar

Müon üretiminde dünyada önde gelen laboratuvarlar; ISIS (İngiltere), PSI (İsviçre), TRIUMF (Kanada) ve KEK (Japonya) hızlandırma merkezlerindeki müon kuruluşlarıdır (Şekil 5.1).

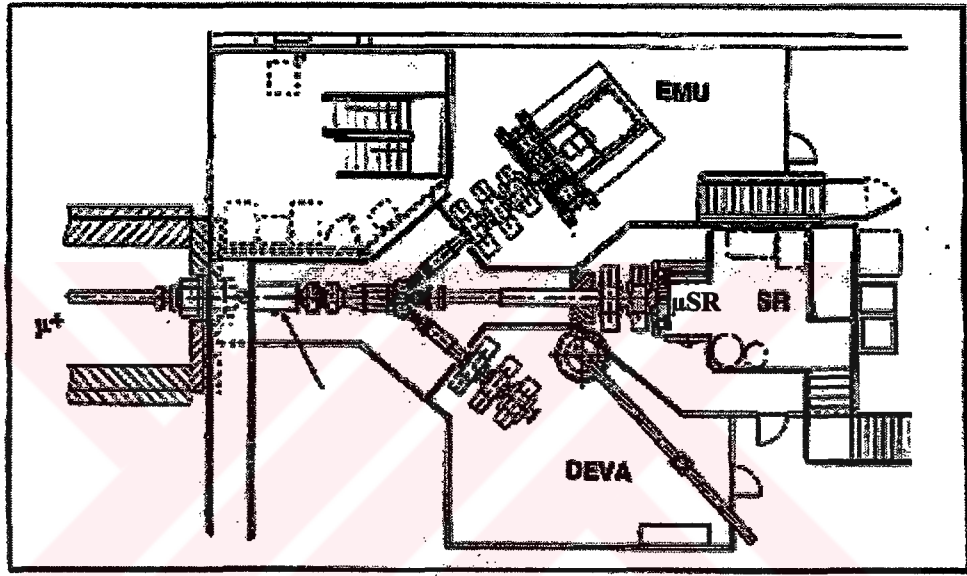


Şekil 5.1. Müon üretiminde dünyada önde gelen hızlandırıcı laboratuvarları

5.4.1. ISIS hızlandırıcı kompleksi

ISIS hızlandırma merkezi, dünyanın en şiddetli pulslu müon üretme yeteneğine sahip bir kurulumdur. ISIS pulslu müon tesisinde iki tane müon demet kanalı vardır. Bunlardan birincisi ISIS-EC yüzey müon demeti kurulumudur. Burada hızlandırılmış proton demeti grafit hedefine çarptırılarak yüzey müonları elde edilmektedir.

Kurulumun deneysel bölgesinde, yüzey müonları kullanılarak μ SR spektroskopisine dayalı deneyler gerçekleştirilmektedir. EC yüzey müon kurulumunda, farklı özelliklerde üç spektrometre vardır. Bunlar; Avrupa Müon spektrometresi (EMU), μ SR spektrometresi ve gelişim bölgesi anlamındaki DEVA cihazıdır. Şekil 5.2’de EC yüzey müon kurulumunun şematik gösterimi verilmiştir.

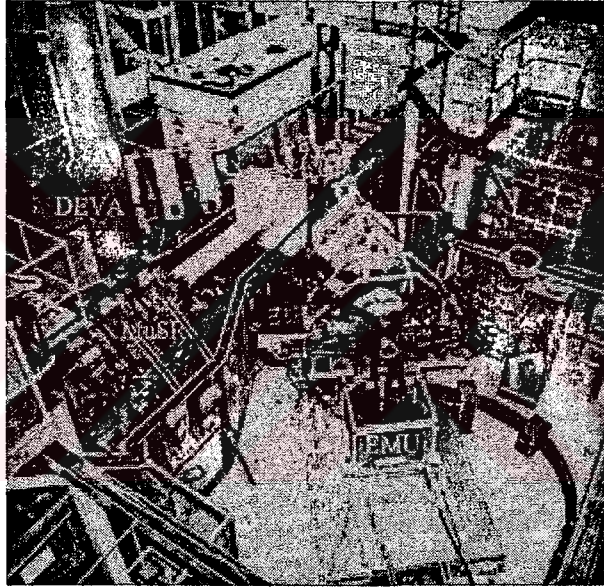


Şekil 5.2. EC yüzey müon kanalındaki deneysel bölgelerin şematik gösterimi

EMU (Avrupa Müon spektroskopisi) ve μ SR spektroskopileri müon uygulamalarından müon spin rezonans tekniğini kullanmaktadır. Bu iki spektroskopi arasındaki temel fark deneysel geometrilerin ve parametrelerin farklı olmasından kaynaklanmaktadır. EMU spektroskopisinde; 0-0.45 T şiddetinde ve boyuna manyetik alanlı μ SR tekniği kullanılırken μ SR spektroskopisinde ise 0.02 T şiddetindeki enine ve boyuna manyetik alanlı μ SR tekniği kullanılmaktadır. DEVA spektroskopisinde ise yeni teknikler kullanılmaktadır. Son yıllarda kullanılan ve olağan μ SR tekniğine göre daha avantajlı olan yeni radyo-frekanslı μ SR tekniği bunlardan bir tanesidir. Ayrıca ultra-yavaş müonlar kullanılarak oluşturulan Müonyum atomunun lazer uyarmalı 1s-2s deneyleri, geliştirilen yeni teknikler arasındadır. Çizelge 5.4’de bu kurulumdaki müon demetinin özellikleri verilmiştir.

Çizelge 5.4. ISIS'daki EC yüzey müon demetinin özellikleri

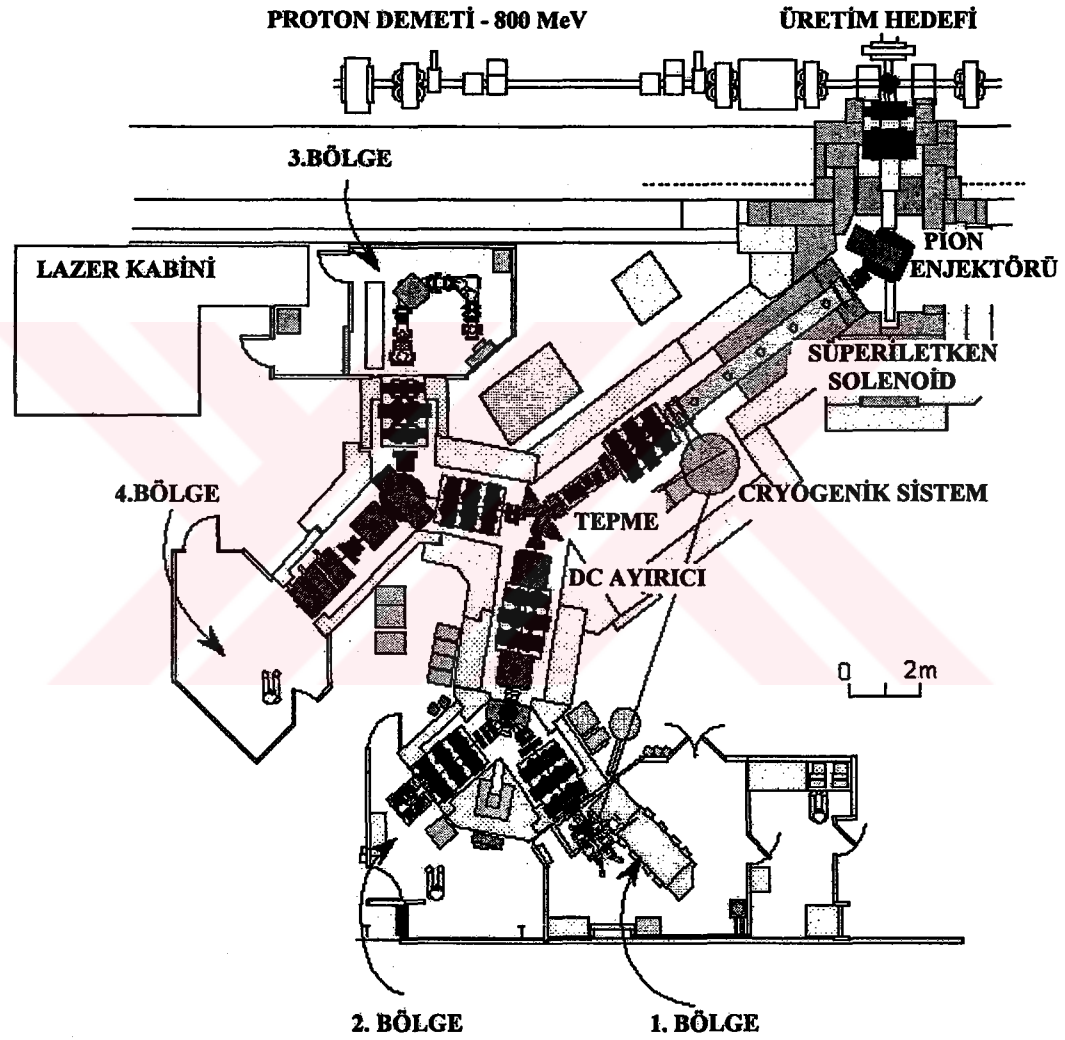
Pozitif Müon Demeti	Değeri
Üretiminde kullanılan hedef	5, 7 veya 10 mm'lik grafit
Momentumu	26,5 MeV/c
Pulslu yapısı	80 ns FWHM'de tekli puls
Odaklamada demet kalınlığı	μ SR için 8 mm dikey, EMU için 10 mm yatay
Yoğunluğu	$4 \times 10^5 \mu^+/s$
Polarizasyon	%100
Sonda derinliği	yaklaşık 110 mg/cm^2



Resim 5.1. EC yüzey müon kurulumundaki μ SR, EMU ve DEVA spektrometrelerinin bir görünümü

ISIS'daki ikinci kurulum RIKEN/RAL müon tesisidir. Bir müon bozunum kanalına sahip olan RIKEN/RAL müon kurulumu şu anda dünyadaki en şiddetli pulslu müon kaynağıdır. Proton sinkrotronunda hızlandırılan 800 MeV enerjili pulslu proton demeti pion üretim hedefine bombardıman edilerek pion demeti üretilir. Oluşan pionlar bir süperiletken solenoid içerisinde müonlara bozunur. Müon bozunum kanalı üç unsurdan oluşmaktadır. Bunlar; üretim hedefinin yanındaki pion enjeksiyon kesimi, içerisinde pion bozunumunun gerçekleştiği 5.5 m uzunluğunda ve 5 T'lik süperiletken solenoid ve müon demetini deneysel bölgelere ulaştıran müon taşıma kanalıdır. Bu kurulumun deneysel aşamasında; negatif müon demeti kullanılarak

müon katalizörlü nükleer füzyon çalışması (1.Bölge), Yüzey müonlarının kullanıldığı μ SR spektroskopisine dayalı deneyler (2.bölge), tungsten sıcak metal yaprak kullanılarak üretilen müonyum atomu üzerindeki atom fiziği araştırmaları (3.bölge) ve müonik x-ışını spektroskopisi (4.bölge) deneyleri yapılmaktadır. Şekil 5.3'de kurulumun şematik gösterimi verilmiştir (15).

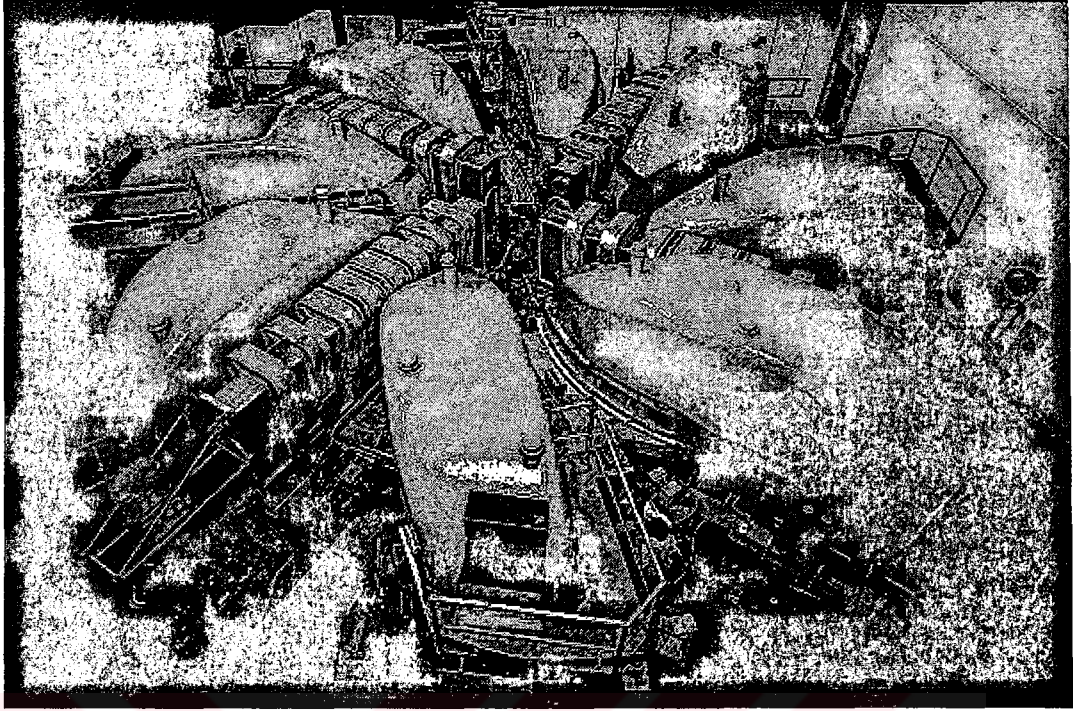


Şekil 5.3. RIKEN/RAL müon kuruluşunda demet kanallarının ve deneysel çalışma alanlarının şematik gösterimi

5.4.2. Paul Scherrer Enstitüsü (PSI)

PSI’da 1974 yılında çalışmaya başlayan siklotron hızlandırıcısında, şiddetli müon ve pion ikincil demetleri üretmek için, 590 MeV enerjili, 2 mA’lik akımı olan, 1 MW gücüne sahip ve yüksek yoğunluklu proton demeti kullanılmaktadır. Dünyadaki en güçlü proton, nötron ve müon demetleri burada bulunmaktadır. Ayrıca 1997 yılından beri kullanılan bir spallasyon nötron kaynağı ilave edilmiştir. Kullanım alanlarına göre dizayn edilmiş laboratuarlarda, çeşitli alanlarda deney ve araştırmalar yapılmaktadır. İzotop üretimi, göz tedavisi ve proton terapi yöntemi gibi yaşam bilimlerinde, nükleer fizik, parçacık fiziği ve katıhal fiziği gibi bilimsel alanlarda ve malzeme bilimi (18) üzerine birçok araştırmalar yapılmaktadır.

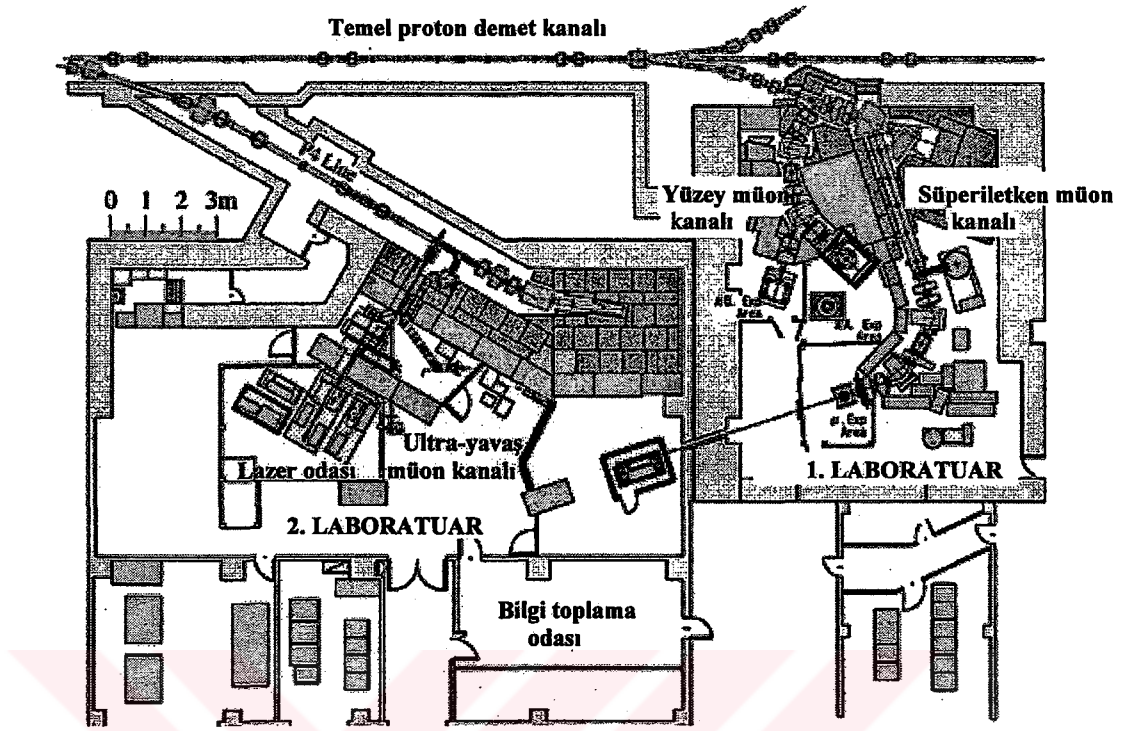
Enjektör halkasından gelen 72 MeV enerjili proton demetinin enjekte edildiği proton siklotronundan, 590 MeV enerjili ve sürekli yapıdaki proton demeti elde edilir. Proton demetinin, deneysel uygulama ve araştırma laboratuvarlarına ulaşmasını sağlamak için eğici magnet ve kuadrupol ayna gibi elektrostatik demet ayırıcıları kullanılmaktadır. 590 MeV enerjili ana proton demet yolu üzerine yerleştirilen böyle bir demet ayırıcısı, demetin bir kısmını proton terapi, nükleer yapı ve malzeme bilimi araştırmaları için ilgili laboratuara gönderir. Geriye kalan proton demeti ise pion üretimi için M-hedefine (5 mm’lik karbon) ve E- hedefine (60 mm’lik karbon) yönlendirilir. Bu hedeflerde pion ve müon üretimi gerçekleşmektedir. Ayrıca bir kısım proton demeti de nötron üretimi için spallasyon nötron kaynağına gönderilir. Buradaki ilgili laboratuarlarda nötronlara dayalı araştırmalar gerçekleştirilir (15, 19).



Resim 5.2. PSI'daki 590 MeV enerjili proton siklotronundan bir görünüm

5.4.3. Mezon bilimi laboratuvarı (MSL)

1978 yılında kurulan Mezon Bilimleri Laboratuvarı (MSL), 1980 yılında ilk deneysel çalışmalarına başladı. Tokyo üniversitesi Bilim Fakültesine bağlı bir laboratuvar olarak kullanılan MSL, 1997 yılında Japonya Ulusal Hızlandırıcı Merkezine (KEK) bağlandı. 500 MeV'lik proton sinkrotronundan gelen proton demeti, bilimsel araştırmalar için bu laboratuvarlara yönlendirilir. Şekil 5.4'de de görüldüğü gibi müon üretiminin gerçekleştiği bu laboratuvarlarda, kullanım alanlarına göre dizayn edilmiş üç tip müon demet kanalı vardır.



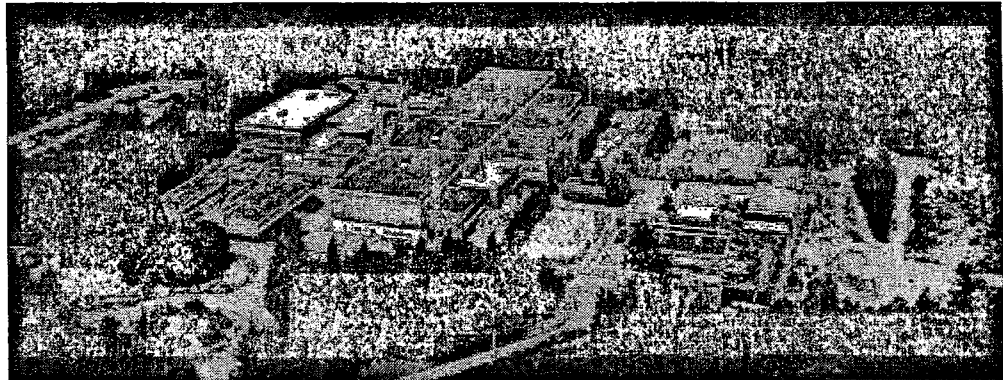
Şekil 5.4. Mezon Bilimi Laboratuvarında müon demet kanallarının ve araştırma laboratuvarlarının şematik görünümü

Demet kanallarından birincisi süperiletken müon kanalıdır. Bu kanalda 5 T'lik bir süperiletken solenoid içinden geçen temel proton demeti, 100 MeV ve üzerindeki enerjilerde pozitif ve negatif müonlar üretmektedir. Süperiletken solenoid, 6 m uzunluğunda ve 12 cm çapındadır. İkinci müon kanalı, yüzey müon kanalıdır. Berilyum hedefinin yüzeyindeki pion bozunumundan elde edilen yüzey müonları 4 MeV enerjiye sahiptir. Bu tip müonlar genellikle, μ SR tekniği uygulamaları için kullanılmaktadır. Üçüncü müon kanalı ise ultra-yavaş müon kanalıdır. KeV mertebesindeki yavaş müonların üretilmesinde yeni bir yöntem geliştirilmiştir. Sıcak tungsten yüzeyinden vakum ortama yayılan termal müonyumdan lazer rezonans iyonizasyonu ile üretilen ultra-yavaş müonlar, düşük enerjili müon gerektiren araştırmalarda, özellikle μ SR tekniğinin ince film uygulamalarında kullanılmaktadır (20).

5.4.4. Kanada ulusal parçacık ve nükleer fizik laboratuvarı (TRIUMF)

TRIUMF, British Columbia Üniversitesi kampüsünde kurulu, Dünya çapında bir atom altı fizik araştırma laboratuvarıdır. TRIUMF, başlangıçtan beri Kanada'daki üç üniversite tarafından çalıştırıldı. Bunlar; British Columbia Üniversitesi, Simon Fraser Üniversitesi ve Victoria Üniversiteleridir. Bu üç üniversiteye izafeten TRI-Üniversite Mezon Kurulumu anlamında TRIUMF denilmiştir.

TRIUMF'daki en önemli kısım olan 500 MeV'lik siklotron hızlandırıcısı dünyadaki en büyük siklotronlardan biridir. Sürekli demet yapısında çok şiddetli proton demeti üretmektedir. Protonların farklı tür hedeflere çarpmasıyla, şiddetli nötron, pion ve müon demetleri de üretilmektedir. Proton, nötron, pion ve müon demetleri kullanılarak pek çok alanda uygulama ve araştırma yapılmaktadır. Kanadada, Proton terapi yöntemiyle göz kanseri tedavisinin yapıldığı tek merkezdir. Ayrıca pion demeti kullanılarak beyin kanseri tedavisinin yapıldığı dünyadaki sayılı merkezlerden biridir. Tıp ve yaşam bilimlerine ilave olarak; malzeme bilimi, endüstriyel uygulamalar, atom fiziği, yüksek enerji fiziği ve nükleer yapı gibi pek çok alanda araştırmalar yapılmaktadır (21).



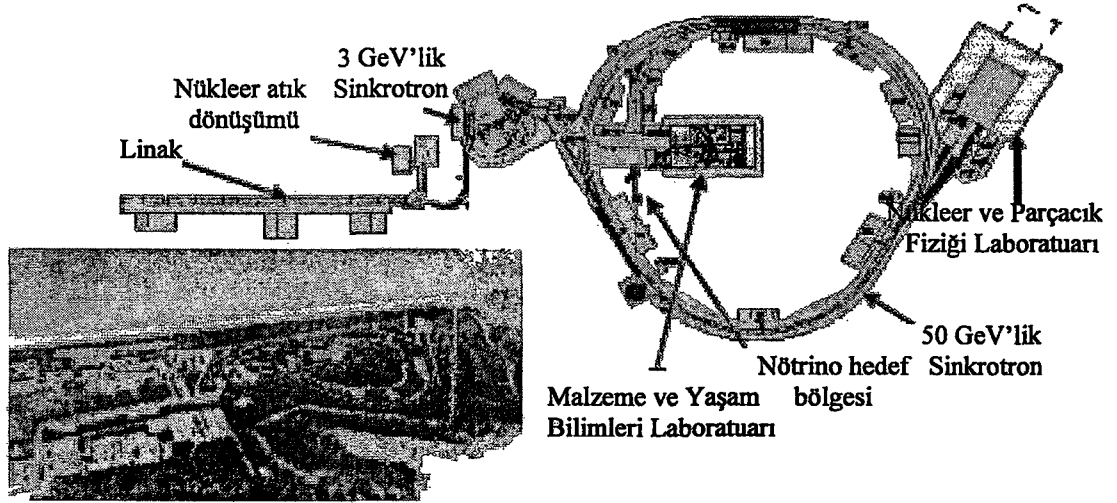
Resim 5.3. Kanada Ulusal Parçacık ve Nükleer Fizik Laboratuvarı'ndan (TRIUMF) bir görünüm

5.5. Yakın Gelecekteki Müon Kuruluşları

PSI, TRIUMF ve ISIS'daki üç temel müon kaynağı bu şartlarda belki de 10-15 yıl daha çalışmaya devam edecek. Fakat daha sonra bu hızlandırıcılar teknik olarak uygulanabilirliğini sona erdirecektir. Bu yüzden dünyada yeni müon kurulumlarının yapılması oldukça önemlidir. Gelecekte bilim ve teknolojinin hizmetine girecek iki önemli müon kaynağı vardır. Bunlardan bir tanesi, şu anda inşaat aşamasında olan Japonya-KEK araştırma merkezindeki Japon Hadron Kompleksi (JHF)'dir. Diğer müon kaynağı ise Avrupa Spallasyon Kaynağı (ESS)'dir (15).

5.5.1. Japon hadron kompleksi (JHF)

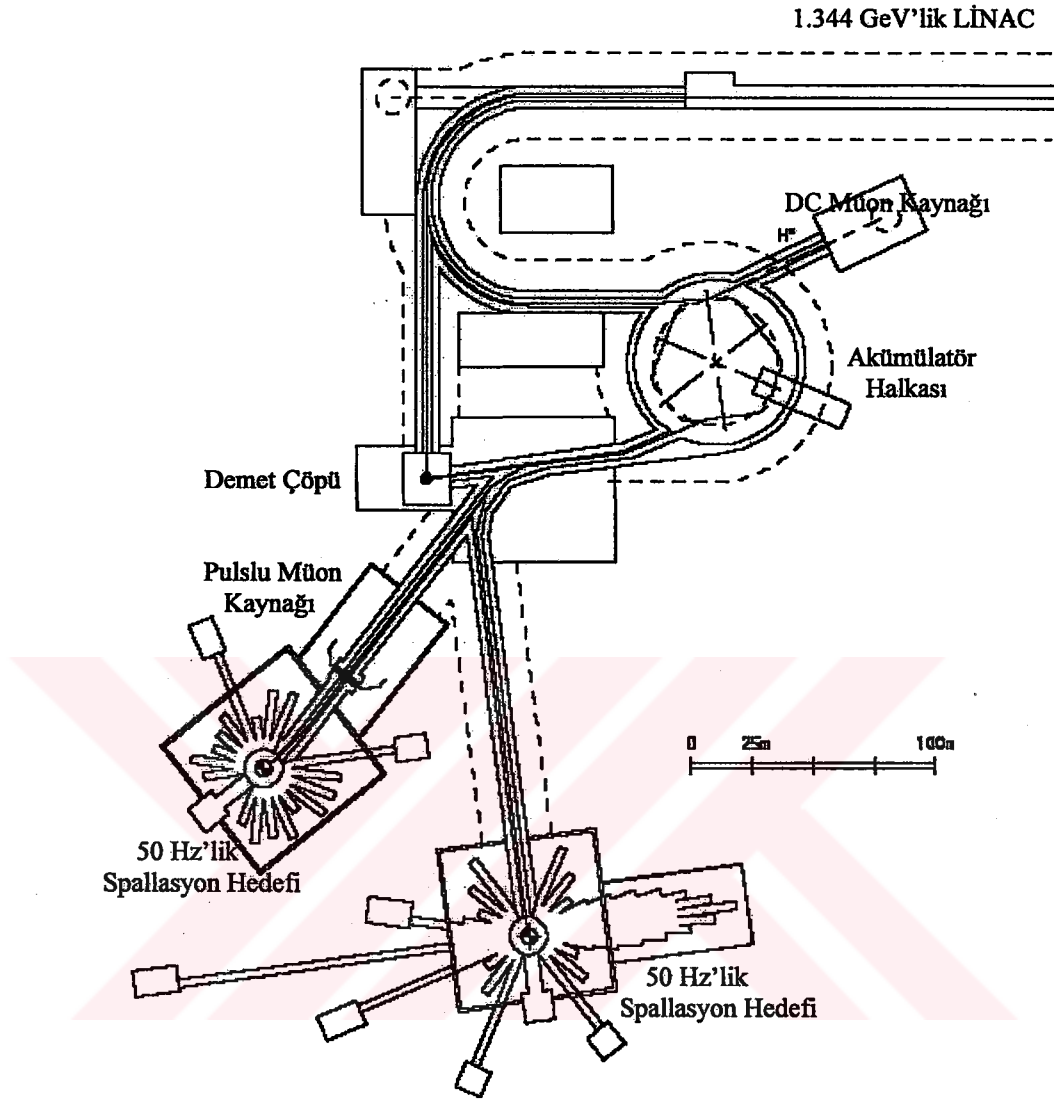
Japonya Ulusal Yüksek Enerji Hızlandırıcı Merkezi (KEK) bünyesinde kurulan ve halen inşaat aşamasında olan Japon Hadron Kompleksi'nin, 2007 yılında hizmete girmesi beklenmektedir. Japon Hadron Kompleksi, 400-600 MeV'lik enjektör Linac ile birlikte birbiriyle bağlantılı 3 GeV ve 50 GeV'lik iki farklı proton sinkrotronundan oluşacaktır. Lineer ön hızlandırıcı, 200-400 MeV'lik normal iletken ve 600 MeV'lik süperiletken olmak üzere iki kısımdan oluşacaktır. Lineer ön hızlandırıcıda belirli bir enerjiye ulaşan proton demeti, 3 GeV'lik sinkrotron halkasına yönlendirilir. 3 GeV ve 333 μ A (1 MW)'lik proton demetinin yaklaşık %90'ı müon ve nötron demetleri üretmek için Malzeme ve Yaşam Bilimleri laboratuvarına gönderilir. Müon ve nötron bölgesindeki araştırmalar burada gerçekleştirilecektir. Proton demetinin geriye kalan %10'luk kısmı ise 50 GeV'lik büyük sinkrotron halkasına gönderilir. Bu dairesel hızlandırıcıdaki 50 GeV ve 15 μ A'lik proton demeti Nükleer ve Parçacık Fiziği laboratuvarındaki deney ve araştırmalar için kullanılır. Bu laboratuvarı ise K-bölgesi (Kaon Fiziği), E-bölgesi (Egzotik Çekirdek Fiziği) ve nötrino salınımları alanlarında araştırmalar yapılacaktır (22, 23). Şekil 5.5'de JHF'nin şematik bir görünümü verilmiştir.



Şekil 5.5. Japonya ulusal hızlandırıcı merkezinde kurulacak olan Japon Hadron Kompleksi'nin şematik görünümü

5.5.2. Avrupa Spallasyon Kaynağı (ESS)

2010 yılında tamamlanması öngörülen Avrupa Spallasyon Kaynağı, avrupadaki üçüncü kuşak bir spallasyon nötron ve müon kaynağı olacaktır. Tasarlanan kompleks, Lineer negatif Hidrojen iyonu hızlandırıcısı, akümülatör halkası ve nötron üretiminin gerçekleştirileceği iki spallasyon hedefinden oluşacaktır. Akümülatör halkasını besleyecek olan lineer hızlandırıcı, iyon kaynağından gelen Hidrojen iyonlarına ait enerji ve akım parametrelerinin sırasıyla 1,334 GeV ve 107 mA değerlerine ulaşmasını sağlar. Akümülatör halkasındaki 5 MW gücüne sahip olan proton demeti, nötron üretimi için Şekil 5.6'da da gösterildiği gibi spallasyon hedeflerine gönderilir. Nötron üretiminin gerçekleştiği spallasyon hedefine gönderilen iki demetten biri 50 Hz, 5 MW değerine, diğeri ise 10 Hz ve 1 MW değerine sahip olacaktır. 50 Hz'de çalışacak nötron kaynağı ISIS'daki nötron kaynağından 30 kat daha güçlü olacaktır.



Şekil 5.6. Avrupa Spallasyon Kaynağı kurulumunun şematik görünümü

Avrupa Spallasyon Kaynağı, nötronlara ilave olarak bir müon kaynağı olacaktır. Burada sürekli demet ve pulslu demet yapısında iki farklı müon kaynağı bulunacaktır. Her iki müon kaynağında da elde edilen müonlar yüzey müonları olup PSI'daki demetlerin yoğunluğu ile karşılaştırılabilir düzeyde olacaktır (15, 24).

Yakın gelecekte hizmete girecek olan JHF ve ESS kompleksleri ile günümüzdeki en şiddetli müon kaynağına sahip olan ISIS kompleksinin bir karşılaştırması Çizelge 5.5'de verilmiştir (15).

Çizelge 5.5. JHF, ESS ve ISIS Hızlandırıcı Komplekslerinin karşılaştırılması

Kompleks	Enerjisi (GeV)	Proton / saniye	Tekrarlama Frekansı (Hz)	Akım (μ A)
ISIS	0.8	2.5×10^{13}	50	200
JHF	3.0	5.0×10^{13}	25	200
ESS	1.33	9.4×10^{14}	50	3770

6. MÜONLARIN ENERJİ ÜRETİMİ UYGULAMASI

6.1. Nükleer Füzyon Reaksiyonuna Bir Bakış

Hafif iki çekirdeğin daha ağır bir çekirdek oluşturmak için birleşmesiyle oluşan işleme nükleer füzyon adı verilir. Son çekirdeğin kütlesi, başlangıç çekirdeklerin birleştirilmiş durgun kütlelerinden daha küçük olduğundan enerji açığa çıkar ve bir kütle kaybı olur. Böyle bir enerjiyi açığa çıkaran reaksiyonlar aşağıda verilmiştir.



Bu ikinci reaksiyon, ya



reaksiyonu ile veya



reaksiyonu ile oluşur. Bunlar proton-proton çevrimi olarak bilinen temel reaksiyonlardır ve Hidrojen bolluğuna sahip diğer yıldızlar ve Güneşteki enerjinin üretildiği temel çevrimlerden biridir. Enerji üretiminin çoğu, sıcaklığın yaklaşık $1,5 \times 10^7 \text{ K}$ olduğu Güneşin iç bölgelerinde olur.

Füzyon reaksiyonlarında açığa çıkan çok büyük miktardaki bu enerji, yararlı amaçlar için kullanılabilir. Şu anda sürekli ve kontrol edilebilir bir füzyon güç reaktörünün geliştirilmesi yönünde büyük çaba sarfedilmektedir. Kontrol edilmiş füzyon, yakıt kaynağının mevcut olmasından dolayı en büyük enerji kaynağı olarak bilinir. Bu yakıt kaynağı da sudur. Füzyon reaktörlerinin başka bir avantajı da nisbeten daha az radyoaktif yan ürünün oluşmasıdır. Füzyon reaksiyonunun son ürünü, güvenli ve radyoaktif olmayan helyumdur. Maalesef, net güç çıkışını uygun bir zaman

aralığında dağıtabilen bir termonükleer reaktör şu anda bir realite değildir. Başarılı bir cihaz kurulmadan önce pek çok zorluğun yenilmesi gerekir.

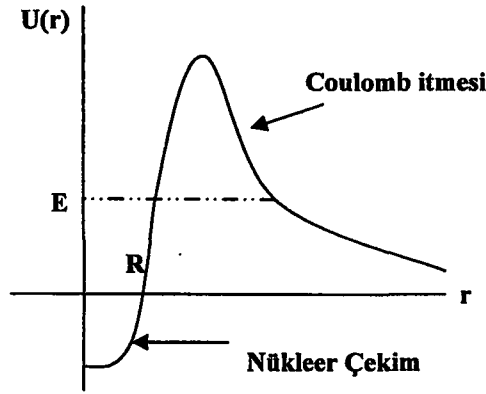
Güneş enerjisinin oluşması kısmen de olsa hidrojenin helyuma dönüştüğü bir reaksiyonlar setine bağlıdır. Proton-proton etkileşimi bir füzyon reaktöründe kullanmak için elverişli değildir. Çünkü etkileşim için çok yüksek basınç ve yoğunluk gerekir. İçindeki çok yoğun protonlardan ve yüksek basınçtan dolayı reaksiyon sadece güneşte ve benzeri yıldızlarda gerçekleşir.

Bir füzyon güç reaktörünün kurulmasında en ümit verici füzyon reaksiyonları, Hidrojenin izotopları olan döteryum (2_1H) ve trityum (3_1H) çekirdeklerine dayalı reaksiyonlardır. Bu reaksiyonlar,



şeklindedir. Burada Q değerleri, reaksiyon başına açığa çıkan enerji miktarıdır.

Nükleer füzyondan enerji elde etmedeki ana problemlerden biri, iki yüklü çekirdek arasındaki Coulomb itme kuvvetini yenme gerekliliğidir. İki döteron (her biri +e yüklü) arasındaki uzaklığın bir fonksiyonu olarak potansiyel enerji Şekil 6.1’de gösterilmiştir.



Şekil 6.1. İki döteron arasındaki uzaklığın fonksiyonu olarak potansiyel enerji

Potansiyel enerji, $r > R$ bölgesinde pozitif, $r < R$ bölgesinde negatiftir. $r > R$ bölgesinde Coulomb itme kuvveti, $r < R$ bölgesinde ise güçlü nükleer kuvvet baskındır. O halde temel problem bu itme kuvvetini yenmek için iki çekirdeğe yeterli kinetik enerji vermektir. Bu ise yakıtın çok yüksek sıcaklıklara (Güneşin iç sıcaklığından çok daha büyük) kadar ısıtılmasıyla gerçekleştirilebilir. Böyle yüksek sıcaklıkları laboratuvar ortamında veya güç reaktörlerinde elde etmek kolay değildir. Çünkü bu yüksek sıcaklıklarda, atomlar iyonize olur ve sistem elektron ve çekirdeklerin bir çorbası olan plazma haline gelir (25).

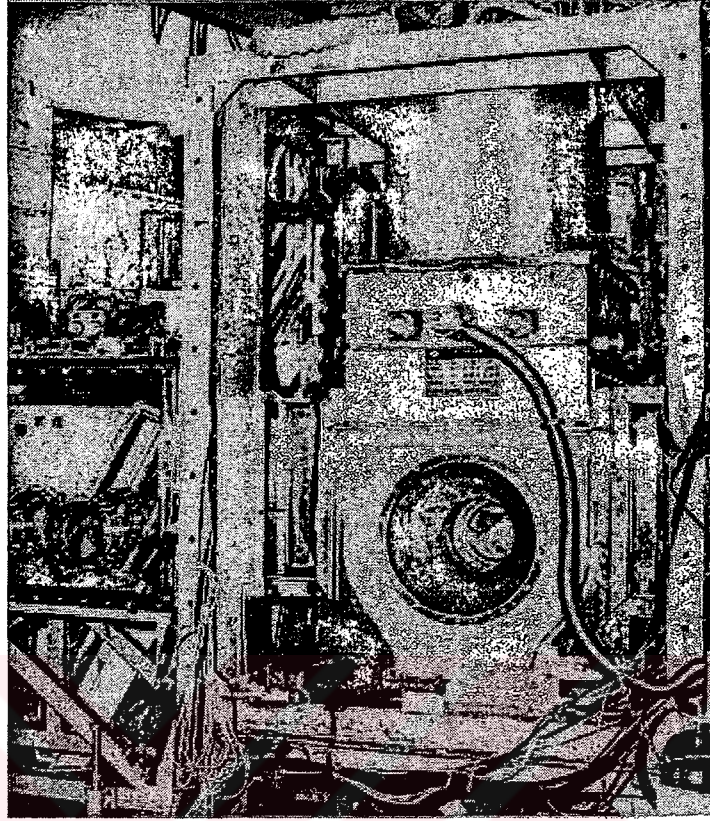
6.2. Müon Katalizörlü Füzyon (μCF)

Bilim adamları oda sıcaklığı gibi daha düşük sıcaklıklarda Hidrojen atomlarını birbirine yaklaştırmamanın bir yolu olup olmadığını merak ettiler. Yapılan araştırmalar sonucu 1950 yılında müon parçacığı ile bunu gerçekleştirmenin mümkün olduğunu buldular. Normalde iki hidrojen atomu elektronlarını ortaklaşa kullanarak oluşturdukları kovalent bağ ile bir hidrojen gaz molekülü oluşturmak üzere birleşir. Fakat pozitif yüklü iki çekirdekten doğan elektromanyetik coulomb itme kuvveti, atom çekirdeklerini birbirine yeterince yaklaştırmaz. Standart model teorisine göre müon parçacığı aynı elektron gibi leptonlar grubuna dahildir. Fakat elektrona göre 207 kez daha ağırdır ve bu yüzden madde içerisinde bir ağır elektron gibi davranır. Elektronla benzer özelliklere sahip olan müon parçacıkları, atom çekirdeği etrafındaki bir yörünge üzerinde hareket edebilir. Günümüzde sadece

hızlandırıcılarda üretilen müonlar, bozunuma uğramadan önce 2,2 μ s'lik yaşam süresine sahiptir.

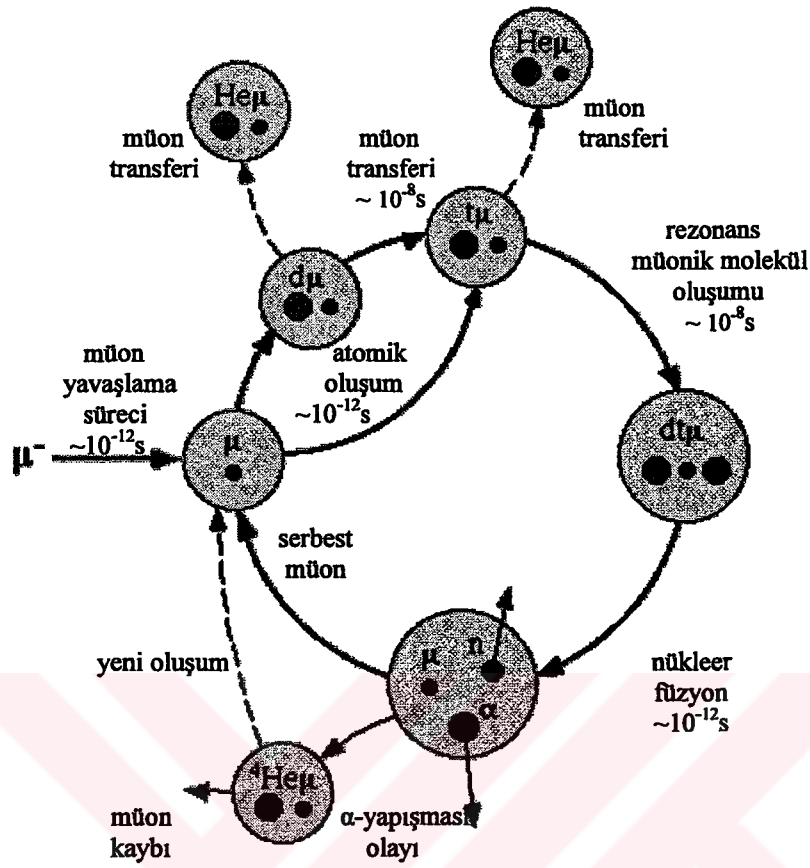
Negatif bir müon, Hidrojen atomu hedefine bombardıman edildiği zaman kendisiyle aynı yükü taşıyan atomik yörüngedeki elektronu uzaklaştırarak onun yerine geçer. Fakat daha büyük kütleyle sahip olan müon, elektrona göre daha küçük bir atomik yörüngeye yerleşir ve çekirdeğin pozitif yükünü etkiler. Bu müonik atom başka bir Hidrojen atomuyla molekül oluşturmak üzere birleşebilir. Müon parçacığı, çekirdeklerin elektromanyetik itme kuvvetini yenerek iki atomu çok küçük bir hacimde sıkıştırır ve müonik bir molekül oluşur. Proton sinkrotronunda üretilen müon demetleri kullanılarak, nükleer füzyon reaksiyonunun gerçekleştirilmesi böylece daha kolay hale gelmektedir. Çünkü müonlar yardımıyla yapılan füzyon reaksiyonları oda sıcaklığında bile gerçekleştirilebilecektir. Bu koşullarda yapılması hedeflenen nükleer füzyon olayına soğuk füzyon da denilmektedir.

Soğuk füzyon olayı için tasarlanan atomlar, doğada hidrojenin bir izotopu olarak bulunan döteryum (^2_1H) ve trityum (^3_1H) çekirdekleridir. Oda sıcaklığındaki bir sıvı Döteryum–Trityum karışımında (dte) molekülleri oluşur ama nükleer füzyon reaksiyonu gerçekleşmez. Negatif müon demeti bu karışıma gönderildiği zaman elektronun yerine geçerek pozitif elektrik yükünü nötrleştirir ve çok küçük bir (dt μ) molekülünü oluşturur. Bu molekül, elektronla oluşan bildiğimiz (dte) molekülüne göre 10 milyon kat daha küçük hacme sahiptir (16). Bu mesafede , nükleer füzyon reaksiyonunun çabucak gerçekleşmesi şaşırtıcı değildir. Müonlar kullanılarak gerçekleştirilen füzyon reaksiyonuna müon katalizörlü füzyon (μ CF) denir.



Resim 6.1. Deneysel müon katalizörlü füzyon cihazı

Reaksiyon sonrası müonlar serbest kalır ve başka bir D-T reaksiyonunu gerçekleştirir. Bu sebepten müonlar bir katalizör gibi davranmaktadır. Bir monla yaklaşık 150-200 füzyon olayı gerçekleştirilebilir. Negatif müonların bu süreçte oluşturdukları çevrim şekil 6.2’de özetlenmiştir.



Şekil 6.2. (dμ) molekülünün oluşumunda negatif müonların döngüsü

Negatif müonların füzyonu katalizleyebileceği düşüncesi ilk kez birbirinden bağımsız olarak Frank (1947 yılında) ve Sakharov (1948 yılında) tarafından ortaya atıldı. Deneysel olarak ilk müon katalizörlü füzyon (μCF) 1956 yılında Alvarez tarafından Berkeley de gözlenmiştir. μCF 'nin tarihsel gelişimi Çizelge 6.1'de verilmiştir (26).

Çizelge 6.1. Müon Katalizörlü Füzyon'un tarihsel gelişimi

1947	μ CF çevriminin hipotezi	Frank
1948	Füzyon oranlarının hesabı	Sakharov
1956	$pd\mu$ füzyonunun gözlenilmesi (gözl.)	Alvarez
1957	$dt\mu$ çevriminin ve yapışmanın hesabı	Jackson
1966	$\lambda_{d\mu}$ 'nin T bağımlılığının gözlenmesi	Dzhelepov
1967	$dd\mu$ 'nin rezonansa oluş teorisi	Vesman
1977	Büyük $\lambda_{d\mu}$ 'nin tahmini	Gerstein, Ponomarev
1979	$\lambda_{d\mu}$ 'nin üst limitinin gözlenmesi ve $\lambda_{dd\mu}$ de hiperfine etkilerin gözlenmesi	PSI
1982	$\lambda_{d\mu}$ ve λ_{dt} nin ölçümü	LAMPF
1987	DT μ CF'da $\mu\alpha^+$ dan x-ışınlarının gözl.	PSI,KEK
1987	$dHe\mu$ 'dan x-ışınların gözl.	KEK
1993	Katı D_2 de büyük bir $\lambda_{dd\mu}$ 'nin gözl.	TRIUMF
1994	Müon transferinden x-ışını gözl.	PSI,KEK
1997	DT μ CF'dan gelen x-ışınları ve nötronların sistematik incelenmesi.	RIKEN- RAL

6.2.1. Müonik atom oluşumu

Hidrojen izotoplarından oluşan, sıvı karışımına gönderilen negatif yüklü müonlar, çevredeki molekül veya atomların iyonlaşmasıyla malzeme içerisinde yavaşlamaya başlar. Müonun kütlesi elektron kütlesinin 207 katı olduğu için madde içerisinde oldukça ağır bir elektron gibi davranır. Dolayısıyla müon, pozitif yüklü sıvı karışımında durduğu zaman elektronun yerine geçerek uyarılmış durumda bir müonik atom formu oluşturur. Kütlesi daha büyük olan müon parçacığı döteryum çekirdeğini yakalarsa ($d\mu$) atomu, trityum çekirdeğini yakalarsa ($t\mu$) atomu oluşur. Uyarılmış durumdaki müonik atomun temel kuantum sayısı,

$$n = \sqrt{\frac{m_\mu}{m_e}} = \sqrt{\frac{207 \cdot m_e}{m_e}} \cong 14 \quad [6.8]$$

olarak hesaplanabilir. Oldukça yüksek enerji seviyesine uyarılmış olan müonik atom çeşitli atomik geçiş süreçleri ile temel hale dönmek isteyecektir. Müonik atomların

gerçekleştirebileceği atomik geçişler ve atomik çarpışmalar aşağıda sıralanmıştır (27).

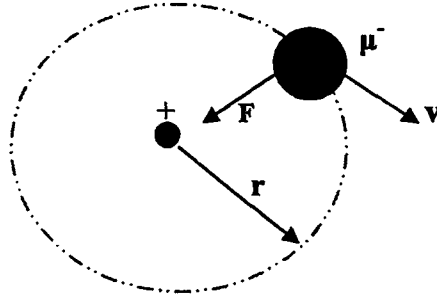
- | | | |
|-----------------------|---|--|
| 1. Radyatif geçiş | : | $(\mu x)_i \rightarrow (\mu x)_s + \gamma$ |
| 2. Dış Auger geçişi | : | $(\mu x)_i + YZ \rightarrow (\mu x)_s + YZ^+ + e^-$ |
| 3. Stark-mixing | : | $(\mu x)_{n1} + Y \rightarrow (\mu x)_{n2} + Y$ |
| 4. Coulomb çarpışması | : | $(\mu x)_i + Y \rightarrow (\mu x)_s + Y, n_i < n_s$ |
| 5. Elastik çarpışma | : | $(\mu x)_n + YZ \rightarrow (\mu x)_n + YZ$ |

Temel hale geri dönmek isteyen müonik atom ilk önce Auger atomik geçişini sonra radyatif süreci gerçekleştirir. Ayrıca yüksek yoğunluklu hedeften dolayı Stark-mixing süreci de önemli bir rol oynar. Müonik atomun temel hale dönmesi 10^{-11} saniyeden daha az sürmektedir. Bu yüzden oluşan nötral atomların civardaki atom veya moleküllerle bir dizi elastik çarpışma gerçekleştirmesiyle yavaşlama süreci devam eder. Yavaşlama sürecini tamamlayan temel durumdaki müonik atom kısa bir süre sonra termalize olur.

$(t\mu)$ müonik atomunun bağlanma enerjisi, $(d\mu)$ atomunun bağlanma enerjisinden daha büyüktür. İki atom arasındaki bağlanma enerjileri farkından dolayı, $(d\mu)$ atomundaki negatif yüklü müon, $(t\mu)$ atomuna transfer edilir. Bunun için $(d\mu)$ atomu T_2 veya DT molekülleri ile çarpışarak, $(d\mu)+t \rightarrow (t\mu)+d$ reaksiyonunu gerçekleştirir. Ortamda birikmeye başlayan $(t\mu)$ atomları, müonik molekül oluşturmak üzere sıvı karışım içerisindeki DT ve D_2 gibi moleküllerle bir dizi çarpışma gerçekleştirecektir.

Müonların yaşam sürelerinin çoğunu geçirdikleri yer olan temel haldeki müonik atomun özellikleri, bağlanma enerjisi ve hacim gibi niceliklerle karakterize edilir. Tek elektronlu atom olan Hidrojen atomuyla benzer özellikler gösteren müonik atomun bağlanma enerjisi ve müonik bohr yarıçapı değerleri, Hidrojen atomunun Bohr modeli dikkate alınarak hesaplanabilir (28).

Şekil 6.3'de gösterildiği gibi müonik atom, döteryum veya trityum çekirdeği ve onun etrafında dolanan negatif yüklü müon parçacığından oluşur.



Şekil 6.3. Madde içerisinde müonların döteryum veya trityum çekirdeklerini yakalayarak oluşturduğu müonik atomun şematik gösterimi

Şekilde görülen müonik atomun elektriksel potansiyel enerjisi; $U = qV = -ke^2/r$ değerine eşittir. Burada Coulomb sabiti olan k 'nın değeri $k = 1/4\pi\epsilon_0$ şeklindedir. Atomun kinetik ve potansiyel enerjileri toplamı olan toplam enerjisi

$$E = K + U = \frac{1}{2}mv^2 - k\frac{e^2}{r} \quad [6.9]$$

ile verilir. Bu sisteme Newton'un ikinci yasasını uyguladığımız zaman müon üzerine etkiyen ke^2/r^2 çekici coulomb kuvvetinin müonun kütlesi ile merkezci ivmenin çarpımına eşit olması gerektiğini görürüz. Buna göre;

$$\frac{ke^2}{r^2} = \frac{m_\mu v^2}{r} \quad [6.10]$$

olarak yazılabilir. Bu ifadeden kinetik enerjinin

$$K = \frac{m_\mu v^2}{2} = \frac{ke^2}{2r} \quad [6.11]$$

olduğu kolayca görülebilir. Kinetik enerjinin bu ifadesi toplam enerji için bulunan ifadede yerine yazılırsa, toplam enerji;

$$E_T = \frac{ke^2}{2r} - \frac{ke^2}{r}$$

$$E_T = - \frac{ke^2}{2r} \quad [6.12]$$

olarak bulunur. Bohr atom modeline göre izinli yörüngelerde müonun çekirdek etrafındaki yörüngesel açısal momentumu,

$$m_\mu vr = n\hbar \quad , \quad n = 1,2,3, \dots \quad [6.13]$$

ile verilir. Bu bağıntıdan v niceliğini çekersek,

$$v = \frac{n\hbar}{m_\mu r}$$

elde edilir. Bu ifade [6.8] eşitliğinde yerine yazılırsa,

$$E_T = \frac{m_\mu n^2 \hbar^2}{2m_\mu^2 r^2} = \frac{ke^2}{2r}$$

ifadesi elde edilir. Burada gerekli sadeleştirme işlemlerinden sonra r niceliği çekilirse,

$$r = \frac{n^2 \hbar^2}{m_\mu ke^2} \quad (k = 1/4\pi\epsilon_0) \quad [6.14]$$

Bu ifadede n = 1 alarak ve sabitlerin değeri yerine yazılarak müonik atom için Bohr yarıçapı hesaplanabilir.

$$r = \frac{4.(3,14).(8,854.10^{-12}).(1.054.10^{-34})^2}{(207.9.1.10^{-31}).(1,6.10^{-19})^2}$$

$$r_{\mu} = 2,5618.10^{-13} \text{ m} = 256.10^{-13} \text{ cm} \quad [6.15]$$

Hidrojen atomu için Bohr yarıçapı $r_e = 0.0529 \text{ nm} = 52920.10^{-13} \text{ cm}$ olduğu hatırlanıp müonik atomla kıyaslandığı zaman;

$$\frac{r_e}{r_{\mu}} = \frac{52920.10^{-13}}{256.10^{-13}} \cong 207$$

$$r_e = 207.r_{\mu} \quad [6.16]$$

Yani müonik atomun Bohr yarıçapı, Hidrojen atomunun bohr yarıçapından 207 kat daha küçüktür. Müonik atom için bulunan [6.11] eşitliğinde yörünge yarıçapının kuantalı ifadesi olan $r_n = n^2 a_0$ (a_0 ; müonik atomun bohr yarıçapı) değeri yerine yazılırsa;

$$E_T = - \frac{ke^2}{2a_0} \left(\frac{1}{n^2} \right) , \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad [6.17]$$

elde edilir. Sayısal değerler bu eşitlikte yerine yazılırsa;

$$E_T = - \frac{(1,6.10^{-19})}{4.(3.14).(8,85.10^{-12}).2.(2,56.10^{-13})} \left(\frac{1}{n^2} \right) \text{ eV}$$

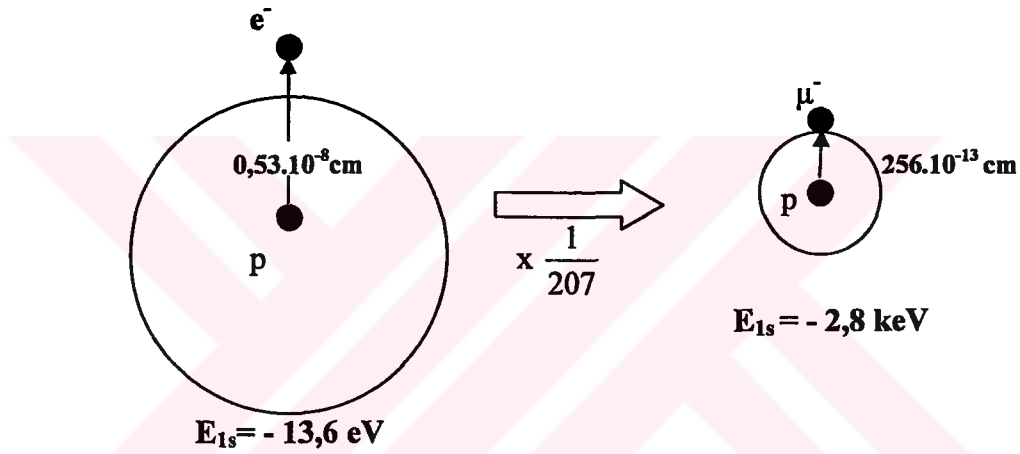
$$E_T = - \frac{2811,36}{n^2} \text{ eV} \quad [6.18]$$

müonik atom için enerjinin genel ifadesi elde edilmiş olur. $n = 1$ temel durum için

$$E_{1s} = -2811,36 \text{ eV} \cong -2,8 \text{ keV} \quad [6.19]$$

bulunur.

Hidrojen atomunun iyonizasyon enerjisi yani hidrojen atomundan bir elektron sökmek için verilmesi gereken enerji 13,6 eV iken Müonik atomun iyonizasyon enerjisi 2811,36 eV değerinde olup Hidrojen atomundan yaklaşık 207 kat daha büyüktür. Müonik atom ile Hidrojen atomu genel olarak kıyaslandığı zaman; müonun kütlesi elektron kütlesinden 207 kat daha büyük olduğu için oluşan müonik atom 207 kat daha küçük hacme sıkıştırılmıştır. Dolayısıyla atomun yarıçapı da aynı oranda küçülmüştür. Buna karşın müonik atom Hidrojen atomuna göre daha sıkı bağlandığı için müonik atomun iyonizasyon enerjisi 207 kat artmıştır. Bu iki atom arasındaki farklılık Şekil 6.4’de şematize edilmiştir (28).



Şekil 6.4. Hidrojen atomu ile Müonik atomun; yarıçap, hacim ve bağlanma enerjileri bakımından karşılaştırılması

6.2.2. Müonik molekül oluşumu

Ortamda bulunan ($t\mu$) nötral müonik atomları, D_2 ve DT moleküllerindeki döteryum atomları ile $\lambda_{dt\mu}$ hızında çok küçük hacimli bir ($dt\mu$)+ molekülünü oluşturmak üzere çarpışırlar. Ağır müon parçacığının döteryum ve trityum çekirdeklerini yakalayarak oda sıcaklığında oluşturduğu ($dt\mu$) müonik molekülünde, çekirdekler arasındaki mesafe nükleer füzyon reaksiyonunun gerçekleşmesi için yeterlidir. Çünkü oluşan molekülün yarıçapı yaklaşık 512.10^{-13} cm (2×256.10^{-13}) olup bu mesafe nükleer çekim kuvvetinin etkin olduğu mesafedir.

Küçük hacimli ve çok sıkı bağlanmış olan bir molekülün oluşum hızı oldukça küçüktür. Molekülün oluşumu için önerilen en umut verici süreç Auger yakalaması olarak isimlendirilen;



süreçleridir. Teorik olarak tahmin edilen oluşum hızı $10^6 s^{-1}$ olup oldukça küçüktür. Bu yüzden 1977 yılında Ponomarev ve arkadaşları tarafından bu süreçle ilgili yeni bir teori önerildi. Bu teoriye göre; $(t\mu)_{1s} + d$ 'nin $E_{11} = -0,6eV$ 'luk bir eşik enerjide, $(jv) = (11)$ rotasyonel ve titreşimsel açısal momentumlu bir bağlı durumun olacağını öne sürdüler Bu bağlı durumlar dikkate alındığında rezonansta molekül oluşum mekanizması olarak bilinen aşağıdaki süreçler gerçekleşir.



Rezonansta molekül oluşumu fikri 1979 yılında Dubna grubu tarafından deneysel olarak doğrulandı. Los Alamos (Jones 1983, 1986) ve PSI (Breunlich 1987)'da daha detaylı deneyler yapıldı. Bu deneylerde üç cisim etkisi ve yeni bir ısı bağımlılığı keşfedildi. Aynı yıllarda, 500^0K 'nin üzerinde sıcaklık ve $\Phi = \Phi_0$ yoğunluk şartlarında oluşma olasılığının çok yüksek olduğunu gösteren deneysel kurulum bulundu (28).

6.2.3. Nükleer füzyon reaksiyonu

Molekül içerisinde birbirine nükleer etkileşim mesafesinde yaklaşan döteryum ve trityum çekirdekleri füzyon reaksiyonunu gerçekleştirir. Çok kısa bir sürede

gerçekleşen füzyon reaksiyonu sonrası 14 MeV enerjili nötronlar, 3.6 MeV enerjili alfa parçacıkları ve 17.6 MeV'lik oldukça yüksek bir enerji açığa çıkar.



Küçük müon molekülü içerisinde füzyon reaksiyonunun gerçekleşme hızını ifade eden λ_{fuz} parametresi faktörizasyon bağıntısı olarak isimlendirilen aşağıdaki bağıntı ile hesaplanır.

$$\lambda_{\text{fuz}} = a_{\text{fuz}} |\psi(R)|^2 \quad [6.21]$$

Bu bağıntıda; a_{fuz} niceliği tesir kesitiyle ilgili bir reaksiyon sabiti ve $|\psi(R)|^2$ niceliği ise R mesafesindeki iki çekirdeğin olasılık yoğunluğudur. Nükleer füzyonun reaksiyon hızı hesaplandığında $\lambda_{\text{fuz}} = 10^{12} \text{ s}^{-1}$ olarak bulunur. Fakat bu hız deneysel olarak ölçülen değerden çok büyüktür. Bu yüzden reaksiyon hızını ifade eden bu teorik formülde bazı düzenlemeler yapılmalıdır. Birinci olarak; bir müonik molekülün oluşumu, molekülün uyarılmış durumunda meydana gelir. Bu yüzden rotasyonel kuantum sayısı J ve titreşimsel kuantum sayısı ν tarafından karakterize edilen uyarılmış durumdaki müonik molekülün füzyon hızına gerek vardır. İkinci olarak; nükleer etkileşmeden dolayı moleküler dalga fonksiyonunun değişimi ve tesir kesitindeki eşik rezonansının üstünlüğü de dikkate alınmalıdır.

(d μ) molekülündeki füzyon hızlarının gelişmiş hesaplamaları, Bogdanova (1988) ve Kamimura (1989) tarafından kompleks nükleer potansiyel metodu ile ve Struensee (1988) ve Szalewicz (1990/91) tarafından R-matris metoduyla yapıldı. Hesaplamalar genel olarak benzer sonuçlar vermiştir.

Bir müonik molekülün oluşumu, $J = \nu = 1$ uyarılmış bir titreşimsel ve dönme durumunu oluşturmak üzere çoğunlukla rezonans reaksiyonlarıyla gerçekleştirilir. Müonik molekül seviyelerinin uyarılması Auger geçişleriyle gerçekleşir. Yani;

$[(dt\mu)_{Jv} d2e]^* \rightarrow [(dt\mu)_{J'v'} d2e]^*$ şeklinde olur.

Müonik molekülün bu Auger uyarılma süreçleri teorik olarak Bogdanava (1982) tarafından önerildi. Füzyon reaksiyonunun %80'i (Jv) = (0,1) durumunda ve %20'si (0,0) durumunda gerçekleşir (28).

6.2.4. α –yapışması olayı

Müon Katalizörlü Füzyon döngüsü reaksiyon sonrası serbest kalan müonların yeniden katalizör olarak çevrime katılmasıyla tekrar eder. Bir müon 150-200 füzyon reaksiyonunu katalizleyebilir. Tekrar eden bu füzyon döngüsü müonların bozunuma uğraması veya diğer müon kaybı süreçleriyle son bulur.

Müon Katalizörlü Füzyon çevriminde müonlar iki şekilde ortamdan ayrılır. Müon kaybı ilk olarak hidrojen izotopları arasında gerçekleşen müon transferi sırasında görülür. Trityum izotopunun bozunum ürünü olan ^3He çekirdekleri tarafından yakalanan müonlar çevrimden ayrılırlar. Bu sırada görülen Helyum kirliliği ise deneysel çalışmada istenmeyen durumlar arasındadır. Diğer bir kayıp süreci, füzyon reaksiyonu sonrası açığa çıkan α parçacıklarından kaynaklanır. Ortamda bulunan α parçacıkları müonları yakalayarak bir $(\alpha\mu)^+$ iyonu oluşur. 3,5 MeV'lik bir enerjide oluşan bu iyon civardaki D_2 ve DT molekülleriyle çarpışıp yavaşlayarak termalize olur. Bu esnada çarpışmalardan kaynaklanan karakteristik bir x-ışını yayılımı gözlenir. Deneysel aşamada x-ışınlarının ölçümü, bize bilgi sağlayan önemli parametreler arasındadır. İyonların ortamdan ayrılmasıyla müon kaybı gerçekleşir. Fakat civardaki moleküllerle yapılan çarpışmalar esnasında müonlar, yeniden serbest kalabilir. Müonların tekrardan çevrime katıldığı bu olaya yeni oluşum adı verilir (29).

6.2.5. Deneysel parametreler

Nötron dedektörü kullanılarak füzyon reaksiyonu ürünü 14 MeV enerjili nötronların ve $(\alpha\mu)^+$ iyonundan kaynaklanan karakteristik x-ışınlarının ölçümleri μ CF süreciyle ilgili önemli bilgiler sağlayabilir. Füzyon nötronlarının ve karakteristik x-ışınlarının zamana bağlı ölçümleri μ CF olgusunun zamana bağlı gelişimini ortaya koyar. Tüm bu deneysel metotların bir araya getirilmesiyle μ CF çevrimiyle ilgili en faydalı bilgiler elde edilmiş olur. 1990 yıllarında Los Alamos ve PSI'da gerçekleştirilen DT μ CF'la ilgili deneylerin çoğu nötron ölçümlerine odaklıydı (28).

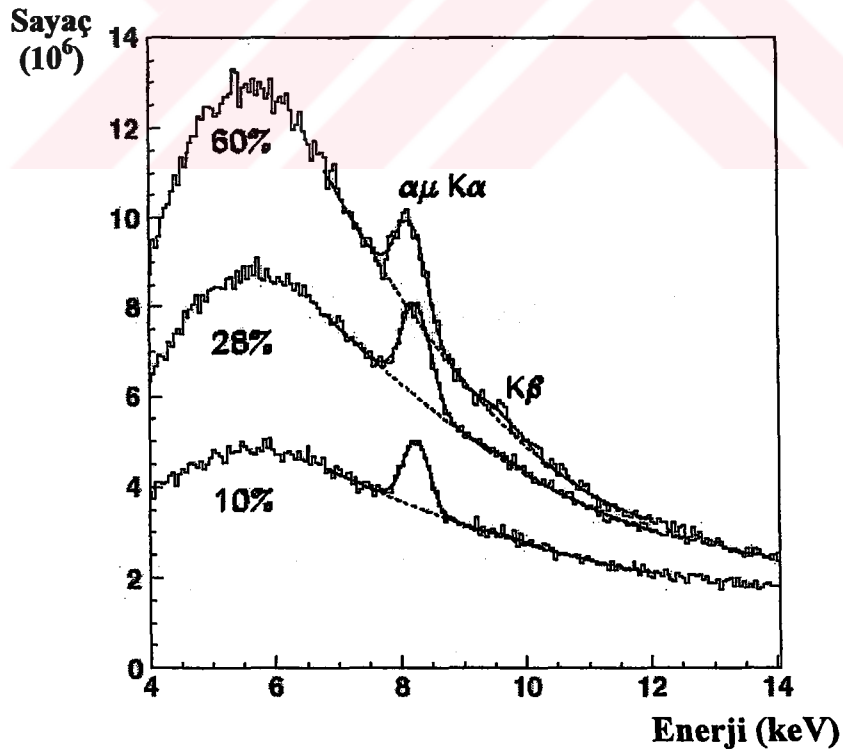
Müon Katalizörlü Füzyon çevriminin verimliliği iki parametreyle karakterize edilir. Bunlar, çevrim oranı λ_c ve çevrim başına müon kaybı olasılığı w dır (14). $(\alpha\mu)^+$ iyonunun oluşum olasılığına w_s^0 başlangıç yapışma olasılığı denir. Bir kez $(\alpha\mu)^+$ oluşuktan sonra çeşitli mekanizmalarla, müon yeniden serbest kalabilir ve bunlar da ikinci μ CF çevrimine katılabilir. Böylece etkin yapışma parametresi $W_s = w_s^0(1-R)$ olur. Ölçülmüş olan en son etkin yapışma parametresi değerleri sıvı DT karışımı için %0.434 ve katı DT karışımı için %0.421 dir (26). Kayıp süreçleri arasında w_s olasılığı, füzyon reaksiyon ürünü olan α parçacıklarının müonları yakalama olasılığını ifade eder. μ CF deneylerindeki önemli parametreler arasında yer alan w_s parametresi, enerji üretim kapasitesini sınırlar. Deneysel aşamada λ_c ve w parametreleri, nötron dedektöründen elde edilen λ_n ve Y_n ölçümleri yardımıyla hesaplanır. $(\mu\alpha)^+$ iyonlarından gelen karakteristik x-ışını ölçümleri α yapışmasındaki $(\mu\alpha)^+$ iyonunun atomik süreci hakkında doğrudan bilgi verir (29). Ayrıca tüm çevrimin süresi (λ_c^{-1}) aşağıdaki bağıntıyla verilir:

$$\frac{1}{\lambda_c} = \frac{q_{1s}C_d}{\lambda_{dt}C_t} + \frac{1}{\lambda_{dt\mu}C_d} \quad [6.22]$$

burada q_{1s} ($d\mu$)'de müonun taban durumuna inmesi olasılığı, C_d döteryum konsantrasyonu, C_t trityum konsantrasyonu, λ_{dt}^{-1} ($d\mu$) $\rightarrow$ ($t\mu$) transfer reaksiyonunun oluşum süresi ve $\lambda_{dt\mu}^{-1}$ rezonansa ($dt\mu$) oluşum süresidir. Süreçteki diğer süreler

ihmal edilebilir. En kısa çevrim süresinin bulunabilmesi için çeşitli yoğunluk ve sıcaklıklarda deneyler yapılmaktadır. Son zamanlarda Glen Marshall ve ekibi tarafından çevrim süresini sınırlandıran rezonans molekül oluşum süresini kısaltmak için optimum (t_{μ}) kinetik enerjisinin 1 eV olduğu bulunmuştur (26).

1986 yılından beri x-ışını ölçümleri α yapışması olasılığının doğrudan ölçümleri için PSI (Bossy 1987), UTMSL/KEK (Nagamine ;1987, 1990, 1993) ve son yıllarda RIKEN/RAL araştırma merkezlerinde uygulandı. PSI'daki deney düşük C_t (10^{-4}) deki DT karışımı için ve KEK- MSL ve RIKEN/RAL da ise yüksek C_t (0,1-0.7)'li karışımı için pulslu müonlarla gerçekleştirildi. $d\mu$ - μ CF daki x-ışını dedektöründe, bremsstrahlung radyasyon kirliliği ciddi boyuttadır. Enerjisi 17 keV'e kadar artan kirlilik, x-ışınlarını tutarak deneysel aşamada problem oluşturmaktadır (28). RIKEN-RAL müon tesisinde gerçekleştirilen bir μ CF deneyinde, trityumun çeşitli C_t konsantrasyonlarından oluşan sıvı D-T karışım hedefi kullanılarak yapılan deneyde, elde edilen karakteristik x-ışını spektrumu Şekil 6.5'de gösterilmiştir.



Şekil 6.5. $C_t = 10, 28$ ve 60% trityum konsantrasyonlarına sahip sıvı D-T karışımından elde edilen x-ışını enerji spektrumu

$(\mu\alpha)^+$ iyonundan gelen K_α ($n=2 \rightarrow n=1$) karakteristik x-ışını piki, Bremsstrahlung kirliliğinin üzerinde 8,2 keV enerjide görülmektedir. Deneyden elde edilen w_s ve $Y(K_\alpha)$ değerleri hesaplanan değeriyle karşılaştırılarak çeşitli araştırmalar yapılmaktadır. RIKEN-RAL müon tesisinde gerçekleştirilen μCF deneylerinde, deneysel araştırma konuları aşağıda sıralanmıştır:

- 1) 20^0K - 5^0K gibi düşük sıcaklıklarda sıcaklığa olan bağımlılık ve yoğunluk etkisinin incelenmesi.
- 2) D_2 ve T_2 moleküllerinin oluşturduğu, dengede olmayan sıvı karışımının kullanılmasıyla $t\mu + D_2$ ve $t\mu + DT$ reaksiyonları sonrası $dt\mu$ oluşumunun incelenmesi.
- 3) Normal D_2 ve orto- D_2 arasındaki $dd\mu$ oluşum farklılığının incelenmesi.

Gelecekte cryogenik kalorimetreler veya x-ışını kırınım spektrometrelerinin kullanımıyla x-ışınlarının daha kesin ölçümü planlanmaktadır. K_α , K_β ve K_γ karakteristiklerini daha kesin duyarlılıkla ölçmek, $(\mu\alpha)^+$ uyarılmış durumdaki müonik atom süreçlerini araştırmak açısından oldukça önemlidir (29).

6.3. Müon Katalizörlü Füzyon ile Enerji Üretimi

6.3.1. Nükleer füzyon enerjisi

Enerji üretiminin etkinliğini değerlendirmek için bir tek müon üretiminde ne kadar enerjinin gerektiği bilinmelidir. π -mezonu üretimi ve $\pi \rightarrow \mu$ bozunumunun optimizasyonu hakkında çeşitli çalışmalar yapılmıştır. π -mezonu üretimi için, nükleon-nükleon inelastik çarpışmasındaki temel süreçler $nn \rightarrow p\pi\pi^-$ ve $n\pi \rightarrow pp\pi^-$ dönüşümleridir. Bu sebepten, hızlandırılmış çekirdeklerin kullanımı kaçınılmazdır. Petrov (1979) tarafından yapılan bir çalışmada, 1 GeV/nükleon'luk t (d) demetinin Li veya Be çekirdeklerine bombardıman edilmesiyle bir tek t (d)'dan 0,22 (0,17) π^- elde edilebileceği önerildi. Yansıtıcı aynaya sahip olan büyük çaplı bir süperiletken solenoidin kullanımıyla bir tek π^- 'den μ üretimi için %75 verim elde

edilebilir (28). Başka bir deyişle bir müonun üretim maliyeti 6 (8) GeV olur. En ucuz maliyet pionun, t-t çarpışmalarıyla üretimi ile mümkün olabilir. Bu durumda da müonun maliyeti 5 GeV olur. Müon maliyetinin azaltılması yönünde çeşitli araştırmalar yapılmıştır. Bu çalışmalar hızlandırılan parçacığın enerjisini ve sabit hedefin seçimini optimize etmek yönünde olmuştur. π -mezonunun üretim maliyetini azaltmanın başka bir yolu da bir hızlandırıcı demetinin kullanılmasıdır. Bu durumda sabit hedef geometrisinde harcanan kütle merkezi enerjisi verimli olarak kullanılabilir.

Diğer taraftan μ CF ile enerji üretim kapasitesi $E_{\mu KF}^{du} = 17,6 \times Y_n$ (MeV), burada Y_n gözlenen nötronların sayısıdır (şu anda ~ 150). Yapılan son çalışmalarla μ CF, kendi kendisini idame ettirebilme noktasına çok yaklaşmıştır. Fakat ekonomik olarak enerji üretilebilmesi için enerji üretim kapasitesinin artırılması gerekir (26). Gelecekte, enerji üretim kapasitesini artırmak için aşağıdaki öneriler değerlendirilebilir:

- a) μ CF deneyindeki DT hedefi için kullanılan yoğunluk, sıcaklık ve konsantrasyon (C_t) gibi koşulların, enerji üretimini artırıcı daha iyi değerleri aranmalıdır. Mesela $\Phi = 2\Phi_0$ gibi daha yüksek yoğunluklu bir karışım enerji üretimini artırabilir.
- b) Rezonansta molekül oluşumu sürecinde, λ_{dtu} hızını artırıcı daha iyi koşullar aranmalıdır. Bu ise D_2 veya DT moleküler seviyelerinin lazerle uyarılmasıyla gerçekleştirilebilir.
- c) W_s (yapışma parametresi) hızını azaltmak için yeniden kazanımı arttırmak gerekir. Bunun için de yüksek basınçlı bir katı D-T karışımı kullanılabilir.
- d) $(\mu\alpha)^+$ iyonları ve yakınındaki μ CF reaksiyonlarından gelen α^{++} iyonları arasındaki çarpışmalardan dolayı egzotik yeni kazanım reaksiyonları, şiddetli müon demeti ile gerçekleştirilebilir. Bu amaçla süper-süper müon kanalı gibi çok şiddetli bir müon üretim kanalına ihtiyaç vardır (30).

Yukarıda belirtilen yaklaşımlar kesinlikle gelecekte müon katalizörlü füzyonun araştırılması ve denenmesi gereken taraflarıdır. Ancak enerji üretimi için bakılabilecek diğer bir yaklaşım daha vardır. Bu ise füzyon-fizyon hibrit reaktör yaklaşımıdır (26). Müon katalizörlü hibrit reaktörü kavramı ilk defa 1980 yılında Petrov tarafından önerildi (28). Bu yöntemde, döteryum-trityum füzyonunda ortaya çıkan 14.1 MeV enerjili nötronlar, toryum ve uranyum gibi çekirdekleri parçalayabilir ve bu fizyon süreçleri sonucunda çok sayıda ikincil nötronlar oluşur (1). Tek bir t (d) 0.17 müon üretebilir. Her bir müonun 150 reaksiyon katalizlediği düşünülürse bu 25 (20) nötron demektir. Bu nötronların sayısı, ikincil nötronların katkısıyla iki kat artabilir. Mütevazi bir değer olarak 1.5 çarpanı uygun görünmektedir. Sonuçta 1 GeV/nükleon'luk bir t (d) kullanılarak 38 (30) nötron üretilir. Bu nötronlar Toryumun fizyonunda kullanıldığı zaman $38 (30) \times 100 \text{ MeV} = 3.8 \text{ GeV}$ 'lik bir enerji açığa çıkar. Buna füzyon enerjisini de eklersek üretilen enerji 4.2 GeV/t olarak bulunur. Bu enerji maliyetinin 3-4 katına eşittir (26). Türk Hızlandırıcı Kompleksi (TAC)'nin μCF 'na dayalı enerji üretimi uygulaması için, ülkemizde bulunan zengin toryum rezervi dikkate alındığında en uygun reaktör tipinin "Müon Katalizörlü Füzyon + Toryum Yakıtlı Fizyon" olduğu düşünülebilir (1).

6.3.2. 14 MeV enerjili nötron kaynağı

μCF reaksiyonunu gerçekleştirdiğimiz zaman 14 MeV enerjiye sahip bir nötron kaynağı elde ederiz. Bu nötron kaynağı bilimsel ve teknolojik araştırmalarda kullanılmak üzere değerlendirilebilir. Bu amaçla; üretilmiş nötron demetleri, hedefle etkileşimleri sağlandıktan sonra küçük açılı saçılma enstrümanları, yansıma ve difraksiyon ölçerler, inelastik spektrometreler, polarizasyon enstrümanları gibi çeşitli ölçüm aletlerine yönlendirilir. Döteryum demeti için böyle bir nötron kaynağı incelenerek, nötron yoğunluğu $1,37 \cdot 10^{17} \text{ n/s}$ ve nötron akısının ortalama değeri $1,49 \cdot 10^{14} \text{ n/s.cm}^2$ olarak bulunmuştur (26). Yüksek nötron akısı; enerji ve momentum uzaylarının her ikisinde de iyi çözümleme yapmaya ve fon kirliliğine göre yüksek sinyal almaya imkan sağlayacaktır.

Termal nükleer füzyon reaksiyonu gerçekleştiği zaman, reaktörün hemen hemen merkezinde bulunan duvar (engel) için kullanılan materyal oldukça önemli olup geliştirilmesi gerekir. Bu amaçla radyasyonsuz bir test tesisi kurulmalıdır. Bunun için 200 keV enerjiye sahip yoğun döteryum kaynağına sahip olmak ve füzyon reaksiyonunu gerçekleştirerek 14 MeV enerjiye sahip nötronlar üretmek gerekir. Bu fikre paralel olarak μCF dan elde edilen 14 MeV'lik nötron kaynağı radyasyonsuz test tesisi için kullanılabilir (28). Ayrıca yüksek enerji ve akıya sahip olan nötron demetlerinin madde üzerindeki girişim ve kırınım etkisi ile, madde parçacıklarının dalga davranışına bağlı olan etkileri gözlemlenebilir.

Nötron demeti için uygulama alanları (Nötron Bölgesi düşünüldüğünde) genel olarak aşağıdaki gibi sıralanır (31) :

1. Uygulamalı Fizik
2. Sıvılar ve amorf sistemler
3. Mühendislik uygulamaları
4. Biyomoleküler Bilimler
5. Temel Fizik
6. Polimer Bilimi

7. MÜON SPİN REZONANS YÖNTEMİ (μ SR)

Maddenin mikroskobik seviyede temel fiziksel özelliklerinin anlaşılması, mevcut teknolojilerin geliştirilmesine ve gelecekteki uygulamalar için yeni malzemelerin üretilmesine imkan sağlayacaktır. Bu sebeple bilim adamları, mikroskobik yapının araştırılmasına büyük önem vermektedir. Küçük boyutlu mikroskobik olayları doğrudan gözlemlemek mümkün olmadığı için rezonans tekniğine dayalı deneysel metotlar bu noktada önem kazanmaktadır. Bu amaçla kullanılan NMR ve ESR yöntemlerine paralel olarak müon spin rezonans tekniği geliştirilmiştir. Müon parçacığının temel özellikleri dikkate alınarak geliştirilen bu teknik, müonun keşfinden sonraki gelişmelerin bir ürünüdür. 1937 yılında keşfedilen müon, Dünya atmosferine giren kozmik ışınların gaz molekülleriyle etkileşimi sonucu doğal olarak oluşmaktaydı. Günümüzde kullanılabilir bir müon kaynağı ise ancak parçacık hızlandırıcıları sayesinde elde edilebilmektedir.

μ SR yönteminin tarihsel gelişimi, 1956 yılında teorik fizikçiler T. D. Lee ve C. N. Yang tarafından yayınlanan paritenin korunumuyla ilgili bir makaleyle başladı (32). Yayınladıkları makalede, zayıf nükleer etkileşimin sorumlu olduğu fiziksel süreçlerin uygun bir ayna görüntüsüne sahip olmayabileceğini yani paritenin korunmadığını öne sürdüler. 1925 yılından beri fizikçiler, tüm etkileşim tiplerinde kuantum mekaniksel olarak paritenin korunduğunu kabul ediyorlardı. Parite ihlali ilk kez Kaon bozunumunda gözlenmesine rağmen fiziksel süreçlerdeki parite ihlalinin ilk deneysel kanıtı, yapılan teorik açıklamanın hemen ardından 1957 yılında açıklandı (33). ^{60}Co elementindeki β bozunumunun gözlemlendiği deneyde, β yayınımasının yoğunluğu ölçülerek, parite simetrisinin korunmadığı kanıtlandı. O yıllarda yapılan daha sonraki deneylerde pion bozunumu ve müon bozunumunda da parite ihlalinin gerçekleştiği bulundu.

μ SR tekniği genel olarak, numune içerisine gönderilen müon parçacıklarının spin hareketine bağlı olarak relaksasyon, rotasyon veya rezonansının gözlenmesiyle, maddenin mikroskobik yapısı hakkında bilgi edinilmesi şeklinde tanımlanabilir. Yöntemin bilimsel uygulamalardaki kullanılabilirliğini ise pion ve müon

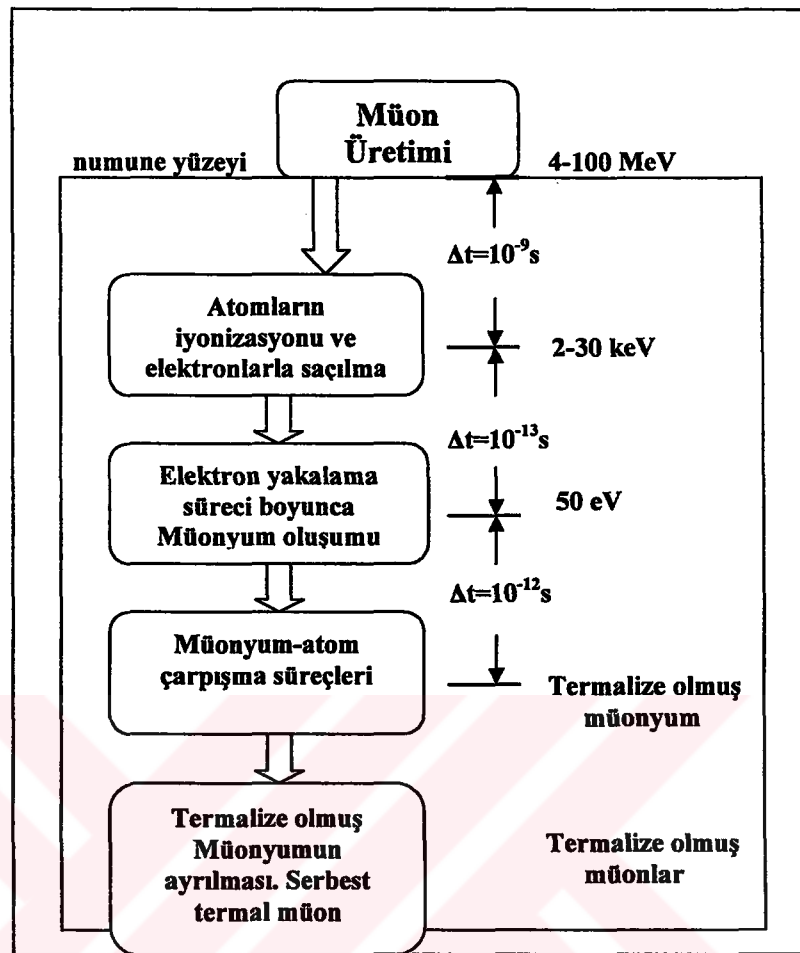
bozunumlarının temel özellikleri belirlemektedir. Müon oluşumunun temel mekanizması olan pion bozunumunda, maksimum seviyede parite ihlali gerçekleşmektedir. Paritenin korunmaması sonucu oluşan müonların spini, lineer momentumuna zıt yönde polarize olmaktadır. Hemen hemen %100'lük bir polarizasyona sahip olan müonların bu özelliği manyetik rezonans tekniklerine göre büyük avantaj sağlamaktadır.

μ SR tekniği için prensip olarak pozitif ve negatif yüklü müonların ikisi de kullanılabilir. Fakat madde içerisindeki davranışları dikkate alındığında en uygun seçimin pozitif yüklü müon (μ^+) parçacığına dayanan μ^+ SR olduğu görülmektedir. Çünkü madde içindeki negatif yüklü müon (μ^-), ağır bir elektron gibi davranır. Bunun sonucu olarak da atomik orbitallere yerleşmek üzere kolaylıkla yakalanır. Çekirdeğin negatif yüklü müonu yakalamasıyla çok küçük hacimli bir müonik Hidrojen atomu oluşur. Serbest haldeki pozitif yüklü müon ve negatif yüklü müon parçacıklarının yaşam süreleri eşit ve yaklaşık 2,197 μ s'dir. Bu parçacıklar madde içerisindeyken yaşam süreleri ölçüldüğü zaman, negatif yüklü müonun daha az ömre sahip olduğu görülmektedir. Bu durum negatif yüklü müonların çekirdek tarafından yakalanmasından kaynaklanmaktadır. Atom numarası daha büyük çekirdekler düşünüldüğünde müonun ömrü daha da kısalmaktadır. Kısa ömürlü bir negatif yüklü müon, polarizasyonun azalması anlamına gelmektedir. Tüm bu durumlar değerlendirildiğinde μ^- SR tekniğinin uygulama alanının çok sınırlı olduğu görülmektedir (34).

7.1. μ SR Spektroskopisinin Temeli

μ SR tekniğinde maddenin mikroskobik yapısı hakkında bize ulaşan bilgiler, numune içerisine kolayca nüfuz eden ve müon bozunum ürünü olan yüksek enerjili pozitronların gözlenmesiyle elde edilir. Numuneye sonda edilen polarize olmuş müonlar, madde içerisinde bozunuma uğramadan önce bu bölgedeki yerel manyetik alandan etkilenir. Müonlara ait spin vektörleri, yerel manyetik alan doğrultusunda yönelerek yeniden polarize olur. Yerel manyetik alan etrafında Larmor frekansında presesyon hareketi yapmaya başlayan müonlar, o bölgedeki gerekli bilgiyi

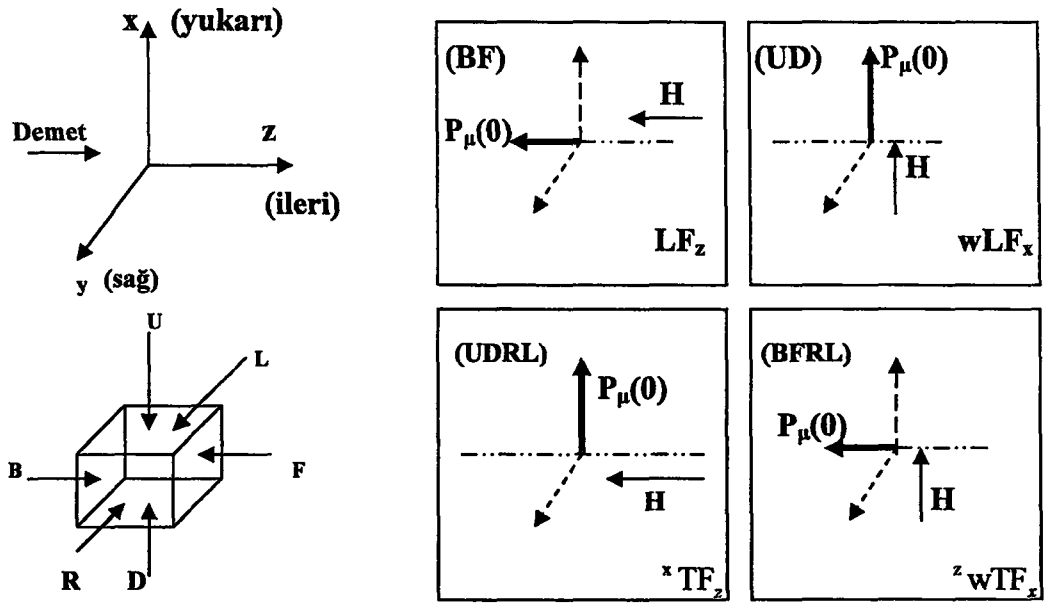
polarizasyon yoluyla almış durumundadır. Presesyon hareketindeki Larmor frekansı manyetik alanın büyüklüğüne bağlı olarak değişmektedir. Manyetik etkileşime maruz kalan müonlar $2,2 \mu\text{s}$ 'lik ortalama ömür sonunda bozunuma uğrayarak, pozitron ve iki farklı nötrino parçacığı oluşturur. Mikroskobik bilginin bize ulaşması için müon bozunumundaki parite ihlali, bu noktada önem kazanmaktadır. Oluşan pozitronlara ait spin vektörü paritenin korunmaması sonucu müonların spin yönelimi boyunca polarize olur. Bu durum müonlar tarafından numuneden alınan bilginin pozitronlara geçtiği anlamına gelmektedir. Müonun lineer momentumuna göre ileri ve geri yönlerde yayılarak dedektörlere ulaşan pozitronlar, sinyal şeklinde algılanır. Yüksek enerjili ve polarize olmuş pozitron dağılımının ölçülmesiyle, bölgedeki müon grubuna ait spin polarizasyonunun yönelimi istatistiksel olarak belirlenir. Manyetik alan altındaki müonların spin polarizasyonlarının zamana göre değişiminin dedekte edildiği μSR deneylerinde, yerel iç manyetik alan ve spin-örgü relaksasyon oranıyla ilgili bilgiler elde edilmektedir. Maddeye sonda edilen müonların, numune içinde geçirdiği süreçler Şekil 7.1'de özetlenmiştir.



Şekil 7.1. Bir numune içindeki müonun sondalama ve termalizasyon süreçlerinin şematik gösterimi

7.2. Deneysel Geometriler

μ SR tekniğinin deneysel aşamasında, uygulanan dış manyetik alana bağlı olarak deneysel geometriler geliştirilmiştir. Uygulanan dış manyetik alan (H) ve müonların spin polarizasyonu (P_μ) genellikle dedektörlerdeki yönelimler vasıtasıyla kontrol edilir. Özellikle yüzey müonlarını kullanan μ SR deneyleri için tasarlanan deneysel geometriler Şekil 7.2’de gösterilmiştir.

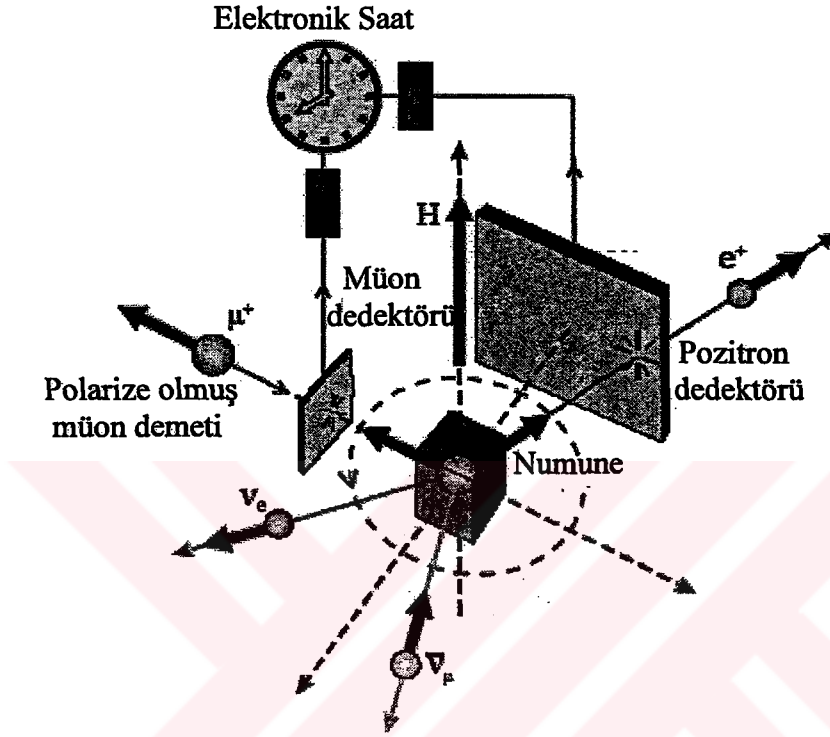


Şekil 7.2. μ SR deneyleri için tasarlanan deneysel geometriler

Standart dedektör, pozitif ve negatif koordinat eksenleri dikkate alındığında altı sayaçtan oluşur. Bunlar F (ileri), B (geri), U (yukarı), D (aşağı), L (sol) ve R (sağ) sayaçlarıdır. Dikkat edilirse rotasyon hareketi yapmayan müonun polarizasyonu B sayacına doğru ve rotasyon hareketi yapan müonun polarizasyonu U sayacına doğru yönelir. Diğer sayaçlara olan yönelimler ise manyetik alanın yönelimine bağlıdır .

7.2.1. Enine manyetik alanlı μ SR

Müon spin polarizasyonunun ilk yönüne dikey yönde uygulanan bir dış manyetik alan kullanılarak yapılan μ SR yöntemine Enine Alanlı μ SR tekniği denir. Müonların spin polarizasyonuna düşey olarak uygulanan manyetik alan, müonların alan etrafında presesyon hareketi yapmasını sağlar. Enine uygulanan manyetik alan etrafında Larmor frekansında presesyon hareketi yapan müonların sahip olduğu frekans değeri, numunenin o bölgesindeki yerel manyetik alanın şiddeti ile orantılıdır. Enine alanlı μ SR tekniği özellikle, II.Tip süperiletkenlerde girdap örgüdeki yerel manyetik alan dağılımını ve metalik sistemlerdeki Knight kaymasını ölçmek için kullanılabilir. Enine manyetik alanlı μ SR tekniğindeki kurulum Şekil 7.3’de şematik olarak gösterilmiştir.

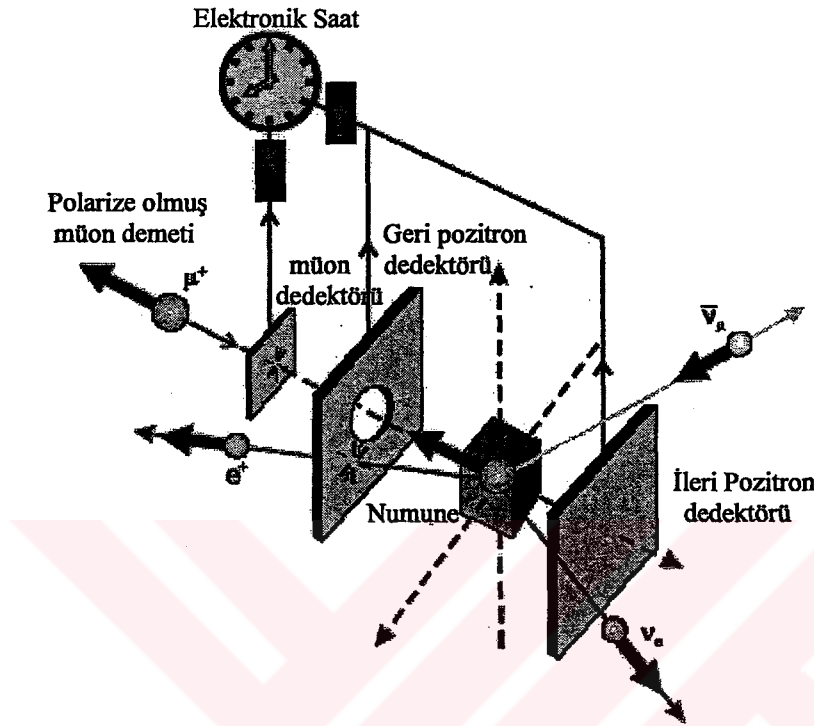


Şekil 7.3. Enine alanlı μ SR spektroskopisine ait deneysel kurulumun şematik gösterimi

7.2.2. Boyuna ve sıfır manyetik alanlı μ SR

Müon spin polarizasyonun ilk yönüne paralel olarak uygulanan dış manyetik alan kullanılarak yapılan μ SR yöntemine, boyuna alanlı μ SR tekniği denir. Burada, müon polarizasyonunun zamanla gelişimi başlangıçtaki yönü boyunca ölçülür. Bu yöntem alternatif olarak bazı ölçümler, dış manyetik alanın yokluğunda gerçekleştirilmektedir. μ SR yönteminin bu şekli, sıfır alanlı μ SR tekniği olarak isimlendirilir. Sıfır alanlı μ SR tekniği özellikle zayıf yerel manyetik alanların incelenmesinde çok etkilidir. Ayrıca dış manyetik alana duyarlı olan bazı malzemeler ancak sıfır dış manyetik alan kullanan tekniklerle araştırılabilir. Sıfır manyetik alanlı bir μ SR tekniği, diğer manyetik rezonans yöntemlerine bu açıdan üstünlük

sağlamaktadır. Şekil 7.4’de sıfır manyetik alanlı μ SR tekniğinin şematik kurulumu verilmiştir (35).



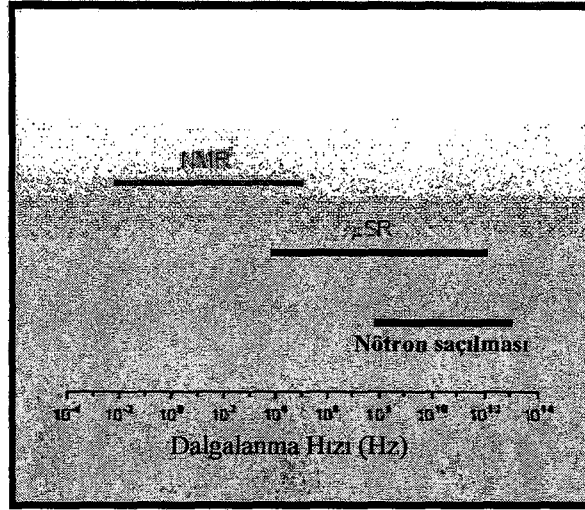
Şekil 7.4. Sıfır alanlı μ SR spektroskopisine ait deneysel kurulumun şematik gösterimi

7.3. μ SR Tekniğinin Bilim ve Teknolojideki Uygulama Alanları

Mülön, elektron ile proton arasında orta kütleli bir parçacık olup manyetik momenti ise protondan 3,18 kez daha büyüktür. Bu yüzden μ SR tekniği, protonlara dayalı NMR ve elektronlara dayalı ESR yöntemlerine göre bir manyetik rezonans tekniği olarak birçok avantaja sahiptir. μ SR yönteminin küçük iç manyetik alanlara ($\sim 0,1$ G) olan duyarlılığı, diğer yöntemlerle kıyaslanamayacak düzeydedir. Bu sayede nükleer ve elektronik yapıdan kaynaklanan yerel manyetik alanları rahatlıkla dedekte edebilen μ SR yöntemi, manyetik alanın büyüklüğüne bağlı olarak 10^4 - 10^{12} Hz gibi geniş bir frekans aralığındaki manyetik dalgalanma hızlarını ölçebilir. Şekil 7.5’de de gösterildiği gibi dalgalanma hızının bu frekans aralığındaki μ SR deneyleri, NMR ve nötron saçılması teknikleri arasındaki bağlantıyı kurar. Katı, sıvı ve gaz halindeki her

türlü maddeye sonda edilebilen μ SR tekniği, çeşitli ortam koşitlarında rezonans tekniği olarak kullanılabilir. NMR ve ESR teknikleri yeterli polarizasyona ancak düşük sıcaklıklarda ve güçlü manyetik alanlarda ulaşabilmekteyken μ SR yönteminde ortamın koşitları ne olursa olsun, Pion bozunumu sonrası oluşan müon demeti zaten %100'lük bir polarizasyona sahiptir (34).

Pozitif müon kullanılarak elde edilen mikroskobik seviyedeki manyetik ve elektronik özelliklere ait bilgilerin diğer yöntemlerle elde edilmesi, çok güç ve bazı durumlarda da imkansız olmaktadır. Manyetik rezonans tekniği olarak çok güçlü bir yöntem olan μ SR, oldukça geniş bir uygulama alanına sahiptir. μ SR metoduyla, YbCuO , LaSr(Ba)Cu gibi yüksek sıcaklık süperiletken malzemeler üzerindeki araştırmalarda olduğu gibi manyetik faz diyagramları çıkarılabilir ve faz geçişleri incelenebilir. Günümüzde sentezlenerek yapılan yeni süperiletken malzemeler, manyetik düzenini araştırmak için μ SR metodu ile test edilebilir. Aynı zamanda II.Tip süperiletkenlerde görülen girdap örgü dağılımı ve nüfuz derinliği ölçümleri bu teknikle incelenebilmektedir. Düşük boyutlu manyetik sistemler, ağır fermiyon sistemleri ve kuasikristaller μ SR'ın bir başka uygulama alanını oluşturur. Metaller üzerinde gerçekleştirilen quantum difüzyon çalışmaları, μ SR yöntemiyle, metal, yarıiletken ve yalıtkanlara genişletilebilir. DNA ve protein gibi makro moleküllerdeki elektron transferi olayının incelenmesiyle; genetik, fotosentez ve insan beyni gibi yaşam bilimleri alanında da araştırmalar yapılabilecektir (36). Önceleri hacimli numuneler üzerinde kullanılabilen μ SR tekniği, ultra-yavaş müonların üretilmesiyle uygulama alanını genişletmiştir. Düşük enerjili müonlar kullanılarak gerçekleştirilen μ SR deneyleri ile, ince film gibi yüzey fiziği ve yüzey kimyası konularında da incelemeler yapılabilmektedir.



Şekil 7.5. NMR ve nötron saçılması teknikleri arasında bağlantı kuran μ SR tekniği için ölçüm yapabildiği frekans aralığının gösterimi

7.3.1. Manyetik sistemler

Küçük yerel manyetik alanlara duyarlı olan μ SR tekniği, statik ve dinamik yerel manyetik alan dağılımlarını kolaylıkla araştırabilir. Manyetizma, μ SR uygulamalarının büyük bir bölümünü oluşturur. Maddenin manyetik düzeninin araştırılması, manyetik faz geçişlerinin incelenmesi ve manyetik faz geçiş diyagramının çıkarılması μ SR ile araştırma yapılan başlıca konulardır. Ayrıca mikroskobik olarak farklı manyetik yapıya sahip çeşitli malzemeler de μ SR yöntemi ile incelenebilir.

Manyetik düzen ve spin cam sistemleri

Bir malzemedeki manyetik düzen, sıfır manyetik alanlı μ SR deneyi ile kolaylıkla incelenebilir. Ölçülen frekans sinyalinin değeri yerel manyetik alanın yönü hakkında bilgi sağlamaktadır. Bazı malzemelerde ise, manyetik düzenin gözlemlenmesi için kullanılabilecek tek yöntem μ SR tekniği olmaktadır. μ SR tekniğinin küçük iç manyetik alanları dedekte edebilmesi özelliğinden dolayı, spin cam sistemlerindeki dinamik spin dalgalanmaları ve statik spin polarizasyonu hakkında yeni bilgiler elde edilebilmektedir. μ SR deneylerinin sıfır dış manyetik alanda yapılabilmesi, spin cam

sistemlerinin incelenmesini sağlamaktadır. Çünkü spin cam sistemlerindeki manyetik düzen dış manyetik alanlara oldukça duyarlıdır.

İsviçre'deki Paul Scherrer Enstitüsünde %100 polarize olmuş pozitif yüzey müonları kullanılarak $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-z}\text{Mn}_z\text{O}_4$ ($x=0.03$ ve 0.05 , $z=0$ ve 0.02) numunesi üzerinde, 1999 yılında gerçekleştirilen bir μSR deneyinde, numunenin topak (cluster) spin cam fazına geçmesinde oksijen izotoplarının etkisi incelenmiştir. Laboratuvar ortamında hazırlanan numuneler, elementlerin oranı ve ortamın sıcaklığına göre değişik fazlarda bulunabilir. Antiferromagnetik faz (AF), Paramagnetik faz (PM), Spin camları fazı (SG) ve topak spin cam fazı (CSG) gibi manyetik fazlar aralarında geçiş yapabilir. Mesela $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ numunesi için, $x=0.02$ değerinde antiferromagnetiklik bozulur ve $x=0.05$ değerinde süperiletkenlik özelliği gösterir. Yapılan deneyde topak spin cam fazında bulunan Mn katkılı $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-z}\text{Mn}_z\text{O}_4$ ($x=0.03$ ve 0.05 , $z=0$ ve 0.02) numunesinden elde edilen μSR sinyalleri ile, O^{16} ve O^{18} Oksijen izotoplarının spin camlarının T_g donma sıcaklığı üzerindeki etkisi incelenmiştir. Deney sonucunda Oksijen kütlelerinin artmasıyla T_g sıcaklığının arttığı ve Mn katkılı numunelerde izotop etkisinin büyük olduğu bulunmuştur. Bu sonuçtan yola çıkılarak yük taşıyıcılarının polaronik yapısı dikkate alınarak, açıklanabilen manyetizma üzerinde güçlü bir elektron-fonon etkileşiminin olduğu anlaşılmıştır.

Yerel manyetik alanlara olan duyarlılık ve sıfır dış manyetik alanda gerçekleştirilebilmesi, μSR tekniğini diğer yöntemlere üstün kılmaktadır. μSR deneyleri ile ayrıca numunedeki süperiletkenlik ve manyetizmanın birlikte varolabileceği ve süperiletkenlik ile örgü titreşimlerinin bağlantılı olduğu bulunmuştur. Spin cam sistemlerinde NMR yöntemi kullanıldığında, kullanılan dış manyetik alandan dolayı iç manyetik alanın düzensiz olması ve relaksasyonun hızlı olması sinyal almayı engellemektedir (37).

Manyetik olarak engellenmiş spin sistemleri

Geometrik olarak engellenmiş spin sistemine sahip numuneler üzerinde pek çok inceleme yapılmaktadır. Numunede ki manyetik engel, spinlerin uzaysal

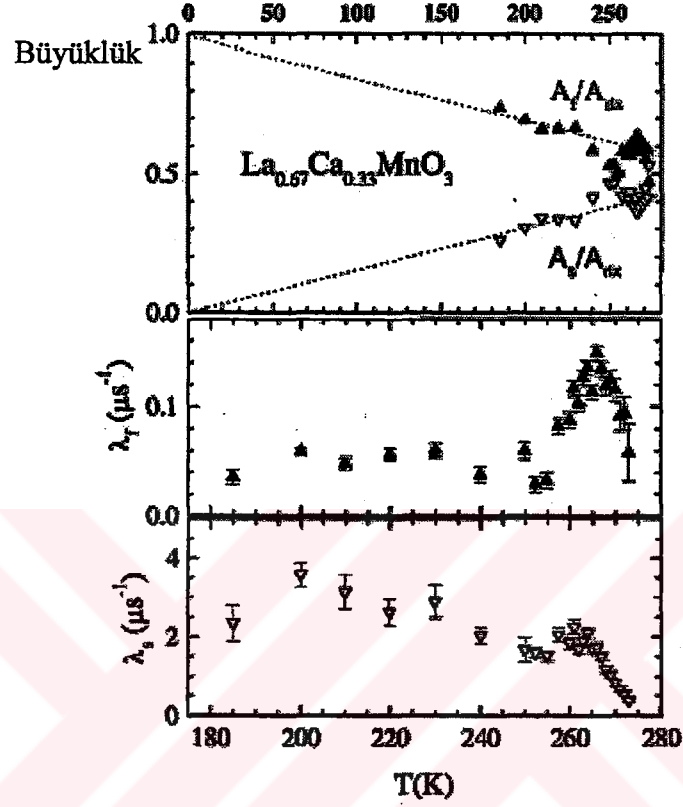
dağılımından kaynaklanmaktadır. Örgü köşelerinde bulunan spinlerin uzaysal dağılımı, iyonlar arasındaki doğal manyetik etkileşimi geometrik olarak engellemektedir (38). Numunelerin yapısındaki bu sistemler, araştırmalarda teorik ve deneysel engel oluşturmaktadır. μ SR tekniği özellikle diğer yöntemlerden farklı olarak (10^4 - 10^{11}) Hz gibi geniş bir frekans aralığındaki spin dinamiklerinin anlaşılmasında etkili olmaktadır. Bu sistemler üzerinde yapılan μ SR çalışmalarında, dinamik spin dalgalanmalarının sıcaklık parametresinin sıfıra düşürüldüğünde de devam ettiği gözlenmiştir. Deneylerde spinlerin dalgalanma hızının sıcaklığa göre değişimi incelenmektedir (34).

Manyetoresistant özelliği gösteren malzemeler

Bir dış manyetik alan içindeki malzemenin direncini değiştiren manyetoresistant, belirli manganez-oksit bileşiklerinde görülür. Belirli şartlarda görülen bu özellik, elektronik aletlerin gelecekteki muhtemel uygulamaları için bu malzemeleri cazip hale getirmektedir. Hard diskler için okuma başlığı ve manyetik depolama gibi çeşitli uygulamalarda kullanılabilecek olan bu malzemelerin mikroskopik yapısının incelenmesi gerekir. Özellikle büyük manyetoresistant özelliği gösteren Lantanyum Manganet [$\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($x=0.3$)] malzemeler üzerinde deneyler yapılmaktadır. Ferromagnetik bir malzeme olan $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ bileşimi için elektron-fonon etkileşimi ve polaronik yapı gibi teorik tanımlamalar yapılmıştır. Bu teorik bilgilere rağmen, ferromagnet geçişin üç önemli serbestlik derecesi olan örgü, yük ve spini kapsayan deneysel ve teorik bir tanım yapılamamıştır.

$x=3$ değerinde ferromagnet olan $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ malzemesi üzerinde 2000 yılında yapılan bir deneyde μ SR ve nötronlara dayalı NSE tekniği kullanılmıştır. μ SR tekniği $10^{-12} < t < 10^{-4}$ s gibi uzun bir etkileşim zamanını kapsarken, NSE tekniği sadece $10^{-11} < t < 10^{-9}$ s'lik etkileşim zamanını kapsar. Bu durum μ SR tekniğinin üstünlüğünü ortaya koymaktadır. Malzeme dış manyetik alana duyarlı olduğu için deneyler sıfır dış manyetik alanda gerçekleştirilmektedir. μ SR deneylerinin sıfır manyetik alanda gerçekleştirilebilir olması diğer yöntemlere göre ayrı bir avantajdır. Gerçekleştirilen μ SR deneylerinde A_f (hızlı asimetri), A_s (yavaş asimetri), λ_f (hızlı

relaksasyon hızı) ve λ_s (yavaş relaksasyon oranı) parametrelerinin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 7.6'da verilmiştir.



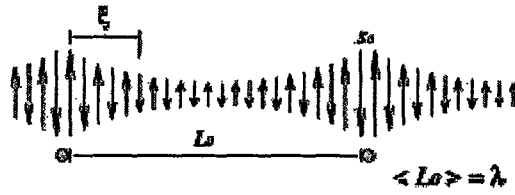
Şekil 7.6. Büyük magnetoresistant özelliği gösteren $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ malzemesi üzerinde yapılan sıfır alanlı μ SR deneyinden elde edilen asimetri ve relaksasyon hızlarının sıcaklığa göre değişimi

T_c kritik sıcaklık ve civarındaki spin dalgalanmalarının incelendiği deneyde, spin örgü relaksasyonunun uzaysal olarak homojen olmadığı bulunmuştur. Sadece μ SR verileri kullanılarak elde edilen spin dalgalanma hızlarındaki uzaysal homojensizlik, bu tür deneylerdeki en ilginç bulgular arasındadır. Spin dalgalanma hızlarındaki bu uzaysal dağılım muhtemelen yerel örgü kusurlarından kaynaklanan La ve Ca iyonlarının düzensiz uzaysal dağılımından kaynaklanmaktadır (34, 39).

Düşük boyutlu sistemler

İnelastik nötron saçılması ve μ SR yöntemleri; spin-merdiven (ladder), spin peierls ve haldane aralık (gap) sistemleri gibi düşük boyutlu malzemelerin temel durum spin konfigürasyonu ve spin dinamiklerinin araştırılmasına olanak sağlar. Bu sistemler sıfır sıcaklıkta spin donması göstermeyen manyetik atomlardan oluşur. Bu durum kuantum dalgalanmalarından veya tekli bir kuantum mekaniksel temel durumun oluşumundan kaynaklanmaktadır. Düşük sıcaklıklarda numune içindeki statik manyetik alanlar μ SR tarafından dedekte edilemezse spinler donmamıştır ve sistem ya dalgalanma halinde ya da tekli bir yapıdadır. İnelastik nötron saçılması ölçümleri temel durumdaki bir enerji aralığının var olup olmadığını belirleyebilir. Bu iki tekniğin birleşimi, olası tekli temel durum sistemlerini araştırmada güçlü bir yöntem olarak karşımıza çıkmaktadır.

Bir boyutlu kuantum spin sistemleri (spin-peierls), temel durumunun kuantum mekaniksel doğasından dolayı dikkatleri üzerine çekmiştir. Zn ve Si katkılı CuGeO_3 malzemesi antiferromagnetik bir özellik göstermektedir. Yapısındaki manyetik momentler uzaysal olarak homojen olmayan bir dağılım gösterir. Müon spin relaksasyon (μ SR), manyetik momentlerin bu dağılımını incelemek için güçlü bir metottür. Homojen manyetik moment düzenine sahip olağan bir antiferromagnet malzemede, tutarlı bir müon spin presesyon sinyali gözlenir. Çünkü müon çevresindeki yerel manyetik alan, her birim bölgede aynı büyüklüğe sahiptir. Bölgede homojen olmayan dağılımın artmasıyla müon spin presesyon sinyali farklılaşmaya başlar. Si ve Zn katkılı CuGeO_3 kristali üzerinde yapılan bir μ SR deneyinde, uzaysal olarak homojen olmayan antiferromagnetik düzen kolaylıkla gözlenmiştir. TRIUMF sürekli-demet müon tesisinde 1999 yılında gerçekleştirilen deneyde relaksasyon ve presesyon sinyalleri elde edilmiştir (34, 40).

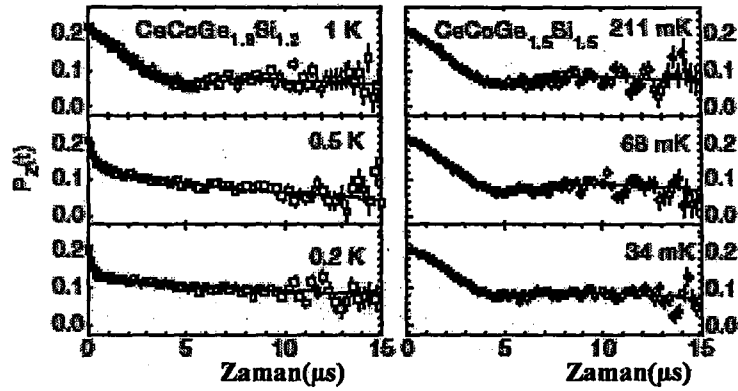


Şekil 7.7. Uzaysal olarak homojen olmayan bir dağılım gösteren antiferromagnetik düzenin şematik bir görünümü

Ağır fermiyon sistemleri

Ce veya Yb gibi nadir toprak elementlerini veya Uranyum gibi aktinit elementlerini içeren ağır fermiyon bileşikleri, bir elektronun kütlesinden daha büyük etkin kütleli yük taşıyıcılarına sahip sistemlerdir. Valans bandındaki elektronik momentler ve iletim bandındaki elektronlar arasındaki Kondo etkileşimleri bu sistemleri karakterize etmede oldukça önemlidir. Fermi-Sıvı teorisi fermiyon sistemlerinin özellikleri ve faz geçişlerini açıklamada oldukça başarılı olmuştur. Fakat son yıllarda yüksek kritik sıcaklık (T_c) süperiletkenlerinde ve bazı ağır fermiyon alaşım veya bileşiklerde bu teori yetersiz kalmaktadır. Düşük sıcaklıklarda bazı malzemelerin süperiletkenlik özelliği bazılarının da kompleks manyetik davranış sergilemesini Fermi-Sıvı teorisi tam olarak açıklayamamaktadır. Küçük iç manyetik alanlara olan duyarlılığı ve uzaysal olarak homojen olmayan manyetizma hakkında bilgi sağlayabilme özelliklerinden dolayı μ SR tekniği, bu sistemlerdeki manyetik düzeni araştırmak için en uygun metottur. Küçük manyetik momentleri dedekte edebilen bu yöntemle, diğer tekniklerin ulaştığı hassaslığın ötesinde, valans ve iletim elektronları arasındaki hibritleşme hakkında detaylı bilgi sağlanabilir.

Antiferromagnetik özellik gösteren $\text{CeCoGe}_{3-x}\text{Si}_x$ ($x=1.2$ ve $x=1.5$) kristali üzerinde 2002 yılında yapılan deneyde numunenin manyetik yapısı μ SR ölçümleriyle incelenmiştir. Müon polarizasyonunun zamana göre değişiminin ölçüldüğü deneyde iç alan ve spin-örgü relaksasyon hızı hakkında bilgiler elde edilmiştir. Deneyde elde edilen sinyaller Şekil 7.8’de gösterilmiştir (34, 41).



Şekil 7.8. $\text{CeCoGe}_{3-x}\text{Si}_x$ ($x=1.2$ ve $x=1.5$) alaşımı için sıfır-alanlı μSR spektrumu

Kuasikristaller

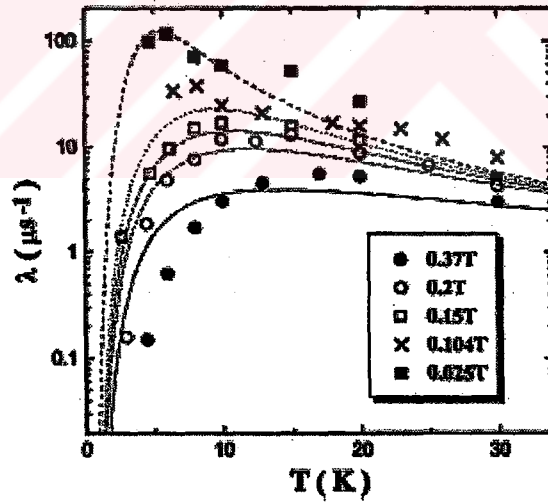
Kuasikristaller; herhangi bir kristal uzay grubu tarafından izin verilmeyen nötron kırınım örnekleri sergileyen periyodiklik olmaksızın, uzun-mesafeli yönelimsel düzen sergileyen katı malzemelerdir. Kuasikristallerin varlığı kristal örgünün mutlak tanımını genişletmektedir. μSR ve nötron saçılması metotları bu sistemlerdeki manyetik ilişkiler hakkında detaylı bilgi elde etmek için kullanılmaktadır (34).

Moleküler magnetler ve kümeler

Kristal örgülerinin yapı taşı olan molekül temelli magnetler, az miktarda etkileşen manyetik iyon içeren, nanometre büyüklüğündeki moleküllerden yapılan, sentetik malzemelerin yeni bir sınıfıdır. Bu sistemlerin en önemli özelliği komşu moleküller arasındaki manyetik etkileşimlerin kontrollü olarak değiştirilebilmesidir. Manyetik olarak etkin atom kümelerinin oluşturduğu inorganik malzemeler de büyük ilgi görmektedir. Kuantum hesaplama elemanı, fotonik anahtar, katalizatörler ve manyetik kan filtresi gibi moleküler magnet ve kümelerin pek çok teknolojik ve biomedikal uygulaması vardır. $[\text{Mn}_{12}\text{O}_{12}(\text{CH}_3\text{COO})_{16}(\text{H}_2\text{O})_4]$ veya kısaca Mn_{12} molekülü bilimsel araştırmalarda dikkatleri çeken ve manyetik yapısı üzerinde araştırmalar yapılan bir moleküler küme sistemidir. Manyetik atom kümelerinin tetragonal örgü yapısında kristalize olduğu bu malzemede moleküller arası manyetik

etkileşmeler önemsizdir. Bu tür sistemlerde mikroskobik seviyedeki manyetik yapının araştırılmasında atılacak ilk adım, numunenin yerel manyetik özelliklerinin belirlenmesi olacaktır. μ SR tekniği, bu sistemlerin statik ve dinamik manyetik özelliklerinin araştırılmasında kullanılan öncelikli bir yöntemdir.

$\text{Mn}_{12}\text{O}_{12}(\text{CH}_3\text{COO})_{16}(\text{H}_2\text{O})_4 \cdot 2\text{CH}_3\text{-COOH} \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ polikristal numunesi üzerinde, ISIS pulslu müon kurulumunda 1998 yılında yapılan bir deneyde λ spin-örgü relaksasyon hızı, uygulanan dış manyetik alanın farklı değerleri için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenmiştir. Müon bölgelerindeki dağılımın varlığına işaret eden müon polarizasyonunun eksponansiyel olarak bozunumundan elde edilen λ spin-örgü relaksasyon hızı, Mn_{12} molekülünde termal dengedeki manyetik spin dalgalanmaları hakkında bilgi sağlamaktadır (Şekil 7.9). μ SR tekniğinin moleküler magnetler üzerinde yapılacak gelecekteki araştırmaları, malzemenin manyetik özellikleri hakkındaki bilgilerimizin artmasına ve uygulamalar için oldukça önemli olan optimizasyonun artırılmasına büyük ölçüde katkı sağlayacaktır (34, 42).



Şekil 7.9. Mn_{12} moleküler kümesi üzerinde yapılan μ SR ölçümlerinden elde edilen spin-örgü relaksasyon hızının, farklı manyetik alan değerleri için sıcaklığa bağlı değişimi

7.3.2. Süperiletkenler

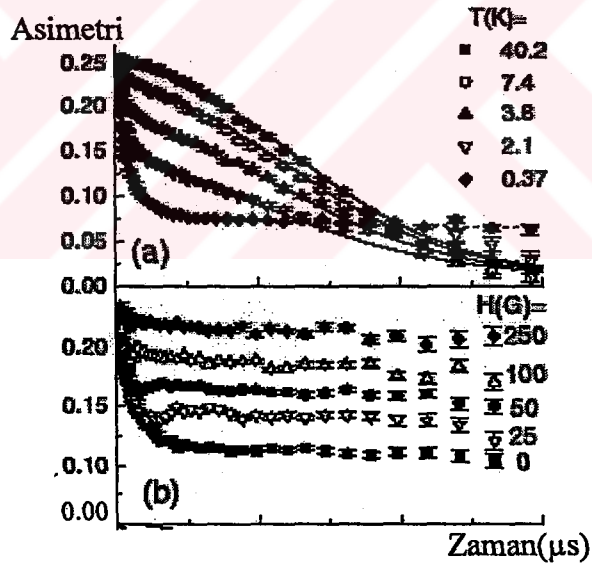
Belirli bir T_c kritik sıcaklığın altında soğutulan malzemelerin dirençlerinin hızla sıfıra gittiği gözlenir. Direnci sıfır olan bu tür malzemelere süperiletken malzeme denir. 1908 yılında, kaynama veya yoğunlaşma noktası 4.2^0K olan helyumun sıvılaştırılmasıyla çok düşük sıcaklıklarda çalışma olanağı oluştu. Çeşitli elementlerin düşük sıcaklıklardaki direnç değişiminin ölçülmesiyle yapılan çalışmalar sonucu 1911 yılında maddenin dirençsiz halini ifade eden süperiletkenlik keşfedildi. Yerel manyetik alanlara duyarlı olan μSR yöntemi kullanılarak, süperiletken malzemelerin adeta mikroskobik haritası çıkarılır. Nüfuz derinliği, girdap dağılımı ve koherens uzunluğu gibi en temel parametreler ve birçok özellik, başka yöntemlerle ulaşılamayacak bir hassaslıkta μSR tekniği ile incelenebilir.

Manyetik fazlar ve faz farkı

Yüksek sıcaklık süperiletkenliğin 1986 yılında keşfinden sonra, La_2CuO_4 saf bileşiğindeki statik manyetik düzenin ilk kanıtı, sıfır alanlı μSR tekniği kullanılarak yapıldı. Süperiletkenler üzerinde yapılan bundan sonraki çalışmalarda özelliklede yüksek sıcaklık süperiletkenleri ve ağır fermiyon sistemlerinin manyetik faz diyagramlarının belirlenmesinde μSR yöntemi önemli bir rol oynamıştır. Mikroskobik boyutta süperiletkenlik ve manyetizmanın karşılıklı etkileşimi yoğun madde fiziğinde temel teorik ve deneysel bir konudur. Küçük iç manyetik alanlara olan duyarlılığı ve manyetik fazları inceleme olanağı sunması μSR yöntemini, bu temel konuları araştırmada kullanılabilecek en uygun teknik yapmaktadır. Düşük sıcaklıkta belirli bir T_c kritik sıcaklığın altında süperiletken olan malzemenin manyetik momentlerinin yapısı hakkında çok fazla bir bilgi bulunmamaktadır. Belirli bir manyetik fazda bulunan manyetik momentlerin süperiletkenliği etkileyip etkilemediği veya süperiletken yapının manyetik düzene etkisinin olup olmadığı merak edilen sorulardır. Düşük sıcaklıklardaki mikroskobik yapı incelenirse, hol bakımından zengin bölgeler T_c kritik sıcaklığın altında süperiletken olurken, bu sıcaklıklarda holler bakımından fakir bölgelerin davranışı açık değildir. Fakat bazı veriler, bu bölgelerde manyetik momentlerin varlığını desteklemektedir.

(LaSr)₂CuO₄ gibi saf (katkılı olmayan) malzemelerde manyetik momentler kendiliğinden oluşur ve spin-cam sistemindeki gibi bir T_g sıcaklığında spin donması gözlenir. Z_n veya Li katkılı YBa₂Cu₃O₇ gibi bazı katkılı malzemelerde ise hol bakımından fakir bölgeler ile manyetik momentlerin aynı anda varolduğu gözlenmiştir.

İngiltere'deki Rutherford Uygulama Laboratuvarı (RAL) ve İsviçre'deki Paul Scherrer Enstitüsünde (PSI), $x=0.1$ ve $y=7.012$ değeri için kritik sıcaklığı $T_c=33.1^0\text{K}$ olan $(\text{Ca}_x\text{La}_{1-x})(\text{Ba}_{1.75-x}\text{La}_{0.25+x})\text{Cu}_3\text{O}_y$ malzemesi üzerinde 2002 yılında yapılan bir deneyde Manyetizma ve Süperiletkenlik olgularının etkileşimi incelenmiştir. μSR tekniğinin kullanıldığı deneyde asimetri ve polarizasyonun zamanla gelişimini gösteren eğriler elde edilmiştir (Şekil 7.10).



Şekil 7.10. (a) $x=0.1$ ve $y=7.012$ değerleri için elde edilen sıfır-alanlı μSR spektrumu (Farklı sıcaklık değerleri için asimetrisinin zamanla değişimi gözlenmiştir). (b) $x=0.4$ ve $y=6.984$ değerleri için boyuna-alanlı μSR spektrumu (Farklı dış manyetik alan değerleri için asimetrisinin zamanla değişimi gözlenmiştir).

Ayrıca bazı bilgiler sıvı Helyum yardımıyla elde edilmiştir. İç manyetik alan dağılımının incelenebilmesi için manyetik momentlerin dondurulması suretiyle dinamik dalgalanmaların engellenmesi gereklidir. Bu amaçla $350\text{ m}^0\text{K}$ sıcaklığında

sıvı Helyum bir soğutucu olarak kullanılmıştır. Deney sonucunda, T_c ve T_g sıcaklık değerlerini içeren faz diyagramı incelendiğinde bu sıcaklıkların ortak bir enerji değeri ile belirlendiği bulunmuştur. Bu sonuç manyetizma ve süperiletkenliğin birbirini etkilemediğini ve aynı anda varolabileceklerini göstermektedir (43). $RuSr_2GdCu_2O_8$ malzemesi üzerinde μ SR tekniğinin kullanıldığı bir başka deneyde de mikroskobik boyutta ferromagnetik fazın homojen olduğu ve süperiletkenlik oluşumun bu fazı değiştirmedeği bulunmuştur. Tüm bu gelişmeler μ SR yönteminin ne kadar önemli ve etkili olduğunu göstermektedir.

Zayıf manyetizma

Süperiletkenlik çalışmalarında μ SR tekniğinin önemli bir uygulaması, diğer deneysel metotlarla ulaşılamayan hassaslığa sahip olan zayıf manyetizmanın araştırılabilmesidir. Olağan süperiletkenlerde simetri kırılması sonucu süperiletken fazda statik iç manyetik alanlar oluşmaktadır. Kendiliğinden oluşan alanlar 0,1-1,0 G gibi küçük değerlere sahip olduğu için müon, onları dedekte edebilecek tek parçacık olarak karşımıza çıkmaktadır. Süperiletkenlerdeki simetri kırılmasının varlığı sıfır-alanlı μ SR tekniği kullanılarak ispatlandı. Yüksek sıcaklıkta süperiletken olan $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ malzemesi üzerinde son zamanlarda yapılan sıfır-alanlı μ SR ölçümleri, katkılı yüksek konsantrasyonlarda zayıf manyetizmanın varlığını ortaya çıkarmıştır (34).

Akı girdap çizgileri

Süperiletken malzemelerin bir dış manyetik alan içerisindeki davranışları I.tip ve II.tip süperiletken farklılığını ortaya koymuştur. I.tip süperiletkenlerde dış manyetik alan belirli bir kritik alan değerine kadar hep dışlanır. II.tip süperiletkenlerde ise manyetik alan, I.tip süperiletkende görülen kritik alan değerinden daha küçük bir manyetik alan şiddetinde, örnek içerisine akı kuantası birimleri olarak girmeye başlar. Bunlara akı girdapları ismi verilmektedir. Numuneye nüfuz eden akı çizgileri homojen olmayan bir iç manyetik alan oluşturur. Uzay ve zamanın bir fonksiyonu

olan iç manyetik alan dağılımı II.tip süperiletkenleri karakterize eden önemli bir parametredir.

İç manyetik alanlara çok duyarlı olan müon spin releksasyon (μ SR) tekniği malzemelerdeki iç manyetik alan dağılımını incelemek için güçlü bir yöntemdir. μ SR tekniği kullanılarak II.tip süperiletkenlerde girdap akı çizgilerinin periyodik düzenini ve girdap dalgalanmalarını incelemek, manyetizma ve süperiletkenlik arasındaki karşılıklı etkileşimi anlamaya da ışık tutacaktır. Düşük enerjili müon üretiminde yaşanan önemli gelişmeler, hacimli süperiletken malzemelerde kullanılan μ SR tekniğinin ince film malzemelerinde de uygulanmasını sağlamıştır. 1999 yılında $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ süperiletken filmi üzerinde yapılan ilk düşük enerjili μ SR deneyinde süperiletken yüzeyinde akı girdabının arttığı ilk kez yine bu deneyde gösterilmiştir. İsviçrede'ki Paul Scherrer Enstitüsünde (PSI) gerçekleştirilen deneyde ultra-yavaş müon demeti kullanılarak $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ numunesinin iç manyetik alan dağılımının zamanla gelişimi gözlenerek akı girdabının davranışı incelenmiştir. $T_c = 87,5^0\text{K}$ sıcaklık değerinden itibaren süperiletken olan malzemeye, enine manyetik alanlı ve düşük enerjili μ SR tekniği uygulanmıştır. İç manyetik alan dağılımının ölçümü için malzemeye sonda edilen müon, yerel manyetik alan etrafında ve alan büyüklüğü ile orantılı bir frekans değerinde presesyon hareketi yapar. Müon spin polarizasyonun zamanla gelişiminden çıkarılan müon spin presesyon frekansı, iç manyetik alanın uzaydaki muhtemel dağılımını yansıtacaktır. Sonda edilen yavaş müonların enerjilerinin değiştirilmesiyle gerçekleştirilen deneyden elde edilen sonuçlar teorik hesaplamalarla uyum göstermiştir (44).

Manyetik nüfuz derinliği

I.tip süperiletkenlerde bir dış manyetik alan uygulandığı zaman, oluşan yüzey akımları manyetik alanın numunenin iç noktalarından dışarılanmasını sağlamaktadır. Bu olaya Meissner olayı denilmektedir. Fakat gerçekte bu yüzey akımları, maddenin yüzeyindeki çok ince tabakalarda oluşmaz. Tersine bu akımlar yüzeyden maddeye nüfuz ederek sonlu kalınlıkta bir et tabakası üzerine dağılırlar. Manyetik alan ise bu ince tabakalarda λ nüfuz derinliğine bağlı olarak eksponansiyel olarak dağılır.

Süperiletken taşıyıcıların yoğunluğu ve çiftlenim simetrisi ile ilgili olan manyetik nüfuz derinliği, temel bir uzunluk skalası ve deneylerde önemli bir parametredir. Süperiletkenlik üzerine yapılan deneylerde kullanılan yöntemlerin çoğunda, Meissner olayında numunenin yüzeyindeki manyetik nüfuz derinliğinin davranışı incelenmektedir. Üstelik bu tekniklerden sadece birkaçı nüfuz derinliğinin tam değerini ölçebilir. Ağır fermiyon süperiletkenlerinde olduğu gibi 1000 nm'den daha fazla olan λ değerlerini ise büyük bir yoğunluğu ölçememektedir. Meissner veya girdap fazdaki bir malzemenin λ değerini tam olarak ölçmek için ince filmlere duyarlı olan düşük enerjili ultra-yavaş müonlar kullanılabilir. Numune yüzeyindeki manyetik alanın eksponansiyel olarak bozunduğunun ilk deneysel kanıtı düşük enerjili μ SR tekniği kullanılarak yapılmıştır. Ayrıca hacimli numunelerin μ SR deneylerinde kullanılan yüzey müon demetleri, girdap durumundaki λ değerini de ölçebilir. Küçük açılı nötron saçılmasından farklı olarak μ SR tekniği uniform kristalleri incelemek için kullanılabilir. Hacimli numunelerde mK sıcaklıklardaki girdapları araştırma özelliği μ SR yöntemini farklı kılmaktadır (34).

Cooper çiftleri ve μ^+ -knight kayması

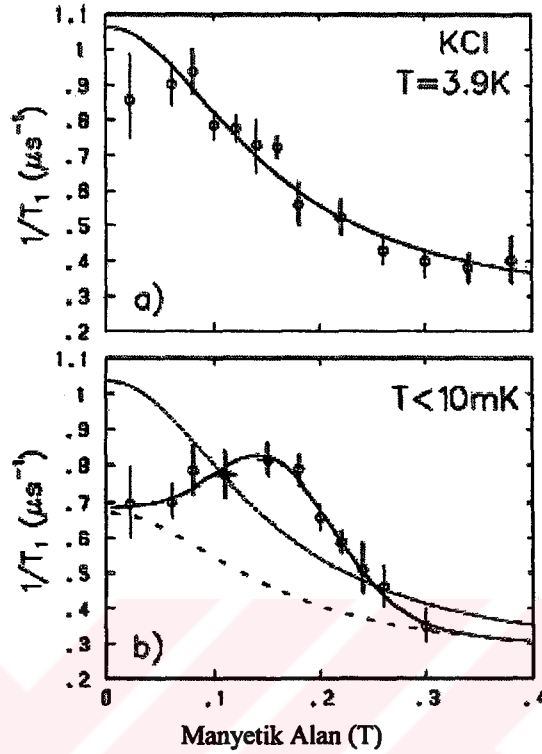
Süperiletken durumun yapısıyla ilgili bilgi sağlaması için kullanılan μ SR tekniği, süperiletken malzemelerin μ^+ -Knight kayması özelliğinden faydalanılarak Cooper çiftlerinin yapısını araştırmada etkin rol oynamaktadır. Ağır fermiyon süperiletkenlerinde görülen μ^+ -Knight kayması özelliği Cooper çiftlerinin oluşumundan dolayı T_c kritik sıcaklığın altındaki yerel statik spin süseptibilitesinin değişimini incelemek için de kullanılabilir. Yapılan μ SR deneyleri, bu sistemlerdeki Cooper çifti dalga fonksiyonunun simetrisiyle ilgili yeni bilgiler sağlamıştır. $U_{0,965}Th_{0,035}Be_{13}$ kristali üzerinde 2000 yılında yapılan bir deneyde μ^+ -Knight kaymasının sıcaklığa göre değişimi incelenmiştir. μ SR yöntemi kullanılarak yapılan deney TRIUMF mezon kurulumunda gerçekleştirilmiştir. μ^+ -Knight kaymasının sıcaklığa bağlı değişim grafiği statik spin süseptibilitesinin değişimini yansıtacaktır (45).

7.3.3. Taşınım süreçleri

Maddedeki nötral veya yüklü parçacıkların taşınımı, çeşitli fiziksel, kimyasal ve biyolojik olaylar için önemli bir mekanizmadır.

Kuantum difüzyon olayı

Kütlesi proton ve elektron arasında olan pozitif müon parçacığı ve müonyum atomu, düşük sıcaklıklardaki kuantum difüzyon olayını araştırmak için ideal parçacıklardır. Yüksek sıcaklıklardaki parçacıkların, gelişigüzel olan sıçrama hareketleri ile, düşük sıcaklıklardaki tutarlı kuantum tünellemesi arasındaki, beklenen geçişlerden dolayı, kristal bir katıda müon gibi orta kütleli bir parçacığın difüzyonunun incelenmesi önem kazanmaktadır (46). Kuantum difüzyon olayı, atomik parçacığın kristal örgü içindeki bir bölgeden başka bir bölgeye, kuantum mekaniksel tünelleme yoluyla göç etmesi olarak tanımlanabilir. Kuantum difüzyon olayının gerçekleştiğini gösteren en açık delillerden biri, termal difüzyona zıt olarak sıcaklığın düşürülmesiyle, difüzyon oranının artmasıdır. Kuantum difüzyon olayı ilk kez metallerdeki pozitif müon için ve daha sonra da iyonik kristallerdeki Müonyum atomu için gözlemlendi. Genel olarak kristal içerisine yerleşen bir atom, kristaldeki sıcak atomlarla etkileşerek polaron durumunu oluşturur. Polaron, örgü deformasyonu ile ilgili kompleks bir durumdur. μ SR yöntemiyle gerçekleştirilen müon spin relaksasyon oranı ölçümleri polaronik durum ve difüzyon olayının araştırılmasını sağlamaktadır. Rutherford uygulama laboratuvarındaki RIKEN-RAL müon kurulumunda gerçekleştirilen bir deneyde KCI içindeki müonyumun müon spin relaksasyon oranının ölçümü yapılmıştır. Şekil 7.11'de verilen relaksasyon oranı ölçümleri için boyuna manyetik alanlı μ SR tekniği kullanılmıştır (47).



Şekil 7.11. KCl içindeki Müonyum için Müon spin relaksasyon oranının (a) $T=3,9^0\text{K}$ için ve (b) $T<10\text{ m}^0\text{K}$ sıcaklık değerleri için manyetik alana bağlı değişimi

Metal olmayan sistemlerde elektron transferi

İletken olmayan pek çok malzeme, yüksek elektrik alanlarda iyonize olmaktadır. Serbest elektron fazlalığından kaynaklanan bu durum, malzemenin iletken olmasını sağlamaktadır. Bu olay, yüksek voltaj gerektiren güç transformatörleri gibi aletlerde ciddi bir problem oluşturmaktadır. Çünkü yalıtkan malzeme üzerinde bir yük akışının olmaması gerekmektedir. Katılardaki elektron transferi ile ilgili bilgilerimizin çoğu, hemen hemen tam bir kristal malzemesi üzerinde yapılan çalışmalarda elde edilmiştir. Fakat kristal yapısındaki düzensizlikler kritik bir rol oynayacaktır. Metalik bir sistemde yapısal olarak düzensizliğin oluşması, fermi enerji seviyesi yakınındaki elektronların uzaysal olarak yerleşmesini yani valans banda geçmesini sağlamaktadır. Anderson geçişi olarak adlandırılan bu yerleşme sonrası metalik sistem yalıtkan hale dönüşmektedir. Kristal içerisindeki yapısal düzensizlik, elektron transferini genel olarak etkilemektedir. Düzensiz yapıda olan yalıtkan sistemlerindeki

elektron dinamiklerinin incelenmesi, bu etkinin anlaşılmasına ışık tutacaktır. μ SR yöntemi kullanılarak yalıtkanlardaki elektronların transfer mekanizması hakkında detaylı bilgi elde edilebilir. Numune içerisinde duran pozitif m $\ddot{u}$ onların, spin polarizasyonlarının zamana g $\ddot{o}$ re değişiminin $\ddot{o}$ l $\ddot{c}$ üldüğü μ SR deneylerinde, m $\ddot{u}$ onun iyonizasyon yolunda serbest kalan yük taşıyıcılarının (elektron ve iyonlar) değişimi gözlenmektedir. M $\ddot{u}$ on iyonizasyon yolunun sonunda oluşan elektronların bazıları m $\ddot{u}$ onyum atomunu oluşturur. İletim bandındaki serbest bir elektronun hızla pozitif m $\ddot{u}$ ona ulaşması sonucu oluşan m $\ddot{u}$ onyum atomunun bu mekanizması, elektron değişimlerine çok hassastır. Elektrik alanlı bir μ SR tekniği kullanılarak Ne, Ar ve Xe gibi çeşitli gazlarda, elektrik alanın m $\ddot{u}$ onyum oluşumu üzerindeki etkisi incelenmiştir. Ayrıca elektrik alanlı μ SR tekniği, yarıiletkenler ve yalıtkanlardaki m $\ddot{u}$ onyum oluşumundaki elektron transfer mekanizmasının incelenmesinde de kullanılabilir (48).

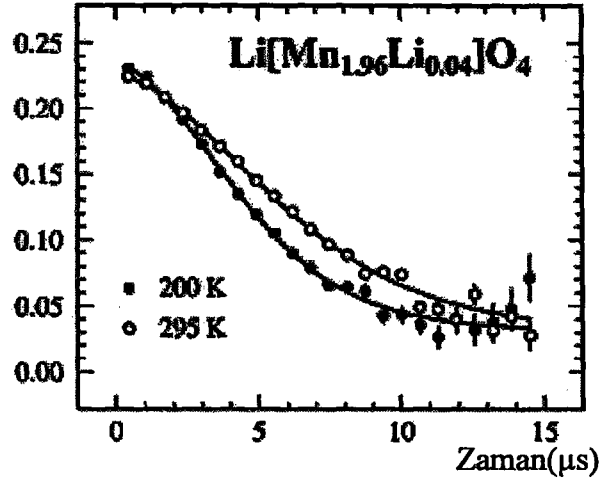
İletken polimerler

μ SR tekniği, iletken polimerlerdeki yerel yük transferi süreçlerini incelemek için kullanılabilir. Esneklik ve iletkenlik özelliklerinden dolayı elektronik ve optoelektronik uygulamalarda yarıiletken malzeme olarak kullanılabilen iletken polimerlerin; plastik güneş pilleri, katı hal lazerleri ve ışık yayan diyotlar gibi bir çok uygulama alanı vardır. Bu tür bir malzemenin yapısındaki polaron hareketi mekanizması, uygulamalar açısından çok önemli olmasına rağmen polimer yapının altında yatan taşınım mekanizması hâlâ tam olarak anlaşılmamaktadır. Mikroskobik spin dinamiklerini inceleyen ESR, NMR ve μ SR gibi yöntemler, bir polimer zinciri boyunca hareket eden elektronik titreşimlerden sorumlu temel taşınım süreçlerini araştırmak için kullanılabilir. Kompleks yapılı katkılı polimerlerdeki polaronların hareketini gözlemlemek için NMR ve ESR yöntemleri pek çok deneyde kullanılmıştır. Numuneye sonda edilmiş bir pozitif m $\ddot{u}$ onun spin polarizasyonunun zamana bağlı $\ddot{o}$ l $\ddot{c}$ ümünü yapan μ SR tekniği ise alternatif bir yöntemdir. Mikroskobik yapıya daha hassas olan μ SR tekniği, katkısız bir iletken polimerdeki polaron hareketine ait difüzyon oranını $\ddot{o}$ l $\ddot{c}$ mektedir. İletken polimerlere sonda edilen pozitif m $\ddot{u}$ onlar, elektron yakalayarak m $\ddot{u}$ onyum atomunu oluşturur ve polimer zinciriyle

reaksiyona girer. Müonyum atomunun polimerle olan reaksiyonu sonucu değişken bir negatif polaron oluşur. Zincirler arası polaron difüzyon oranlarının ölçümleri, bu sentetik iletkenlerin geliştirilmesine büyük katkı sağlayacaktır (49).

İyon değişimi

$\text{Li}_x[\text{Mn}_{2-y}\text{Li}_y]\text{O}_4$ yapısına sahip Lityum temelli bileşiklerin, şarj edilebilir bataryalarda katot malzemesi olarak kullanılması yönünde çalışmalar vardır. Uygun anot malzemesiyle birleştirildiğinde bu malzemeler, şarj edilebilir mükemmel bataryalar oluşturur. Bu uygulamadaki temel mekanizma, Li^+ iyonlarının elektrotlar arasındaki taşınım hareketidir. Bir batarya, Li^+ iyonlarının anot tarafına akmasına sebep olan bir dış voltaj ile şarj edilir. Li iyonlarının anot ve katot arasındaki taşınımı, bataryanın gücünü de karakterize eder. Bu tür malzemelerdeki iyon değişimi, μSR tekniği kullanılarak incelenebilir. İngiltere'deki Rutherford Uygulama Laboratuvarı bünyesindeki ISIS kurulumunda $\text{Li}_x[\text{Mn}_{1,96}\text{Li}_{0,04}]\text{O}_4$ malzemesi üzerinde yapılan bir deneyde, müon bozunumundan gelen pozitronların dedekte edilmesiyle μSR ölçümleri yapılmıştır. $\text{Li}_x[\text{Mn}_{1,96}\text{Li}_{0,04}]\text{O}_4$ numunesi üzerinde yapılan sıfır-alanlı μSR deneyinin 200°K ve 295°K sıcaklık değerlerinde elde edilen spektrumları Şekil 7.12'de karşılaştırılmıştır. 200°K sıcaklığında daha güçlü bir depolarizasyon süreci gözlenmiştir. Bu malzeme üzerinde yapılan μSR deneyleri; sonuç olarak Li^+ difüzyonunun başlangıç sıcaklığının, Li konsantrasyonuna bağlı olarak değiştirilebileceğini ve batarya performansının optimize edilmesini sağlayabileceğini göstermiştir (50).

Asimetri: $P_z(t)$ 

Şekil 7.12. $\text{Li}[\text{Mn}_{1.96}\text{Li}_{0.04}]\text{O}_4$ numunesinin 200°K ve 295°K sıcaklık değerlerinde ve sıfır dış manyetik alanda ölçülen μSR spektrumu

7.3.4. Yarıiletkenlerde kirlilik

Yarıiletken malzeme içerisindeki bir Hidrojen atomu, bir takım reaksiyonlar gerçekleştirerek, malzemenin elektronik özelliklerini etkileyebilmektedir. Coulomb etkileşiminden dolayı, kristal bir yarıiletkendeki donör ve akseptörlerin yük durumlarını etkileyen bu durum, onların elektriksel aktivitelerini pasif hale getirmektedir. Bir kirlilik izi olarak karşımıza çıkan bu olay, yarıiletkenlerde kirlilik problemi olarak bilinmektedir. Yarıiletken malzemelerin üretim sürecinde önemli olan bu tür mikroskobik olayların incelenebilmesi için rezonans teknikleri kullanılmaktadır. Standart manyetik rezonans teknikleri, düşük hidrojen konsantrasyonları için mikroskobik detaylara ulaşamamaktadır. Yarıiletkenlerdeki izole edilmiş Hidrojen hakkındaki deneysel verilerin çoğu, müonyum atomu üzerindeki μSR ölçümlerinden elde edilmiştir. Hidrojen atomunun bir izotopu olarak düşünülebilen müonyum atomu, μSR ölçümleri için numuneye sonda edilen pozitif müonların elektron yakalamasıyla oluşur. Hidrojen atomuna benzer olarak Mu^0 , Mu^+ ve Mu^- şeklinde üç farklı yük durumuna sahip olan müonyum atomu μSR yöntemiyle incelenerek, diğer tekniklerle ulaşılamayan mikroskobik bilgiler elde edilebilecektir. Müonyum atomunun nasıl yayıldığı ve yük taşıyıcılarıyla nasıl etkileştiği konusunda

mikroskobik bilgi sağlayan μ SR yöntemi, müon etrafındaki taşıyıcılardan kaynaklanan göçler ve yük durumlarının dinamiği hakkındaki detaylı araştırmalarda önemli bir paya sahiptir (34).

7.3.5. Kimyadaki uygulamalar

En hafif atom olan Hidrojen atomu, kimyanın en önemli yapıtaşlarından biridir. Hidrojen atomunun bir izotopu olan müonyum atomunun incelenmesi, Hidrojen atomu ve reaksiyonlarının rolünün anlaşılması noktasında önem kazanmaktadır. Müonyum davranışının incelenmesi, geçiş durumu ve kuantum tünellemesinde sıfır-nokta enerji kaymalarındaki reaksiyon teorisinin test edilmesini sağlar. Mesela, $\mu + H_2 \rightarrow \mu H + H$ reaksiyon oranı, kimyasal reaksiyon dinamiklerinin teorik çalışmaları için temel bir ölçüttür. Reaksiyonun doğasına bağlı olarak, bir Müonyum reaksiyonu için oran sabiti, Hidrojen reaksiyonunkinden birkaç derece büyük veya küçük değer alabilir. Saf ve süperkritik sudaki müonyum araştırmaları, çeşitli sıcaklık ve basınç değerleri için suda çözünen H atomu hakkında bilgi sağlayabilir. Bu koşullardaki müonyum reaksiyon kinetiklerinin incelenmesinden elde edilen sonuçlar, basınçlı su nükleer reaktörlerin soğutma çevriminde oluşan radyasyon kimyası ile ilgilidir ve toksit atıklarının yok edilmesi için süperkritik su reaktörlerinin geliştirilmesi gerekliliğini ortaya koyar (34).

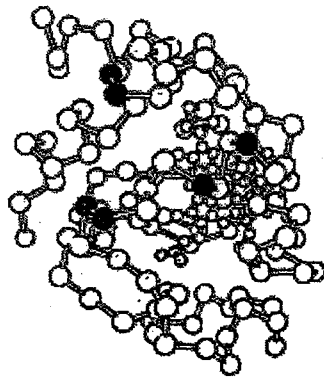
7.3.6. Biyoloji ve yaşam bilimlerindeki uygulamalar

Makro moleküllerdeki elektron transferi; enerjinin depolanması, enerjinin harcanması, fotosentez ve beyin fonksiyonu gibi çeşitli biyolojik olaylar için önemli bir mekanizmadır. Protein ve ilgili kimyasal bileşiklerde elektron transferi olayını incelemek için pek çok deneysel araştırma yapıldı. Elektron transferi hakkında varolan bilgilerin hemen hemen tamamı makroskobik metotlarla elde edildi. Detaylı bilgi elde etmek için, daha mikroskobik seviyede bilgi sağlayan metotları kullanmak gerekir. Yerel manyetik alan ve zayıf manyetizmaya duyarlı olan μ SR tekniği, biyolojik sistemlerde mikroskobik bilgi elde etmede güçlü bir yöntemdir. μ SR yönteminde numuneye sonda edilen müonlar elektron yakalayarak müonyum

atomunu oluşturur. Oluşan müonyum atomu madde içerisinde oluşturduğu kimyasal bağlarla termalize olur. Madde içerisinde müon tarafından yakalanan elektron, molekülün yapısına bağlı olarak; radikal yapı oluşturma ve moleküler zincir boyunca olan lineer hareket gibi bazı karakteristik davranışlar sergileyebilir. Elde edilen müon spin relaksasyon ölçümlerinden faydalanılarak elektron hareketi rahatlıkla incelenebilir. Proteindeki elektron transferi olayının incelenmesi, ilk kez K. Nagamine tarafından 1987 yılında önerildi. Bu tarihe kadar proteinlerle ilgili hiçbir μ SR çalışması yapılmamıştır. Çeşitli protein tipleri arasında en çok dikkati çeken makro molekül cytochrome c olmuştur. Çünkü bu molekül mitokondrideki solunumla ilgili elektron transferi zincirinde önemli bir rol oynamaktadır. cytochrome c'nin üç boyutlu moleküler yapısı x-ışını yapısal analizi ile belirlenebilir. Cytochrome c molekülündeki müonun rolü Şekil 7.13'de gösterilmiştir. Ayrıca, DNA molekülündeki elektron transferi olayının, molekülün hasar ve onarım mekanizması ile olası yeni uygulamaları açısından önemli olduğu bilinmektedir. Guanin bazları arasındaki olası elektron transferiyle ilgili son deneysel bulgular teorik ve deneysel çalışmalara hız kazandırmıştır. Pozitif müonların kullanıldığı μ SR tekniği, biyolojik moleküllerdeki elektron transfer olayının mikroskobik yönünü araştırmada umut verici bir yöntem olarak gözükmemektedir (28, 51).

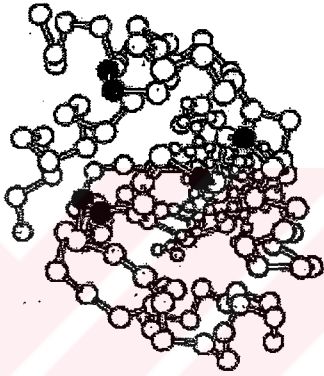
a)

mülon

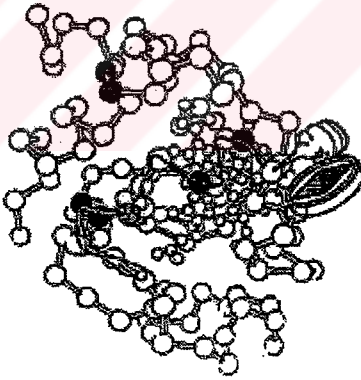


b)

elektron



c)



Şekil 7.13. Makro moleküllerdeki elektron transferi olayı için mülon sondasının rolünü gösteren şematik diyagram. a) yüksek enerjili pozitif mülonun proteine enjekte edilmesi, b)elektron yakalanmasıyla müonyum oluşumu, c) müonyum atomunun termalizasyonu

8. DÜŞÜK ENERJİLİ MÜONLAR

Müon demetinin enerjisi, müon fiziğindeki uygulamaları etkileyen önemli bir özelliktir. Müon demetinin kullanıldığı hemen hemen bütün deneylerde, müonlar bir numuneye sonda edilir. Müon demetinin enerji mertebesi, deneylerdeki en önemli parametrelerden biri olan sonda derinliğini etkilemektedir. Sonda derinliği, müonların numuneye ne kadar nüfuz ettiğini ifade eder.

Enerjisi MeV mertebesinde olan polarize olmuş müon demetleri μ SR deneyleri için kullanıldığında, numuneye oldukça fazla nüfuz eder. Nüfuz derinliğinin bu değeri, μ SR tekniğinin büyük hacimli numunelere uygulanmasını sağlarken ince film ve yüzey fiziği araştırmalarını olanaksız kılmaktadır. Müonların kinetik enerjisinin MeV mertebesinde kalması, μ SR tekniğinin uygulama alanını sınırlamaktadır.

Yüzey fiziği deneyleri için sonda derinliği 1 nm-100 nm mesafesinde olan müonlara ihtiyaç duyulur. Nüfuz derinliğinin bu değerlerine ise eV-KeV enerji mertebesine sahip yavaş müonlar kullanılarak ulaşılır. Bu demetler genel olarak düşük enerjili müonlar olarak isimlendirilir. Enerji mertebesine göre yavaş müonlar ve ultra-yavaş müonlar gibi tanımlamalar yapılabilir.

Düşük enerjili müon demetlerinin, μ SR tekniğinin ince film ve yüzey fiziği araştırmalarına olanak sağlaması, sadece μ SR yönteminin uygulama alanını genişletmez. Yapılan deneylerde, enerjisi yaklaşık 30 keV civarında olan müonlar, malzeme içine sonda edildiğinde, müonyum atomlarının oluştuğu gözlenmiştir. Pozitif yüklü müonların numune içerisinde elektron yakalamasıyla oluşan müonyum atomları, atom fiziği araştırmaları için çok önemlidir. Müonyum atomu üzerinde yapılacak deneyler; Temel parçacık fiziği, Nükleer fizik ve Atom fiziği alanlarında inceleme ve araştırma yapmaya olanak sağlayacaktır. Kuantum elektrodinamiğinin hassas testleri, fiziksel sabitlerin daha kesin değerlerinin elde edilmesi ve yüksek akıllı müonların kullanımına bağlı olarak standart model ötesindeki yeni fizik hakkında araştırma yapılabilir. Düşük enerjili μ SR deneyleri de dikkate alındığında,

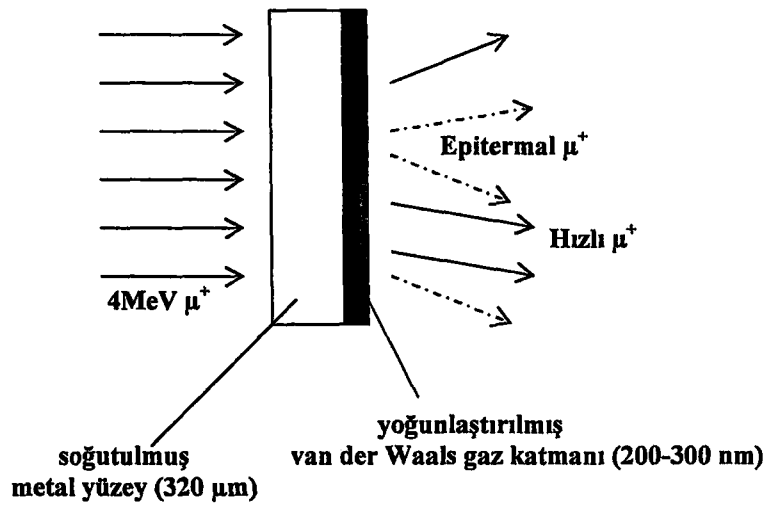
keV mertebesindeki düşük enerjili müonlar, müon fiziğinin en geniş uygulama alanına sahiptir.

8.1. Ultra-Yavaş Müonların   retim Teknikleri

Enerjisi MeV mertebesinde olan hızlı müonları yavaşlatmak hiç kolay değildir. keV mertebesindeki ultra-yavaş müonları üretmek için çeşitli metotlar geliştirilmiştir. Bu yöntemlerin geliştirilmesinde, yavaş müonların akısı ve polarizasyonu gibi parametreler dikkate alınmaktadır.

8.1.1. Moderasyon tekniğı

Yüksek enerjili parçacıkları, enerjisi birkaç eV olan çok yavaş parçacıklara dönüştürmek için kullanılan ilk yöntem moderasyon tekniğidir. Moderasyon tekniğinde Neon (Ne) ve Argon (Ar) gibi yoğunlaştırılmış van der Waals gazları veya Alüminyum (Al) gibi çeşitli malzemeler kullanılmaktadır. İçerisinde yavaşlama sürecinin gerçekleştiğı bu malzemelere moderatör denir.



şekil 8.1. Düşük enerjili polarize olmuş müon   rimi için moderasyon tekniğinin şematik gösterimi

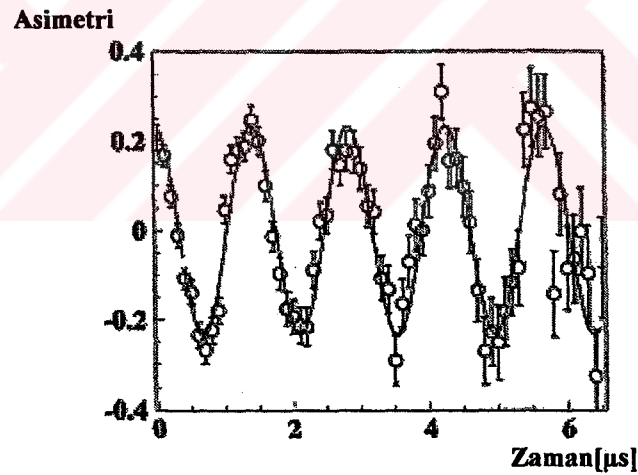
Moderatör; yapısal açıdan kalınlığı μm mertebesinde olan soğuk bir metal üzerinde yoğunlaştırılmış van der Waals gazlarından oluşmaktadır. Moderatör üzerine gelen yüksek enerjili müon demeti, atom ve moleküllerle yaptığı çarpışmalar sonucunda enerjisini kaybederek yavaşlama sürecine girer. Epitermal enerjilere (termal dengeye ulaşmamış) ulaşan müon demeti termalize olmadan moderatör yüzeyinden yayılır (Şekil 8.1). Moderatör üzerine gelen müon demetinin bir kısmı, yavaşlamayıp hızlı müonlar olarak yayılmaktadır. Yüzey müonlarının epitermal enerjilere olan moderasyonu, ilk defa 1986 yılında TRIUMF mezon fabrikasında (Kanada) gösterildi (52). Moderasyon tekniğinin gelişiminde ikinci önemli adım 1994 yılında Paul Scherrer Enstitüsünde (PSI) E. Morenzoni önderliğindeki bilim adamları tarafından atıldı. Deneyde yoğunlaştırılmış Ar ve Kr gazlarından yayılan epitermal müonların polarizasyonu ilk defa ölçüldü. Moderatör yüzeyine gelen müonların ilk polarizasyonunun, moderasyon süreci boyunca korunduğu bulundu (53). Müonların polarizasyonu μSR deneyleri için önemli bir özelliktir.

Moderasyon verimliliği ve trigger dedektörü

Moderasyon yönteminin kullanıldığı deneylerde, parametreler ve malzemeler, verimliliği maksimize edecek şekilde ayarlanır. Moderasyon malzemesinin seçimi ve moderatörün sıcaklığı verimi etkileyen en önemli unsurlardır. Moderasyon malzemesi genel olarak dört sınıfta incelenir. Bunlar; metaller, katı yalıtkanlar, yoğunlaştırılmış gazlar ve moleküler kristallerdir. Deneylerde yüksek verim veren en iyi moderatör malzemesi araştırmaları yapılmıştır. Sonuçlar, Çizelge 8.1'de verilmiştir (54).

Deneyde 4 MeV'lik pozitif müon demeti moderatör malzemesinin bulunduğu bölüme gelir. Moderatör, 100 nm'lik yüzeyinde van der Waals gazlarının bulunduğu Alüminyum metalinden oluşmaktadırdır. 15⁰K sıcaklığına kadar soğutulan metal, elektriksel olarak yalıtılmıştır ve üzerine 20 kV'lik bir potansiyel uygulanmıştır. Moderatör yüzeyinden geçerek epitermal enerjilere ulaşan ultra-yavaş müon demeti, bu potansiyel sayesinde bölgeden çıkarılır. Elektrostatik ayna yardımıyla 90 derecelik bir a ıyla saptırılan ultra-yavaş müon demeti üzerinde trigger ve mikrokanal plaka dedektörünün (MCP2) bulunduğu kanala yönlendirilir. Epitermal enerjilere ulaşmamış hızlı müonlar ise MCP1 dedektörü yardımıyla gözlemlenir.

Trigger dedektörü yardımıyla, ultra-yavaş müonların ilk  SR spektrumu elde edilmiştir. Enine manyetik alanın kullanıldığı deneyde, 16 keV enerjili müonlar Ag numunesine sonda edildi. Numune içerisinde, müon bozunumundan elde edilen asimetri sinyalinin zamana bağlı gelişimi şekil 8.3'de verilmiştir (55).

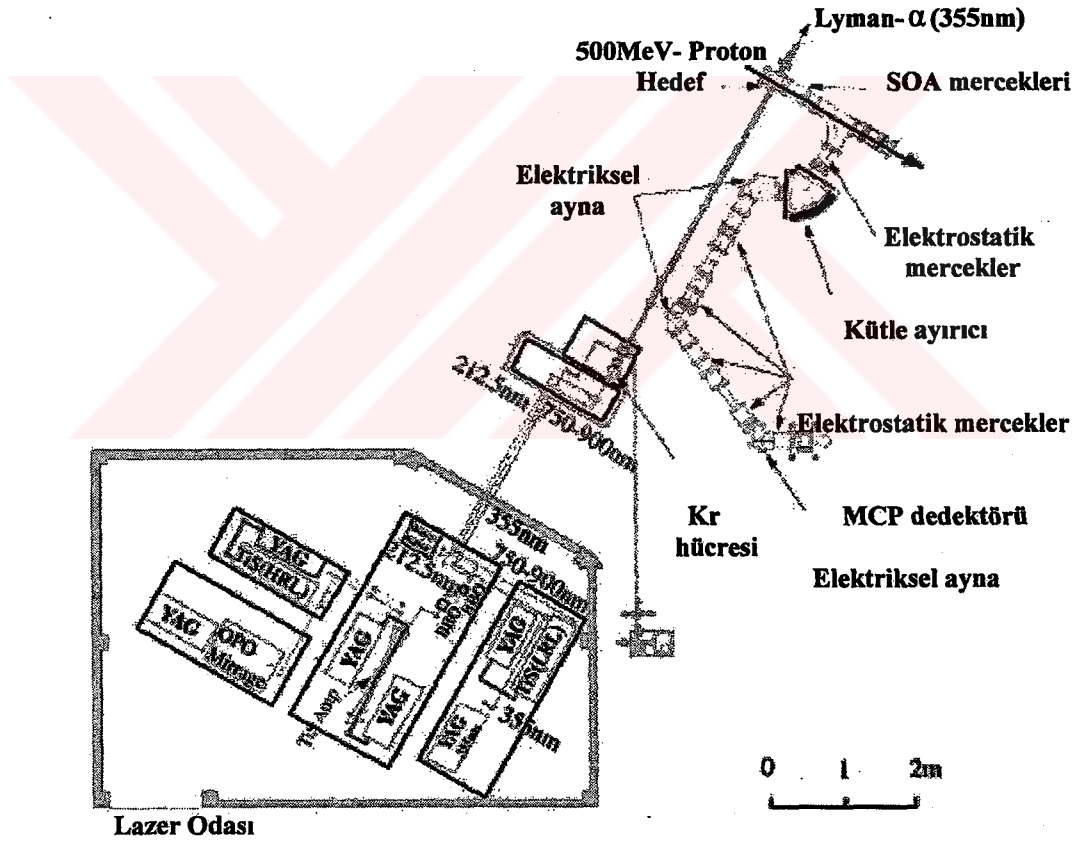


şekil 8.3. 16 keV kinetik enerjili müonların, Ag numunesinde bozunuma uğramasıyla elde edilen asimetri spektrumu

8.1.2. Termal müonyumun iyonizasyonu

Bu yöntemde, temel proton demetine yerleştirilen sıcak bir tungsten metal yaprağın yüzeyinden, vakum ortama buharlaştırılan termal müonyum atomlarının lazer

iyonizasyonu ile bir ultra-yavaş müon kaynağı elde edilmektedir. Bir metal yaprağa sonda edilen yüzey müonlarının, termal enerjiye ulaştıktan sonra, termal müonyum atomları olarak vakum ortama buharlaşması ilk defa 1986 yılında Japonya KEK'deki Mezon Bilimi Laboratuvarında yapılan bir deneyle gösterildi (56). Oluşan müonyum atomlarının, lazer uyarması ile ultra-yavaş müonların oluşturulması ise K.Nagamine tarafından 1987 yılında önerildi. Sadece pulslu demetler için kullanılabilen bu yöntemle 0.2 eV enerjili bir ultra-yavaş müon kaynağı üretilebilir. Ultra-yavaş müonların bu yöntemle ilk başarılı üretimi 1995 yılında Mezon Bilimleri Laboratuvarında (KEK-Japonya) gerçekleştirildi (57). 500 MeV'lik proton demetinin kullanıldığı deneysel kurulum Şekil 8.4'de gösterilmiştir.



Şekil 8.4. Japonyadaki KEK araştırma merkezinde, 500 MeV'lik proton Sinkrotronu için ultra-yavaş müonların elde edildiği deneysel kurulum (1999)

Deneyisel düzende, hedef olarak kalınlığı 2 mm olan Boron Nitrit (BN) ve onun yanında kalınlığı 50 µm olan bir Tungsten yaprak (W) kullanılmıştır. Bu iki hedef, hedef bölgesinde bir hazne içinde tutulur. Tungsten malzemenin seçimi ve doğru olarak hazırlanımı iyi bir deneysel sonuç elde etmek açısından önemlidir. Olan Tungsten malzemenin (W) boyutları; 35 mm yükseklik x 50 mm genişlik x 50 µm kalınlıkta olup yapısal olarak % 99,9999 saflıktadır. Materyal $1,6 \times 10^{-9}$ Torr basınçlı bir vakum ortamda 2300⁰K sıcaklığına ısıtıldıktan sonra 1600⁰K sıcaklığına kadar soğutulur. Bu sıcaklıkta, oksijenli gaz ile 10^{-7} Torr basınçta karbon giderici bir yüzey tedavisi yapılır. Termal Müonyum deneyleri için, malzeme daha sonra tekrar 2300⁰K sıcaklığına kadar ısıtılır. Tungsten malzemenin ısıtılması, proton demetiyle eşzamanlı çalışan bir pulslu dc akım tarafından sağlanır.

Hedef haznesindeki Boron Nitrit (BN), pozitif pion üretiminin gerçekleştiği yerdir. Proton Sinkrotronundan gelen yüksek enerjili proton demeti, sıcak tungsten yaprağa göre daha kalın olan Boron Nitrit (BN) hedefe çarparak saçılmaya uğrar. Bu saçılma sonrasında, MeV mertebesinde enerjiye sahip pionlar oluşur. Oluşan pozitif π^+ demeti, hedef haznesinde BN tabakasının devamı olan ince Tungsten yaprağa gelerek

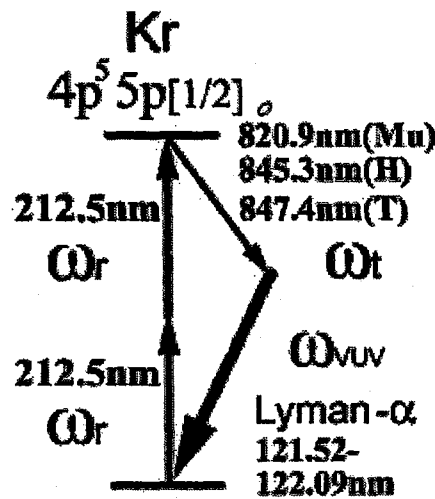
$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad [8.1]$$

süreci boyunca bozunuma uğrar. Oldukça kararsız olan π^+ demeti bu bozunma sürecini 2,6 µs'lik yaşam süresi içerisinde gerçekleştirir. μ^+ demeti, malzeme içerisinde yavaşlayıp durduktan sonra difüzyon yolu ile 2300⁰K sıcaklıktaki Tungsten yaprağın içine nüfuz eder. μ^+ parçacıklarının elektron yakalamasıyla oluşan termal müonyum atomları, sıcak tungsten yaprağın yüzeyinden vakum ortama yayılır. Vakum ortamdaki müonyum atomlarının lazer kullanılarak iyonize edilmesiyle ultra-yavaş müonlar oluşur.

Müonyum atomunu iyonize etmek için, 1s durumunda bulunan elektronu $1s \rightarrow 2p \rightarrow$ serbest, geçişi boyunca uyuracak bir rezonans iyonizasyon metodu

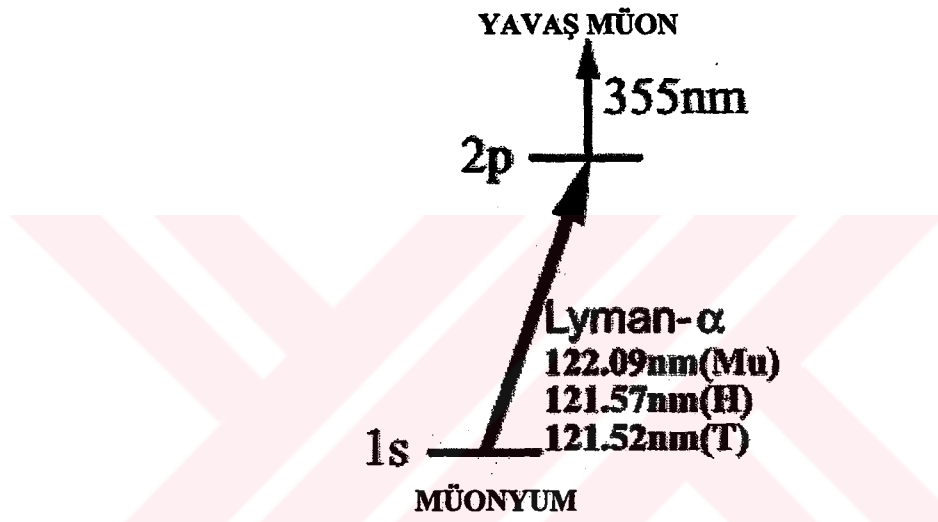
kullanılmalıdır. Bunun için, 1s seviyesini 2p seviyesine uyarabilecek nitelikte şiddetli bir Lyman- α radyasyonuna ihtiyaç duyulur. Lyman- α lazerini doğrudan yayan bir lazer sistemi olmadığı için, Lyman- α dalgaboyuna yakın nitelikte olan bir Vakum Ultraviöle lazeri (VUV) üreten lazer sistemi geliştirilmiştir. VUV üretimi, Kripton gazının $4p^5 5p$ seviyesinin iki fotonlu rezonans uyarması için 212.55 nm (w_r) dalgaboylu iki fotonun kullanılması ve uyarılan Kriptonun farklı dalgaboylu bir foton çıkarması sonucu gerçekleşmektedir. Farklı frekansların karışım metodu olarak tanımlanan bu yöntem için, içinde salındırıcılar ve yükselticilerin bulunduğu bir lazer odası gereklidir. Bu amaçla salındırıcı ve yükseltici aşamaları olan Ti-sapphire (TiS) lazer sistemi geliştirilmiştir.

Lazer odasında elde edilen iki farklı lazer, daha küçük bir odaya yönlendirilir. Burada bir ayna tarafından birleştirilen 212,55 nm ve 820 nm dalgaboylu lazerler, optimize edilmiş Kr/Ar gaz karışımı içeren bir hücreyle karşılaşır. Bu hücrede Kr seviyelerinin $4P^5 5P [1/2,0]$ seviyesine olan geçişi 212,55 nm dalgaboylu lazerin iki-foton absorpsiyonu ile gerçekleşir. Kriptonun uyarılmış seviyesini geri uyarmak üzere 212.55 nm dalgaboylu lazeri 820 nm dalgaboylu lazer takip eder. Sonuçta net olarak 122,09 nm dalgaboylu VUV lazeri üretilmiş olur. VUV lazerinin üretimini özetleyen şematik gösterim aşağıda Şekil 8.5’de verilmiştir.



Şekil 8.5. Kripton gazı $4p^5 5p$ seviyesinin 212,55 nm (w_r) dalgaboylu iki fotonun kullanılarak iki- fotonlu rezonans uyarması yöntemiyle Vakum Ultraviöle lazeri (VUV) veya Lyman- α lazerinin üretimi

Üretilen VUV lazer pulsu, Müonyum atomunu iyonize etmek üzere sıcak tungsten ve Boron Nitrit (BN)'in bulunduğu hedef bölgeye yönelir. Pozitif müon demetlerinin elektron yakalamasıyla oluşan müonyum atomları VUV lazerine maruz kaldıkları zaman, 1s durumunda bulunan elektron, enerji alarak $1s \rightarrow 2p \rightarrow \text{sonsuz}$ geçişi boyunca serbest kalır ve iyonize olmuş ultra-yavaş μ^+ demeti üretilir. Hidrojen ve Hidrojen izotopları olan Döteryum ve Tritiyum atomları için de lazer rezonans iyonizasyon ölçümleri yapılabilir (58). Hedef atomların lazerle iyonizasyonunun şematik gösterimi Şekil 8.6'de verilmiştir.



Şekil 8.6. Müonyum atomunun Lyman- α lazeriyle iyonlaşmasıyla oluşan yavaş μ^+ demetinin oluşumu

Hedef bölgede üretilen iyonize olmuş pozitif müonları bölgeden çıkarmak için iyon optikleri kullanılır. 9,2 kV'luk bir hızlandırma potansiyeli sağlayan iyon optikleri, yapısal olarak SOA merceğinden oluşur. Müonları yönlendirerek kanalize etmek için elektromagnetik bükücüler ve odaklayıcı kuadropol mercek kullanılır. İyon optiklerinin bu ön kısmını iki elektrik ayna bükücü sistemi takip eder. İyonize olmuş müon demetini dedekte etmek amaçlı olan bu sistem bir mikrokana tabakadan (MCP) oluşur. Ayrıca proton veya lazer pulsuna ait TOF spektrumu için kütle analizinin yapıldığı bir MB (Magnetik Bend) ayırıcısı da kullanılmaktadır (59).

8.2. Ultra-Yavaş Müonların Karakteristiği

Düşük enerjili müon demetinin üretiminde moderasyon tekniği, kullanılan ilk yöntem olmuştur. Bu yöntem, sürekli demet üreten siklotronlarda ve pulslu demet üreten sinkrotronlarda, ultra-yavaş müon üretimi için kullanılabilir. İsviçre'deki Paul Scherrer Enstitüsündeki (PSI) 590 MeV'lik siklotronunda ve Kanadada TRIUMF hızlandırıcı merkezindeki siklotronunda geliştirilen bu yöntem, özellikle düşük enerjili μ SR deneyleri için halen kullanılmaktadır. Ayrıca ISIS merkezindeki EC yüzey müon kanalındaki DEVA bölgesinde, pulslu yüzey müonlarının moderasyonunda da bu yöntem kullanılmaktadır.

Bu teknik, enerjisi yaklaşık 30 eV olan, polarize olmuş ve geniş bir pike sahip müonları üretmektedir. Bu yöneme alternatif bir metot olarak, enerjisi 0,2 eV, polarize olmuş müonları üreten termal müonyumun iyonizasyonu tekniği geliştirilmiştir. Geliştirilen bu yeni teknik moderasyon yöntemine göre daha avantajlıdır. Müon demetinin yoğunluğu, kısa puls yapısı, polarizasyonu ve lazer ışınlarının pulslu yapısı bir bütün olarak değerlendirildiğinde, moderasyon tekniğindeki göre daha üstün niteliktedir (60). Ultra-yavaş müon kaynağının kullanıldığı deneylerde yoğunluk ve polarizasyon en önemli parametrelerdir. %100'lük bir polarizasyon ve yüksek yoğunluk, daha kesin deneysel sonuçlar elde etme ve yeni uygulama alanlarına ulaşılmasında bir kriterdir. Japonya-KEK araştırma merkezindeki Mezon Bilimi Laboratuvarında (MSL) geliştirilen bu teknik, oluşturulan müonyum atomlarının lazer fotonları ile iyonizasyonu temeline dayanmaktadır. Ultra-yavaş müon üretimi için Mezon Bilimi Laboratuvarındaki (MSL) 12 GeV'lik Proton Sinkrotronundan (PS) elde edilen 500 MeV'lik proton demeti kullanılmaktadır. Ultra-yavaş müon kanalında oluşturulan 4 MeV enerjili ve yaklaşık $10^4 \mu^+/s$ yoğunluklu yüzey müonları için bu yöntem kullanılarak enerjisi eV-keV mertebesinde ve yoğunluğu $1-10\mu^+/s$ olan ultra-yavaş müonlar üretilmektedir. Saniyede 10 tane müon parçacığının üretildiği deneyde, Lyman- α lazer yoğunluğunun artırılması yavaş iyonları çıkarma ve taşıma sistemlerindeki verimin artırılması kaliteli ve daha yoğun demet elde etmek için yapılabilecek önemli

optimizasyon çalışmalarıdır. Bu sayede yoğunluğu $100 \mu^+/s$ olan bir ultra-yavaş müon demetine ulaşılmaktadır.

Mezon Bilimi Laboratuvarındaki (MSL) aynı ekip tarafından (RIKEN-Fizik ve Kimya Araştırma Enstitüsü) İngiltere-ISIS'daki RIKEN-RAL müon kuruluşunda bu yöneme dayalı ultra-yavaş müon kaynağı kurulmuştur. MSL'deki yüzey müonlarına göre daha yüksek müon yoğunluğuna sahip olan RIKEN-RAL müon kuruluşu için ultra-yavaş müon kaynağı, 3. deneysel bölgeye inşa edildi. 2001 yazında gerçekleştirilen ilk deneyde yoğunluğu $0.03 \mu^+/s$ olan ultra-yavaş müonlar üretilmiştir. Bu sonuç, hedeflenen yoğunluk değerinin altındadır (61). Termal müonyumun iyonizasyonu metodu, yakın tarihte inşaatı bitecek olan Japonya ulusal hızlandırıcı laboratuvarı (KEK) bünyesindeki (JHF) Japon Hadron Kurulumunda da ultra-yavaş müon üretimi için kullanılacaktır. Burada 3 GeV'lik Proton Sinkrotronundan alınacak proton demeti ile 4 MeV enerjili ve $10^7 \mu^+/s$ yoğunluk mertebesine sahip yüzey müonları üretilecektir. Yüzey müonlarına bu yöntemin uygulanmasıyla $2 \times 10^4 \mu^+/s$ yoğunluklu ultra-yavaş müonları üretmek mümkün olacaktır.

Ultra-yavaş müonların yoğunluğu arttıkça, daha kesin deneysel sonuçlara ulaşılmaktadır. JHF' deki $2 \times 10^4 \mu^+/s$ yoğunluklu ultra-yavaş müon kaynağı, bu açıdan değerlendirildiğinde MSL ve RIKEN-RAL'daki demetlere göre daha üstün niteliklidir. Türkiyede kurulması planlanan ulusal hızlandırıcının 1-5 GeV enerjili proton sinkrotronu için bu yöneme dayalı bir ultra-yavaş müon kanalı kurulduğunda, yaklaşık olarak $2 \times 10^4 \mu^+/s$ yoğunluklu demet elde edilecektir. JHF' deki ultra-yavaş müon kaynağı ile aynı niteliklere sahip olacak olan Türk Hızlandırıcı Kompleksindeki bu demet, 21.yy'daki en önemli müon kaynaklarından biri olacaktır. Türk Hızlandırıcı Kompleksindeki muhtemel bir ultra-yavaş müon kaynağının Dünya konjunktüründeki yeri, Çizelge 8.2'de özetlenmiştir.

Çizelge 8.2. Mevcut ve kurulacak olan ultra-yavaş müon kaynaklarının karşılaştırması

MÜON DEMETİ	Parçacık	MSL	RIKEN-RAL	JHF	TAC
Ultra-yavaş müon (eV-keV) yoğunluğu	μ^+	$1-10\mu^+/s$	$0.03\mu^+/s$	$10^4\mu^+/s$	$10^4\mu^+/s$

8.3. Ultra-Yavaş Müonların Uygulama Alanları

Yavaş müonlar kullanılarak, müonyum atomu üzerinde yapılacak çalışmalar ile atom fiziği ve temel parçacık fiziği konularında; süperiletkenler ve ince filmler üzerinde yapılacak μ SR yöntemine dayalı çalışmalar ile de katıhal fiziği ve materyal fiziği alanlarında araştırmalar yapılabilecektir.

8.3.1. Müonyum atomu üzerindeki atom fiziği araştırmaları

Pozitif bir müon ve elektrondan oluşan Müonyum atomu, Hidrojen atomuna benzeyen bağlı bir yapıya sahiptir. Yapısındaki müon ve elektron bileşenlerinin ikisi de lepton sınıfındadır. Müonyum atomu hadronik yapı etkilerinden bağımsız olduğu için pek çok temel fizik çalışmaları için atomik hidrojenden daha üstündür. Özellikle Müonyum atomunun temel durum aşırı ince yapı yarılması, Lamb kayması ve $1s-2s$ geçiş enerjisi (ΔE_{1s-2s}) ölçümleri Quantum elektrodinamik hesaplamaların doğruluk testleri için oldukça önemlidir. Ayrıca bu ölçümlerle bir parçacık olarak müonun özelliklerinin incelenmesi standart model ve bunun ötesindeki yeni fizik araştırmalarına olanak sağlayacaktır (36).

Temel müon fiziği araştırması

Modern fiziğin gelişiminde Hidrojen atomu önemli bir rol oynamıştır. Schrödinger ve Dirac denklemleriyle, spektral çizgilerinin yapısının anlaşılmasıyla, kuantum mekaniğinin gelişmesinde etkisi büyük olmuştur. 1947 ve 1948 yıllarında Nafe,

Nelson ve Rabi tarafından temel durum aşırı ince yapı yarılmasının ölçümüyle elektronun magnetik sapması (anomaly) özelliğinin anlaşılmasına katkı sağlamıştır. 1950 yılında Lamb ve Retherford tarafından klasik $2^2S_{1/2}-2^2P_{1/2}$ Lamb kaymasının gözlenmesi modern kuantum elektrodinamiğinin gelişmesini sağlamıştır.

Bugün Hidrojenin elektron magnetik moment sapması (anomalous) özelliği ve temel durum aşırı ince yapı yarılması ($\Delta\nu_{\text{hfs}}^{\text{H}}$) fizikte en iyi bilinen nicelikler arasındadır. Elektron magnetik moment sapma özelliği $a_e = (g_e-2)/2$ şeklinde tanımlı olup, burada g_e niceliği elektronun g-faktörüdür. 1990 yılında Van Dyck tarafından tekli elektronlarla yapılan deneylerde a_e niceliği; $a_e = 1159\,652\,188.4(4,3) \times 10^{-12}$ (3.7 ppb) olarak ölçüldü. Yapılan bu ölçümle kuantum elektrodinamik hesaplamalar α ince yapı sabitini 3.8 ppb'de elde edebilecek hassaslığa ulaştı. Hidrojen atomu için yapılan aşırı ince yapı ölçümleri $\Delta\nu_{\text{hfs}}^{\text{H}}$ niceliğini $\Delta\nu_{\text{hfs}}^{\text{H}} = 1\,420.405\,751\,766\,7(9)\text{MHz}$ (0,006 ppb) olarak belirlemiştir. Fakat aşırı ince yapı yarılmasının teorik tanımı, protonların iç yapısı yeteri kadar bilinmediği için ppm hassaslık seviyesinde sınırlı kalır. Yapılan deneyler, kuantum kromodinamik gibi standart model teorilerini açıklamak için yetersiz kalmaktadır. Hidrojen atomundaki $2S_{1/2}-2P_{1/2}$ Lamb kayması için de durum benzerdir. Yapılan deneylerde $\Delta\nu_{2S_{1/2}-2P_{1/2}}^{\text{H}} = 1057.851\,4(19)\text{MHz}$ (1.8 ppm) değeri bulunmuştur (Palchikov 1985, Karshenboim 1997, Van Winjnjaarden 1998). Ayrıca Hidrojen atomunda 1s-2s enerji seviyesi farkı $\Delta\nu_{1s-2s,\text{H}} = 2\,466\,061\,413\,187.34(84)\text{kHz}$ olarak ölçüldü. Ama bu değer hassaslığın daha da artırılmasıyla daha doğru olarak elde edilebilir. Atomik seviyelerdeki ölçümlerin karşılaştırılmasıyla da da Rydberg sabiti $R_\infty = 10973731.568639(91)\text{cm}^{-1}$ olarak bulundu. Rydberg sabiti bugün en iyi bilinen temel sabittir.

Müonik atomlar veya iyonlar spektroskopisi için oldukça önemlidir. Çünkü müonun Bohr yarıçapı olan a_μ , $a_\mu = (m_e/m_\mu)a_0$ ifadesine göre elektron Bohr yarıçapından 207 kez daha küçüktür. Burada m_e elektronun kütlesi; m_μ müonun kütlesi ve a_0 Bohr yarıçapı olup

$$a_\mu = \hbar^2 / (m_e e^2) = 0.529 \times 10^{-10} \text{ m} \quad [8.2]$$

değerindedir. Bu sebepten bağlı müonik atomlar çekirdeklerin özelliklerine daha duyarlıdır. Bu yöntem nükleer yük momentlerinin belirlenmesi ve nükleer polarizasyonun test edilebilmesi için geniş ölçüde uygulanabilir. Nükleer yükü daha fazla olan Z çekirdekleri için müon yörüngesi elektron compton dalgaboyu olan $\lambda_c = \hbar / (m_e c) = 3,86 \times 10^{-13} \text{ m}$ 'den daha küçüktür. Compton dalgaboyu, vakum dalgalanmalarının tipik uzaysal boyutudur. Elektronik sistemlere zıt olarak, müonik atomlardaki vakum polarizasyon katkıları aslında kendi enerjilerinden daha büyüktür. Daha yüksek derecedeki vakum polarizasyon katkıları iyi bir tanımlama için gereklidir. Müonik Hidrojenin temel durum aşırı ince yarılmasının ve 2s-2p Lamb kaymasının ölçümüyle protonun yük yarıçapı ve polarizasyonu hakkında daha detaylı bilgi elde edilebilir. Ayrıca dörtlü etkileşim sabitlerinin ölçümüyle, elektrozayıf standart model test edilebilir. Nötral vektör bozonları, leptokuarklar ve birleşik quark kontak etkileşimin varlığı hassas olarak incelenebilir.

Pionik hidrojen ($p\pi^-$), Protonyum ($p\bar{p}$) ve Pionyum (π^+e^-) gibi Hadronik sistemler ile Pozitronyum (e^+e^-) ve Müonyum (μ^+e^-) gibi leptonik sistemler; bağlı durum QED teori ve temel simetri yasaları gibi temel konularda araştırma yapmak için spektroskopide kullanılabilecek ilginç sistemlerdir. Bu sistemler üzerinde yapılan deneysel çalışmaların sonuçları Çizelge 8.3'de verilmiştir.

Çizelge 8.3. Hidrojen ve Hidrojen benzeri bazı exotik sistemler için temel durum aşırı ince yapı yarılması ve 1s-2s seviye farkı ölçümlerinin karşılaştırılması

	Pozitronyum (e^+e^-)	Müonyum (μ^+e^-)	Hidrojen (p^+e^-)	Müonik Helyum [($\alpha\mu$) $^+e^-$]	Pionyum (π^+e^-)	Müonik Hidrojen ($p^+\mu$)
$\Delta\nu_{1s-2s}$ [THz]	1233.6	2455.6	2466.1	2468.5	2458.6	4.59×10^5
$\delta\nu_{1s-2s}$ [MHz]	1.28	.145	1.3×10^{-6}	.145	12.2	.176
$\frac{\Delta\nu_{1s-2s}}{\delta\nu_{1s-2s}}$	9.5×10^8	1.7×10^{10}	1.9×10^{15}	1.7×10^{10}	2.0×10^8	2.6×10^{12}
$\Delta\nu_{\text{HFS}}$ [GHz]	203.4	4.463	1.420	4.466	-	4.42×10^7
$\delta\nu_{\text{HFS}}$ [MHz]	1200	.145	4.5×10^{-22}	.145	-	.145
$\frac{\Delta\nu_{\text{HFS}}}{\delta\nu_{\text{HFS}}}$	1.7×10^2	3.1×10^4	3.2×10^{24}	3.1×10^4	-	3.1×10^8

Müonyum atomuyla yapılan deneyler, nükleer yapıdan kaynaklanan güçlükler olmaksızın, bağlı durum QED araştırmak ve ağır bir leptonik parçacık olarak müonun davranışını test etme imkânını verir. Atomik hidrojen durumundan daha yüksek bir doğruluk seviyesi olan 300 ppb'de deney ve teorinin bağdaştığı temel durum aşırı ince yapı yarılması müonyum deneyleri için önemlidir. Doğruluk derecesinin sınırlı olması müonun kütesinden kaynaklanmaktadır. İnce yapı sabiti olan α 'nın hassas bir değeri 140 ppb'de elde edilebilir. Temel durum aşırı ince alt seviyelerinin Zeeman etkisi 360 ppb'de müon manyetik momenti (μ_μ) için en kesin değeri verir. Müonyum atomunda $2^2S_{1/2}$ - $2^2P_{1/2}$ klasik Lamb kaymasından gelen sinyaller 1984 yılında Oram ve Badertscher tarafından gözlemlendi. Fakat %1.4 doğrulukla teoriyle karşılaştırılabilecek düzeyde değiller. QED doğrulara olan duyarlılık, lamb kaymasının $1/n^3$ skalasından dolayı müonyum atomunda 1s-2s aralığı için en yüksektir. Hidrojen atomuyla karşılaştırıldığında radyativ ve relativistik etkiler $m_p/m_\mu \cong 8,9$ faktöründen dolayı daha büyüktür. Hidrojen-Müonyum izotopu kayma ölçümü teknik olarak müonyumdaki 1s-2s geçiş

frekansından daha zor olmasına rağmen müon kütlelerinin (m_μ) yeni ve daha hassas değerine ulaşılabilir.

Müonyum atomuyla yapılan spektroskopik deneyler $\mu_\mu = (1 + a_\mu) e\hbar/2m_\mu c$ bağıntısı uyarınca müonun magnetik sapma parametresi olan a_μ niceliğini belirlemeye yöneliktir. Deneylerden elde edilen sonuçlar QED, elektrozayıf teori ve ilgili temel sabitler için belirleyici olabilir. α , m_μ , μ_μ sabitleri en çok test edilen önemli parametrelerdir. Gerekli olan bilgiler, $(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)/(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronlar})$ tesir kesitlerinin yarıçapının ölçümünden elde edilebilecek, a_μ değerine olan hadronik düzeltmelerdir. Sistem prensipte, Fermi etkileşim sabiti G_F ve $\sin^2\Phi_w$ gibi gerekli elektrozayıf etkileşme sabitlerini sağlayabilmesine rağmen ölçümlerden elde edilebilecek daha hassas değerlerin kullanımı yeni fizik amaçlı daha yüksek hassasiyet için tercih edilir. Müon kütlelerinin şu an bilinen 0,35 ppm seviyesindeki değerinin üzerine çıkılması Brookhaven National Laboratuvarında müon manyetik sapma parametresinin daha hassas ölçümü için çok önemlidir. 0,35 ppm doğruluk amaçlayan deneyin önemi, standart modelin ötesindeki fizikten ve elektrozayıf etkileşimin renormalizasyonu için gerekli testten kaynaklanmaktadır.

Müon bozunumu araştırma yapmak için ilginç bir konudur. Müon yaşam süresi ölçümlerinden zayıf etkileşimdeki etkileşim gücünü tanımlayan Fermi etkileşim sabiti için en hassas değer elde edilebilir. Müon yakalama süreci, bir sürecin teorik tanımındaki zaman yönünü ters çevirmeye karşı doğadaki asimetri olasılığı gibi temel simetrilerdeki kavramları ortaya koyabilir. Nadir müon bozunumları ve lepton sayısı korunumuyla yasaklanan bozunumlar, 1940'lı yılların sonundan beri müonun doğası hakkında ipucu bulmak için araştırıldı. Bugün standart modelin ötesindeki yasaklı müon bozunum fiziğini araştırmak için çeşitli çalışmalar vardır. Bu amaçla $\mu^- \rightarrow e\gamma$ bozunum modu ve bir müon-nükleon reaksiyonundaki μ^- -e dönüşümü için araştırmalar yapılmaktadır. Özellikle iki farklı lepton ailesinden gelen iki leptondan oluşan müonyum atomu önemli olasılıklar verir. Olası bir Müonyum-antimüonyum dönüşümü, ilk olarak 1958 yılında Pontecorvo tarafından $K^0\overline{K}^0$ salınımlarına

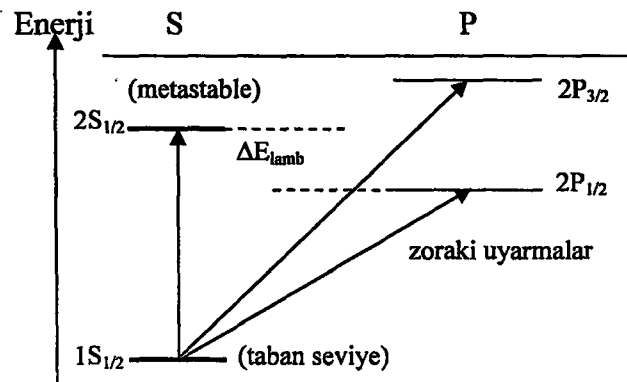
benzer olarak önerildi. Süreç, toplam lepton sayısı korunumunu ihlal etmektedir. Standart modelde sağlanmamasına rağmen, sağ-sol simetri, süpersimetri ve technicolour gibi pek çok ilave bilgilere ulaşılabilecektir (62).

Temel müon fiziği deneyleri

Temel müon fiziği deneyleri, ultra-yavaş müon kanalında üretilen ve enerjisi keV mertebesinde olan yavaş müonlar kullanılarak gerçekleştirilir. Deney için dizayn edilen düzenekte, çeşitli yöntemlerle yavaş müonların müonyum atomunu oluşturması sağlanır. Bu bölümde; müonyum atomundaki lamb kayması, aşırı ince yapı yarılması ve 1s-2s geçişi ölçümleri yapılır. 1s-2s ölçümleri için iki-fotonlu müonyum spektroskopisi kullanılmaktadır.

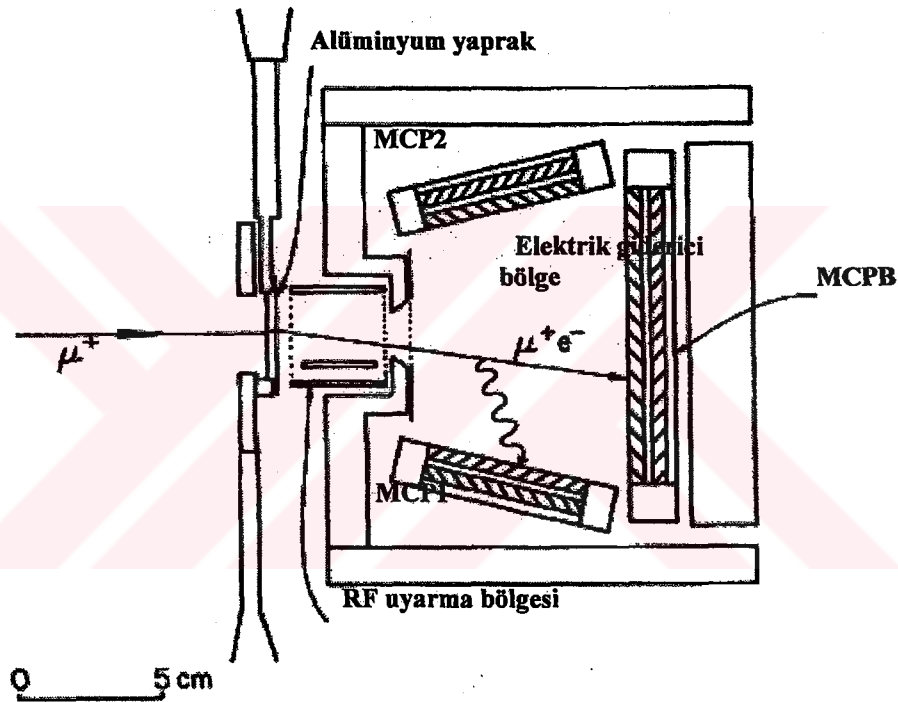
Müonyum atomunda Lamb kayması

Lamb kayması olayı, 1947 yılında Lamb ve arkadaşı Retherford tarafından Hidrojen atomu üzerinde yapılan deneylerde gözlemlendi. $n=2$ seviyesinin altkabuklarının bağlı durumunun incelendiği deneyde; $2S_{1/2}$ seviyesinin, $2P_{1/2}$ seviyesi üzerinde olduğu gözlemlendi. Bu olaya lamb kayması denir. İki seviye arasındaki enerji farkının ölçüldüğü bu deney ile 1955 yılında Lamb, Nobel fizik ödülü ile ödüllendirildi. Söz konusu seviyelerin bağlı enerji durumu, spektroskopik seviyelerle Şekil 8.7'de Grotrian diyagramı üzerinde gösterilmiştir (63).



Şekil 8.7. Hidrojen atomunun $n=2$ seviyesinin spektroskopik altbileşenlerinde Lamb kayması

Müonyum atomunda $2^2S_{1/2}-2^2P_{1/2}$ Lamb kayması olayı 1984 yılında TRIUMF ve 1984 ile 1990 yıllarında ise LAMPF hızlandırıcı merkezlerinde incelendi. Deneylerde müonyum atomunun üretimi, ultra-yavaş müon üretimindeki proton demetinin metal yaprakta kullanımına benzer bir yöntemle vakum ortamda gerçekleştirildi. 1984 yılında TRIUMF’da gerçekleştirilen Lamb kayması deneyinin deneysel kurulumu Şekil 8.8’de verilmiştir.



Şekil 8.8. Müonyum atomunun Lamb kayması ölçümleri için, TRIUMF merkezindeki deneysel kurulumun şematik gösterimi

Deneyde, ultra-yavaş müon kanalında üretilen yavaş pozitif müonlar vakumdaki metal yaprağa yönlendirilir. Metal yapraktan geçen pozitif yüklü müonlar elektron yakalayarak müonyum atomunu oluşturur. Müonların elektron yakalaması ihtimali, müonun kütlesine bağlı olmayıp müonun hızına bağlıdır. Müonların hızından kaynaklanan kinetik enerjisi, metallerdeki elektronların Fermi enerjisine eşit ise müonyum atomunun oluşum ihtimali maksimumdur. Müonyum atomunun oluşum ihtimalini arttırmak için, metal yaprakta gerçekleşen müon saçılmaları ve düşük enerjilerde görülen müon bozunumları dikkate alınmalıdır. Bu olaylar müon demetini

azaltıcı yönde etki yapar. Nitekim, LAMPF laboratuvarında Al yaprak için gerçekleştirilen bir deneyde, olay başına müonların %12'si müonyum atomlarını oluşturmuştur. Oluşan Müonyum atomlarının kinetik enerjisi 5 keV'dir. Atomların %10'luk bir kısmı $2^2S_{1/2}$ şeklindeki metastable durumdadır.

Metastable $2^2S_{1/2}$ durumdaki müonyum atomlarının üretildiği metal yaprak üzerine, Lamb kayması ölçümü için bir rf uyarıcı ve ince yapı ölçümleri için ise uygun bir mikrodalga kavite uygulanır. İnce yapı yarılması ölçümleri için $2^2S_{1/2}-2^2P_{3/2}$ geçişleri ölçülmektedir. 1990 yılında Lamb laboratuvarında gerçekleştirilen deneyde ince yapı $2^2S_{1/2}-2^2P_{3/2}$ geçiş frekansı 9895^{+35}_{-30} MHz olarak ölçüldü. Müonyum atomundaki klasik Lamb kayması için elde edilen sonuçlar Çizelge 8.4'da listelenmiştir.

Çizelge 8.4. Müonyum atomunda klasik lamb kayması ölçüm sonuçları ile teorik değerin karşılaştırılması

Deney	$\Delta\nu_{2^2S_{1/2}-2^2P_{1/2}}$	Deneysel metod	Referans
TRIUMF	1 070(+12)(-15)MHz	$2^2S_{1/2}-2^2P_{1/2}$ geçişi	Oram 1984
LAMPF	1 042(+21)(-23)MHz	$2^2S_{1/2}-2^2P_{1/2}$ geçişi	Badertscher 1990
LAMPF	1 027(+30)(-35)MHz	$2^2S_{1/2}-2^2P_{3/2}$ geçişi	Kettell 1990
Teori	1 047.49(1)(9)MHz	-	Sapirstein ve Yemie 1990

Deneylerde % 1.4'lük bir hassaslığa ulaşıldı. Sonuçlar QED hesaplamalarla uyum içerisindedir. Fakat Hidrojen atomundaki gibi teoriyi test edecek nitelikte değildir. Hidrojen atomu ölçümlerinde klasik lamb kayması $\Delta\nu_{2^2S_{1/2}-2^2P_{1/2}}^H$ (deney)=1 057.845(9)MHz olarak belirlenmiştir. Bu sonuç teorik değer olan, $\Delta\nu_{2^2S_{1/2}-2^2P_{1/2}}^H=1057.873(11)$ MHz ifadesiyle uyum içerisindedir (62, 64).

Aşırı ince yapı yarılmaları

Atomik hamiltonyende elektrona ait toplam dipol moment ile çekirdeğin spin dipol momentinin etkileşmesinden kaynaklanan ve spektroskopide aşırı ince yapıyı temsil eden terim literatürde

$$\Delta E_U = a \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j = A \vec{I} \cdot \vec{J} = -\vec{\mu}_i \cdot \vec{B}_{el} \quad [8.3]$$

şeklinde ifade edilir. Bu değerlerin hepsi enerjiyi temsil ettiğine göre a ve A değerlerine dipolar etkileşme sabiti denir (63). Müonyum atomundaki aşırı ince yapı yarılmaları ölçümleri genelde manyetik alan kullanılarak yapıldı. Fakat sonraları geliştirilen yöntemle vakum ortamda da gerçekleştirilmeye başlanmıştır. Müonyum atomunun ölçülen aşırı ince yapı değerleri kullanılarak α ince yapı sabiti değeri de hesaplanabilmektedir.

Manyetik alanda aşırı ince yapı yarılmaları deneyi

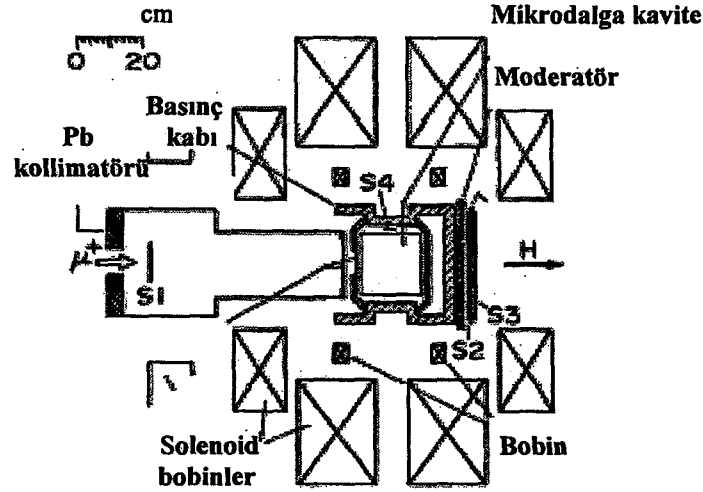
Müonyum atomu üzerinde güçlü ve zayıf manyetik alanların kullanıldığı ve her defasında daha hassas ölçümlere ulaşılan bir çok deney gerçekleştirildi. LAMPF hızlandırıcı merkezinde 1982 yılında gerçekleştirilen ve $B = 1.36$ T'lık magnetik alanın kullanıldığı deneyde, müonyum atomunun temel durum aşırı ince yapı yarılmaları $\Delta \nu_{HFS}^M = 4\,463\,302.88(16)$ kHz olarak ve müon magnetik momentinin proton magnetik momentine oranı $\mu_\mu / \mu_p = 3.183\,346\,1(11)$ olarak ölçüldü. Bu değer yardımıyla ve elektron kütlesi de kullanılarak müon kütlesi için $m_\mu = m_e(g_\mu/2)$ (μ_μ/μ_p) (μ_p/μ_B) = 105.658 386(44) MeV/c² şeklinde bir değer elde edildi. Ölçümlerden elde edilen hassas değerler kullanılarak α ince yapı sabiti ise, $\alpha^{-1} = 137.035994(18)$ olarak hesaplandı. İnce yapı sabitinin günümüzdeki teorik değeri; $\alpha^{-1} = 137.036\,010\,8(52)$ (39ppb) şeklindedir. Değişik metotlarla elde edilen ince yapı sabiti değerleri Çizelge 8.5'de verilmiştir.

Çizelge 8.5. Farklı deneysel ölçüm sonuçları kullanılarak hesaplanan ince yapı sabitinin değerleri

Deneyisel Metod	α^{-1} değeri	Hassaslık	Referans
Müonyum aşırı ince yapı deneyi	137.036 003 4 (48)	36 ppb	Liu 1998
Elektron g-2 deneyi	137.035 999 93 (52)	3.8 ppb	Kinoshita 1996
Kuantum Hall etkisi	137.036 003 7 (33)	24 ppb	Jeffrey 1997
Ac-Josephson etkisi	137.035 977 0 (77)	56 ppb	Williams 1989
Nötron de Broglie dalgaboyu	137.030 011 4 (50)	37 ppb	Nistler 1998

LAMPF hızlandırıcı merkezinde son yıllarda yapılan deneylerde 1.7 Tesla'lık homojen bir manyetik alan kullanıldı. Deneyde, iki frekans değeri; $\Delta\nu_{12} = 1\,897\,539\,791$ (35) Hz (18 ppb) ve $\Delta\nu_{34} = 2\,565\,762\,973$ (43) Hz (17 ppb) olarak elde edildi. Bu iki değerin toplanmasıyla da; $\Delta\nu_{\text{HFS}} = 4\,463\,302\,764$ (54)Hz (12 ppb) şeklindeki aşırı ince yapı frekansı elde edilir ki teorik değer ile uyum içindedir. Magnetik moment için, $\mu_{\mu}/\mu_p = 3.183\,345\,26$ (39) (120 ppb) bulunur ve buradan $m_{\mu}/m_e = 206.768\,270$ (24) (120 ppb) şeklindeki müon-elektron kütle oranları elde edilir.

Müonyum atomundaki aşırı ince yapı değeri ve elektronun magnetik sapma parametresi yardımıyla belirlenen α ince yapı sabiti değerinin iki standart sapmada görülen uyumu, QED'nin tutarlı olduğunun kesin bir göstergesi olarak yorumlanabilir (62, 65).



Şekil 8.9. 1982 yılında LAMPF araştırma merkezinde gerçekleştirilen müonyum atomunun temel durum aşırı ince yapı deneyi için deneysel kurulumunun şematik gösterimi

Vakum ortamda aşırı ince yapı yarılması deneyi

Müonyum atomundaki aşırı ince yapı yarılmasının ölçümleri şimdiye kadar müonyum atomlarının gaz atomlarıyla etkileşmesi sayesinde gerçekleştirildi. Vakum ortamdaki SiO_2 toz hedefinden ve diğer malzemelerden yayılan polarize olmuş termal müonyum atomlarının keşfedilmesiyle (Çizelge 8.6), aşırı ince yapı geçiş frekansı olan, $\Delta\nu_{\text{HFS}}$ değerinin ölçümü vakum ortamda yapılabilmektedir.

PSI'daki öncü bir deneyde $1^2\text{S}_{1/2}$, $F=1$ ve $1^2\text{S}_{1/2}$, $F=0$ aşırı ince seviyeleri arasındaki geçişler sıfır manyetik alanda ölçüldü. SiO_2 toz hedefinin yüzeyinde, pozitif müonların durmasından sonra elektron yakalaması ile müonyum atomları oluşur. Bunların bir kısmı yüzeyden yayılarak termal hızlarda ($7.43(2) \text{ mm}/\mu\text{s}$) tozu terk ederler. Dikdörtgen biçimindeki bir rf rezonatör, müonyum üretim hedefinin üzerine yerleştirilir. Termal hızlara sahip atomlar kaviteye giriş yapar. Müon bozunum ürünü pozitronlar (e^+), rezonatörün yan duvarlarına yerleştirilmiş iki teleskop vasıtasıyla kaydedilir. Teleskop, gelen müonların spin yönüne sırasıyla paralel ve anti paralel olarak yönlendirilir. 4.46329 GHz olan Rezonans frekansında müon polarizasyonunun %16 lık bir azalması aşırı ince yapı geçişlerinden elde edilen

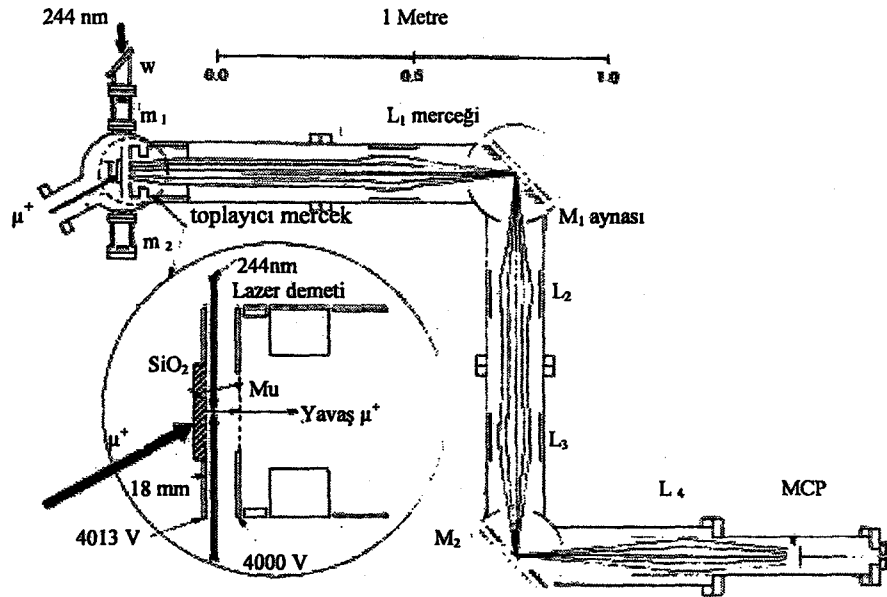
sinyaller olarak gözlenir. Sinyal gücünü artırmak için kullanılan bu metodun daha da geliştirilmesi gerekir. Sonuç olarak vakum ortamdaki müonyum atomu ile ilgili bu çalışmalar gaz ortamdaki ölçümlerden daha kesin sonuçlar vermektedir (62).

Çizelge 8.6. Müonyum üretiminin gerçekleştiği SiO₂ tozu ve diğer materyallerin deneysel parametreleri

Materyal	Yoğunluk [mg/cm ³]	Kalınlık [mg/cm ²]	$\mu^+e^-/\mu_{\text{duran}}$ [%]	referans
SiO ₂ tozu	32	4.6	17(1)	Woodle 1988
SiO ₂ tozu	32	2.8	15.9(3.6)	Janissen 1990
SiO ₂ tozu	32	9.0	8.27(31)	Springer 1993
SiO ₂ tozu	5	7.5	2.32(13)	Springer 1993
SiO ₂ tozu	18	9	1.57(20)	Springer 1993
Tungsten (W)	19.3	96.5	4(2)	Mills 1986
C _{60/70}	1400	210	1.85(23)	Springer 1993
Mikrokanal Tabaka (MCP)	2000	400	2.44(34)	Springer 1993

İki fotonlu müonyum spektroskopisi metodu

Müonyum atomunun 1s-2s enerji aralığı geçişinin iki fotonlu lazer spektroskopisi yöntemiyle ilk ölçümü 1988 yılında Steven Chu önderliğindeki bir grup bilim adamı ile Japonyanın Tsukuba bilim kentindeki yüksek enerji fiziği ulusal laboratuvarında (KEK) gerçekleştirildi. Yeni bir yöntemin uygulandığı bu deneyde, müonyum atomlarını uyarmak ve iyonize etmek için 244 nm dalgaboylu lazer ışık demeti kullanıldı.



Şekil 8.10. Müonyum atomunun iki fotonlu spektroskopisi deneyi için deneysel kurulumunun şematik gösterimi (KEK-1988)

Deneyde; düşük enerjili, pozitif yüklü ve pulslu müon demeti gelerek SiO_2 hedefine çarpar. Oluşan müonyum atomları, vakum ortamına yayılır. Lazer odasından gelen 244 nm dalgaboyuna sahip ışık demeti ile müonyum atomu, $n=2$ enerji seviyesine uyarılır. Aynı lazer bölgesinden gelen üçüncü bir foton, kararlı olan 2s durumunu iyonize ederek, elektronun serbest kalmasını sağlar. Müonyum atomunun fotoiyonizasyonu bir sinyal şeklinde dedekte edilerek 1s-2s geçişi ölçülür (Şekil 8.10). Serbest kalan μ^+ demetleri 4 kV'luk bir potansiyel altında, toplayıcı merceklerle hedef bölgeden çıkarılır. L_1 - L_4 elektrostatik mercek serisi ile M_1 - M_2 ayna serisi kullanılarak, müonların bir mikrokanal plaka dedektörüne (MCP) ulaşması sağlanır.

Yapılan deneyde, 1s-2s geçiş frekansının dörtte birlik değeri $613881924 \pm 30 \pm 35$ MHz olarak ölçülmüştür. Deneysel sonuç, kuantum elektrodinamik yöntemlerle hesaplanan $613881989.90(90)$ MHz teorik değeri ile uyum içindedir. Frekans değerinin hassaslığını olumsuz yönde etkileyen bazı deneysel problemler oluşmuştur. Bunlar; yapılan ölçümü sınırlayan müonyum atomundaki stark etkisi ve lazer

bölgesinde yükseltileen ışık pulslarının hızlı faz modülasyonundan kaynaklanan kırmızıya kayma olayıdır (62, 66).

Müonyum atomunun yeni lazer uyarmalı 1s-2s geçişı deneyleri, 1988 yılında Japonya Yüksek Enerji Fiziğı Ulusal Laboratuvarında (KEK) başlamış ve ölçümelerde daha yüksek duyarlılığı amaçlayan çeşitli deneyler günümüze kadar yapılmıştır. Yapılan deneylerin listesi Çizelge 8.7’de verilmiştir.

Çizelge 8.7. Lazer uyarmalı Müonyum 1s-2s geçişı deneylerinin tarihsel sıralaması

	TARİH	YER	REFERANS
1	1988	KEK	Steven Chu
2	1989	KEK	K.Danzmann
3	1991	RAL	K.Jungmann
4	1994	RAL	F.Maas
5	2000	RAL	V.Meyer

Son yıllarda gerçekleştirilen en kesin ve duyarlı deney İngilteredeki Rutherford uygulama laboratuvarında (RAL) yapıldı (2000). ISIS sinkrotronundaki şiddetli pulslu müon kaynağının kullanıldığı deneyde Müonyum atomu 1s-2s geçiş frekansı $\Delta\nu_{1s-2s} = 2\,455\,528\,941.0(9.8)$ MHz olarak ölçüldü. Teorik olarak hesaplanan $\Delta\nu_{1s-2s} = 2\,455\,528\,935.4(1.4)$ MHz değeri ile uyum içinde olan bu ölçüm kullanılarak; müon-elektron kütle oranı, Müonyumun Lamb kaymasından gelen katkı hesaplanmış ve q_{μ^+}/q_{e^-} yükler arasındaki oran hesaplanarak, ilk iki kuşak parçacıklar arasındaki en kesin yük eşitliği bulunmuştur. Yük eşitliği ile burada ilk kez kuantalı birim yükün varlığı da deneysel olarak ispatlanmış oldu. Müonyum atomu için elde edilen lamb kayması değeri günümüzdeki en kesin ölçümdür. Deneysel sonuçlar Çizelge 8.8’da özetlenmiştir.

Çizelge 8.8. RAL laboratuvarındaki deney sonuçları

Fiziksel Nicelik	Deneysel değeri	Teorik değeri
$\Delta\nu_{1s-2s}$ (geçiş frekansı)	2 455 528 941.0(9.8) MHz	2 455 528 935.4(1.4)MHz
$\Delta\nu_{LS}$ (lamb kayması)	7 049.4(9.9)MHz	-
m_{μ^+}/m_{e^-} (kütle oranı)	206.768 38(17)	206.768 277(24)
q_{μ^+}/q_{e^-} (yükler oranı)	-1-1.1(2.1).10 ⁻⁹	-

Müonyum atomunun lazer uyarmalı 1s-2s geçişi için yapılan bütün deneylerde, 244 nm dalgaboylu lazer ışığı kullanılmıştır. Kullanılan yöntemler ve deneysel düzenek açısından kayda değer bir farklılık gözlenmeyen deneylerde, daha duyarlı ölçümlere ulaşmak için uygun parametreler oluşturulmaya çalışılmıştır. Her yeni deneyde daha hassas bir ölçüm yakalayan bilim adamları, kullanılan pulslu müon kaynağının akısını artırmaya çalışmıştır. Yüksek akılı müon kaynağı kullanıldığı zaman daha fazla müonyum atomu oluşur ve ölçümler daha iyi sonuç verir. Ayrıca daha güçlü bir sinyal elde etmek için de uygun lazer kaynağı oluşturulmalıdır. Sonuç olarak daha duyarlı bir ölçüm, müon kaynağının şiddetine ve lazer teknolojisine dayalıdır.

9. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, proton hızlandırıcılarının müon bölgesi uygulamaları araştırılmıştır. Bilinen spektroskopik yöntemlere alternatif olarak gelişen μ SR tekniği, müon bölgesinin en geniş uygulama alanına sahiptir. Müon bölgesinin enerji üretimindeki uygulaması olan μ CF ise nükleer füzyon reaksiyonunun oda sıcaklığında gerçekleştirilebileceğini öngörmektedir. Şu anda Dünyada çalışır halde bulunan müon kuruluşlarında, μ CF'dan sürekli bir enerji üretimi sağlanamamıştır.

Ülkemizde kurulması planlanan TAC projesi hayata geçtiği zaman, diğer kuruluşlara göre daha şiddetli bir müon kaynağı olacaktır. μ SR tekniği kullanılarak burada gerçekleştirilecek deneylerle daha duyarlı ölçümler yapılabilecektir. Ayrıca μ CF'nun hibrit reaktör yaklaşımı dikkate alındığında, Türkiye'deki zengin toryum rezervi kullanılarak sürekli bir enerji üretimi sağlanabilir.

Dünyadaki diğer önemli müon kuruluşlarının da incelendiği bu araştırmanın, TAC projesinin Proton Sinkrotronu ve müon bölgesi kısmına, özellikle uygulama alanlarına ışık tutacağını düşünüyoruz. TAC projesine ait Proton Sinkrotronu kompleksinin Linac ve proton halkası kısımlarına ait teknik dizaynı, bundan sonraki çalışmalarımızın konusunu oluşturacaktır.

KAYNAKLAR

1. Sultansoy,S., “Parçacık Hızlandırıcıları: Dün, Bugün, Yarın”, *UPHUK 1*, TAEK, Ankara, 1-9 (2001).
2. Kato,T., Yamazaki,Y., “Design of the JHF 200-MeV Proton Linear Accelerator”, *Proceedings of APAC*, China, 98-100 (1998).
3. Wang,S., Fu,S., Kato,T., “Design Study of a MEBT with an Anti-Chopper for the JKJ”, *Proceedings of LINAC2002*, Gyeongju-Korea, 79-81 (2002).
4. Hasegawa,K., Kato,T., “The KEK/JAERI Joint Project; Status of Design and Development”, *XX.International Linac Conference, Monterey*, California, 326-330 (2000).
5. Yamazaki,Y., Mori,Y., Mizumoto,M. and Yokomizo,H., “High-Intensity Proton Accelerators for the JAERI/KEK Joint Project”, *Proceedings of EPAC*, Vienna-Austria, 286-288 (2000).
6. Yılmaz, M., “Türk Hızlandırıcı Kompleksi Projesinin Proton Hızlandırıcısı ve Nötron Bölgesi Uygulamaları”, *UPHUK 2*, TAEK, Ankara, 1-6 (2004).
7. Rossbach,J., Schmüser,P., “Basic Course on Accelerator Optics”, *DESY Reports, M-93-02*, Germany, 58-60 (1993).
8. Edwards,D.A., Syphers,M.J., “An Introduction to the Physics of High Energy Accelerators”, *A Wiley-Interscience Publication*, Dallas-Texas, 79-80, 221-222 (1993).
9. Sakai,I., Shimada,T., Takayanagi,T., Yamamoto,K., Arakida,Y., Sugai,I., Takeda,Y., Machida,S., Noda,F., Shigaki,K., Watanabe,Y., Ishi,Y., Kawakubo,T., and Irie,Y., “Injection system for the J-PARC 3-GeV High Intensity Proton Synchrotron”, *The 14th Symposium on Accelerator Science and Technology*, Tsukuba, Japan, 458-460 (2003).
10. Sakai,I., Arakida,Y., Sugai,I., Takeda,Y., Machida,S., Irie,Y., Shimada,T., Noda,F., Shigaki,K., Yamamoto,K., Watanabe,Y. and Ishi,Y., “H⁻ Painting Injection System for the JKJ 3-GeV High-Intensity Proton Synchrotron”, *Proceedings of EPAC*, Paris-France, 1040-1042 (2002).
11. Ohmori,C., Fujieda,M., Mori,Y., Yoshii,M. and Yamamoto,M., “Rf Acceleration Systems for the Joint Project”, *Proceedings of EPAC*, Vienna-Austria, 1984-1986 (2000).
12. Ohmori,C., Ezura,E., Hashimoto,Y., Mori,Y., Takagi,A., Uesugi,T., Yoshii,M., Tamura,F. and Yamamoto,M., “Synchrotron Rf System for the JAERI-KEK Joint Project”, *Proceedings of the PAC*, Chicago, 888-890 (2001).

13. Uesugi,T., Ezura,E., Hashimoto,Y., Mori,Y., Ohmori,C., Takagi,A. and Yoshii,M., “A New Method of MA Cut-Core Cooling for the Rf Cavities of the JKJ Proton Synchrotrons”, *Proceedings of the 2th APAC*, China,121-123 (2001).
14. Ohmori,C., Fujieda,M., Machida,S., Mori,Y., Nakayama,H., Saito,K., Sawada,S., Tanabe,Y., Yamamoto,M., Ezura,E., Takagi,A., Toda,M., Yoshii,M., Tanabe,T. and Uesugi,T., “ A Wideband Rf Cavity for JHF Synchrotrons”, *Proceedings of the PAC*, Canada, 2995-2997, (1997).
15. Eaton,G.H., Kilcoyne,S.H., “Muon Production: Past, Present and Future”, Muon Science, Lee,S.L., Kilcoyne,S.H. and Cywinski,R., *Fifty First Scottish Universities Summer School in Physics, NATO Advanced Study Institute*, 13-35 (1998).
16. Çiftçi,A.K., Çiftçi,R.,“Müon Üretimi ve Kullanım Alanları”,*UPHUK 1*, TAEK, Ankara, 1-6 (2001).
17. Miyake,Y., Nishiyama,K., Sakamoto,S., Shimomura,K., Kadono,R., Higemoto,W., Fukuchi,K., Makimura,S., Beveridge,J.L., Ishida,K., Matsuzaki,T., Watanabe,I., Matsuda,Y., Kawamura,Y. and Nagamine,K., “ The Muon Science Facility at the JKJ Project”, *Hyperfine Intr.*, 138:475-482 (2001).
18. Papagelis,K., Arvanitidis,J., Margiolaki,I., Brigatti,K., Prassides,K., Schenck,A., Lappas,A., Amato,A., Iwasa,Y. and Takenobu,T., “ μ SR studies of superconducting $\text{MgB}_{1,96}\text{C}_{0,04}$ ”, *Physica B*, 326:346-349 (2003).
19. Mariani,E., Olivo,M., Rossetti,D., “ An Electrostatic Beam Splitter for the PSI 590 MeV-1MW Proton Beam Line”, *Proceedings of the EPAC*, France, 2129-2131 (1998).
20. High Energy Accelerator Research Organization, *KEK NEWS*, 1(2):1-16 (1998).
21. Baartman,R., Bricault,P., Bylinsky,I., Dombsky,M., Dutto,G., Laxdal,R., Poirier,R., Rao,Y., Root,L., Ruegg,R., Schmor,P., Stenning,M. and Stinson,G. “The TRIUMF 500 MeV Cyclotron: Present Operation and Intensity Upgrade”, *Proceedings of the PAC*, Canada, 1584-1586 (2003).
22. Kuno,Y., “Neutrino Factory and Muon Factory”, *PRISM Technical Note-37*, TN37, Tsukuba, Japan, 1-20 (1999).
23. Sakamoto,S., “Neutrino Source at JHF 3-GeV M-arena”, *PRISM Technical Note-10*, TN10, Tsukuba, Japan, 1-5 (1999).
24. Gardner,I.S.K., Lengeler,H., Bongardt,K., Klein,H., Rees,G.H. and Warsop,C.M., “ Status of the European Spallation Source Design Study”, *Proceedings of the PAC*, Canada, 988-990 (1997).

25. Serway,R.A., “For Scientists & Engineers with Modern Physics”, Çolakoğlu,K., *Palme Yayıncılık*, Ankara, 1394-1396 (1996).
26. Çiftçi,A.K., “Müon Katalizörlü Füzyonun Dünü, Bugünü ve Geleceği”, *UPHUK1*, TAEK, Ankara, 1-3 (2001).
27. Fujiwara,M.C., “Time-of-Flight Studies of Muon Catalyzed Fusion with a Muonic Tritium Beam”, <http://www.musr.org/theses/Fujiwara/> (17.12.2004).
28. Nagamine,K., “Exotic Applications of Muons: from Fusion to the Life Sciences”, Muon Science, Lee,S.L., Kilcoyne,S.H. and Cywinski,R., *Fifty First Scottish Universities Summer School in Physics, NATO Advanced Study Institute* 313-329,331-337 (1998).
29. Ishida K., Nagamine K., Matsuzaki T., Kawamura N., “Muon Catalyzed Fusion”, *Phys.G: Nucl. Part. Phys.*, 29:2043-2045 (2003).
30. Nagamine K., Matsuzaki T., Ishida K., Nakamura S.N., Kawamura N., Matsuda Y., “Contribution of Muon Catalyzed Fusion to Fusion Energy Development”, <http://www.iaea.org/programmes/ripc/physics/sec2000/html/node296.htm> (19.12.2004).
31. Çiftçi,A.K., “Türk Hızlandırıcı Kompleksi Önerisi”, *UPHUK 1*, TAEK, Ankara, 1-5 (2001).
32. Lee,T.D. and Yang,C.W., “Question of Parity Conservation in Weak Interactions”, *Phys.Rev.*, 104:254-258 (1956).
33. Wu,C.S., Ambler,E., Hayward,R.W., Hoppes,D.D. and Hudson,R.P., “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay”, *Phys.Rev.*, 105:1413-1415 (1957).
34. Sonier,J.E., “Muon Spin Rotation/Relaxation/Resonance (μ SR)”, *Simon Fraser Univ.*, Depart. of Phys., Canada, 1-16 (2002).
35. Brewer,J.H.,Cywinski,R., “ μ SR: an introduction”, Muon Science, Lee,S.L., Kilcoyne,S.H. and Cywinski,R., *Fifty First Scottish Universities Summer School in Physics, NATO Advanced Study Institute* 1-9 (1998).
36. Japan Hadron Facility, “Research Programs”, *KEK Report 93-3/ JHF 97-1*, Japan, 100-103,108-109 (1997).
37. Shengelaya,A., Zhao,G., Aegerter,C.M., Conder,K., Savic,I.M. and Keller,H., “Giant Oxygen Isotope Effect on the Spin Glass Transition in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-z}\text{Mn}_z\text{O}_4$ as Revealed by Muon Spin Rotation”, *Phys.Rev.Lett.*, 83(24):5142-5145 (1999).

38. Hodges, J.A., Bonville, P., Forget, A., Yaouanc, A., Dalmas de Réotier, P., André, G., Rams, M., Krolas, K., Ritter, C., Gubbens, P.C.M., Kaiser, C.T., King, P.J.C. and Baines, C., "First-Order Transition in the Spin Dynamics of Geometrically $\text{Yb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ ", *Phys.Rev.Lett.*, 88(7):077204, 1-4 (2002).
39. Heffner, R.H., Sonier, J.E., MacLaughlin, D.E., Nieuwenhuys, G.J., Ehlers, G., Mezei, F., Cheong, S.W., Gardner, J.S. and Röder, H., "Observation of Two Time Scales in the Ferromagnetic Manganite $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$, $x=0.3$ ", *Phys.Rev.Lett.*, 85(15):3285-3288 (2000).
40. Kojima, K.M., Fudamoto, Y., Larkin, M., Luke, G.M., Merrin, J., Nachumi, B., Uemura, Y.J., Hase, M., Sasago, Y., Uchinokura, K., Ajiro, Y., Ravcolevischi, A. and Renard, J.P., "Antiferromagnetic Order with Spatially Inhomogeneous Ordered Moment Size of Zn- and Si-Doped CuGeO_3 ", *Phys.Rev.Lett.*, 79(3):503-506 (1997).
41. Krishnamurthy, V.V., Nagamine, K., Watanabe, I., Nishiyama, K., Ohira, S., Ishikawa, M., Eom, D.H., Ishikawa, T. and Briere, T.M., "Non-Fermi-Liquid Spin Dynamics in $\text{CeCoGe}_{3-x}\text{Si}_x$ for $x=1.2$ and $x=1.5$ ", *Phys.Rev.Lett.*, 88(4):046402, 1-4 (2002).
42. Lascialfari, A., Jang, Z.H., Borsa, F., Carretta, P. and Gatteschi, D., "Thermal Fluctuations in the Magnetic Ground State of the Molecular Cluster $\text{Mn}_{12}\text{O}_{12}$ Acetate from μSR and Proton NMR Relaxation", *Phys.Rev.Lett.*, 81(17):3773-3776 (1998).
43. Kanigel, A., Keren, A., Eckstein, Y., Knizhnik, A., Lord, J.S. and Amato, A., "Common Energy Scale for Magnetism and Superconductivity in Underdoped Cuprates: A Muon Spin Resonance Investigation of $(\text{Ca}_x\text{La}_{1-x})(\text{Ba}_{1.75-x}\text{La}_{0.25+x})\text{Cu}_3\text{O}_y$ ", *Phys.Rev.Lett.*, 88(13):137003, 1-4 (2002).
44. Niedermayer, C., Forgan, E.M., Glückler, H., Hofer, A., Morenzoni, E., Pleines, M., Prokscha, T., Riseman, T.M., Birke, M., Jackson, T.J., Litterst, J., Long, M.W., Luetkens, H., Schatz, A. and Schatz, G., "Direct Observation of a Flux Line Lattice Field Distribution across an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ surface by Low Energy Muons", *Phys.Rev.Lett.*, 83(19):3932-3935 (1999).
45. Sonier, J.E., Heffner, R.H., MacLaughlin, D.E., Nieuwenhuys, G.J., Bernal, O., Movshovich, R., Pagliuso, P.G., Cooley, J., Smith, J.L. and Thompson, J.D., " μ^+ Knight Shift Measurements in $\text{U}_{0.965}\text{Th}_{0.035}\text{Be}_{13}$ Single Crystals", *Phys.Rev.Lett.*, 85(13):2821-2824 (2000).
46. Kadono, R., Kiefl, R.F., Chakhalian, J.A., Dunsiger, S.R., Hitti, B., MacFarlane, W.A., Major, J., Schimmele, L., Matsumoto, M. and Ohashi, Y., "Quantum Diffusion of the Positive Muon in Superconducting Tantalum", *Phys.Rev.Lett.*, 79(1):107-110 (1997).

47. Kadono,R., Higemoto,W., Nagamine,K. and Pratt,F.L., "An Atom in the Block State", *Phys.Rev.Lett.*, 83(5):987-990 (1999).
48. Storchak,V.G., Eshchenko,D.G., Brewer,J.H., Morris,G.D., Cottrell, S.P. and Cox,S.F.J., "Electron Localization in a Disordered Insulating Host", *Phys.Rev.Lett.*, 85(1):166-169 (2000).
49. Pratt,F.L., Blundell,S.J., Hayes,W., Nagamine,K., Ishida,K. and Monkman,A.P., "Anisotropic Polaron Motion in Polyaniline Studied by Muon Spin Relaxation", *Phys.Rev.Lett.*, 79(15):2855-2858 (1997).
50. Kaiser,C.T., Verhoeven,V.W.J., Gubbens,P.C.M., Mulder,F.M., de Schepper,I., Yaouanc,A., Dalmas de Réotier,P., Cottrell,S.P., Kelder,E.M. and Schoonman,J., "Li Mobility in the Battery Cathode Material $\text{Li}_x[\text{Mn}_{1.96}\text{Li}_{0.04}]\text{O}_4$ Studied by Muon-Spin Relaxation", *Phys.Rev.B*, 62(14): 9236-9239 (2000).
51. Nagamine,K., "Recent Progress in Materials Studies with a Muon Spin Probe from Surface Physics to Life Science", *Nucl.Instr. and Meth.B*, 171:153-163 (2000).
52. Harshman, D.R., Warren, J.B., Beveridge, J.L., Kendall, K.R., Kiefl, R.F., Oram,C.J., Mills, A.P., Crane, W.S., Rupaal, A.S. and Turner, J.H., "Observation of Low-energy μ^+ Emission from Solid Surfaces", *Phys.Rev.Lett.*, 56(26):2850-2853 (1986).
53. Morenzoni, E., Kottmann, F., Maden, D., Matthias,B., Meyberg,M., Prokscha,Th., Wutzke,Th. and Zimmermann,U., "Generation of Very Slow Positive Muons", *Phys.Rev.Lett.*, 72(17):2793-2796 (1994).
54. Morenzoni, E., "Physics and Applications of Low Energy Muons", Muon Science, Lee,S.L., Kilcoyne,S.H. and Cywinski,R., *Fifty First Scottish Universities Summer School in Physics, NATO Advanced Study Institute* 361 (1998).
55. Morenzoni,E., Bikre,M., Glückler,H., Hofer,A., Litterst,J., Meyberg,M., Niedermayer,C., Prokscha,T., Schatz,G. And Wutzke,T., "Generation of Very Slow Polarized Muons by Moderation", *Hyp.Int.*,106:229-235 (1997).
56. Mills,A.P., Imazato,J., Saitoh,S., Uedono,A., Kawashima,Y. and Nagamine,K., "Generation of Thermal Muonium in Vacuum", *Phys.Rev.Lett.*, 56(14):1463-1466 (1986).
57. Nagamine,K., Miyake,Y., Shimomura,K., Birer,P., Marangos,J.P., Iwasaki,M., Strasser,P. and Kugo,T., "Ultraslow Positive-Muon Generation by Laser Ionization of Thermal Muonium from Hot Tungsten at Primary Proton Beam", *Phys.Rev.Lett.*, 74(24):4811-4814 (1995).

58. Miyake, Y., Shimomura, K., Mills, A.P., Marangos, J.P., Nagamine, K., "Thermionic emission of hydrogen isotopes (Mu, H, D and T) from W and interpretation of a role of the hot W as an atomic hydrogen source", *Surf. Scien.*, 433-435: 785-789 (1999).
59. Miyake, Y., Shimonura, K., Makimura, S., Matsuda, Y., Bakule, P., Scheuermann, R.J., Nagamine, K., "Ultra-slow muon generation by laser resonant ionization towards the 21st century", *Radia. Phys. and Chem.*, 60: 521-524 (2001).
60. Miyake, Y., Shimomura, K., Matsuda, Y., Scheuermann, R.J., Bakule, P., Makimura, S., Strasser, P., Nakamura, S.N., Ishida, K., Matsuzaki, T., Watanabe, I. and Nagamine, K., "Construction of the experimental set-up for ultra slow muon generation by thermal Mu ionization method at RIKEN-RAL", *Physica B*, 289-290: 666-669 (2000).
61. Bakule, P., Matsuda, Y., Miyake, Y., Strasser, P., Shimomura, K., Makimura, S., Nagamine, K., "Slow muon experiment by laser resonant ionization method at RIKEN-RAL muon facility", *Spectrochimica Acta Part B*, 58:1019-1030 (2003).
62. Jungmann, K.P., "Aspects of Fundamental Muon Physics", Muon Science, Lee, S.L., Kilcoyne, S.H. and Cywinski, R., *Fifty First Scottish Universities Summer School in Physics, NATO Advanced Study Institute* 405-414, 445-454 (1998).
63. Aygün, E., Zengin, M., "Atom ve Molekül Fiziği", *Bilim Yayınları*, Ankara, 76-77, 155-156 (1998).
64. Oram, C.J., Bailey, J.M., Schmor, P.W., Fry, C.A., Kiefl, R.F., Warren, J.B., Marshall, G.M. and Olin, A., "Measurement of the Lamb Shift in Muonium", *Phys. Rev. Lett.*, 52(11):910-913 (1984).
65. Mariam, F.G., Beer, W., Bolton, P.R., Egan, P.O., Gardner, C.J., Hughes, V.W., Lu, D.C., Souder, P.A., Orth, H., Vetter, J., Moser, U. and Putlitz, G., "Higher Precision Measurement of the hfs Interval of Muonium and of the Muon Magnetic Moment", *Phys. Rev. Lett.*, 49(14):993-996 (1982).
66. Chu, S., A.P. Mills, J., Yodh, A.G., Nagamine, K., Miyake, Y. and Kuga, T., "Laser Excitation of Muonium 1S-2S Transition", *Phys. Rev. Lett.*, 60(2):101-104 (1988).

ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında Ankara’da doğdu. İlköğrenimini; Kumpınar Köyü İlköğretim okulunda, ortaokulu; Kazan Lisesinde ve Lise eğitimini ise Ankara Gazi Lisesinde tamamladı. 1997 yılında girdiği Anadolu Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünden, 2001 yılında mezun oldu. 2002 yılında ise Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Lisans programına başladı.

