

**1 GeV ENERJİLİ VE ÇOK AMAÇLI DOĞRUSAL PROTON  
HIZLANDIRICISI İÇİN PARAMETRE OPTİMİZASYONU VE DEMET  
DİNAMİĞİ**

**Abdullatif ÇALIŞKAN**

**DOKTORA TEZİ  
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**HAZİRAN 2011  
ANKARA**

Abdullatif ÇALIŞKAN tarafından hazırlanan “1 GeV ENERJİLİ VE ÇOK AMAÇLI DOĞRUSAL PROTON HIZLANDIRICISI İÇİN PARAMETRE OPTİMİZASYONU VE DEMET DİNAMİĞİ” adlı bu tezin Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Yrd. Doç. Dr. Metin YILMAZ .....  
Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oybirliği ile Fizik Anabilim Dalında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Ömer YAVAŞ .....  
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı, A.Ü.

Yrd. Doç. Dr. Metin YILMAZ .....  
Fizik Anabilim Dalı, G.Ü.

Doç. Dr. Eyyüp TEL .....  
Fizik Anabilim Dalı, O.K.Ü.

Prof. Dr. Saleh SULTANSOY .....  
Fizik Anabilim Dalı, TOBB E.T.Ü.

Prof. Dr. Şeref OKUDUCU .....  
Fizik Anabilim Dalı, G.Ü.

Tarih: 29 /06/2011

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Doktora derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Bilal TOKLU .....  
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

## **TEZ BİLDİRİMİ**

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

**Abdullatif ÇALIŞKAN**

**1 GeV ENERJİLİ VE ÇOK AMAÇLI DOĞRUSAL PROTON  
HIZLANDIRICISI İÇİN PARAMETRE OPTİMİZASYONU VE DEMET  
DİNAMIĞI  
(Doktora Tezi)**

**Abdullatif ÇALIŞKAN**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
HAZİRAN 2011**

**ÖZET**

Bu çalışmada, Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) projesi kapsamında 1 GeV enerjili ve yüksek akımlı bir doğrusal proton hızlandırıcısı tasarlanmıştır. DTL, CCDTL ve CCL yapılarından oluşan proton hızlandırıcısı, enerjisi 3 MeV olan iyon demetini 1 GeV'e kadar hızlandıracaktır. Hızlandırıcının demet dinamiği ve kavite dizaynı, simülasyon programları kullanılarak yapılmıştır. Kavite dizaynında, yüklü demetin enerji kazancını artırmak için geometrik parametreler optimize edilmiştir. Bunun için, rf kavitesinin temel parametreleri olan etkin shunt empedans ve geçiş zamanı faktörünün maksimum olması hedeflenmiştir. Demet dinamiği simülasyonunda ise minimum emittans büyümesi amaçlanmıştır. 326 tane odaklayıcı kuadrupol magnet içeren proton hızlandırıcısı, toplam 385,8 m uzunluğundadır.

**Bilim Kodu** : 202.1.149  
**Anahtar Kelimeler** : DTL, CCDTL, CCL, demet dinamiği  
**Sayfa Adedi** : 100  
**Tez Yöneticisi** : Yrd. Doç. Dr. Metin YILMAZ

**PARAMETER OPTIMIZATION AND BEAM DYNAMICS FOR 1 GeV  
ENERGY AND MULTI PURPOSE LINEAR PROTON ACCELERATOR**

**(Ph.D. Thesis)**

**Abdullatif ÇALIŞKAN**

**GAZİ UNIVERSITY  
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

**June 2011**

**ABSTRACT**

In this study, a 1 GeV energy and high current linear proton accelerator has been designed in the framework of the Turkish Accelerator Center (TAC) project. The proton accelerator consisting of DTL, CCDTL and CCL structures, accelerates the ion beam from 3 MeV to 1 GeV. Beam dynamics and cavity design of the accelerator have been done using the simulation codes. In the cavity design, the geometrical parameters have been optimized in order to increase the energy gain of charged beam. For this purpose, it has been targeted that the effective shunt impedance and the transit time factor, fundamental parameters of rf cavity, are maximum. In the beam dynamics simulation, minimum emittance growth has been aimed. The length of the proton accelerator containing 326 focusing quadrupole magnets is totally 385,8 m.

**Science Code : 202.1.149**  
**Key Words : DTL, CCDTL, CCL, beam dynamics**  
**Page Number : 100**  
**Adviser : Ass. Prof. Dr. Metin YILMAZ**

## TEŞEKKÜR

Çalışmalarımnda beni yönlendiren, her türlü öneri ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Metin YILMAZ'a, yardımlarını gördüğüm Sayın Prof. Dr. Ömer YAVAŞ'a (Ankara Üniversitesi) ve Sayın Prof. Dr. Saleh SULTANSOY'a (TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi) teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen aileme ve eşim Ferhan ÇALIŞKAN'a özellikle teşekkür ederim.

Bu çalışma, Devlet Planlama Teşkilatının DPT-2006K120470 no'lu ve "Türk Hızlandırıcı Merkezinin Teknik Tasarımı ve Test Laboratuvarlarının Kurulması" isimli YUUP projesi tarafından desteklenmiştir.

## İÇİNDEKİLER

	<b>Sayfa</b>
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xiv
1. GİRİŞ.....	1
2. DOĞRUSAL HIZLANDIRICILAR.....	4
2.1. İlk Hızlandırıcılar.....	4
2.1.1. Wideröe linak.....	4
2.1.2. Alvarez linak.....	6
2.2. Kavite Modları.....	7
2.3. Floquet Teoremi.....	11
2.4. Kavitelerde Güç Kaybı.....	15
2.5. Ağır İyonlar İçin Linak Yapıları.....	17
2.5.1. Radyo frekans kuadrupol (RFQ).....	17
2.5.2. Drift tüp linak (DTL).....	21
2.5.3. Birleşmiş kaviteli drift tüp linak (CCDTL).....	23
2.5.4. Birleşmiş kaviteli linak (CCL).....	25
3. DOĞRUSAL HIZLANDIRICILARDA DEMET DİNAMİĞİ.....	29
3.1. Boyuna Demet Dinamiği.....	29

	<b>Sayfa</b>
3.1.1. Enerji kazancı.....	30
3.1.2. Rf kavitesinin temel parametreleri.....	33
3.1.3. Faz uzayında hareket denklemi.....	35
3.2. Enine Demet Dinamiği.....	37
3.2.1. Hill denkleminin çözümleri.....	41
3.2.2. Normalize olmuş emittans.....	46
4. DOĞRUSAL PROTON HIZLANDIRICISI TASARIMI.....	48
4.1. DTL Tasarımı.....	51
4.1.1. Hücre tasarımı.....	52
4.1.2. Tank tasarımı.....	58
4.1.3. DTL ana linak tasarımı.....	62
4.2. CCDTL Tasarımı.....	63
4.2.1. CCDTL kavite tasarımı.....	63
4.2.2. SFDATA tabloları.....	67
4.2.3. CCDTL ana linak tasarımı.....	70
4.3. CCL Tasarımı.....	72
4.3.1. CCL kavite tasarımı.....	72
4.3.2. CCL ana linak tasarımı.....	76
4.4. Demet Dinamiği Simülasyonu.....	78
4.5. Verilerimizin SPL/LINAC4 Proton Hızlandırıcısı ile Karşılaştırılması..	84
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	89
KAYNAKLAR.....	92



	<b>Sayfa</b>
EKLER.....	96
EK-1.....	97
EK-2.....	98
ÖZGEÇMİŞ.....	99

## ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. CERN/LINAC4 projesinde CCDTL hızlandırıcısının temel parametreleri.....	25
Çizelge 2.2. LINAC4 ve JPARC'daki CCL hızlandırıcılarının karşılaştırılması.....	28
Çizelge 4.1. THM-Proton Hızlandırıcısının demet parametreleri.....	50
Çizelge 4.2. DTLfish input dosyasında kullanılan parametreler.....	53
Çizelge 4.3. DTL birim hücrelerinin optimize edilmiş geometrik parametreleri.....	59
Çizelge 4.4. DTL hızlandırıcısının her bir tankı için linak parametreleri.....	63
Çizelge 4.5. CCDTL kavitelerinin optimize olmuş geometrik parametreleri.....	65
Çizelge 4.6. CDTfish input dosyasında kullanılan geometrik parametreler...	66
Çizelge 4.7. Tasarlanan CCDTL kavitelerinin SFDATA tabloları.....	70
Çizelge 4.8. CCDTL hızlandırıcısının genel parametreleri.....	71
Çizelge 4.9. CCL kavitesinin optimize olmuş geometrik parametreleri.....	75
Çizelge 4.10. CCL hızlandırıcısının genel parametreleri.....	77
Çizelge 4.11. Proton hızlandırıcısının giriş ve çıkışındaki normalize olmuş twiss parametreleri.....	79
Çizelge 4.12. THM-PH ve LINAC4 proton hızlandırıcılarının DTL yapısına ait genel parametrelerin karşılaştırılması (PMQ=Sürekli Magnet Kuadrupol).....	86
Çizelge 4.13. THM-PH ve LINAC4 proton hızlandırıcılarının CCDTL yapısına ait genel parametrelerin karşılaştırılması.....	87
Çizelge 4.14. THM-PH ve LINAC4 proton hızlandırıcılarının CCL yapısına ait genel parametrelerin karşılaştırılması.....	88

## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

<b>Şekil</b>	<b>Sayfa</b>
Şekil 2.1. Wideröe linakının şematik görünümü.....	5
Şekil 2.2. Alvarez hızlandırıcısının şematik görünümü.....	6
Şekil 2.3. Pill-box kavitesinde $TM_{010}$ modu için alan dağılımları.....	11
Şekil 2.4. Bir dalga klavuzu için dispersiyon diyagramı.....	13
Şekil 2.5. Elektromanyetik dalgaların faz hızını yavaşlatan diskli silindirik kavite.....	13
Şekil 2.6. Periyodik yapılı hızlandırıcılar için dispersiyon diyagramı.....	15
Şekil 2.7. Dört kanat şekilli RFQ hızlandırıcısı için; a) kesitten görünüm, b) oluşan elektrik alan çizgileri.....	18
Şekil 2.8. RFQ hızlandırıcısında, alternatif voltajın demeti odaklama sürecinin şematik gösterimi.....	19
Şekil 2.9. Modüle edilmiş elektrotlardan oluşan RFQ hızlandırıcısının şematik görünümü.....	20
Şekil 2.10. DTL hızlandırıcısının iç mekaniksel yapısı.....	21
Şekil 2.11. DTL tankında ileri birleştirici (post coupler) çubuklarının yerleşimi.....	22
Şekil 2.12. CERN/LINAC4 hızlandırıcısının üç tanktan oluşan CCDTL modülünün şematik görünümü.....	24
Şekil 2.13. CERN/LINAC4 projesindeki SCL hızlandırıcısına ait, köprü hücresiyle birleşmiş iki tankın şematik görünümü.....	26
Şekil 2.14. JPARC linak hızlandırıcısında, iki ACS tankının şematik görünümü.....	27
Şekil 3.1. L uzunluğundaki rf aralığı ve uygulanan sinüzoidal elektrik alan bileşeni.....	31
Şekil 3.2. İdeal A parçacığının ve diğer parçacıkları temsil eden B parçacığının izlediği yörünge (koordinat sistemi).....	38

<b>Şekil</b>	<b>Sayfa</b>
Şekil 3.3. Betatron salınımı yapan parçacıkların $x$ (konum), $x'$ (açı) faz uzayında oluşturduğu faz-uzay elipsi.....	45
Şekil 4.1. THM proton hızlandırıcısının blok diyagramı.....	51
Şekil 4.2. Üç tanktan oluşan DTL hızlandırıcısının blok diyagramı.....	52
Şekil 4.3. DTL hızlandırıcısının hücre şekli ve geometrik parametreler.....	54
Şekil 4.4. Farklı beta değerleri için kavite çapının etkin shunt empedansa göre grafiği.....	55
Şekil 4.5. Farklı beta değerleri için kavite çapının geçiş zamanı faktörüne göre grafiği.....	56
Şekil 4.6. Farklı beta değerleri için köşe yarıçapının etkin shunt empedansa göre grafiği.....	58
Şekil 4.7. Optimize edilen DTL hücrelerinin sırasıyla $\beta=0,11$ , $\beta=0,21$ ve $\beta=0,29$ değerlerindeki görünümü ve içindeki elektrik alan dağılımları (eksenler cm birimindedir).....	60
Şekil 4.8. DTL hızlandırıcısının etkin shunt empedans grafiği.....	61
Şekil 4.9. DTL hızlandırıcısının 1., 2. ve 3. tanklarına (yukarıdan aşağıya) ait elektrik alan dağılımları.....	61
Şekil 4.10. Tek drift tüplü bir CCDTL kavitesinin geometrik şekli.....	64
Şekil 4.11. CCDTL kavitelerinin farklı enerjilerdeki elektrik alan desenleri, a) 56 MeV, b)71,7 MeV ve c) 90 MeV.....	67
Şekil 4.12. İki kaviteli bir CCDTL modülünün altı hücrenin şematik görünümü.....	68
Şekil 4.13. CCL kavitesinin geometrik şekli.....	73
Şekil 4.14. CCL kavitesinde, köşe yarıçapının farklı değerlerinin etkin shunt empedansa etkisi.....	74
Şekil 4.15. CCL kavitesinde koni açısının farklı değerlerinin etkin shunt empedansa etkisi.....	75
Şekil 4.16. Farklı enerjilerdeki yarım CCL kavite ve elektrik alan dağılımları.....	76

<b>Şekil</b>	<b>Sayfa</b>
Şekil 4.17. Proton hızlandırıcısının giriş ve çıkışındaki x-emittans grafiği.....	79
Şekil 4.18. Proton hızlandırıcısının giriş ve çıkışındaki y-emittans grafiği.....	80
Şekil 4.19. DTL hızlandırıcısı için PATH ve PARMILA'dan elde edilen sıfır akımdaki emittans grafiklerinin karşılaştırılması.....	81
Şekil 4.20. DTL için PARMILA'dan elde edilen sıfır akımdaki x, y demet profili ve faz gelişim grafiği.....	81
Şekil 4.21. Proton hızlandırıcısının DTL, CCDTL ve CCL yapıları için normalize olmuş emittansın demet enerjisine göre değişim grafiği (PATH).....	82
Şekil 4.22. Proton hızlandırıcısının DTL, CCDTL ve CCL yapıları için x ve y yönündeki rms-demet boyutu grafiği (PATH).....	83
Şekil 4.23. THM ve LINAC4 proton hızlandırıcılarının DTL ve CCDTL kısımlarına ait etkin shunt empedans grafiklerinin karşılaştırılması.....	84
Şekil 5.1. Dünya çapındaki önemli proton hızlandırıcısı merkezlerinin, akım ve enerji özelliklerine göre grafiği.....	90

## SİMGELER VE KISALTMALAR

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

<b>Simgeler</b>	<b>Açıklama</b>
<b>T</b>	Geçiş zamanı faktörü
<b>ZTT</b>	Etkin shunt empedansı
<b>U</b>	Kavitede depolanan enerji
<b>P</b>	Kavite duvarlarında harcanan güç
<b>Q</b>	Kalite faktörü
<b><math>\Phi_s</math></b>	Senkronizasyon fazı
<b><math>\epsilon</math></b>	Emittans
<b><math>\Delta W</math></b>	Enerji kazancı
<b><math>\Delta P</math></b>	Momentum farkı
<b>Kısaltmalar</b>	<b>Açıklama</b>
<b>CCDTL</b>	Birleşmiş Kaviteli Drift Tüp Linak
<b>CCL</b>	Birleşmiş Kaviteli Linak
<b>DTL</b>	Drift Tüp Linak
<b>IS</b>	İyon Kaynağı
<b>LEBT</b>	Düşük Enerjili Demet Taşıma Kanalı
<b>MEBT</b>	Orta Enerjili Demet Taşıma Kanalı
<b>RFQ</b>	Radyo Frekans Kuadropol
<b>THM</b>	Türk Hızlandırıcı Merkezi

## 1. GİRİŞ

Parçacık hızlandırıcı teknolojileri; elektron, proton ve müon gibi yüklü parçacıkları elektromanyetik alanlarla yüksek enerjilere kadar hızlandırılmalarını sağlayan ve birçok alt teknolojiye lokomotiflik yapan 21.yüzyılın jenerik teknolojileri arasında yer almaktadır. Yüzlerce alanda uygulama, araştırma ve geliştirme potansiyeli olan parçacık hızlandırıcıları, yapısal olarak doğrusal (lineer) ve dairesel olmak üzere iki gruba ayrılır. Dairesel hızlandırıcılardaki yüklü parçacık demeti, dairesel bir yörüngede istenilen enerjiye ulaşıncaya kadar defalarca döndürülür. Böyle bir yörüngede demeti tutabilmek, teknik açıdan zorlu bir süreçtir. Demeti belirli bir açı kadar büken dipol magnetlerin yanı sıra, odaklayıcı kuadropoller ve kromatik aberasyonu<sup>1</sup> düzeltmek için sextupol magnetler kullanılır. Çeşitli magnet ve alan hataları, parçacıkları ideal yörüngeden uzaklaştırabilir. Doğrusal hızlandırıcılarda ise demet doğrusal bir yörüngede ilerlediğinden parçacıkları ideal yörüngede tutmak daha kolaydır.

Yüksek enerjili ve yüklü parçacık demeti, maddenin iç yapısını araştırmak için çarpıştırıcılarda veya sabit hedef deneylerinde kullanılır. Sabit hedef deneyleri için tasarlanan ve bu çalışmanın da konusu olan proton hızlandırıcılarında, proton demetine ilave olarak nötron ve müon ikincil demet kanalları oluşturularak pek çok alanda deney ve araştırma yapılabilmektedir. Müon laboratuvarında, çeşitli özellikte (enerji, akım vb.) müon kanalcıkları oluşturularak başta  $\mu$ SR (müon spin rezonans) tekniği ve  $\mu$ CF (müon katalizörlü füzyon) araştırması olmak üzere bir çok konuda deneysel çalışma yapılabilecektir [1-4]. Nötron laboratuvarında ise saçılmış nötron demetini farklı yönleriyle inceleyen çok sayıda spektrometre kurularak fizik, yerbilimleri, polimer ve mühendislik gibi çeşitli dallarda çalışma imkanı oluşacaktır [5,6].

<sup>1</sup> Kromatik Aberasyon : Kuadropol magnet içindeki yüklü parçacıklar odaklandığında, enerji farkından dolayı farklı farklı odak uzaklığına sahip olur. Buna kromatik aberasyon denir.

Proton hızlandırıcısının en önemli uygulama alanlarından biri de Hızlandırıcı Sürümlü Sistemler'e (ADS) dayalı enerji üretimidir. 1990'lı yıllarda C.Rubbia önderliğindeki bir grup fizikçi tarafından önerilen bu sistem, yakıt olarak Toryum kullanan yeni tip bir nükleer teknolojidir. Böyle bir sistemde, proton hızlandırıcısı için gereken akım 30 mA ve enerji 1 GeV civarındadır. Oluşturulacak yeni tip nükleer reaktörde, yüksek enerjili protonların sabit hedefe çarptırılmasıyla hızlı nötronlar elde edilir. Bu nötronlar ise hedefin etrafına yerleştirilen Toryum yakıtı ile etkileşerek enerji üretecektir. Nükleer çevrim, hızlandırıcıya bağlı olduğundan Çernobil türü kazalar prensip olarak imkansızdır. Ülkemizdeki zengin Toryum yatakları dikkate alındığında, Türkiyede kurulacak bir proton hızlandırıcısı 21.yüzyılda enerji problemimizin çözümüne önemli katkı sağlayabilir [7-9].

Yüksek akımlı bir proton hızlandırıcısı tasarımını içeren bu çalışma, Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) projesi kapsamında yapılmıştır. Türk Hızlandırıcı Merkezinin; parçacık fabrikası amaçlı linak-halka (ring) tipli bir elektron-pozitron çarpıştırıcısı, 1 GeV enerjili proton hızlandırıcısı, linak temelli Serbest Elektron Lazeri (SEL) ve halka temelli 3. nesil Sinkrotron Işınımı (SI) kaynağı tesislerinden oluşması planlanmaktadır. Projenin 1997 yılında başlayan Fizibilite çalışması 2001 yılında [10], Genel Tasarım Raporu (GTR) ise 2005 yılında tamamlanmıştır. 2006 yılında başlayan ilk tesis ve Teknik Tasarım Raporu (TTR) çalışmaları ise halen devam etmektedir. Ankara Üniversitesi Gölbaşı kampüs alanında kurulumu devam eden ilk hızlandırıcı tesisi, 15-40 MeV enerjili linaka dayalı Serbest Elektron Lazeri ve Bremsstrahlung tesisi olarak planlanmıştır [11-14].

Dünyadaki proton hızlandırıcı tesisleri incelendiğinde, son yıllarda kurulan iki proton hızlandırıcı sistemi ön plana çıkmaktadır. Bunların ilki Japonyanın Tokai şehrinde kurulan Japon Proton Hızlandırıcısı Araştırma Merkezi (JPARC)'dir. J-PARC, ön hızlandırıcı olarak linak ve enerjileri 3 GeV ile 50 GeV olan iki sinkrotron halkasından oluşur. Kurulumu tamamlanan ve bu yıl (2010-2011) çalışmaya başlayan tesiste, malzeme bilimi, yaşam bilimleri,



nükleer fizik, parçacık fiziği ve hızlandırıcı sürümlü sistemler (ADS) gibi çeşitli konularda çalışmalara başlanacaktır [15]. İkinci önemli sistem, İsviçre-Fransa sınırındaki Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) bünyesinde kurulmakta olan Süper Proton Linak (SPL) hızlandırıcısıdır. Hızlandırıcısının 160 MeV'e kadar olan ve normal iletken yapılardan oluşan kısmına LINAC4 ismi verilmiştir. Sonrasında ise süper iletken kavitelele GeV mertebesine ulaşarak sinkrotron halkasına (PS2) enjekte edilip, özellikle nötrino ikincil demetleri ile deneyler yapılacaktır [16].

Bu çalışmada, 1 GeV enerjili ve 30 mA'lik ortalama akıma sahip olan doğrusal bir proton hızlandırıcısının hem kavite hem de demet dinamiği dizaynı yapılmıştır (4. bölüm). DTL, CCDTL ve CCL linak yapılarıyla yüklü demetin enerjisi 3 MeV'den 1 GeV'lik enerjiye çıkarılması planlanmıştır. Hızlandırıcı yapısının seçiminde, LINAC4 ve J-PARC'ın linak ön-hızlandırıcısı model alınmıştır. 2. bölümde, ilk rf hızlandırıcılarından ve günümüzde standart olarak kullanılan proton linak yapılarından bahsedilmiştir. Hızlandırıcıların mekaniksel yapısı ve çalışma prensiplerinin yanı sıra, elektromanyetik alanın kavitedeki dağılım şekillerini tanımlayan kavite modlarına ve kavite duvarlarındaki güç kayıplarına da değinilmiştir. 3. bölümde, elektrik alan ve manyetik alan içindeki yüklü parçacıkların hareketinin incelendiği demet dinamiğinden bahsedilmiştir. Manyetik alan içindeki yüklü parçacıklar ideal parçacığın yörüngesi etrafında betatron salınımı hareketi yaparken, elektrik alan içinde ise senkronizasyon fazı etrafında sinkrotron salınımı hareketi yapmaktadır. Enine ve boyuna demet dinamiği adı altında incelenen bu iki salınım hareketinin, hareket denklemleri çıkarılmıştır.

## 2. DOĞRUSAL HIZLANDIRICILAR

Bu bölümde, ilk doğrusal hızlandırıcılardan başlayarak günümüzde kullanılan standart linak yapılarının mekaniksel yapısı ve çalışma prensibi anlatılmıştır. Ayrıca elektromanyetik alan-kavite etkileşiminde, elektrik alanların kavite içindeki dağılım şekillerini özetleyen kavite modlarına, periyodik yapılı linakların teorisini anlatan Floquet teoremine ve güç kayıplarına değinilmiştir.

### 2.1. İlk Hızlandırıcılar

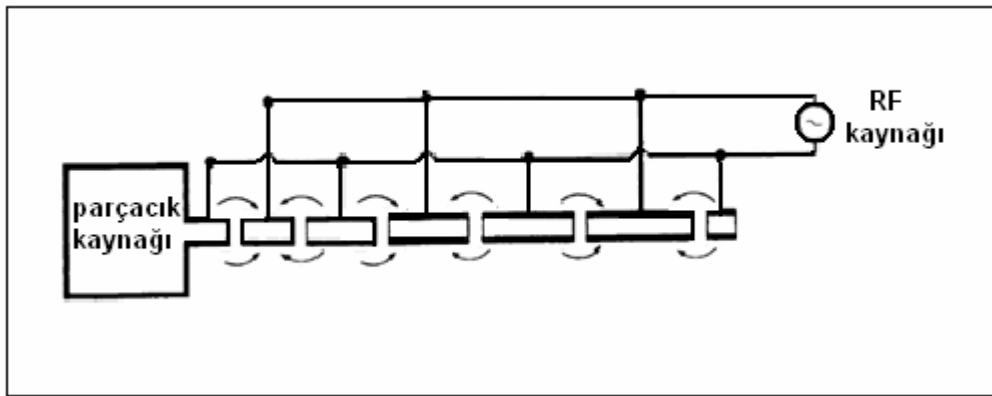
İlk parçacık hızlandırıcıları elektrostatik hızlandırıcılardır. Yüklü iyon demeti sabit bir elektrik alandan geçerek enerjisini artırır. Böyle bir mekanizmada yüklü parçacığın kazanacağı enerji, elektriksel yük ile sabit potansiyel farkının çarpımına eşit olur. Bu ifade, günümüz hızlandırıcı terminolojisinde elektronvolt (eV) olarak bilinen enerji biriminin temelini oluşturur. Elektrostatik hızlandırıcılarda yüksek enerjilere ulaşmanın tek yolu potansiyel farkını artırmaktır. Fakat elektriksel kırılma (breakdown)'dan dolayı bu artışa sınırlama gelmektedir. Elektrostatik hızlandırıcılardaki bu limit, değişken yapılı harmonik elektromanyetik alanların kullanımıyla aşıldı. Fakat harmonik elektromanyetik alanların pozitif kısmı parçacıkları hızlandırırken, negatif kısmı yavaşlatıyordu. Böyle bir rf voltajını yüklü demete uygulayabilmek için içi boş metalik tüplerin kullanımı gündeme geldi. 1924 yılında Gustav Ising böyle bir doğrusal hızlandırıcı önermiş ama deneysel olarak test etmemiştir.

#### 2.1.1. Wideröe linak

İlk rf doğrusal hızlandırıcısı 1927 yılında Wideröe tarafından Almanya'da tasarlandı ve deneysel olarak test edildi. Wideröe, deneyinde 1 MHz frekanslı 25 kV'luk bir rf voltajını içi boş silindirik elektrotlara uyguladı. Kaynaktan gelen yüklü potasyum iyonları elektrottan geçirildi ve demet enerjisi 50 keV olarak ölçüldü. Deneyde sadece bir drift tüp kullanıldığı için demet iki kere voltaja maruz kalır ve enerjisini 50 keV'e çıkarır. Yapılan ölçümle bu sistemin

doğruluğu kanıtlandı. Wideröe tarafından gerçekleştirilen bu küçük deney günümüzdeki modern rf doğrusal hızlandırıcılarının temelini oluşturur. Sonraki yıllarda daha fazla drift tüp içeren wideröe-tipli linak üzerinde çalışmalar yapıldı. Wideröe linakının en karakteristik özelliği, elektrotlar arasındaki rf aralığında elektrik alan voltajının salınım yaptıkça işaretinin sürekli yer değiştirmesidir. Şekil 2.1’de görüldüğü gibi elektrotlara uygulanan elektromanyetik voltaj sonrasında, rf aralıklarında durağan dalgalar oluşur ve bunların yönelimi ardı ardına gelen rf aralığı için zıt yönde olur. Yani rf aralıkları arasındaki geçişte, elektrik alanda  $\pi$  kadarlık bir faz kayması olur. Bu yüzden Wideröe linakı  $\pi$ -modda çalışır. İyon demetinin sürekli hızlanabilmesi için voltajın hep pozitif kısmını görmelidir. Dolayısıyla demet ile rf voltajı uyumlu hareket etmelidir. Bunun için yüklü demet iki rf aralığı arasındaki L mesafesini, rf voltajının T/2 yarım periyodunda almalıdır. Buna göre Wideröe linakı için, hızı v olan yüklü demetin elektromanyetik voltajla olan senkronizasyon koşulu aşağıdaki eşitlikteki gibi olur.

$$L = v \frac{T}{2} \quad (2.1)$$



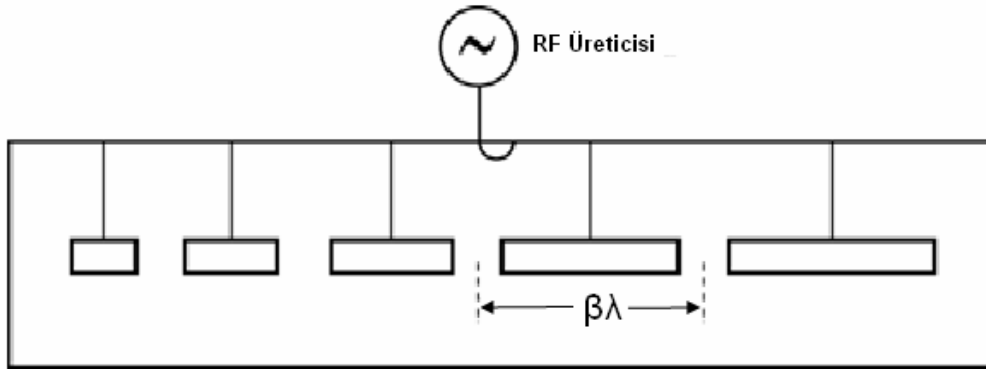
Şekil 2.1. Wideröe linakının şematik görünümü

Yüklü parçacıklar hızlandırıcıda ilerledikçe enerjisi ve hızı artar. Eş.2.1’deki denkleme göre, senkronizasyonun devam edebilmesi için ya drift tüplerin

boyu arttırılmalı ya da rf periyodu azaltılmalıdır. Periyodu azaltmak daha yüksek frekanslı rf kaynağı anlamına gelir ki o yıllarda yeterince yüksek frekanslı kaynaklar yoktu. Dolayısıyla tek seçenek olarak drift tüplerin boyu arttırılmalıydı. Özellikle elektron ve proton için demet hızı, ışık hızına yaklaştığında, drift tüplerin boyu baş edilemez boyutlara ulaşır. Bu yüzden Wideröe linakı yüksek enerjilere ulaşmak için uygun bir yapı değildir. Ayrıca Wideröe linakında güç kayıpları çok fazla olmaktadır. Elektromanyetik alan, elektrotlar üzerinde salınım yaptıkça sağ ve sol yönlerde akımlar oluşur ve iletkenin direncine bağlı olarak ısıl enerji kayıpları olur. Bu kayıpları azaltmanın bir yolu drift tüpleri silindirik bir kaviteyle kaplamaktır. Bu çözüm önerisi daha sonra Luis Alvarez tarafından yapıldı [17].

### 2.1.2. Alvarez linak

İkinci dünya savaşında radar teknolojileri için geliştirilen yüksek frekanslı güç jeneratörleri, temelinde Wideröe linakı olan yeni bir doğrusal hızlandırıcı yapının gelişmesine yol açtı. Kaliforniya Üniversitesinden Luis Alvarez ve arkadaşları tarafından önerilen bu modelde, Wideröe linakından farklı olarak drift tüpler silindirik bir kaviteyle kapatılmıştır.



Şekil 2.2. Alvarez hızlandırıcısının şematik görünümü

Yüksek frekanslı bu yeni modeli test etmek için çapı 1 metre, uzunluğu 12 metre ve frekansı 200 MHz olan Alvarez linak kuruldu ve protonlar 4

MeV'den 32 MeV'e kadar başarıyla hızlandırıldı. Şekil 2.2'de de görülebileceği gibi hızlandırıcının silindirik bir kaviteyle kapatılması güç kayıplarını önemli ölçüde azaltmıştır. Alvarez yapısında tüm rf aralıklarında elektrik alanlar pozitif yönde olup demeti daima hızlandıracak niteliktedir. Buna göre elektromanyetik voltajın rf aralıkları arasındaki geçişte faz kayması sıfırdır. Bu yüzden Alvarez hızlandırıcısı 0 veya  $2\pi$ -modda çalışır. Demet ile voltaj arasındaki uyumun sağlanabilmesi için parçacıklar iki rf aralığı arasındaki L mesafesini T rf periyodunda almalıdır. Bu durumda hızlandırıcının hücre uzunluğu  $\beta\lambda$  olurken, senkronizasyon koşulu ise  $L=vT$  olur. Demetin hızı arttıkça drift tüplerin boyu da artmalıdır. Frekans çok yüksek olduğundan periyot çok küçüktür.  $L=vT$  denklemine göre, T'nin çok küçük değerlerde sabit kalması yüksek enerjilere ulaşmayı mümkün kılmaktadır. Günümüz hızlandırıcı teknolojisinde, yüksek frekanslı güç kaynağı için klastron isimli özel yapılar kullanılmaktadır [17].

## 2.2. Kavite Modları

Hızlandırıcılarda, silindirik rf kavitelere elektromanyetik voltaj uygulanarak yüklü demete yüksek verimlilikte enerji aktarmaya çalışılır. Elektromanyetik dalgaların kaviteyle etkileşimi, silindirik kavitedeki elektrik ve manyetik alan dağılımlarını belirler. Bu bölümde, hızlandırma işlemi için en uygun dağılım şekli belirlenecektir.

Elektromanyetizma'da elektrik ve manyetik alanların birbiriyle ilişkisi Maxwell denklemleri ile verilir. Elektromanyetik dalgaların kavite içindeki davranışı bu denklemler yardımıyla anlaşılabilir. Elektromanyetik teoriye göre, bu dalgalar boşlukta ( $\rho=0$  ve  $j=0$ ) ışık hızında ilerler ve aşağıdaki denklemlerde görüldüğü gibi her bir alan bileşeni klasik dalga denklemi formundadır.

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (2.3)$$

Denklemlerde c ışık hızı olup,  $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$  şeklinde boşluğun elektrik ve manyetik geçirgenliğine bağlıdır. Denklemlerde eşitliğin sol tarafı konuma, sağ tarafı ise zamana bağlıdır. Elektromanyetik dalgalar periyodik olduğu için birinci denklem için önerilen çözüm  $E(r,t) = E(r) \exp(i\omega t)$  şeklindedir. Manyetik alan için de çözüm aynıdır. Bu çözüm fonksiyonları diferansiyel denklemlerde yerine yazılırsa, sadece konuma bağlı olan aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\nabla^2 \vec{E}(r) + k^2 \vec{E}(r) = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla^2 \vec{B}(r) + k^2 \vec{B}(r) = 0 \quad (2.5)$$

Bu ifadeler, matematikte Helmholtz denklemi olarak bilinir. Elektromanyetik dalganın bulunduğu ortama uygun bir koordinat sistemi seçilerek, Helmholtz denklemi çözülür ve elektromanyetik alan bileşenlerine ait çözümler bulunabilir. Hızlandırıcılarda silindirik kavite kullanıldığı için, bu denklemler silindirik koordinatlarda çözülmelidir. Bu koordinatlar için her bir elektrik ve manyetik alan bileşeninin z, r ve  $\Phi$  bileşeni ayrı ayrı çözülmelidir. Burada sadece elektrik alanın z-bileşeni çözülüp diğer bileşenlerin sonuçları yazılacaktır. Çünkü  $E_z$  bileşeni, demet eksenine paralel olan ve hızlandırmadan sorumlu bileşendir. Helmholtz denkleminin, bu bileşen için silindirik koordinatlardaki ifadesi;

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}_z}{\partial z^2} + k^2 \vec{E}_z = 0 \quad (2.6)$$

şeklindedir. Bu denklemde gerekli düzenlemeler yapılırsa, aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$\frac{\partial^2 E_z(r, \phi, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k^2 E_z = 0 \quad (2.7)$$

Denklemin birinci ve ikinci terimi r'ye, üçüncü terimi  $\Phi$ 'ye ve dördüncü terimi ise sadece z-bileşenine bağlıdır.  $E_z$  alanı,  $E_z(r, \phi, z) = R(r)\Phi(\phi)Z(z)$ , şeklinde üç bileşene sahip olup denklemde ayrı ayrı çözümlerse aşağıdaki üç diferansiyel denklem elde edilir.

$$\frac{\partial^2 \Phi(\phi)}{\partial \phi^2} + m^2 \Phi(\phi) = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + k_z^2 Z(z) = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} + \left[ k_c^2 - \frac{m^2}{r^2} \right] R(r) = 0 \quad (2.10)$$

İlk iki denklem, basit harmonik ossilatör formundadır. Dolayısıyla  $\Phi$  ve  $Z$  bileşenleri periyodik yapıda olup çözümleri

$$\Phi(\phi) = e^{-im\phi} \quad (2.11)$$

$$Z(z) = e^{-ik_z z} \quad (2.12)$$

şeklindedir. Radyal bileşeni temsil eden üçüncü diferansiyel denklemdeki  $k_c$  sabiti,  $k_c^2 = k^2 - k_z^2$  şeklinde  $k$  ve  $k_z$  sabitlerine bağlıdır. Eş.2.10 denkleminde her iki taraf  $r^2$  ile çarpılırsa,

$$r^2 \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + r \frac{\partial R(r)}{\partial r} + [r^2 k_c^2 - m^2] R(r) = 0 \quad (2.13)$$

eşitliği elde edilir ki bu matematikte Bessel diferansiyel denklemini olarak bilinir. Denklemin çözümü  $J_m(k_c r)$  şeklinde derecesi  $m$  olan bessel fonksiyonlarıdır. Buna göre  $E_z$ -bileşeninin zamana bağlı kısmını da içeren en genel çözümü aşağıdaki gibi olur.

$$E_z(r, \phi, z) = E_0 J_m(k_c r) e^{i(\omega t - m\phi - k_z z)} \quad (2.14)$$

Elektrik alanın diğer bileşenleri için ve manyetik alan için benzer çözümler yapıp silindirik kavitedeki sınır şartları da uygulandığında elde edilecek tüm çözümler aşağıda eşitliklerde gösterilmiştir [18].

$$E_z = E_0 J_m(k_{mn} r) \cos m\phi \cos \frac{p\pi z}{L} \exp(i\omega t) \quad (2.15)$$

$$E_r = -\frac{p\pi}{L} \frac{a}{x_{mn}} E_0 J'_m(k_{mn} r) \cos m\phi \sin \frac{p\pi z}{L} \exp(i\omega t) \quad (2.16)$$

$$E_\phi = -\frac{p\pi}{L} \frac{ma^2}{x_{mn}^2 r} E_0 J_m(k_{mn} r) \sin m\phi \sin \frac{p\pi z}{L} \exp(i\omega t) \quad (2.17)$$

$$B_z = 0 \quad (2.18)$$

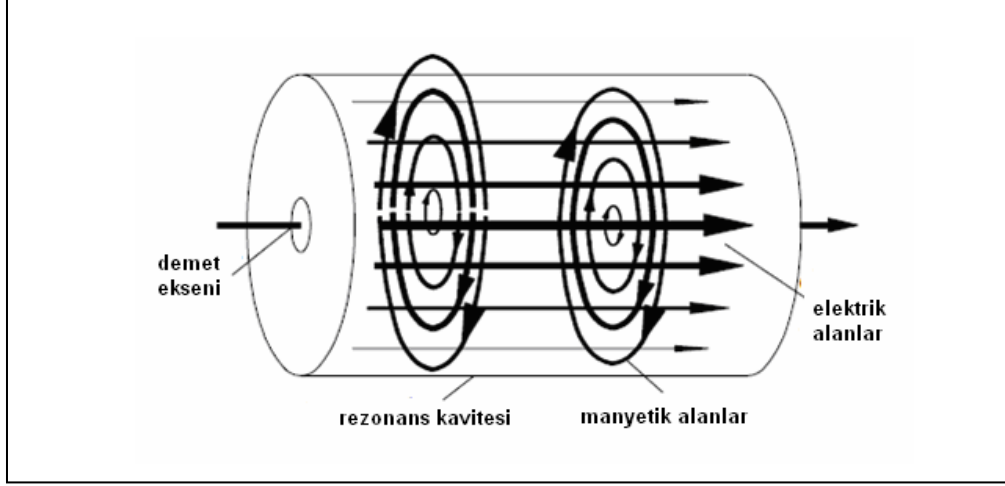
$$B_r = -i\omega \frac{ma^2}{x_{mn}^2 r c^2} E_0 J_m(k_{mn} r) \sin m\phi \cos \frac{p\pi z}{L} \exp(i\omega t) \quad (2.19)$$

$$B_\phi = -i\omega \frac{a}{x_{mn} c^2} E_0 J'_m(k_{mn} r) \cos m\phi \cos \frac{p\pi z}{L} \exp(i\omega t) \quad (2.20)$$

m, n ve p indislerine bağlı olan bu çözümler yardımıyla çeşitli kavite modları tanımlanabilir. Kavite modları enine manyetik (TM) ve enine elektrik alan (TE) olarak ikiye ayrılır. TM-modunda manyetik alan silindir eksenine dik, elektrik alan ise eksene paralel yöndedir. TE-modu ise bunun tam tersidir. Parçacık hızlandırıcılarında eksene paralel elektrik alanlar kullanmak istediğimiz için TM-modu en uygundur. Buna göre m, n ve p indislerine göre  $TM_{nmp}$  kavite modları oluşturulmalıdır. m indisi silindirik kavitenin  $\Phi$ -yönündeki periyodikliğini belirler ve  $m=0,1,2,\dots$  şeklinde sıfırdan başlayan değerler alır. n-indisi radyal yöndeki periyodikliği belirler ve  $n=1,2,3,\dots$  şeklinde 1'den başlayan değerler alır. p ise z-yönündeki periyodiklikle ilgili olup  $n=0,1,2,\dots$  şeklinde sıfırdan başlayan değerler alır. En düşük mod  $TM_{010}$  olup, sonsuz sayıda TM-modu türetilebilir. Parçacık hızlandırıcılarında kullanılacak en uygun kavite modu  $TM_{010}$  modudur. Çünkü, m, n ve p indislerinin değeri denklemlerde yerine yazılırsa, sadece  $E_z$  ve  $B_\phi$  bileşenleri kalır. Uzunluğu L



ve yarıçapı  $a$  olan basit bir pill-box kavitesi için  $TM_{010}$  modundaki alan dağılımı Şekil 2.3'de görüldüğü gibidir.



Şekil 2.3. Pill-box kavitesinde  $TM_{010}$  modu için alan dağılımları

Bu modda elektrik alanlar silindir eksenine ve dolayısıyla demet eksenine paralel olur, manyetik alan ise eksen etrafında dolanır ki demet üzerinde bir etkisi yoktur. Tüm hızlandırıcı yapılarında, bu temel mod kullanılır.

### 2.3. Floquet Teoremi

Hızlandırıcılarda, parçacık demeti ile elektromanyetik dalganın hızları uyumlu olmalıdır. Fakat elektromanyetik dalgalarda, faz ve grup hızı olmak üzere iki çeşit hız vardır. Bilindiği gibi elektromanyetik dalgalar farklı frekanstaki bir çok dalganın süperpozisyonundan oluşur ve dalga paketçikleri şeklinde yayılır. Paketçik pulslarının hızına grup hızı denir ve formülü aşağıdaki gibidir.

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \quad (2.21)$$

Dalga paketinin içindeki en yüksek genliğe sahip dalganın hızına ise faz hızı denir. Faz hızının ifadesi,

$$v_f = \frac{\omega}{k} \quad (2.22)$$

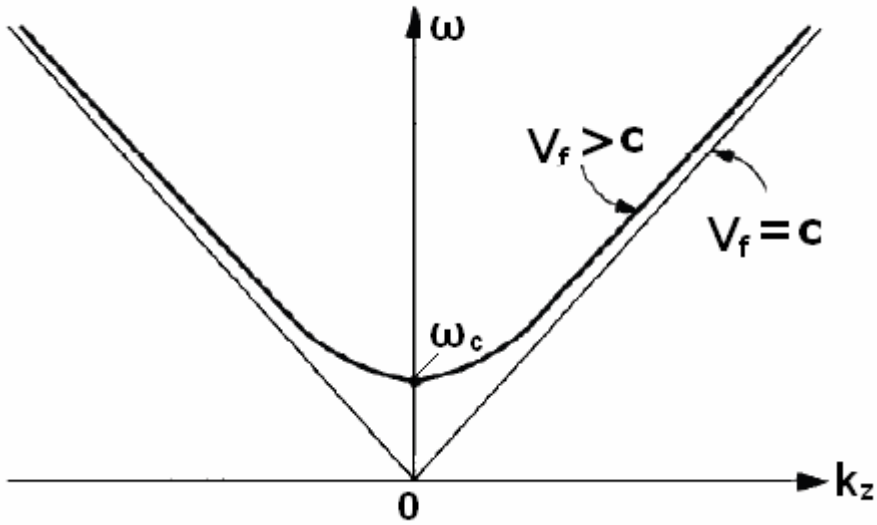
şeklinde. Hızlandırıcılarda, elektromanyetik dalgaların faz hızı önemlidir. Çünkü yüklü demetin hızı ile elektromanyetik dalganın faz hızı aynı olmalıdır. Boşlukta ilerleyen elektromanyetik dalgalar için faz hızı, ışık hızına eşittir. Buna göre faz hızı ifadesi  $\omega/k = c$  olur. Silindirik kavitelelerdeki faz hızını bulmak için Eş.2.14'deki  $k_z$  dalga sayısı, faz hızı ifadesinde yerine yazılmalıdır. Eş.2.14'de,  $k_z = \sqrt{k^2 - k_c^2}$  olduğu için silindir içindeki faz hızı, aşağıdaki eşitlikte görüldüğü gibi ışık hızından büyük olmaktadır.

$$v_f = \frac{\omega}{\sqrt{k^2 - k_c^2}} > \frac{\omega}{k} = c \quad (2.23)$$

$k_z = \sqrt{k^2 - k_c^2}$  ifadesinde boşluk için dalgasayısı olan  $k$  yerine  $k = \omega/c$  yazılırsa aşağıdaki eşitlik elde edilir.

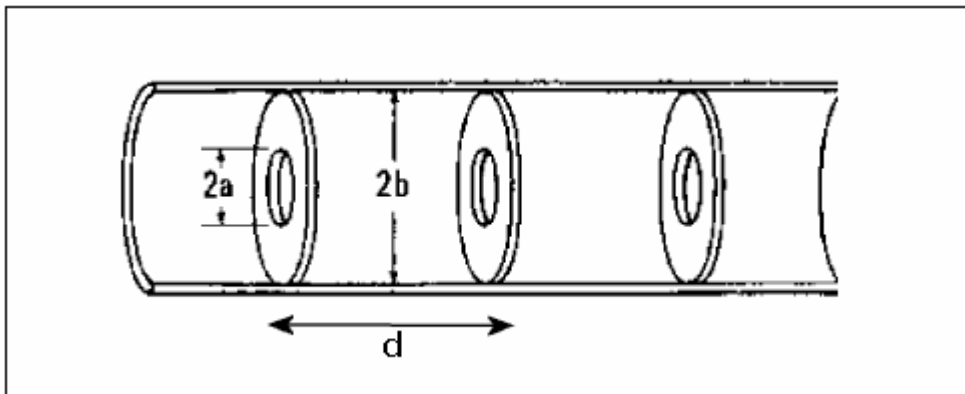
$$\frac{\omega^2}{c^2} = k_c^2 + k_z^2 \quad (2.24)$$

Bu eşitlik bir hiperbol denklemdir ve dispersiyon bağıntısı olarak isimlendirilir. Dispersiyon diyagramı Şekil 2.4'de görüldüğü gibi, ilerleyen bir dalganın açılal frekansının, ortamdaki dalga sayısına göre grafiğini gösterir. Bu grafikteki eğrinin herhangi bir noktasının eğimi  $\omega/k$  olacağından, dalganın faz hızını verir. Faz hızının ışık hızına eşit olduğu  $v_f = c$  grafiği, hiperbolün asimtotudur ve boşlukta ilerleyen elektromanyetik dalganın dispersiyon grafiğidir. Bu grafiğin fiziksel yorumu, asimtot eğrisine göre yapılır. Buna göre, asimtotun üst kısmında kalan tüm nokta veya eğrilerde, dalganın faz hızı ışık hızından büyük olmaktadır. Şekil 2.4'deki hiperbol, içi boş bir silindirik kavitede ilerleyen dalganın grafiğidir ve asimtotun yukarısında olduğundan faz hızı daima ışık hızından büyük olmaktadır. Hiperbol eğrisinin minimum olduğu,  $k_z = 0$  noktasındaki frekansa Cut-off frekansı ( $\omega_c$ ) ve  $k_c$  dalgasayısına da cut-off dalgasayısı denir.



Şekil 2.4. Bir dalga klavuzu için dispersiyon diyagramı

Dolayısıyla içi boş bir silindirik kavite, demeti hızlandırmak için kullanılamaz. Silindir içinde ilerleyen elektromanyetik dalgaların faz hızının yavaşlatılması problemi, Floquet teoremiyle aşılmıştır. Bu teoreme göre silindirik kavitenin içi belirli bir  $d$  mesafesinde periyodik olacak şekilde modüle edilirse, salınım yapan dalganın genliği de periyodik olur ve faz hızı yavaşlatılmış olur [19]. Bunu sağlamak için Şekil 2.5'de görüldüğü gibi silindirin içine iris denilen diskler periyodik olarak yerleştirilir.



Şekil 2.5. Elektromanyetik dalgaların faz hızını yavaşlatan diskli silindirik kavite

Floquet teoremine göre, periyodik bir yapı için dalga denklemi, diskler tarafından oluşturulan periyodik sınır koşullarını sağlamalıdır. Buna göre dalga denkleminin çözümü aşağıdaki formda olmalıdır,

$$E(r, \theta, z) = e^{-ikz} f(r, \theta, z) \quad (2.25)$$

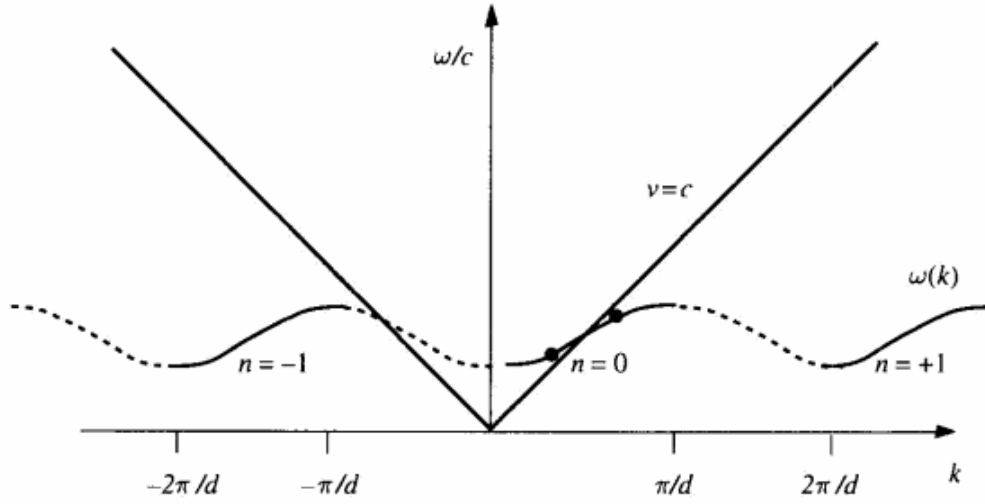
burada  $f$  periyodik bir fonksiyondur ve  $f(r, \theta, z+d)=f(r, \theta, z)$  eşitliğini sağlar. Bunun fiziksel anlamı; belirli bir frekans ve salınım modu için, çözüm fonksiyonunun bir periyottan diğerine geçişinde  $e^{-ikd}$  faz faktörü kadar faz farkı olur. Hücreden hücreye geçişteki kayıp bölgeler için bu faktör  $e^{-\gamma d}$ 'dir. Elektrik alanlar  $e^{-\gamma d}$ 'nin haricindeki bölgelerde kendini tekrar eder.  $f$  fonksiyonu periyodik olduğundan sonsuz Fourier serisine açılabilir.

$$f(r, \theta, z) = \sum_{-\infty}^{\infty} f_n(r, \theta) e^{-i2n\pi z / d} \quad (2.26)$$

Kayıpsız bir yapı için  $\gamma=i\beta_0$  şeklinde imajinerdir ve alan ifadesi;

$$f(r, \theta, z) = \sum_{-\infty}^{\infty} f_n(r, \theta) e^{-i\beta_n z} \quad (2.27)$$

şeklindedir. Burada,  $\beta_n = \beta_0 + \frac{2n\pi}{d}$  'dir. Bu çözüme göre, periyodik disk yüklü yapıdaki sınır şartlarını sağlayan sonsuz sayıda ilerleyen dalga vardır.  $n$ -indisiyle gösterilen bu çözüm fonksiyonlarına uzay harmonikleri denir. Çözümü sonsuz uzay harmonikleri olan periyodik yapılar için dispersiyon eğrisi Şekil 2.6'daki gibi olur. Dispersiyon fonksiyonu,  $2d$  dalgasayısı aralıklarda ilerleyen bir kosinüs fonksiyonu gibi davranır. Fakat sürekli bir fonksiyon olmayıp, belirli bir açısal frekans aralığında geçiş bantlarına (passband) ve duruş bantlarına (stopbands) sahiptir. Geçiş bantları hücre içindeki salınımları, duruş bantları ise hücreler arası geçiş bölgesindeki salınımları göstermektedir.



Şekil 2.6. Periyodik yapılı hızlandırıcılar için dispersiyon diyagramı

Uzay harmoniklerinin açılma frekansı ve grup hızları aynı, dalga sayıları ve faz hızları farklıdır. Dispersiyon diyagramı, ilerleyen ve durağan elektromanyetik dalga hızlandırıcılarına göre farklı yorumlanır. İlerleyen dalga hızlandırıcıları için (disk yüklü elektron hızlandırıcısı gibi), geçiş ve duruş bantları bahsedildiği gibidir. Fakat periyodik durağan dalga hızlandırıcıları (iyonları yüksek enerji bölgesinde hızlandıran CCL yapıları gibi) ise duruş banda sahip değildir. Sinüzoidal dispersiyon eğrisinin tamamı, geçiş bandıdır. İlerleyen dalga hızlandırıcıları genellikle ( $n=0$ ) 1.geçiş bandının ortasında ( $v=c$  noktası), durağan dalga hızlandırıcıları ise geçiş bantlarının ya en düşük ya da en üst noktasında çalışır. Çünkü sadece bu noktalarda grup hızı sıfırdır [19,20].

#### 2.4. Kaviteelerde Güç Kaybı

Elektromanyetik alanlar kavite içinde salınım yaparken, kavite duvarlarında güç kayıpları oluşur. Bu yüzden kavite, sistem çalışırken güç kaynakları ile sürekli desteklenmelidir. Kaviteye uygulanan voltajdaki toplam gücün bir kısmı demete aktarılırken, bir kısmı da duvarlarda ısıya dönüşmektedir. Bu

mekanizmayı anlamak için elektromanyetik dalgaların iletken ortamdaki davranışı incelenmelidir.

Elektromanyetik dalgalar iletken bir ortamla karşılaştığı zaman, dalganın elektrik alan bileşeni ortamdaki serbest elektronlarla etkileşerek, metal yüzeyinde  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$  denklemine göre yer yer J akım yoğunlukları oluşturur. Burada  $\sigma$ , metalin iletkenliğidir. Akım yoğunlukları oluştuğu esnada, yükler artık akımlara dönüşür ve  $\rho=0$  olur. Buradaki Maxwell denklemleri yazılmak istendiğinde boş uzaydan farklı olarak, elektrik ve manyetik geçirgenlik katsayılarında  $\epsilon_0 \rightarrow \epsilon$  ve  $\mu_0 \rightarrow \mu$  dönüşümü yapılmalıdır. Buna göre, aşağıdaki iki Maxwell denklemi serbest uzaydaki durumdan farklı olur.

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu \sigma \vec{E} + \mu \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.28)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.29)$$

Elektrik ve manyetik alanların  $E = E_0 \exp[i(\omega t - kx)]$  ve  $B = B_0 \exp[i(\omega t - kx)]$  şeklindeki düzlem dalga çözümleri Maxwell denklemlerinde yerine yazılırsa aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$k^2 = \omega \mu (-i\sigma + \omega \epsilon) \quad (2.30)$$

iyi iletken maddeler için  $\sigma \gg \omega \epsilon$  yaklaşıklığı kullanılırsa

$$k \cong \sqrt{\frac{\omega \mu \sigma}{2}} (1 - i) \quad (2.31)$$

eşitliği elde edilir [21]. Burada  $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}}$  tanımlaması yapılır ki buna dalma derinliği (skin depth) denir. Bu durumda yeni k ifadesi  $k \cong \frac{(1-i)}{\delta}$  olur. Elde ettiğimiz bu değer elektrik alan ifadesinde yerine konulursa;

$$\vec{E} = E_0 \exp\left[i\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right)\right] \exp\left[-\frac{x}{\delta}\right] \quad (2.32)$$

eşitliği elde edilir. Elektromanyetik teoriye göre, kavite duvarlarında harcanan güç,

$$P = \frac{1}{2} \int_s R_s |H|^2 ds \quad (2.33)$$

eşitliği ile tanımlanır. Eşitlikte  $R_s$ , iletkenin yüzey direnci olup  $R_s = \frac{1}{\sigma \delta}$  şeklinde, metalin iletkenliğine ve dalma derinliğine bağlıdır. Bu eşitliğe göre, kavitedeki güç kayıplarını azaltmak için, kavitenin yapılacağı metalin iletkenliği ve dalma derinliği parametresi yüksek olmalıdır. Eğer kavite ler süperiletken malzemelerden yapılırsa, şüphesiz ki güç kayıpları en düşük seviyede olacaktır. Böylelikle demete maksimum seviyede güç aktarması sağlanabilir. Günümüzde normal iletken hızlandırıcılar için iyi bir iletken olan bakır kullanılmaktadır.

## 2.5. Ağır İyonlar İçin Linak Yapıları

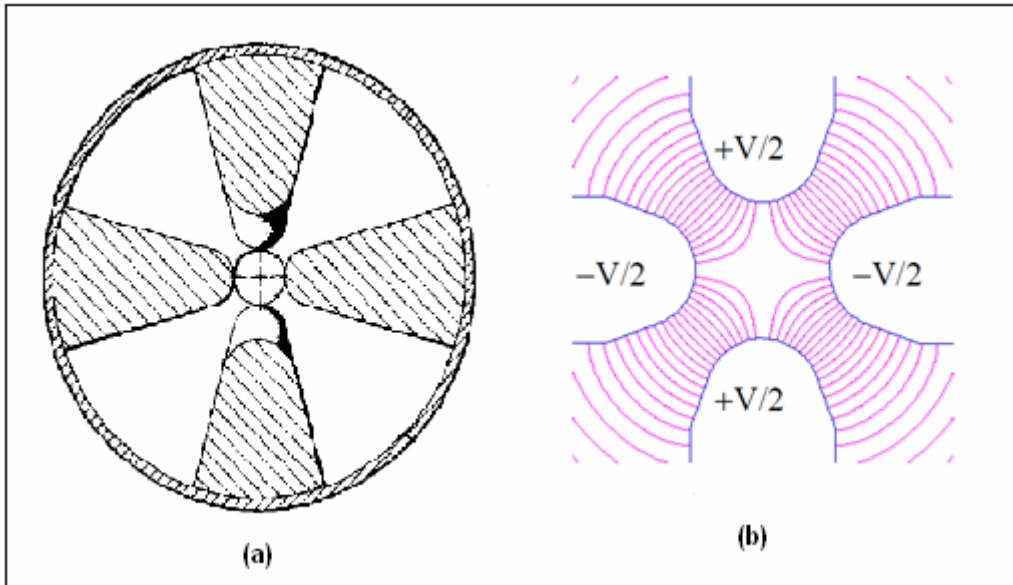
Elektron ve proton arasındaki kütle farkı, özellikle düşük enerjili kısımlar için, kullanılacak hızlandırıcının yapısını etkilemektedir. Elektronlar kaynaktan çıktıklarında, zaten enerjileri yüksektir ve kısa zamanda relativistik olur. Elektron hızlandırıcısı için bölüm 2.3'de bahsedilen periyodik iris yüklü yapılar uygundur. Doğrusal proton hızlandırıcıları için, demetin enerjisine bağlı olarak farklı hızlandırıcı yapıları geliştirilmiştir.

### 2.5.1. Radyo frekans kuadrupol (RFQ)

Radyo-frekans kuadrupol (RFQ), kaynaktan gelen düşük enerjilerdeki sürekli yapıdaki iyonları, keV mertebesinde MeV mertebesindeki enerjilere kadar hızlandıran, aynı anda demeti paketleyen ve odaklayan özel bir doğrusal hızlandırıcı yapısıdır. Radyo frekans kuadrupol fikri, ilk kez 1970 yılında Kapchinskij ve Teplyakov isimli iki rus bilim adamı tarafından önerildi. Bunun ilk deneysel testi 1974 yılında Rusya-Protvino'daki USSR yüksek enerji fiziği enstitüsünde yapıldı. Burada 148.5 MHz'li RFQ, protonları 100 keV'den 620

keV'e %50 verimlilikle hızlandırdı. RFQ kavramının batı dünyasında duyulması 1977 yılında gerçekleşti. Özellikle Los Alamos laboratuvarının ilgisini çekti ve bu hızlandırıcıyla ilgili bilgisayar programları geliştirmek için çalışmalara başlandı. 1979 yılında yapılan deneysel testte RFQ hızlandırıcısı, protonları 100 keV'den 640 keV enerjiye kadar %90 verimlilikle hızlandırdı ve deney sonuçları simülasyon sonuçlarıyla karşılaştırıldı. Kullanılan bilgisayar programı, Los Alamos laboratuvarında geliştirilen PARMTEQ kodudur [22]. Las Alamos laboratuvarındaki bu gelişmeler sonrasında RFQ hızlandırıcısı, tüm dünyada tanındı ve kullanılmaya başlandı. Günümüzde çalışır vaziyette yüzlerce RFQ hızlandırıcısı bulunmaktadır.

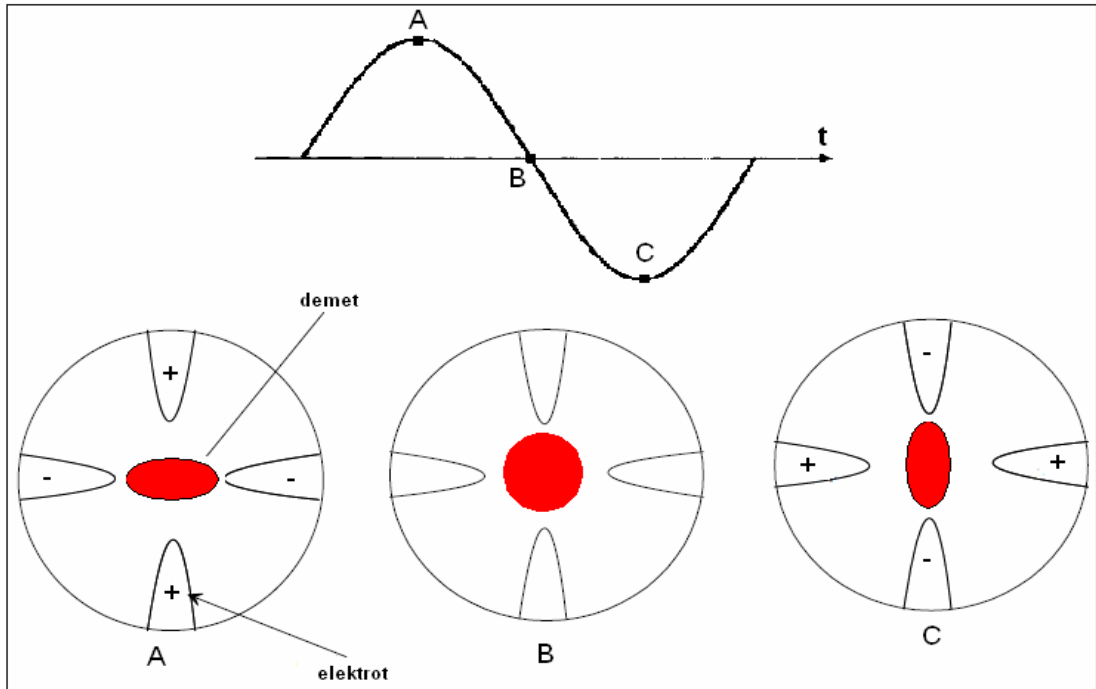
RFQ hızlandırıcısı yapısal olarak dört elektrottan oluşur ve bu elektrotların şekli, hızlandırıcının geometrisini tanımlar. RFQ hızlandırıcısı çeşitli geometrilere kurulmasına rağmen en yaygın olanı Şekil 2.7'de görüldüğü gibi, dört kanat (four-vane) şekilli geometridir.



Şekil 2.7. Dört kanat şekilli RFQ hızlandırıcısı için; a) kesitten görünüm, b) oluşan elektrik alan çizgileri

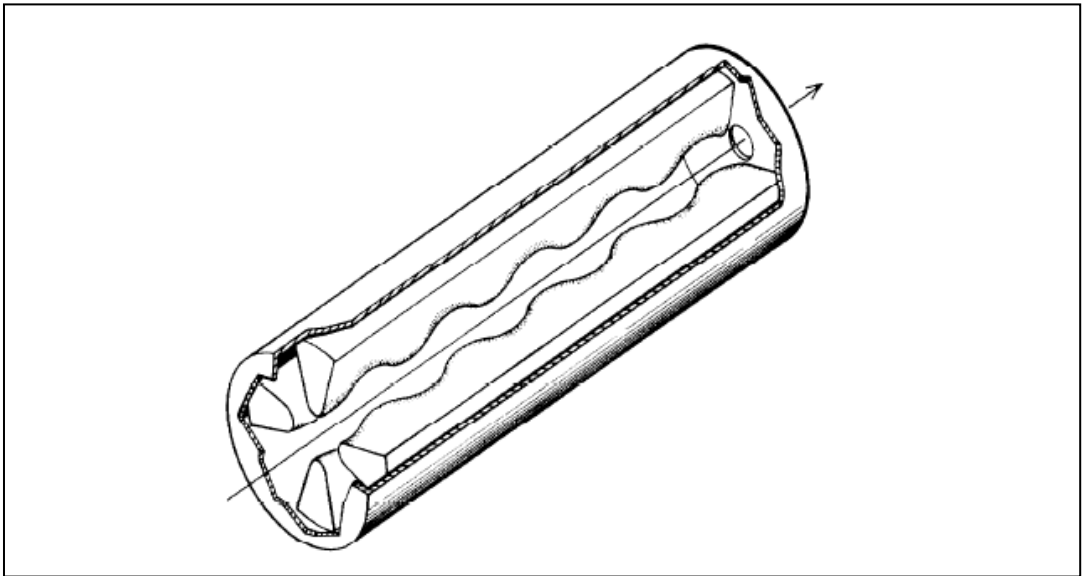


Elektrotların yerleşimi, aynı yüklü olanlar karşı karşıya gelecek şekilde olur ve böylelikle bir elektrik kuadropolu oluşturulur. Elektrotlara alternatif voltaj uygulanır, dolayısıyla voltaj salınım yaptıkça elektrotların işareti sürekli yer değiştirir. Bu mekanizma, kuadropol magnetlerde manyetik alanın yaptığı gibi demetin odaklamasını gerçekleştirir. Şekil 2.8'de görüldüğü gibi voltaj, A noktasında pozitif yönde iken demet y-ekseninde odaklanır ve x-ekseninde dağıtılır. B noktası voltajın sıfır olduğu noktadır ve demet üzerinde etkisi yoktur. İlerleyen voltajın negatif kısmı etkin olduğunda (C noktası), elektrotların işareti değişir ve öncekinin aksine x-ekseninde odaklama olurken y-ekseninde dağıtma olur. Bu odaklama düzeni, kuadropol magnetlerdeki FODO sistemi ile aynıdır. RFQ ile kuadropol sistemi karşılaştırıldığında, yapısal farklılıkların yanı sıra temelde iki fark vardır. Birincisi, RFQ'da sadece enine elektrik alan, kuadropollerde ise enine manyetik alanlar kullanılır. İkincisi, RFQ'daki odaklama daha verimlidir.



Şekil 2.8. RFQ hızlandırıcısında, alternatif voltajın demeti odaklama sürecinin şematik gösterimi

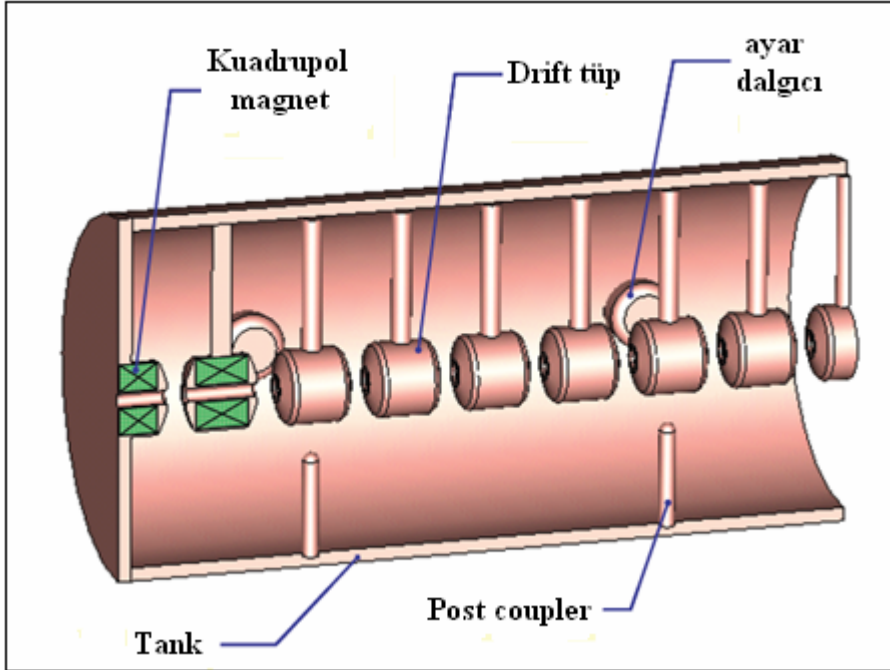
RFQ yapısında, demetin hızlandırılması ve paketlenmesi için eksensel elektrik alan bileşenlerine ihtiyaç vardır. Bunu sağlamak için elektrotların iç yüzeyi, Şekil 2.9'de görüldüğü gibi sinüzoidal bir şekilde modüle edilmiştir. Oluşan eksensel alan bileşenleri demeti hızlandırır. RFQ yapısının en önemli özelliklerinden biriside demeti adyabatik olarak paketlenmesidir. RFQ'dan önceki olağan ağır iyon linak sistemlerinde, kaynaktan gelen sürekli yapıdaki demeti paketlenmek için rf kavileri kullanılıyordu. Paketleyici (buncher) kaviler olarak bilinen bu yapılarda, demete uygulanan elektrik alan ile, referans parçacığına göre erken gelen parçacıklar yavaşlatılıyor ve geç gelenler ise hızlandırılıyor. Uygun bir drift mesafesi sonrasında demet paketlenmiş yapıda linaka enjekte edilmek üzere hazır hale getiriliyordu. Paketleyici kavitesindeki bu işleme bunching etkisi denir. Böyle bir paketlenme işlemi, özellikle yüksek akım ve yoğunluklu demetler için çok verimli değildir. Çünkü bu paketlenme sürecinde, düşük hızlarda çok baskın olan uzay-yük kuvvetlerinden dolayı demetin yoğunluğu artar ve sonuçta emittans büyümesine yol açar. Dolayısıyla kaliteli bir demet elde edilemez. RFQ hızlandırıcısında ise paketlenme işlemi %100 verimlilikte gerçekleştirilir ve demet kalitesi çok yüksektir [23,24].



Şekil 2.9. Modüle edilmiş elektrotlardan oluşan RFQ hızlandırıcısının şematik görünümü

### 2.5.2. Drift t p linak (DTL)

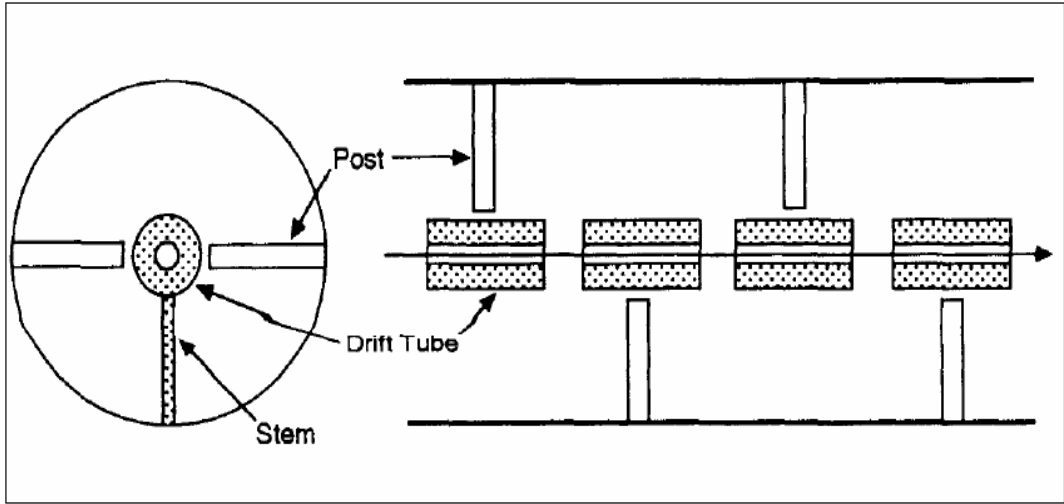
Drift t p linak (DTL), alvarez yapılı bir hızlandırıcı olup yaklaşık olarak 1- 85 MeV enerji aralığı için uygundur. Linak sistemlerinde genellikle RFQ'dan sonra kullanılır. Hızlandırıcı, yapısal olarak içerisinde drift tüpler bulunan silindirik kaviteden oluşur. Bu uzun silindirik kaviteye tank denilir. Alvarez yapısından hatırlanacağı gibi demetin enerjisi giderek arttığı için, senkronizasyonu sağlamak için drift tüplerin boyu da tank içinde artarak devam etmektedir. Drift tüpler, tankın iini  $\beta\lambda$  uzunluğunda hücrelere böler. Buna göre hücre, bir drift tüpün ortasından sonraki drift tüpün ortasına kadar olan mesafe olarak tanımlanır. Drift tüplerin uzunluğu arttığı için hücre uzunluğu da giderek artmaktadır.



Şekil 2.10. DTL hızlandırıcısının i mekaniksel yapısı

DTL hızlandırıcısında, demetin hızlandırılmasının yanı sıra, drift tüplerin içine yerleştirilen kuadrupol magnetlerle güçlü odaklama da yapılmaktadır. Çünkü düşük enerjilerde uzay-yük kuvvetleri çok baskındır. Şekil 2.10'da görüldüğü gibi drift tüpler, tankın i yüzeyine mekaniksel olarak stem denilen destek

çubuklarıyla tutturulmuştur. Stem'lerin yarıçapı ve uzunluğu tank içindeki alan dağılımını etkilemektedir. Ayrıca, kuadropol magnetlerin soğutma ihtiyacı, stemlerden geçen kanallarla sağlanır. Şekil 2.10'da görülen ayar dalgıçları ise belirli aralıklarla tankın içine yerleştirilir ve deneysel olarak kavitenin rezonans frekansını tam olarak ayarlamaya (ince ayar) yarar. DTL tankının bir başka önemli parçası post coupler denilen çubuklardır. Post coupler çubukları, tank içindeki alan dağılımını daha kararlı yapmak (stabilization) için kullanılır. Bu sayede, elektrik alan dağılımı hatalara karşı daha az hassas olur ve hücreler arasındaki herhangi bir faz kayması önlenmiş olur. Post coupler çubukları, tankın iç yüzeyinden her bir drift tüpün ortasına doğru yerleştirilir ve drift tüpe temas ettirilmeksizin boşluk bırakılır. Mekaniksel olarak, post coupler çubuğu drift tüp yönüne doğru radyal olarak genişlemektedir. Şekil 2.11'de görüldüğü gibi stem çubukları ile post coupler arasında  $90^{\circ}$ 'lik açı vardır. Her drift tüp için bir post coupler çubuğu kullanılır ve bunlar ardı ardına gelen drift tüpler için karşılıklı yönlerde yerleştirilir.



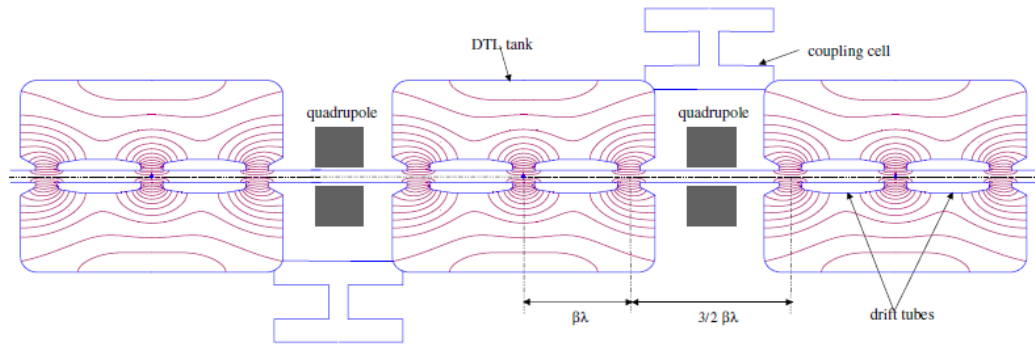
Şekil 2.11. DTL tankında ileri birleştirici (post coupler) çubuklarının yerleşimi

DTL hızlandırıcısının, kavite modu  $TM_{010}$  ve yapı modu 0 veya  $2\pi$ 'dir. Tank içindeki elektrik alan çizgileri, drift tüpler arasındaki  $rf$  aralığı denilen bölgelerde yoğunlaşır. Durağan elektrik alan çizgilerinin oluştuğu bu küçük  $rf$

aralıklarında, demete enerji aktarımı gerçekleşir. Elektrik alan salınımları, Faraday yasasına göre özellikle tankın iç duvarlarında ve drift tüpler üzerinde yer yer akım yoğunlukları oluşturur. Fakat net bir akım oluşmaz. Bu akımların tek olumsuz yönü tankın ısınmasını sağlar. Manyetik alanlar ise, stem'ler üzerinde girdap akımlarını tetikler ve bu, kavitede güç kayıplarını oluşturur [18].

### 2.5.3. Birleşmiş kaviteli drift tüp linak (CCDTL)

Birleşmiş kaviteli drift tüp linak, DTL ile CCL hızlandırıcılarının yapısal olarak birleştirilerek elde edilen yeni bir doğrusal hızlandırıcı yapısıdır. İlk kez Los Alamos laboratuvarında geliştirilmiştir [25]. Genellikle düşük enerjili DTL ile yüksek enerjili CCL yapıları arasındaki orta enerjili bölgede kullanılır. Yapısal olarak, kavite içinde DTL'deki gibi drift tüpler kullanılır ve kavite ise CCL'deki gibi küçük coupling hücreleri ile birleştirilmiştir. CCDTL hızlandırıcısı  $\pi/2$  modda çalışır. CERN/LINAC4 projesinin CCDTL hızlandırıcısı, günümüzdeki kullanımına en güzel örnek olarak gösterilebilir [26]. Buradaki CCDTL, DTL'nin çıkışından aldığı 50 MeV enerjili  $H^-$  iyonlarını 102,9 MeV'e kadar hızlandırmaktadır. Şekil 2.12'de görüldüğü gibi kaviteerde iki drift tüp kullanılarak üç rf aralığı oluşturulmuştur. Üç kavite, zıt yönlerde iki coupling hücresiyle birleştirilerek bir CCDTL modülü oluşturulmuştur ve her modül bir klastrondan beslenir. Coupling hücreleri, DTL'e göre daha kısa olan birden çok kaviteyi tek bir güç kaynağı ile beslemek için kullanılır. Kuadropol magnetler ise DTL'den farklı olarak kaviteerin dışına yerleştirilir. Bir modülde iki kuadropol ve modüller arasında bir kuadropol kullanılır.



Şekil 2.12. CERN/LINAC4 hızlandırıcısının üç tanktan oluşan CCDTL modülünün şematik görünümü

Kavite içinde hücre uzunluğu  $\beta\lambda$ 'dir. Kavite arasındaki geçiş mesafesi, senkronizasyonun devam etmesi için  $\beta\lambda$ 'nın katları olacak şekilde ayarlanır. LINAC4 projesinde, LEP'ten kalan klastronlar kullanılacağı için rf frekansı DTL, CCDTL ve CCL için aynı olup değeri 352,2 MHz'dir. LINAC4 projesi için CCDTL hızlandırıcısının temel parametreleri Çizelge 2.1'de gösterilmiştir.

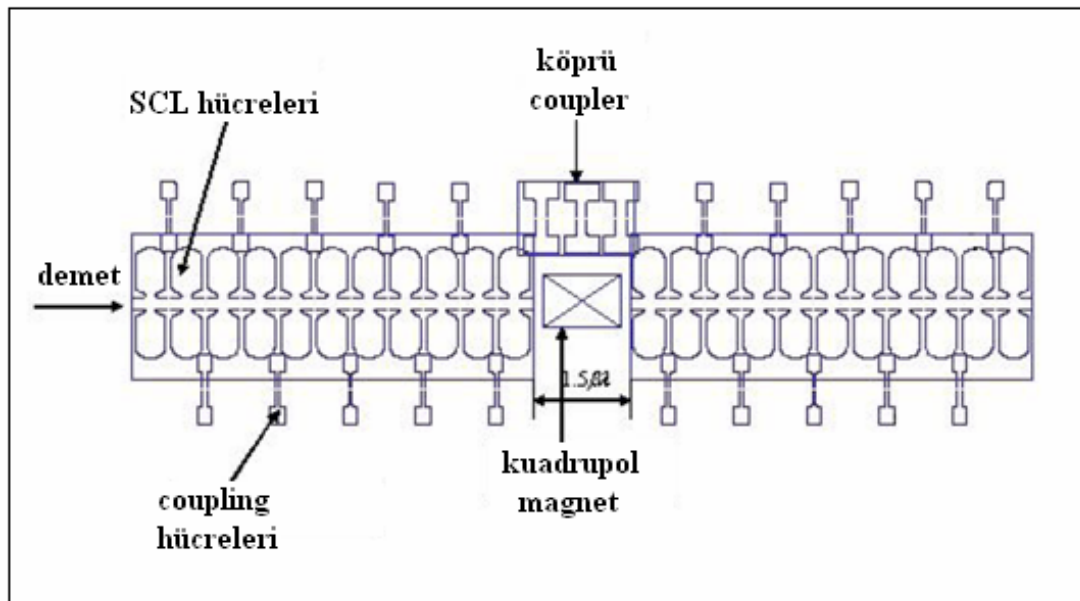
Çizelge 2.1. CERN/LINAC4 projesinde CCDTL hızlandırıcısının temel parametreleri

PARAMETRE	DEĞERİ	BİRİM
Giriş enerjisi	50	MeV
Çıkış enerjisi	102,3	MeV
Frekans	352,2	MHz
Gradyen $E_0$	2,8/3,9	MV/m
Senkronizasyon fazı	-20	
Kuadrupol örgüsü	FODO	
Açıklık yarıçapı	14	mm
Tank çapı	52	cm
Modül sayısı	8	
Modül başına tank sayısı	3	
Tank başına rf aralığı sayısı	3	
Drift tüp çapı	85	mm
Uzunluk	25	m
Max. yüzey alanı	1,4/1,7	kilpatrik
Pik rf gücü	6,4	MW
Klastron sayısı	8	
Stem çapı	24	mm

#### 2.5.4. Birleşmiş kaviteli linak (CCL)

Birleşmiş Kaviteli Linak (CCL), doğrusal hızlandırıcıların yüksek enerjili kısımlarında kullanılan ve  $\pi/2$  modda çalışan bir doğrusal hızlandırıcıdır. Genellikle CCDTL yapısından sonra kullanılarak, iyon demetini daha yüksek enerjilere kadar hızlandırmaktadır. Demet yüksek enerjiye ulaştığı için, elektron hızlandırıcılarında olduğu gibi, kaviterde drift tüpler kullanılmaz. Kaviter, periyodik hücrelerden oluşur ve bu hücreler küçük coupling hücreleriyle birleştirilir. CCL hızlandırıcısının günümüze kadar yapısal olarak

dört farklı şekli geliştirilmiştir. Bunlar; yandan-birleşmiş linak (SCL=side-coupled linac), eksen-üzerinde birleşen linak (on-axis coupled linac), halkalı-birleşen yapı (ACS=annular coupled structure) ve disk-yıkayıcı (disk and washer) yapıdır. Bunlardan en yaygın kullanılanları ise SCL ve ACS yapılarıdır. SCL hızlandırıcısı, CERN/LINAC4 projesinde [27], ACS yapısı ise JPARC'ın linak ön-hızlandırıcısında kullanılmaktadır [28]. LINAC4 hızlandırıcısındaki SCL yapısı, negatif H iyon demetini 102,3 MeV'den 160 MeV'e kadar hızlandıracaktır. Şekil 2.13'de görüldüğü gibi SCL linak yapısında, hızlandırıcı hücreler yan kısımlarından coupling hücreleriyle birleştirilmiştir. Bir tank, 11 hücreden oluşmakta ve tanklar köprü hücreleriyle birleştirilerek modüller oluşturulmuştur. Bu projede modül başına 5 tank kullanılacaktır. Kuadropol magnetler ise tanklar arasındaki geçiş bölgesine yerleştirilmiştir.

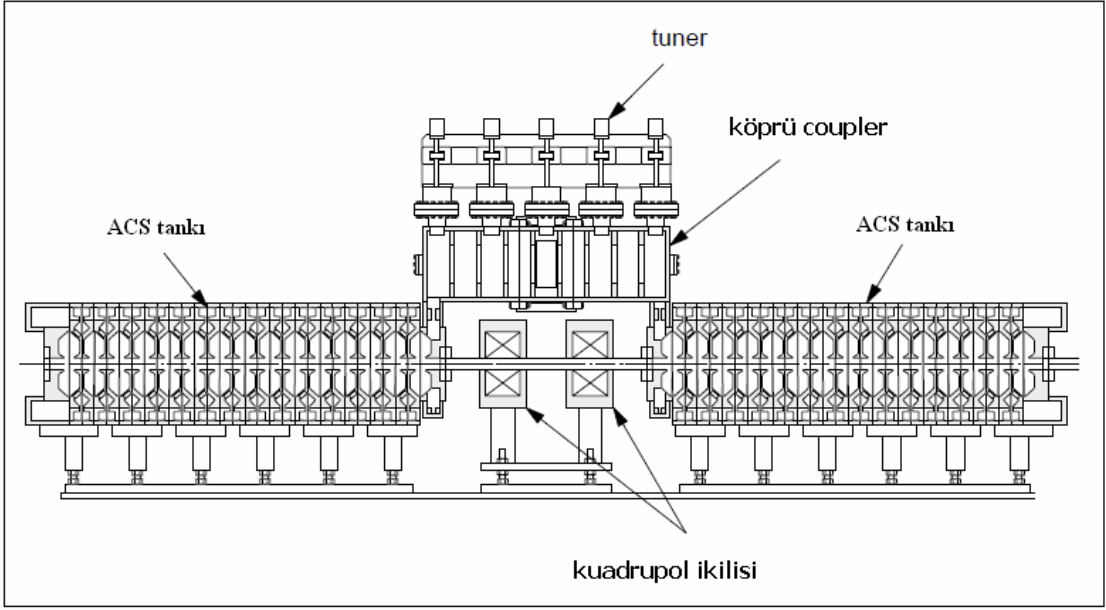


Şekil 2.13. CERN/LINAC4 projesindeki SCL hızlandırıcısına ait, köprü hücresiyle birleşmiş iki tankın şematik görünümü

JPARC hızlandırıcısında kullanılan ACS linakta, hücreler disk şeklindeki coupling hücreleriyle birleşmiştir (bak. Şekil 2.14). Dairesel coupling hücreleri, demet eksenine göre eksensel simetriye sahip olduğundan,



coupling hücrelerini ana hücreye bağlayan yuvalar (slot) da simetrik olarak yerleştirilmiştir. Bu hızlandırıcıda, 23 ACS modülü kullanarak demet enerjisi 190 MeV'den 400 MeV'e çıkarılmaktadır. Çizelge 2.2'de, CERN/LINAC4'deki SCL ile JPARC'daki ACS hızlandırıcılarının bazı parametreleri karşılaştırılmıştır.



Şekil 2.14. JPARC linak hızlandırıcısında, iki ACS tankının şematik görünümü

Çizelge 2.2. LINAC4 ve JPARC'daki CCL hızlandırıcılarının karşılaştırılması

PARAMETRE	LINAC4-SCL	JPARC-ACS	BİRİM
Giriş enerjisi	102,3	190,8	MeV
Çıkış enerjisi	160,1	400	MeV
Rf frekansı	352,2	972	MHz
Gradyen $E_0$	4	4,12	MV/m
Senkronizasyon fazı	-20	-30	derece
Açıklık yarıçapı	16	20	mm
Modül sayısı	4	21	
Modül başına tank sayısı	5	2	
Tank başına hücre sayısı	11	17	
Klastron sayısı	4	21	
Mak. yüzey alanı	1,2	0,82	kilpatrik
Uzunluk	28	107,1	m
Pik rf gücü	12,5	42,5	MW

### 3. DOĞRUSAL HIZLANDIRICILARDA DEMET DİNAMIĞI

İyon demetini oluşturan parçacıkların, hızlandırıcı içindeki davranışını anlamamanın tek yolu; tek parçacık için hareket denklemini çıkarmaktır. Hareket denklemi bize, parçacığın belirli bir andaki konumunu verir. Hızlandırıcı içerisindeki yüklü parçacıklar, sürüklenme tüplerinin haricindeki bölgelerde ya elektrik alana ya da manyetik alana maruz kalır. Elektrik alan, rf kavitelelerinde kullanılır ve asıl amaç olan hızlandırma işleminden sorumludur. Rf kavitesinde elektrik alan voltajı ile uyumlu hareket eden yüklü parçacıkların senkronizasyon fazı, ideal faz etrafında salınım hareketi yapar. Enerji-faz uzayındaki bu salınım hareketinde faz kararlılığı esastır. Manyetik alanlar ise demeti odaklamak veya bükmek için kullanılır. Manyetik alan içindeki yüklü parçacıklar, ideal parçacığın yörüngesi etrafında harmonik salınım hareketi yapar. Bu hareket gerçek uzayda olup x ve y bileşenlerine sahiptir. Bu bölümde, demetteki yüklü parçacıkların elektrik ve manyetik alan içindeki davranışı incelenecek ve ilgili hareket denklemleri çıkarılacaktır. Parçacıkların elektrik alan içindeki hareketi *boyuna demet dinamiği* ve manyetik alan içindeki hareketi ise *enine demet dinamiği* başlıkları altında incelenecektir.

#### 3.1. Boyuna Demet Dinamiği

Hızlandırıcılarda demete güç aktarımı, radyo-frekans kavitelelerinde gerçekleşir.  $TM_{010}$  modunda çalışan silindirik kavitelelerde, demet eksenine paralel olan  $E_z$ -elektrik alan bileşeni, yüklü demet ile etkileşimde olduğu süre boyunca bu aktarımı gerçekleştirir. Doğrusal proton hızlandırıcılarında, durağan elektrik alan kullanılır. DTL ve CCDTL yapısındaki durağan elektrik alanlar, kavite içinde bulunan drift tüpler arasındaki rf aralıklarında oluşur. Rf aralığındaki yoğun elektrik alandan geçen yüklü parçacıklar, enerjisini belirli bir miktar artırır.

### 3.1.1. Enerji kazancı

Belirli bir enerjisi olan yüklü parçacık, rf aralığında z-yönünde ilerlerken enerjisini  $w$  kadar artırır. Enerji değişimini bulmak için  $dE/dz$  oranı hesaplanmalıdır. Relativistik bir parçacık için enerji-momentum eşitliği;

$$E^2 = E_0^2 + p^2 c^2 \quad (3.1)$$

şeklindedir. Bu ifadede, eşitliğin her iki tarafının  $z$ 'ye göre türevi alınırsa

$$dE = \frac{pc^2}{E} dp \quad (3.2)$$

ifadesi elde edilir. Denklemden,  $pc/E=v/c$  eşitliği yerine yazılıp gerekli düzenlemeler yapıldığında;

$$\frac{dE}{dz} = v \frac{dp}{dz} = \frac{dp}{dt} = eE_z \quad (3.3)$$

denklemini elde edilir. Dolayısıyla enerji kazancı, aşağıdaki eşitlikteki gibi olur.

$$\Delta W = e \int E_z dz \quad (3.4)$$

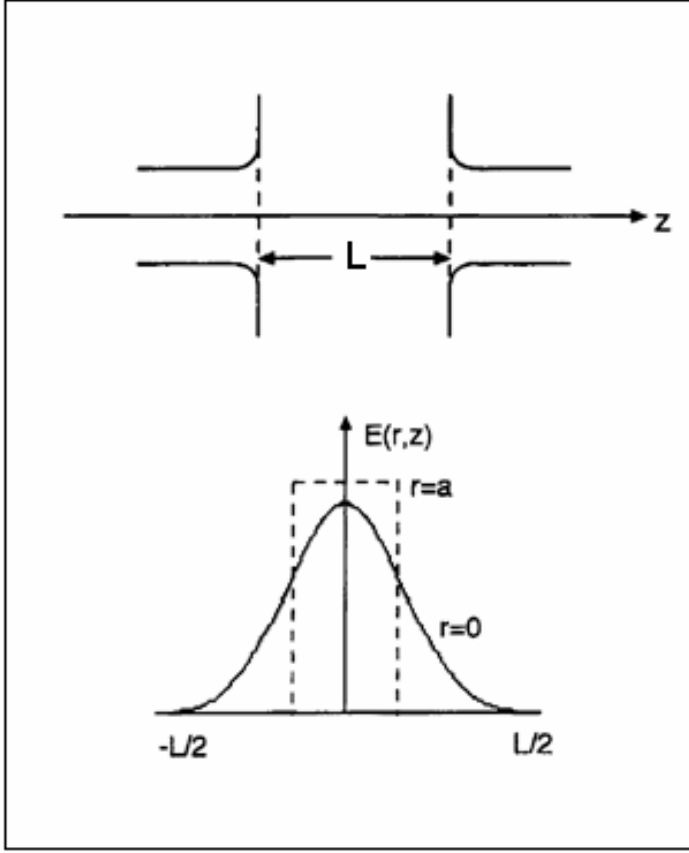
Durağan dalgalar için elektrik alan ifadesi

$$\vec{E}_z(z, t) = E(z) \cos(\omega t + \phi) \quad (3.5)$$

şeklindedir ve Şekil 3.1'de görüldüğü gibi  $L$  uzunluğundaki bir rf aralığından geçen parçacığın kazanacağı enerji miktarı;

$$\Delta W = q \int_{-L/2}^{+L/2} E(z) \cos[\omega t + \phi] dz \quad (3.6)$$

olacaktır .



Şekil 3.1. L uzunluğundaki rf aralığı ve uygulanan sinüzoidal elektrik alan bileşeni

Eş.3.6'daki enerji kazancı denkleminde görüldüğü gibi elektrik alan şiddeti  $z$ 'ye bağlı olarak değişken yapıdadır ve integralin dışına çıkamaz. Bu yüzden farklı yöntemler uygulanmalıdır [19].

#### Kare dalga yaklaşımı

Bu yaklaşımda, elektrik alan bir kare dalgası şeklinde düşünülür. Bunun avantajı, rf boşluğu boyunca elektrik alan şiddetinin sabit olmasıdır. Elektrik alan şiddeti sabit olunca, denlemdaki  $E(z)$  ifadesi integralin dışına çıkabilir.  $V=E.L$  ve  $z=v.t$  ifadeleri de dikkate alındığında, kare dalga yaklaşımında enerji kazancı ifadesi;

$$\Delta W = \frac{2qVv}{L\omega} \sin\left(\frac{\omega L}{2v}\right) \quad (3.7)$$

şeklinde olur.  $\theta = \frac{\omega L}{v}$  tanımlaması yapıp denklemde yerine konulursa;

$$\Delta W = qV \frac{\sin(\theta/2)}{\theta/2} \quad (3.8)$$

eşitliği elde edilir. Denklemdaki  $T = \frac{\sin \theta/2}{\theta/2}$  tanımlamasına geçiş zamanı faktörü denir ve yüklü parçacığın hızıyla doğru orantılıdır. Bu durumda enerji kazancı ifadesi aşağıdaki eşitlikte görüldüğü gibi potansiyele ve geçiş zamanı faktörüne bağlıdır.

$$\Delta W = qVT \quad (3.9)$$

### Kompleks notasyon

Sinüzoidal dalga (gerçek durum) durumunda, enerji kazancını hesaplamak için kompleks notasyon kullanılabilir. Buna göre kosinüslü ifade Euler açılımına göre yeniden yazılırsa;

$$\Delta W = q \int E_z(z) \operatorname{Re} \left[ e^{i\left(\frac{\omega z}{v} - \phi_p\right)} \right] dz \quad (3.10)$$

denklemini elde edilir. Bu denklemdaki  $\phi_p$  ifadesi, parçacığın rf aralığına giriş fazıdır.  $\phi_p - \phi_i = \phi$  faz farkı tanımlaması da kullanılarak gerekli düzenlemelerden sonra aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$\Delta W = q \cos \phi \left| \int_0^L E_z(z) e^{\frac{i\omega z}{v}} dz \right| \quad (3.11)$$

Bu ifadede geçiş zamanı faktörü aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$T = \frac{\left| \int_0^L E_z(z) e^{\frac{i\omega z}{v}} dz \right|}{\int_0^L E_z(z) dz} \quad (3.12)$$

Geçiş zamanı faktörü ifadesi, enerji kazancı denkleminde yerine yazılırsa;

$$\Delta W = qV_0 T \cos \phi \quad (3.13)$$

eşitliği elde edilir. L uzunluğundaki rf aralığı için  $V_0 = E_0 \cdot L$  şeklinde ortalama bir elektrik alan tanımlanabilir. Bu durumda enerji kazancı ifadesi aşağıdaki gibi olur.

$$\Delta W = qE_0 TL \cos \phi \quad (3.14)$$

Bu eşitlikten anlaşıldığı gibi rf aralığındaki enerji kazancı, ortalama elektrik alan değerine, geçiş zamanı faktörüne, rf boşluğunun uzunluğuna ve senkronizasyon fazına bağlıdır. Geçiş zamanı faktörü, 0 ile 1 arasında değerler alır ve yüklü parçacığın hızıyla doğru orantılıdır. Parçacığın hızı, ışık hızına yaklaştıkça geçiş zamanı faktörü de maksimum değer olan 1'e yaklaşır. Elektrik alan şiddeti ( $E_0$ ) ve rf aralığının uzunluğu (L) arttıkça enerji kazancı da artar.

### 3.1.2. Rf kavitesinin temel parametreleri

TM<sub>010</sub> modunda çalışan bir rf kavitesinde, elektromanyetik voltaj tarafından kavitede depolanan enerji Eş.3.15'de ve kavite duvarlarında harcanan enerji ise Eş.2.33'de verildiği gibidir.

$$U = \frac{\mu}{2} \int_v |H|^2 dV = \frac{\varepsilon}{2} \int_v |E|^2 dV \quad (3.15)$$

Özellikle normal iletken yapılarda, rf voltajı tarafından depolanan enerjinin büyük bir kısmı kavite duvarlarında (iletkenliğe bağlı olarak) kaybolurken,

demete çok az miktarda güç aktarımı yapılabilir. Kavitenin demete güç aktarabilme yeteneği, *kalite faktörü* olarak isimlendirilen bir parametre ile ifade edilir.  $\omega$ -açısal frekansına da bağlı olan kalite faktörünün formülü Eş.3.16'da verilmiştir.

$$Q = \frac{\omega U}{P} \quad (3.16)$$

Bu formüle göre, kavite duvarında kaybedilen güç ne kadar az olursa, kavitenin kalite faktörü o kadar büyük olur. Kalite faktörü birimsiz olup, normal iletken bakır kaviteledeki tipik değerleri 20 000 - 40 000 civarında ve süperiletken kavitelede ise  $10^8$ - $10^{10}$  mertebesindedir. Rf kavitesinin bir başka karakteristik parametresi *shunt empedans* (Z) değeridir. Birim uzunluktaki güç kaybı başına shunt empedansın matematiksel ifadesi aşağıdaki eşitlikte verilmiştir.

$$Z = \frac{E_0^2}{P/L} \quad (3.17)$$

Shunt empedans, kalite faktöründe olduğu gibi güç kaybıyla ters orantılıdır. Elektrik alan şiddetinin etkin değeri olan  $E_0T$ , formülde yerine yazılırsa, *etkin shunt empedans* ( $ZT^2$  veya ZTT) parametresi elde edilir. Geçiş zamanı faktörünün kullanımıyla elde edilen etkin değerler, parametrenin gerçek değeridir. Buna göre etkin shunt empedansın formülü;

$$ZT^2 = \frac{(E_0T)^2}{P/L} \quad (3.18)$$

şeklindedir. Hızlandırıcılarda kavite tasarımı bu parametreye göre yapılır. Hızlandırıcı yapı seçiminde ve geometrik parametrelerin optimizasyonunda, ZTT'nin yüksek değerlere sahip olmasına çalışılır. ZTT'nin birimi MOhm/m olup normal iletken yapılar için tipik değerleri 30-50 MOhm/m civarındadır.



### 3.1.3. Faz uzayında hareket denklemi

Hızlandırıcıların rf aralığında gerçekleşen demet-elektrik alan etkileşiminde, demetteki yüklü parçacıklar farklı farklı senkronizasyon fazına sahip olacaktır. Doğru faz değerine sahip olan parçacığa ideal veya senkronizasyon parçacığı denir. İdeal parçacık için  $dE/dz$  enerji değişimi ifadesi;

$$\frac{dE_s}{dz} = eE_0 \sin \phi_s \quad (3.19)$$

şeklinde yazılır. Buradaki  $\Phi_s$  fazı, ideal fazdır. Farklı faz ve enerjiye sahip olan diğer parçacıklar için aşağıdaki indirgenmiş değişkenler kullanılmalıdır.

$$w = W - W_s = E - E_s \quad (3.20)$$

$$\varphi = \phi - \phi_s \quad (3.21)$$

Bu ifadelerde  $E_s$  ve  $\Phi_s$ , ideal parçacığın enerji ve faz değeri,  $w$  ve  $\varphi$  ise diğer parçacıklara ait olan bağıl enerji ve bağıl faz değeridir. Eş.3.20'deki denklemin her iki tarafı  $z$ 'ye göre türevi alınıp, Eş.3.19'daki değerleri yerine yazılırsa sırasıyla Eş.3.22 ve Eş.3.23 denklemleri elde edilir.

$$\frac{dw}{dz} = \frac{dW}{dz} - \frac{dW_s}{dz} \quad (3.22)$$

$$\frac{dw}{dz} = eE_0 [\sin(\phi_s + \varphi) - \sin(\phi_s)] \quad (3.23)$$

Eş.3.23'deki denklemde,  $\sin(a+b) = \sin a \cos b + \cos a \sin b$  açılımı ve küçük açılar için  $\sin \varphi \approx \varphi$  yaklaşımı uygulanırsa aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\frac{dw}{dz} = eE_0 \varphi \cos \phi_s \quad (3.24)$$

Bu ifade, bağıl fazı  $\varphi$  olan bir parçacığın rf aralığının birim uzunluğunda kazanacağı enerjiyi gösterir. Parçacığın faz değişim hızını ( $d\varphi/dz$ ) bulmak

için Eş.3.21'deki denklemin her iki tarafı z'ye göre türevi alınmalıdır.  $\Phi = \omega t$  ve  $\Phi_s = \omega t_s$  eşitlikleri de dikkate alındığında aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\frac{d\phi}{dz} = w \left[ \frac{dt}{dz} - \frac{dt_s}{dz} \right] = w \left[ \frac{1}{v} - \frac{1}{v_s} \right] \cong -\frac{w}{v_s^2} (v - v_s) \quad (3.25)$$

Denklemdaki  $v - v_s$  ifadesi için aşağıdaki işlemler yapılır.

$$\begin{aligned} v - v_s &= c(\beta - \beta_s) = c(\beta - \beta_s) \frac{\beta + \beta_s}{\beta + \beta_s} \cong \frac{c}{2\beta_s} (\beta^2 - \beta_s^2) \\ &= \frac{c}{2\beta_s} [(1 - \beta_s^2) - (1 - \beta^2)] = \frac{c}{2\beta_s} \left( \frac{1}{\gamma_s^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \\ &\cong \frac{c}{\beta_s} \frac{(\gamma - \gamma_s)}{\gamma_s^3} \frac{m_0 c}{m_0 c} = \frac{E - E_s}{m_0 c \beta_s \gamma_s^2} = \frac{w}{m_0 c \beta_s \gamma_s^2} = \frac{w}{m_0 v_s \gamma_s^2} \end{aligned} \quad (3.26)$$

Elde edilen  $v - v_s$  ifadesi, ana denklemde yerine yazılırsa aşağıdaki eşitliğe ulaşılır.

$$\frac{d\phi}{dz} = -\frac{\omega_{rf}}{m_0 v_s^2 \gamma_s^2} w \quad (3.27)$$

Eşitliğin her iki tarafının z'ye göre türevi alınır;

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{\omega_{rf}}{m_0 v_s^2 \gamma_s^2} \frac{dw}{dz} \quad (3.28)$$

eşitliği elde edilir. Eşitliğin sonundaki  $dw/dz$  ifadesi daha önce türetilmişti. Buna göre Eş.3.24'deki  $dw/dz$  ifadesi yerine yazılırsa aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{eE_0 \cos \phi_s \omega_{rf}}{m_0 v_s^2 \gamma_s^2} \phi \quad (3.29)$$

$\Phi$ 'nin yanındaki katsayıları  $\Omega^2$ 'ye eşitlersek basit harmonik ossilatör formunda aşağıdaki diferansiyel denklem elde edilir [29].

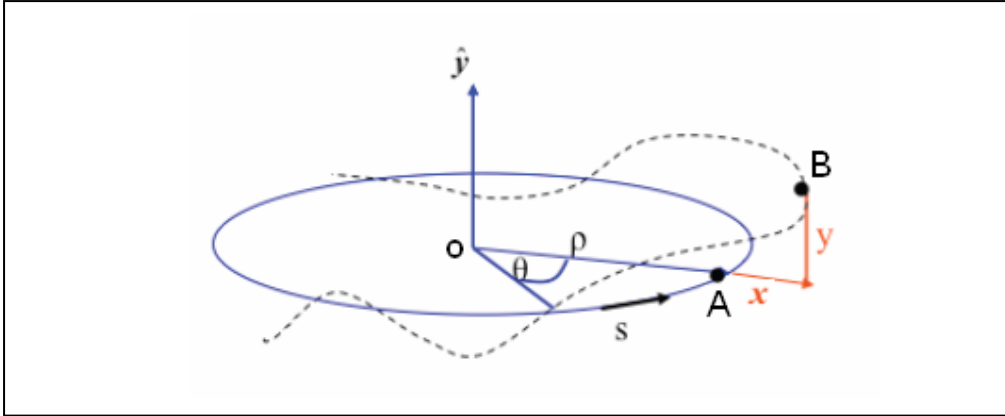
$$\frac{d^2\phi}{dz^2} + \Omega_s^2\phi = 0 \quad (3.30)$$

Bu denklemin anlamı; yüklü parçacıklar, hareket boyunca sürekli fazını değiştirerek ideal faz etrafında salınım hareketi yapmaktadırlar. Bu salınımlara sinkrotron hareketi denilmektedir. Basit harmonik hareket denkleminde  $\Omega^2$ 'nin işareti negatif olursa hareket sönümlü olur. Bu yüzden, kararlı bir faz salınımı için  $\Omega^2$  pozitif ve reel olmalıdır.  $\Omega^2$ 'nin pozitif olması için  $\cos\Phi_s$  terimi pozitif olmalı ve dolayısıyla  $\sin\Phi_s$  pozitif olmalıdır. Bu iki koşul birleştirildiğinde, kararlı bir faz hareketi için ideal faz değeri  $0 < \phi_s < \frac{\pi}{2}$  aralığında olmalıdır. Bu koşul, faz kararlılığı prensibidir.

### 3.2. Enine Demet Dinamiği

Hızlandırıcılarda manyetik alanlar kuadropol, dipol ve sextupol gibi çeşitli magnetlerde üretilir. Kuadropol magnetler demetin odaklanmasını, dipol magnetler ise belirli bir açı kadar bükülmesini sağlar. Manyetik alanlar yüklü parçacıkları dairesel bir yörüngeye zorladığından, hareket denklemini çıkarmadaki başlangıç noktamız; manyetik alan içindeki yüklü parçacıklar olacaktır. Elde edilecek hareket denklemi, sonrasında manyetik alan olmayan bölgelere ( $B=0$ ) indirgenebilir. Bu bölgelere drift veya sürüklenme uzayı denir.

Yüklü parçacıklar, manyetik alan bölgesine belirli bir hızda girdiklerinde, yarıçapı  $\rho$  olan dairesel bir yörüngede hareket eder. Demet içindeki parçacıklar farklı özelliklere sahip olduğundan her biri farklı yörünge izleyecektir. Ama bunlardan bir tanesi ideal yörüngeye sahiptir. Bu parçacığa referans parçacığı veya dizayn parçacığı denir. Hızlandırıcı bu parçacığa göre dizayn edilir. Şekil 3.2'de görüldüğü gibi ideal A parçacığı  $\rho$  yarıçaplı yörüngede hareket etmektedir. Demet içindeki diğer parçacıkları temsil eden B parçacığı ise ideal parçacığa x-kadarlık mesafede hareket eder. Yani yörüngeler arasındaki fark x'dir. x, değişken yapıda olup s'nin bir fonksiyonudur  $[x(s)]$ .



Şekil 3.2. İdeal A parçacığının ve diğer parçacıkları temsil eden B parçacığının izlediği yörünge (koordinat sistemi)

İdeal parçacık için en genel ivme ifadesi;

$$a = \frac{d^2 \rho}{dt^2} - \rho \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 \quad (3.31)$$

şeklindedir. Bu denklemde,  $\frac{d\theta}{dt} = \omega$  ve  $\omega = \frac{v}{\rho}$  ifadeleri yerine konulursa;

$$a = \frac{d^2 \rho}{dt^2} - \frac{v^2}{\rho} \quad (3.32)$$

denklemini elde edilir. İdeal parçacık etrafındaki diğer parçacıkların ivmelerini bulmak için, denklemde  $\rho = \rho + x$  değişikliğini yapmamız gerekir. Buna göre yeni ivme ifadesi aşağıdaki eşitlikteki gibi olur.

$$a = \frac{d^2(\rho + x)}{dt^2} - \frac{v^2}{\rho + x} \quad (3.33)$$

Parçacık üzerine etki eden manyetik kuvvet, ivme ifadesi de kullanılarak aşağıdaki gibi yazılır.

$$F = m \frac{d^2(\rho + x)}{dt^2} - \frac{mv^2}{\rho + x} = qvB_y \quad (3.34)$$

Eş.3.34'deki denklemde aşağıdaki işlemler sırasıyla yapılır.

- Birinci terimde,  $\rho$ 'yu sabit alırsak :  $m \frac{d^2(\rho+x)}{dt^2} = m \frac{d^2x}{dt^2}$
- İkinci terimde  $x$ ; mm mesafesinde,  $\rho$  ise metre mesafesindedir. Yani  $x$ , çok küçük olup ihmal edilebilir niteliktedir. Bu özellik kullanılarak dönüşümü yapılır.  $\frac{1}{x+\rho} \approx \frac{1}{\rho} \left(1 - \frac{x}{\rho}\right)$
- Eşitliğin sağ tarafındaki manyetik alan bileşeni ( $B_y$ ), Taylor serisine açılabilir. Lineer yaklaşım için ilk iki terim alınır:
 
$$B_y = B_0 + x \frac{\partial B_y}{\partial x}$$
- Denklemdaki her terim  $m$ 'ye bölünür.
- Denklemden  $t \rightarrow s$  dönüşümü yapılarak zaman bağımlılığından bağımsız değişkenlere geçilir. Bu geçiş için  $\frac{dx}{dt} = \frac{dx}{ds} \frac{ds}{dt}$  ifadesinin türevi alınıp denklemden yerine yazılır.
- Denklemden her terim  $v^2$ 'ye bölünür.

Yukarıdaki işlemlerden sonra denklemin son hali;

$$x'' - \frac{1}{\rho} \left(1 - \frac{x}{\rho}\right) = \frac{eB_0}{mv} + \frac{exg}{mv} \quad (3.35)$$

şeklinde. Denklemden  $g$ , manyetik alan gradyeni olup  $g = \frac{\partial B_y}{\partial x}$  'e eşittir. Magnetin uzunluk başına düşen manyetik alan şiddetini ifade eder. Eşitlikteki  $mv$  ifadesi, parçacığın momentumudur. İdeal parçacık ile diğer parçacıklar farklı momentuma sahiptir. Bu farkı hesaba katabilmek için hareket denkleminde  $p = p_0 + \Delta p$  düzeltmesi yapmalıyız.  $\Delta P \ll P_0$  olduğu için ;

$$\frac{1}{P_0 + \Delta P} \approx \frac{1}{P_0} - \frac{\Delta P}{P_0^2} \quad (3.36)$$

yaklaşıklığı yazılabilir.  $\frac{1}{\rho} = \frac{eB}{P}$  ve  $k = \frac{ge}{P}$  ifadeleri de dikkate alındığında hareket denklemimiz;

$$x'' + x\left(\frac{1}{\rho^2} - k\right) = \frac{\Delta P}{P_0} \frac{1}{\rho} \quad (3.37)$$

şeklinde lineer olmayan diferansiyel denklem formundadır. Bu denklemde

$K(s) = \frac{1}{\rho^2} - k$  tanımlamasını yaparsak;

$$x'' + K(s)x = \frac{\Delta P}{P_0} \frac{1}{\rho} \quad (3.38)$$

şeklinde genel hareket denklemi türetilmiş olur [30].

Hareket denklemindeki  $\Delta P/P_0$  terimi, ideal parçacığa göre momentum sapmasını ifade eder. Eğer parçacıkların ideal momentuma veya ideal enerjiye sahip olduğunu düşünürsek,  $\Delta P/P_0 = 0$  olur ve hareket denklemi ikinci mertebeden homojen diferansiyel denkleme dönüşür.

$$x'' + K(s)x = 0 \quad (3.39)$$

Bu ifadeye, Hill denklemi denir. Hill denklemi kuadrupol magnetleri ve sürüklenme uzayını kapsar. Çünkü bu bölgelerde momentum farkından doğan dispersiyon oluşmaz. Dipol magnetlerin temel görevi demeti bükme olduğu için dispersiyon görülür. Bu durumda,  $\Delta P/P_0 \neq 0$  'dır ve homojen olmayan diferansiyel denklem çözümlenmelidir. Bu çözümler daha ziyade dairesel hızlandırıcılarla ilgilidir. Doğrusal hızlandırıcılarda sadece kuadrupol magnetler kullanıldığı için bu tezde, Hill denklemi üzerinde yoğunlaşılacaktır.

Hill denkleminin yapısı, basit harmonik osilatör formundadır. Bunun anlamı; hareket denklemi çıkarılan parçacık, hareket boyunca referans parçacık etrafında, değişen  $x(s)$  değerlerine göre salınım hareketi yapar. Bu denklem tüm parçacıklar için (referans parçacık hariç) geçerlidir, dolayısıyla hepsi de

hareket boyunca bu salınımı yapmalıdır. Bu salınım hareketine, betatron salınımları adı verilir.

### 3.2.1. Hill denkleminin çözümleri

Hill denklemindeki  $K(s)$  ifadesi, hızlandırıcı boyunca değişken yapıdadır. Örneğin parçacık drift uzayından geçiyorsa  $K(s)=0$ , odaklayıcı magnetten geçiyorsa  $K>0$  ve dağıtıcı kuadrupolden geçiyorsa  $K<0$  olur. Ama sadece bir eleman içerisinde sabit olur. Odaklayıcı bir kuadropol'e giren parçacık için kuadrupolden çıkıncaya kadar;

$$K(s) = \frac{1}{\rho^2} - k \quad (3.40)$$

ifadesindeki  $\rho$  ve  $k$  sayıları sabit olur. Dolayısıyla özel bir çözüm olarak  $K(s)$  sabit alınabilir. Ama bu çözüm sadece tek eleman için geçerlidir (kuadropol veya drift). Buna göre  $K$ 'nın sabit olup olmamasına göre iki farklı çözüm yapılabilir.

#### $K=\text{sabit ise}$

$K>0$  durumu için (odaklayıcı kuadropol); genel çözüm Eş.3.41'deki sinüs ve kosinüs benzeri çözümlerin lineer toplamıdır.

$$x(s) = a \cos(\sqrt{K}s) + b \sin(\sqrt{K}s) \quad (3.41)$$

$$x'(s) = -a\sqrt{K} \sin(\sqrt{K}s) + b\sqrt{K} \cos(\sqrt{K}s) \quad (3.42)$$

$a$  ve  $b$  genlik değerleri ise başlangıç koşullarından belirlenir.  $s=0$  için  $x_0=a$  ve  $x'_0 = b\sqrt{K}$  elde edilir. Bunlar da denklemlerde yerine yazılırsa;

$$x(s) = x_0 \cos(\sqrt{K}s) + \frac{x'_0}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}s) \quad (3.43)$$

$$x'(s) = -x_0 \sqrt{K} \sin(\sqrt{K}s) + x'_0 \cos(\sqrt{K}s) \quad (3.44)$$

şeklinde parçacığın  $x$  ve  $dx/ds$  değerleri elde edilmiş olur. Bu iki denklem Eş.3.45'de görüldüğü gibi bir matris denkleminde birleştirilebilir.

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \sqrt{K}s & \frac{1}{\sqrt{K}} \sin \sqrt{K}s \\ -\sqrt{K} \sin \sqrt{K}s & \cos \sqrt{K}s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

Bu denklemde, ortadaki matris ifadesi hareketin dönüşüm matrisidir. Dönüşüm matrisi, başlangıç durumundaki  $x_0$  matrisiyle çarpıldığında son durumdaki  $x$  matrisi elde edilir ( $x=M.x_0$ ). Dolayısıyla hızlandırıcı içindeki her bir eleman için (Drift, kuadropol magnet, dipol magnet, sextupol magnet vb.) dönüşüm matrisi tanımlanır ise hareket denklemi, matris cebiri ile çözülebilir. Bu matris sistemi, demet dinamiği simülasyon programlarının da temelini oluşturur.

$K < 0$  durumu için (dağıtıcı kuadropol);  $x'' - Kx = 0$  denkleminin genel çözümleri, başlangıç şartları da uygulandığında, Eş.3.46 ve Eş.3.47'deki gibi elde edilir.

$$x(s) = x_0 \cosh(\sqrt{K}s) + \frac{x'_0}{\sqrt{K}} \sinh(\sqrt{K}s) \quad (3.46)$$

$$x'(s) = x_0 \sqrt{K} \sinh(\sqrt{K}s) + x'_0 \cosh(\sqrt{K}s) \quad (3.47)$$

Denklemin sisteminin matris ifadesi, aşağıdaki denklemdeki gibi olur.

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \sqrt{K}s & \frac{1}{\sqrt{K}} \sinh \sqrt{K}s \\ \sqrt{K} \sinh \sqrt{K}s & \cosh \sqrt{K}s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (3.48)$$



$K=0$  durumu için (drift uzay); sürüklenme boşluğunda manyetik alan olmadığı için  $K=0$  durumu, hızlandırıcının drift-uzay bölgelerini tanımlar. Benzer şekilde hareket denklemi bu eleman için çözüldüğünde dönüşüm matrisi Eş.3.49'daki gibi olur.

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (3.49)$$

burada  $s$ , sürüklenme uzayının uzunluğudur.

Yüklü parçacık, hızlandırıcı içerisinde örneğin DTL hızlandırıcısında olduğu gibi drift+kuadropol+drift +kuadropol+drift sisteminden geçsin. Parçacığın başlangıç konumundaki matrisi bilindiği takdirde; bu matris her bir elemanın dönüşüm matrisi ile çarpılır ve hızlandırıcı boyunca  $x(s)$  fonksiyonu belirlenmiş olur. Bu fonksiyon, parçacığın  $x$ -uzayındaki yörüngesidir.

### K değişken ise

Önceki bölümde,  $K(s)$  fonksiyonu sabit alınarak tek bir eleman için özel çözümler üretildi. Ama gerçekte  $K(s)$  ifadesi,  $s$  (konum)'ye göre değişen bir fonksiyondur. Hill denklemi değişken  $K(s)$ 'ye göre çözüldüğünde, fazı ve genliği konuma bağlı olan aşağıdaki faz-genlik fonksiyonu elde edilir.

$$x(s) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos[\psi(s) + \Phi] \quad (3.50)$$

Denklemdaki  $\epsilon$  ve  $\Phi$  integrasyon sabitidir ve başlangıç koşullarından belirlenir.  $\psi(s)$ , betatron salınımlarının fazı,  $\beta(s)$  ifadesine de beta fonksiyonu denir. İkiside hareket boyunca konuma göre değişken yapıdadır. Betatron fonksiyonlarının faz-genlik formu olan bu çözüm, önceki tek eleman için yapılabilen özel çözümün genelleştirilmiş halidir. Salınım hareketinin genliği,  $\epsilon$  sabit olduğu için beta fonksiyonuna bağlıdır. Bu fonksiyon, periyodik yapıdadır [ $\beta(s+L) = \beta(s)$ ]. Demet içinde genliği maksimum olan tüm parçacıkları ele aldığımızda, demet zarfı oluşur. Tüm parçacıkların hareketi

bu zarf içinde kalır. Maksimum genlik için kosinüslü ifade bire eşit ve demet boyutu  $x(s) = \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\beta(s)} = \sigma$  olur.  $X(s)$  fonksiyonunun ikinci türevi alınıp Hill denkleminde yerine yazılırsa aşağıdaki faz fonksiyonu elde edilir.

$$\psi(s) = \int_0^s \frac{ds}{\beta(s)} \quad (3.51)$$

Bu fonksiyon, hızlandırıcıda 0 ile s arasındaki betatron salınımlarının faz gelişimini ifade eder ve beta fonksiyonuna bağlıdır. Eş.3.50'deki faz-genlik fonksiyonunun birinci türevi alınırsa Eş.3.52 elde edilir.

$$x'(s) = \frac{\beta'(s)\sqrt{\varepsilon}}{2\sqrt{\beta(s)}} \cos[\psi(s) + \Phi] - \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\beta(s)} \psi' \sin[\psi(s) + \Phi] \quad (3.52)$$

faz fonksiyonundan  $\psi' = 1/\beta(s)$  ifadesi ile  $\alpha(s) = -\frac{\beta'(s)}{2}$  tanımlaması denkleminde yerine yazılırsa türevli ifadeler kaybolur ve Eş.3.53 elde edilir.

$$x'(s) = -\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\beta}} [\alpha \cos(\psi + \Phi) + \sin(\psi + \Phi)] \quad (3.53)$$

Eş.3.50'deki denklemden  $\cos(\psi + \Phi) = \frac{x}{\sqrt{\varepsilon} \sqrt{\beta}}$  ifadesi, Eş.3.53'deki denkleminde yerine yazılırsa;

$$\varepsilon \beta \sin^2(\psi + \Phi) = \beta^2 x'^2 + \alpha^2 x^2 + 2\alpha \beta x x' \quad (3.54)$$

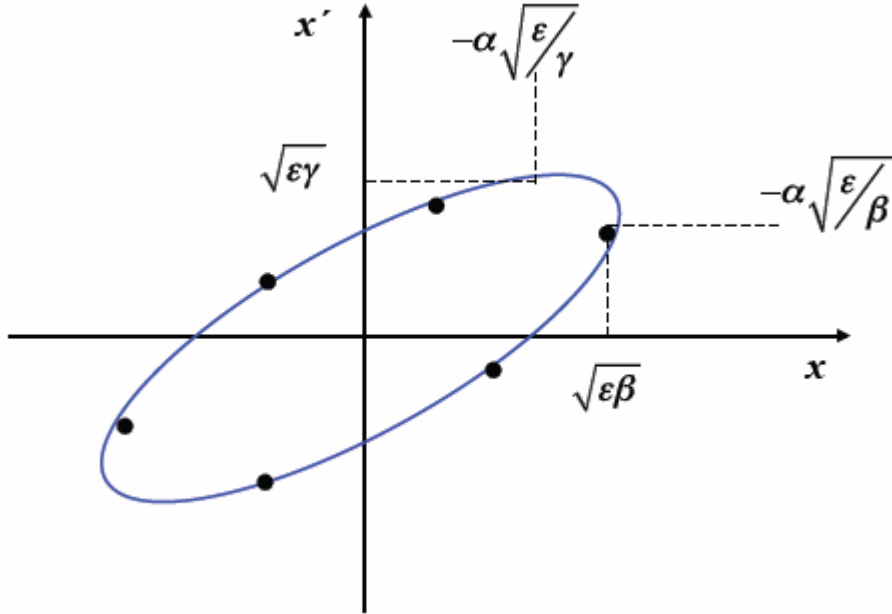
elde edilir.  $\sin^2(\psi)$ 'li terimden kurtulmak için  $x(s)$  denkleminin karesi alınıp taraf tarafa toplanır ve denklem e'ye göre düzenlenirse;

$$\varepsilon = \left( \frac{\alpha^2 + 1}{\beta} \right) x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 \quad (3.55)$$

elde edilir. Burada  $\gamma = \frac{\alpha^2 + 1}{\beta}$  tanımlaması yapılır ve denkleminde yerine yazılır.

$$\varepsilon = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 \quad (3.56)$$

Elde edilen Eş.3.56'daki bu ifade,  $x$  ve  $x'$  koordinatlarına bağlı bir elips denklemdir. Bu denklem, parçacıkların  $x$  (konum)- $x'$  (açı) faz uzayında yörüngesi elips olacak şekildeki hareketini tanımlar ve demet içinde referans parçacık dışındaki tüm parçacıklar için geçerlidir. Dolayısıyla betatron salınımı yapan tüm parçacıklar faz uzayında elipsoidal bir hareket yapar. Şekil 3.3'de görüldüğü gibi parçacıklar bir  $t$  anında,  $x$  (mm)- $x'$ (mrad) faz uzayında bir nokta şeklinde iken salınım boyunca her parçacık kendi elipsinin üzerinde hareket eder. Diğer tüm parçacıkları içine alan, faz uzayındaki en büyük elipsin alanı, hızlandırıcı fiziğinde önemli bir parametreyi tanımlar. Liouville teoremine göre hareket boyunca sabit olan bu niceliğe emittans denir.



Şekil 3.3. Betatron salınımı yapan parçacıkların  $x$  (konum),  $x'$ (açı) faz uzayında oluşturduğu faz-uzay elipsi

Elips denkleminin alanı  $Alan = \pi\varepsilon$  olduğundan emittans ifadesi;

$$\varepsilon = \frac{alan}{\pi} \quad (3.57)$$

şeklinde tanımlanır. Hareket boyunca elipsin alanı sabit olmasına karşın, yönelimi sürekli değişir. Bu değişikliği sağlayan,  $\alpha(s)$ ,  $\beta(s)$  ve  $\gamma(s)$  fonksiyonlarına Twiss parametreleri denir. Twiss parametreleri bilinen bir demet için, faz uzay elipsinin şekli veya yönelimi biliniyor demektir. Twiss parametreleri s'ye bağlı birer fonksiyondur. Bu yüzden hareket boyunca twiss parametreleri farklı değerler alarak, faz uzay elipsinin farklı farklı yönelimlere sahip olmasını sağlar.  $x(s)$  ifadesinde, konuma bağlı bir başka fonksiyon  $\psi(s)$  faz fonksiyonudur. Yüklü parçacıkların ideal parçacık etrafında yaptıkları betatron salınımları boyunca, konuma bağlı olarak değişen  $\alpha(s)$ ,  $\beta(s)$ ,  $\gamma(s)$  ve  $\psi(s)$  fonksiyonlarına betatron fonksiyonları denir.

### 3.2.2. Normalize olmuş emittans

Bir parçacığın konum ve momentumu ( $x$ - $P_x$ ), onun faz uzayını oluşturur. Hızlandırıcı demet dinamiğinde faz uzayı oluşturulurken momentum yerine parçacığın açısı ( $x'$ ) kullanılır. İkisi arasındaki bağlantı;

$$P_x = mv = \gamma m_0 v = \gamma m_0 \frac{dx}{dt} = \gamma m_0 \frac{dx}{ds} \frac{ds}{dt} \quad (3.58)$$

$$\frac{ds}{dt} = v_s, \quad \beta = \frac{v_s}{c} \quad \text{ve} \quad \frac{dx}{ds} = x' \quad \text{olduğundan}$$

$$P_x = \gamma m_0 \beta c x' \quad (3.59)$$

ifadesi elde edilir. Buradan ;

$$x' = \frac{P_x}{\gamma m_0 \beta c} \quad (3.60)$$

ve benzer şekilde;

$$y' = \frac{P_y}{\gamma m_0 \beta c} \quad (3.61)$$

denklemleri elde edilir.  $x'$  ve  $y'$  açıları  $\gamma$  ve  $\beta$  niceliklerine, bunlarda parçacığın hızına bağlıdır. Buna göre  $\gamma$  ve  $\beta$  sabit iken  $x-x'$  faz uzayının alanı hareket boyunca sabit (invariant) kalır. Bunun için hareket süresince hızlanma veya yavaşlama olmaması gerekir. Gerçekte hızlandırıcı boyunca parçacıkların hızı arttığı için  $\gamma$  ve  $\beta$  değişken yapıda olacaktır. Buna göre hız artınca  $\gamma$  ve  $\beta$  değerleri artar ve denklemdeki ters orantıya göre  $x'$  ve  $y'$  açı değerleri azalacaktır. Bunun sonucunda  $x-x'$  ve  $y-y'$  faz uzaylarının alanı yani emittans değeri azalır. Bu olaya adyabatik damping denir. Emittans grafiklerinde bu etkiyi görmemek ve hareket boyunca korunumlu bir emittans elde etmek istiyorsak, emittansı  $\gamma$  ve  $\beta$  ile çarparak hıza olan bağımlılıktan kurtarmalıyız. Eş.3.62'de gösterilen bu yeni niceliğe, normalize olmuş emittans denir.

$$\varepsilon_N = \gamma\beta\varepsilon \quad (3.62)$$

#### 4. DOĞRUSAL PROTON HIZLANDIRICISI TASARIMI

Bu çalışmada, Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) projesinin proton hızlandırıcısı kısmına ait Teknik Tasarım Raporunu (TTR) yazma çalışmaları çerçevesinde, 1 GeV enerjili ve yüksek akımlı doğrusal bir proton hızlandırıcısının dizaynı yapılmıştır. Hızlandırıcı için önerilen yapılar sırasıyla; negatif Hidrojen iyonu kaynağı (IS), düşük enerjili demet taşıma kanalı (LEBT), radyo frekans kuadropol hızlandırıcısı (RFQ), orta enerjili demet taşıma kanalı (MEBT), drift tüp linak (DTL), birleşmiş kaviteli drift tüp linak (CCDTL) ve birleşmiş kaviteli linak (CCL)'tan oluşur.

Tasarlanan linakta, kaynaktan gelen  $H^-$  iyonları hızlandırılıp 1 GeV enerjiye ulaştıktan sonra, ince bir yapraktan geçirilerek protonlara dönüştürülecektir. Yük-değişimi denilen bu olayda, iyonlar elektronlarından ayrılır. Düşük enerjili kısımda, kaynaktan sonra kullanılacak LEBT kanalında, sürekli yapıda olan iyon demeti bir solenoid ile odaklanır. Çünkü iyon demetinin yayılımı çok geniştir. Odaklanan iyon demeti RFQ hızlandırıcısına giriş için hazırlanmış olur. RFQ yapısı, demetin enerjisini keV mertebesinden yaklaşık 3 MeV'e kadar çıkarır. RFQ aynı zamanda demeti yüksek verimlilikte odaklar ve paketler. Linaktaki iyon demetinin sürekli moddan pulslu moda dönüşümünü, RFQ yapısı sağlar. Pulslu demet modu, hızlandırma için daha uygundur. MEBT kanalında, demeti kesme işlemi (chopper) gerçekleştirilir. Bu sayede, demet buketlerindeki (bucket) bunch sayısı azaltılır. Bu işlem özellikle, demetin yüksek enerjilerde bir sinkrotron halkasına enjekte edilmesi sırasındaki kayıpları azaltmak için kullanılır. Çünkü demet pulsundaki bazı bunch'lar, enjeksiyon esnasında, sinkrotron buketinin kararsız bölgesine düşmektedir. Yüksek enerjilerdeki demet kayıplarının tetiklediği radyasyon düşük enerjidekine göre oldukça büyük olur. Bu yüzden, sinkrotron buketinin kararsız bölgesine düşebilecek bu kararsız bunch'lar, düşük enerjideyken (3 MeV civarı) kesme işlemiyle demetten alınır ve çöpe (dump) yollanır. Böylelikle düşük enerjide tetiklenen radyasyon minimum olur. LINAC4 ve JPARC hızlandırıcılarındaki linak, bir sinkrotron halkasına enjektör (booster)

olarak kullanılacağı için, MEBT kanalında kesme yapılmaktadır. Sinkrotron halkasına enjektör olarak kullanılmayacak linaklar için yine kesme sistemi kullanılmalıdır. Çünkü hızlandırıcı yapılar boyunca, demet pulsundaki kararsız bunch'lar demet kayıplarına yol açabilir. Düşük enerjideki kesme işlemi, hızlandırıcı yapılara (DTL, CCDTL, CCL) girmeden önce demeti daha kararlı yapar.

MEBT kanalındaki kesme işlemi sırasında demetin yapısına müdahale edildiği için, demetin kendisini yeniden toparlamasını sağlayan paketleyici (buncher) kavite ve kuadrupol magnetler kullanılır. Kuadrupol magnetler aynı zamanda demetin, DTL hızlandırıcısına x ve y uzayında uygun emittans yönelimi ile girmesini sağlar (matching). THM proton linakı için; iyon kaynağı, LEBT, RFQ ve kesme sistemini içeren MEBT kanalı, 3 MeV'lik bir test standı projesi altında kurulacaktır. Bu çalışma, test standı sonrası için, 3 MeV enerjili iyonları 1 GeV'e çıkaran DTL, CCDTL ve CCL hızlandırıcı yapılarının dizaynını kapsamaktadır. Hızlandırıcının rf frekansı düşük ve orta enerjili kısımda 350 MHz ve yüksek enerjili kısımda ise (CCL için) 700 MHz'dir. Demetin pik akımı 30 mA'dır. 30 Hz'lik bir demet tekrarlama frekansı önerisi için, 3 MeV - 1 GeV enerji aralığındaki temel demet parametreleri Çizelge 4.1'de gösterilmiştir.

Hızlandırıcı tasarımı; kavite dizaynı, linak dizaynı ve demet dinamiği simülasyonu olmak üzere üçe ayrılır. Kavite dizaynı için, belirli bir geometride elektromanyetik alan problemini çözebilen programlar kullanılır. Öncelikle temel hücredeki geometrik parametreler, verimli bir hızlandırma için optimize edilir ve en uygun geometri elde edilir. İkinci aşamada ise simülasyonlar farklı enerjiler için tekrar edilerek, kavitenin enerji sınırı belirlenir. Linak dizaynında, enerji aralığı belirlenmiş olan hücrelerden elde edilen veriler kullanılarak ana linak tasarımı yapılır.

Çizelge 4.1. THM-Proton Hızlandırıcısının demet parametreleri

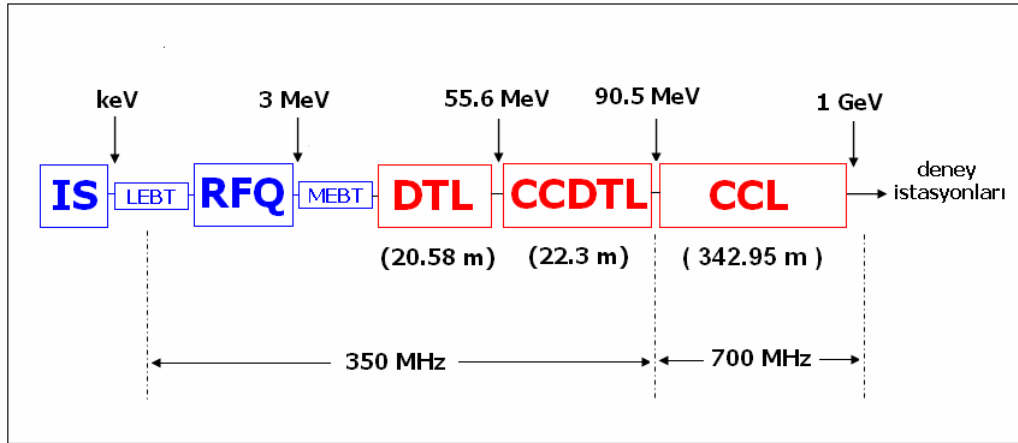
PARAMETRE	DEĞERİ	BİRİMİ
Parçacık türü	H <sup>+</sup>	-
Giriş enerjisi	3	MeV
Çıkış enerjisi	1000	MeV
Bunch frekansı	350	MHz
Pik akım	30	mA
Ortalama akım	0,03	mA
Demet puls uzunluğu	300	µs
Demet duty faktörü	9	%
Tekrarlama frekansı (önerilen)	30	Hz
Puls başına parçacık sayısı	$5,3 \times 10^{14}$	-
Giriş norm. emittansı (x)	0,276	mm.mrad
Çıkış norm. emittansı (x)	0,536	mm.mrad

Bu tasarım sonrasında, linakın uzunluğu ve mühendislik anlamındaki iç parametreler belirlenmiş olur. Son kısım olan demet dinamiği simülasyonunda ise, hızlandırıcıdaki kuadrupol magnetlerin uzunluğu ve gradyeni, minimum emittans büyümesi elde etmek için optimize edilir. Hızlandırıcının çıkışında, emittans değeri (x ve y) ne kadar küçük olursa demet de o kadar kararlı ve kaliteli olur. Ama öncelikli olarak, simülasyon sürecinde demet kayıplarının olmamasına dikkat edilir.

DTL, CCDTL ve CCL yapılarının hücre dizaynı SUPERFISH [31] programı ile, ana linak dizaynı PARMILA [32] programı ile ve demet dinamiği simülasyonları ise PATH [33] programıyla yapılmıştır. Demet dinamiği simülasyonunda 30 mA'lık gerçek akım kullanılmıştır. PARMILA programıyla linak dizayn etmenin yanı sıra, sıfır akım için demet dinamiği simülasyonu yapılabilmektedir. DTL hızlandırıcısı için sıfır akımdaki demet dinamiği simülasyonu, PATH ve PARMILA ile yapılarak sonuçlar karşılaştırılmıştır.



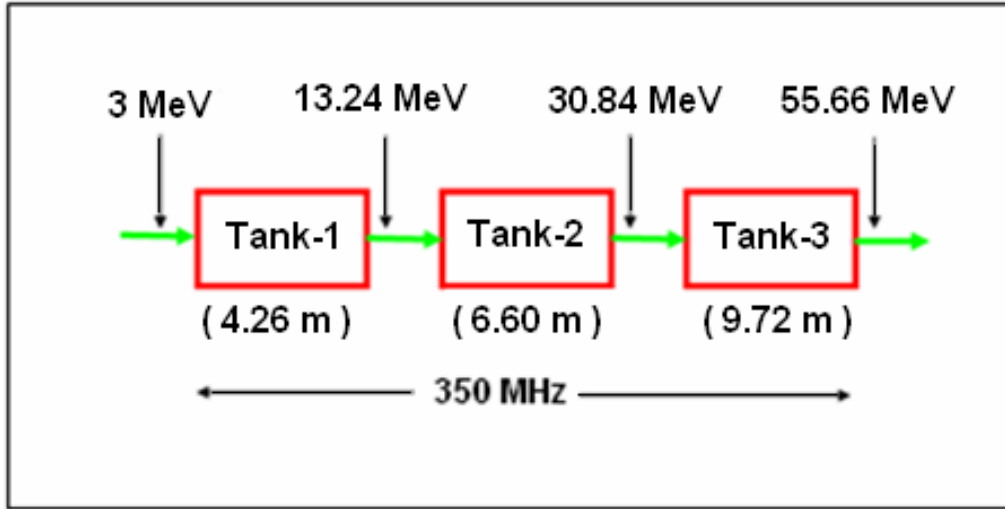
Dizayn edilen proton hızlandırıcısının genel blok diyagramı Şekil 4.1’de gösterilmiştir.



Şekil 4.1. THM Proton Hızlandırıcısının blok diyagramı

#### 4.1. DTL Tasarımı

İlk çalışmalarımızda, 3 MeV’lik başlangıç enerjisiyle sırasıyla 75 MeV [34] ve 100 [35] MeV enerjilere kadar DTL hızlandırıcısının tasarımı yapıldı. Fakat 55 MeV sonrası için CCDTL yapısına geçmek verimlilik açısından daha avantajlı olduğu için, DTL yapısının 55 MeV’e kadar hızlandırmasına karar verildi [36,37]. 3 tanktan oluşan DTL yapısı toplam 20,58 metre uzunluğundadır. Çalışma frekansı 350 MHz olan hızlandırıcının blok diyagramı Şekil 4.2’de gösterildiği gibidir. DTL tasarımı; hücre dizaynı, tank dizaynı ve ana linak dizaynı şeklinde küçükten büyüğe doğru yapılır. Temel parametreler, hücre dizaynında belirlenir ve hücrenin geometrik şeklini tanımlar. Tank dizaynında, hücreler farklı enerjiler için simüle edilerek bir araya getirilir ve DTL tankı oluşur. 1.tank oluşturulduktan sonra, enerji değeri kaldığı yerden devam ettirilerek diğer tanklar oluşturulur. Ana linak dizaynında ise oluşan tankların temel parametreleri kullanılarak DTL linakı oluşturulur. Bu işlem sonunda, DTL linakın kurulmadan önceki tüm teknik parametreleri belirlenmiş olur.



Şekil 4.2. Üç tanktan oluşan DTL hızlandırıcısının blok diyagramı

#### 4.1.1. Hücre tasarımı

DTL hızlandırıcısının hücre ve tank dizaynı, bir elektromanyetik alan çözücüsü olan SUPERFISH kod grubundan DTLfish kullanılarak yapıldı. Program simetrik hücreler tasarladığı için, hücrenin dörtte birlik kısmı tanımlanır. DTLfish simülasyon programının kullandığı DTL hücre geometrisi Şekil 4.3'de gösterilmiştir. Burada görülen 10 önemli parametre, hücrenin geometrisini belirler. Bu parametreler; tank çapı ( $D$ ), hücre uzunluğu ( $L$ ), drift tüp çapı ( $d$ ), rf aralığı uzunluğu ( $g$ ), delik yarıçapı ( $R_b$ ), drift tüp yüzey açısı ( $\alpha_f$ ), drift tüp köşe yarıçapı ( $R_c$ ), drift tüp iç burun yarıçap ( $R_i$ ), drift tüp dış burun yarıçap ( $R_o$ ) ve drift tüp düzlük (flat) uzunluğudur. Bu parametrelerin DTLfish'in input dosyasındaki yazılış şekli ve diğer gerekli parametreler Çizelge 4.2'de açıklamalarıyla birlikte verilmiştir. DTLfish programının çalışma prensibi, input dosyasına girilen parametrelerden sadece birini değiştirerek (tuning), tanımlı frekansa ulaşmak şeklindedir.

Çizelge 4.2. DTLfish input dosyasında kullanılan parametreler

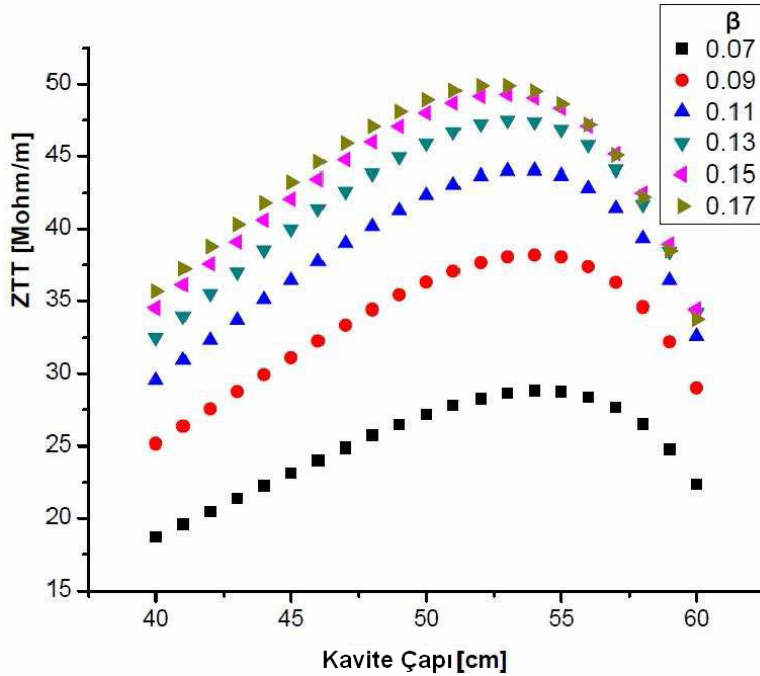
PARAMETRE	SEMBOL	AÇIKLAMA
TITLE		Problem tanımlaması yapılır (başlık).
ENDTitle		Problem tanımlamasının sonunu gösterir.
;!		Yorum satırı için kullanılır.
PARTICLE		Parçacık tipi seçilir.
FREQUENCY		Rf frekansı [MHz]
BETA	$\beta$	Normalize hız ( $=v/c$ )
LENGTH	L	Hücre uzunluğu [cm]
DIAMeter	D	Tank çapı [cm]
BORE_radius	$R_b$	Açıklık yarıçapı [cm]
G_OVER_Beta_lambda	$g/\beta\lambda$	Rf uzunluğunun $\beta\lambda$ 'ya oranı
GAP_Length	g	Rf uzunluğu [cm]
E0_Normalization	$E_0$	Alan normalizasyonu için kullanılan $E_0$ değeri [MV/m]
E0T_Normalization	$E_0T$	Alan normalizasyonu için $E_0T$ çarpımı [MV/m]
CORNER_radius	$R_c$	Köşe yarıçap [cm]
OUTER_nose_radius	$R_o$	Dış burun yarıçap [cm]
INNER_nose_radius	$R_i$	İç burun yarıçap [cm]
FLAT_length	F	Burun yarıçapları arasındaki uzunluk [cm]
FACE_angle	$\alpha_f$	Yüzey açısı [derece]
DRIFT_TUBE_Diameter	d	Drift tüp çapı [cm]
PHASE_length	$\Phi_{1/2}$	Yarım hücre için faz uzunluğu [derece] [DTL için 180]
STEM_Diameter	$d_{Stem}$	Stem çapı [cm]
STEM_Count	$N_{Stem}$	Drift tüp başına stem sayısı
START	$N_v$	Problemi başlatır
ENDFile		İnput dosyası bu komutla sonlandırılır.



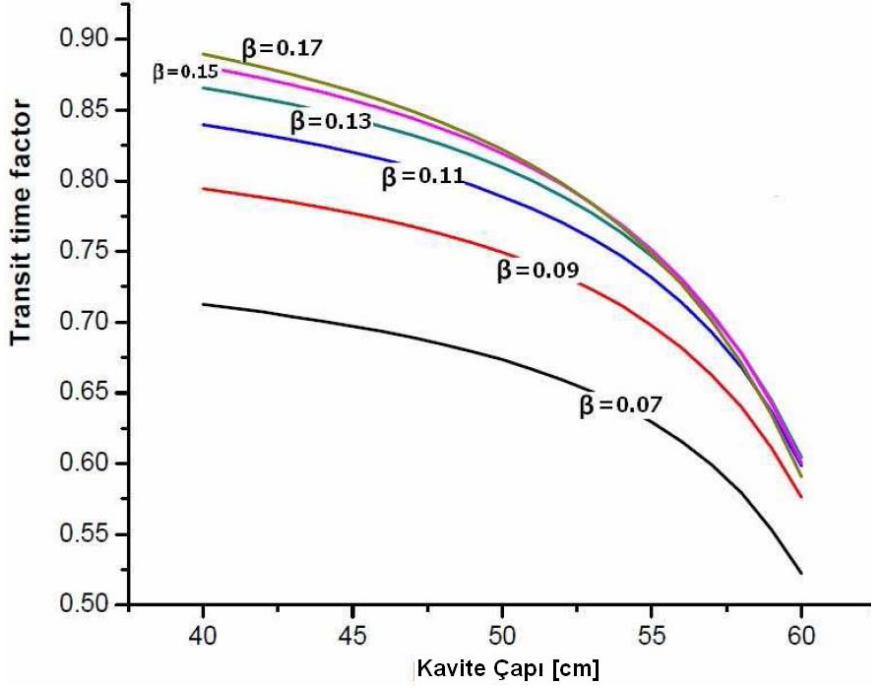
uzunluk, iç burun yarıçapı ve dış burun yarıçapı ise iç ayar sürecindeki parametreleri oluşturur.

### Dış ayar optimizasyonu

İlk parametre, tank çapıdır. Bu parametrenin farklı değerleri, kavite içindeki elektrik ve manyetik alan dağılımını etkiler. Elektrik alanlar, rf aralığında yoğunlaşmıştır ve yüklü parçacıkların enerji kazancını belirler. Manyetik alanlar ise kavitenin iç yüzeyinde güç kayıplarına sebebiyet verir. Dolayısıyla tank çapı, ZTT ve T parametrelerini doğrudan etkiler. En iyi tank çapı değerini bulmak için, 40 ve 60 arasındaki değerler simüle edilmiştir. Farklı beta değerleri için yapılan bu simülasyonun sonuçları Şekil 4.4 ve Şekil 4.5’de gösterilmiştir.



Şekil 4.4. Farklı beta değerleri için kavite çapının etkin shunt empedansa göre grafiği



Şekil 4.5. Farklı beta değerleri için kavite çapının geçiş zamanı faktörüne göre grafiği

Etkin shunt empedans grafiğinde eğrilerin maksimum bir noktası olmasına rağmen, geçiş zamanı faktörü grafiği tüm beta değerlerinde giderek azalmaktadır. ZTT grafiğindeki maksimum nokta olan 54 cm değeri, T grafiği için de değerlendirildiğinde, en uygun değer olduğu görülmektedir. Çünkü bu değerden sonra, T eğrileri hızla azalmaktadır. Bu yüzden kavite çapı 54 cm alınmıştır. Her iki grafikte ortak olan nokta ise enerji değeri arttıkça ZTT ve T değerleri de artmaktadır.

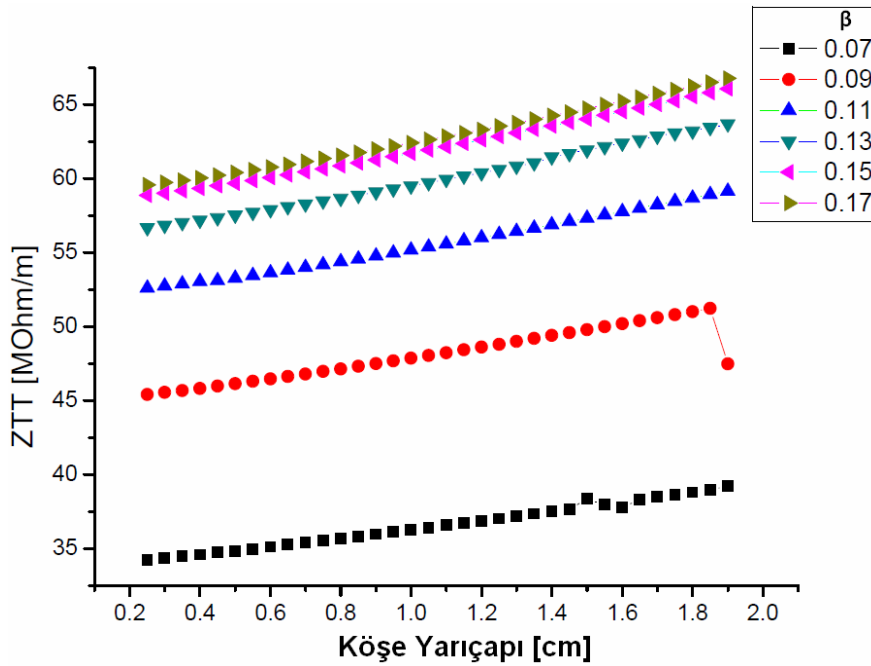
İkinci olarak, drift tüp çapı 6-16 cm aralığında simüle edildi. Simülasyon sonuçlarına göre, optimum ZTT elde etmek için, bu parametre mümkün olduğu kadar küçük alınmalıdır. Çünkü, drift tüp çapı artarken ZTT grafiği azalmaktadır. Kuadropol magnetler, drift tüplerin içine yerleştirileceği için, bu parametrenin değeri çok fazla küçük seçilemez. Bu sınırlama da dikkate alındığında drift tüp çapı 8 cm olarak belirlenmiştir. Bir başka önemli parametre drift tüp açıklık yarıçapıdır. Açıklık yarıçapı, drift tüpler arasındaki rf aralığının elektrik alan dağılımını etkiler. Yarıçap çok büyük olursa,

eksensel elektrik alanlar drift tüplerin içine nüfuz eder. Bu durum, demet ile alan arasındaki enerji kazancı mekanizmasını etkiler ve kavitenin verimliliğinin azalmasına yol açar. Elde edilen ZTT grafiği ise drift tüp çapında olduğu gibi giderek azalmaktadır ve değeri mümkün olduğu kadar küçük seçilmelidir. Seçilen yarıçap, aynı zamanda demetin ebatlarından büyük olmalıdır. Bu gereklilikler dikkate alındığında drift tüplerin açıklık yarıçapı 10 mm olarak belirlenmiştir.

Dış ayar sürecinin son parametresi stem yarıçapıdır. Stem çubukları, drift tüpler ile kavite arasındaki mekanik bağlantıyı sağlar ve alan dağılımını etkiler. Özellikle manyetik alanlardan etkilenecek, üzerinde yer yer akım yoğunlukları oluşur. Simülasyon sonuçları, stem yarıçapının mümkün olduğu kadar küçük değerde olması gerektiğini göstermiştir. Fakat bu çubukların bir başka görevi de kuadropol magnetlerin soğutma ihtiyacının karşılanmasıdır. Soğutma kanalı olarak ta kullanılacağı için çok küçük bir değer seçilememektedir. Bu gereksinim dikkate alınarak stem yarıçapı 26 mm seçilmiştir.

### İç ayar optimizasyonu

İç ayar parametreleri drift tüplerin şeklini belirler. İlki köşe yarıçapıdır ve simülasyon sonuçlarına göre ZTT ve T grafikleri giderek azalmaktadır. Şekil 4.6'da da görüldüğü gibi ZTT grafiği, düşük enerjilerde anormal davranış göstermektedir. Özellikle  $\beta=0,07$  ve  $\beta=0,09$  için  $R_c=1,5$  cm ve  $R_c=1,85$  cm değerlerinde oluşan hücre geometrisi uygun olmamaktadır. Ayrıca, yapılan simülasyonlardan yüksek köşe yarıçapı değerlerinin drift tüp burun geometrisini olumsuz etkilediği görülmüştür. Bu yüzden sifra daha yakın olan 0,6 değeri köşe yarıçapı olarak belirlenmiştir.



Şekil 4.6. Farklı beta değerleri için köşe yarıçapının etkin shunt empedansa göre grafiği

İkinci parametre olan yüzey açısı için,  $0^{\circ}$  ile  $10^{\circ}$  arasındaki değerler araştırılmıştır ve sonuçta kaviteyi daha verimli yapan  $3^{\circ}$ , en uygun değer seçilmiştir. Geriye kalan üç parametre, drift tüp burun geometrisi içindir. Hesaplamalarda, iç ve dış burun yarıçapları aynı alınmıştır. Flat uzunluğu ise bu iki yarıçap arasındaki mesafedir. Flat uzunluğu sıfır alınmıştır. Burun yarıçapı grafiklerinde, ZTT ve T eğrileri giderek azalmaktadır. Bu yüzden mümkün olan en küçük değer seçilmelidir.  $R=0,15$ 'den önceki değerler için program uygun bir değer yakalayamadığı için drift tüp iç ve dış burun yarıçapları 0,15 cm olarak belirlenmiştir.

#### 4.1.2. Tank tasarımı

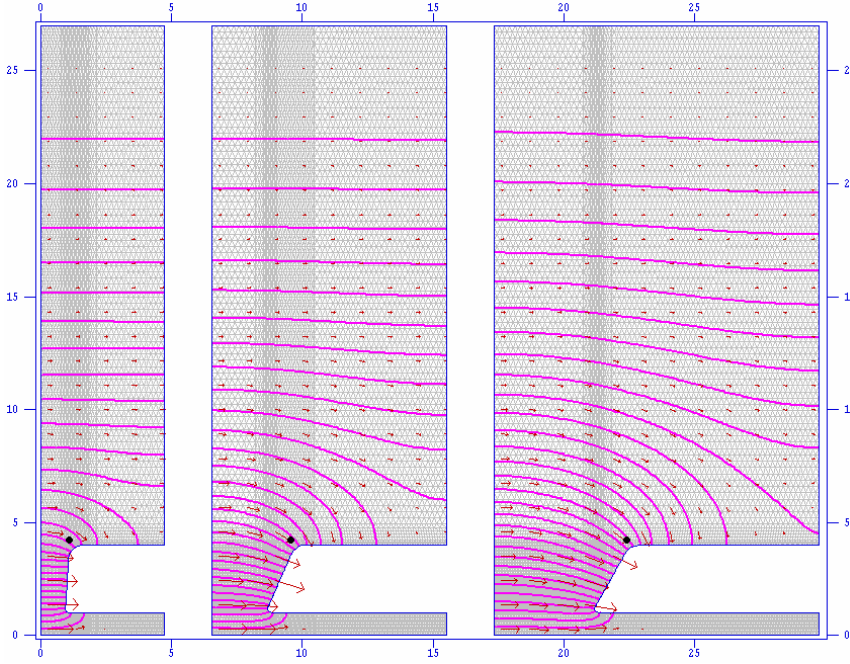
Hücre geometrisinin parametreleri belirlendikten sonra, ikinci aşama olarak tankın enerji aralığı tespit edilmelidir. Bunun için, input dosyasındaki optimize edilmiş geometrik parametreler sabit tutularak beta değerleri artırılır ve farklı enerjiler için ZTT grafiği elde edilir. ZTT değerlerinin her zaman için yüksek



olması ve hızlandırıcı boyunca giderek artması istenilir. 1.tank için yapılan simülasyonlarda, ZTT grafiği giderek artmakta ve bir noktada pik değeri yaptıktan sonra azalmaya başlamaktadır. Yaklaşık olarak 13,24 MeV'den sonra, grafik azaldığı için 1.tankın çıkış enerjisi bu değer olarak belirlenmiştir. Böylelikle oluşturduğumuz 1.tank, demeti 3 MeV'den 13,24 MeV'e kadar hızlandıracaktır. Geometrik hücre parametreleri tank boyunca sabit tutulmuş ve diğer iki tank içinde aynı değerler kullanılmıştır. Bunun sebebi, hızlandırıcının üretiminin kolay olması ve kompleks geometriden kaçınmak içindir. Sadece 2. tankta yüzey açısı parametresi değişkenlik göstermektedir. Tank boyunca ZTT'nin artışı sağlamak için yüzey açısı  $\beta=0.165$  ve  $\beta=0.225$  değerleri arasında  $\alpha_f = 3^0$ 'den  $\alpha_f=26^0$ 'ye kadar lineer olarak artmakta ve bu değerde sabit kalmaktadır. Çizelge 4.3, her üç tank için de ortak olan optimize edilmiş geometrik parametreleri listelemektedir.

Çizelge 4.3. DTL birim hücrelerinin optimize edilmiş geometrik parametreleri

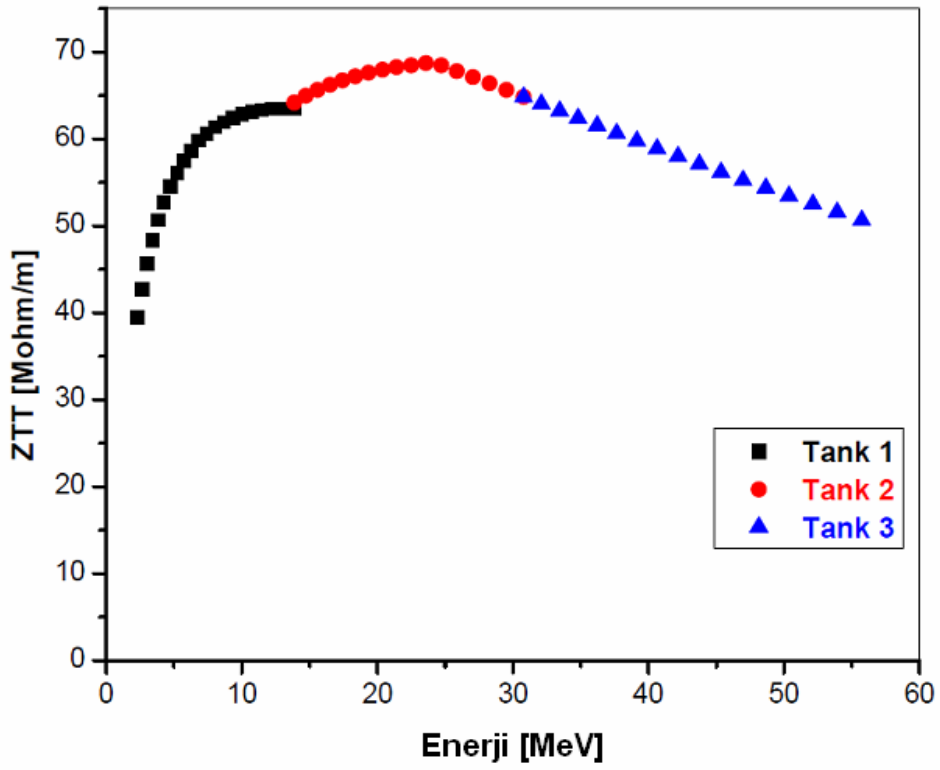
PARAMETRE	DEĞERİ	BİRİM
Tank çapı	54	cm
Açıklık yarıçapı	10	mm
Stem yarıçapı	26	mm
Drift tüp çapı	80	mm
Köşe yarıçapı	60	mm
Yüzey açısı	3	derece
Düzlük (Flat) uzunluğu	0	mm
İç burun yarıçapı	15	mm
Dış burun yarıçapı	15	mm



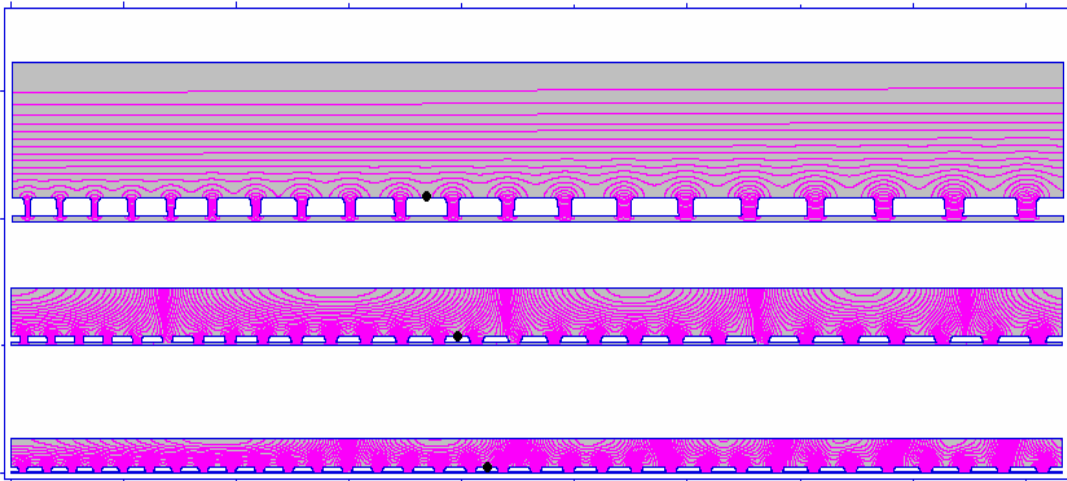
Şekil 4.7. Optimize edilen DTL hücrelerinin sırasıyla  $\beta=0.11$ ,  $\beta=0.21$  ve  $\beta=0.29$  değerlerindeki görünümü ve içindeki elektrik alan dağılımları (eksenler cm birimindedir)

Şekil 4.7 ise bu parametrelerle oluşan hücrenin dörtte birlik kısmının farklı enerjilerdeki görünümünü göstermektedir. Yapılan simülasyonlar sonucunda, DTL yapısının 55,6 MeV'e kadar hızlandırmasına karar verilmiştir. 3 tank için elde edilen ZTT grafiği Şekil 4.8'de görülmektedir. Grafik 2.tank'ta pik değerine ulaşmakta ve sonra azalmaktadır. 3.tank bunun devamı niteliğindedir. 55 MeV sonrası için daha iyi bir ZTT grafiği elde etmek amacıyla CCDTL yapısına geçiş yapılmıştır.

DTL hızlandırıcısının birim hücresi ve her bir tank için enerji sınırları belirlendikten sonra, yine SUPERFISH kod grubundan MDTfish kullanılarak tanımlı enerji aralığındaki tüm hücreleri içeren, elektrik alan dağılımı simüle edilebilir. Buna göre, her bir tankın üst yarısını gösteren elektrik alan dağılım simülasyon sonuçları Şekil 4.9'da gösterilmiştir. Elektrik alan çizgileri rf aralıklarında düzgün olarak yoğunlaştığı için iyi bir sonuç elde edilmiştir.



Şekil 4.8. DTL hızlandırıcısının etkin shunt empedans grafiği



Şekil 4.9. DTL hızlandırıcısının 1.,2. ve 3. tanklarına (yukarıdan aşağıya) ait elektrik alan dağılımları

### 4.1.3. DTL ana linak tasarımı

Hücre dizaynı yapıldıktan sonra, tanklarının enerji sınırı belirlenen, DTL hızlandırıcısının linak dizaynı ise, PARMILA programıyla yapılmıştır. PARMILA ile hem linak dizaynı, hem de demet dinamiği simülasyonu yapılabilir. Linak dizaynı için, input dosyasına *DesignOnly* parametresi eklenmelidir. Linak dizayn edilirken, bazı temel parametrelerin tasarımcı tarafından belirlenmesi ve input dosyasına girilmesi gerekir. Bunlardan en önemlisi eksensel ortalama elektrik alan ( $E_0$ ) parametresidir. Bu parametre birim uzunluk başına düşen voltaj miktarını tanımlar ve hızlandırıcının uzunluğunu doğrudan etkiler. Daha yüksek bir değer girildiğinde, hızlandırıcının uzunluğu kısalır. Ortalama elektrik alan değeri teknolojik limitlere bağlıdır. Bu çalışmada, CERN/LINAC4 projesindeki ortalama elektrik alan değerine yakın değerler alınmıştır. Buna göre; 1.tank için 3,2 MV/m, 2.tank için 3,3 MV/m ve 3.tank için 3,4 MV/m değerleri seçilmiştir.

Tasarımcı tarafından girilmesi gereken bir başka parametre senkronizasyon fazıdır. Alan ile ideal parçacığın hangi fazda karşılaşacağını belirleyen bu parametrenin başlangıç değeri -30 seçilmiştir. 1.tankta -20 değerine kadar azalan senkronizasyon fazı, 2. ve 3. tanklarda bu değerde sabit tutulmuştur. PARMILA ile bir DTL linakı oluşturmak için DTLfish'den elde edilen SFDATA tabloları kullanılmalıdır. Simülasyon sonucunda, toplam 20,5 metre uzunluğunda DTL linak elde edilmiştir. Hızlandırıcının maksimum yüzey elektrik alanı, 1,4 kilpatrik değerini geçmemektedir. 350 MHz'lik frekans değeri için yüzey alanı 18,39 MV/m'dir. Kilpatrik parametresi 2'nin altında olduğu için elektriksel bozulmalara (breakdown) karşı oldukça korunumlu bir dizayn olmuştur. Çizelge 4.4, DTL'in genel linak parametrelerini göstermektedir. Buradaki kuadropol magnetlerle ilgili parametreler, demet dinamiği simülasyonlarından elde edilmiştir.

Çizelge 4.4. DTL hızlandırıcısının her bir tankı için linak parametreleri

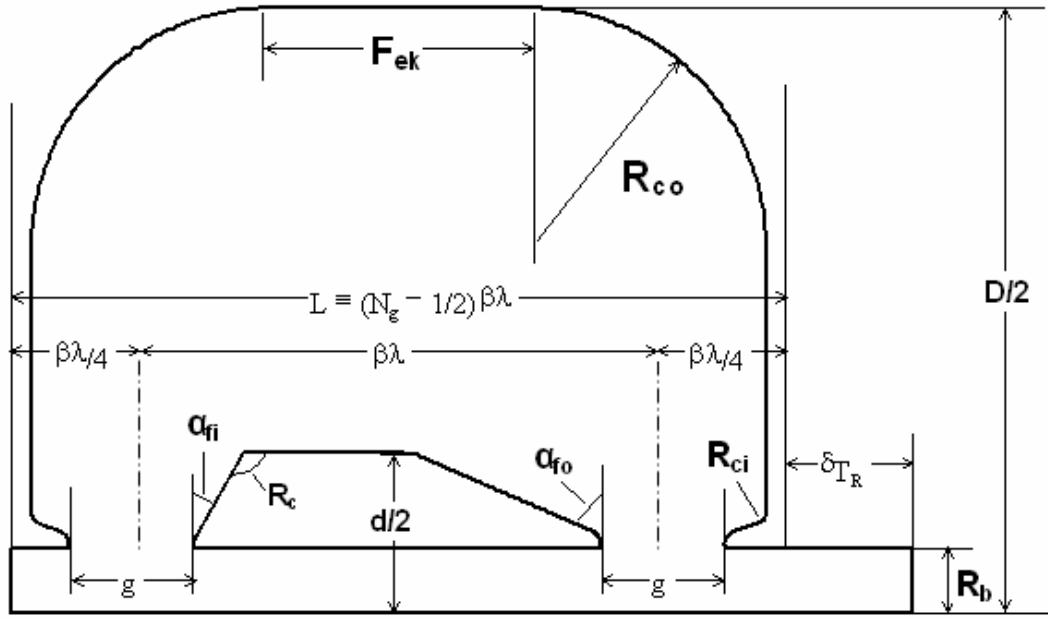
PARAMETRE	1.TANK	2.TANK	3.TANK
Frekans [MHz]	350	350	350
Enerji aralığı [MeV]	3-13,24	13,24-30,84	30,84-55,66
$E_0$ gradyeni [MV/m]	3,2	3,3	3,4
Senkronizasyon fazı [derece]	-30/-20	-20	-20
Hücre sayısı	41	37	39
Rf aralığı sayısı	41	37	39
Max. yüzey alan [kilp.]	1,01/1,39	1,00/1,38	1,29/1,38
Tank uzunluğu [m]	4,26	6,60	9,72
Kuadropol uzunluğu [cm]	4	6	8
Kuadropol sayısı	40	37	39
Kuadropol gradyeni [T/m]	53,3/56,0	44,7	34,5
Kuadropol örgüsü	FFDD	FFDD	FFDD
Açıklık yarıçapı [mm]	10	10	10
Geçiş zamanı faktörü	0,76-0,84	0,84-0,86	0,74-0,84
Pik rf gücü [MW]	0,81	1,32	1,99
Klastron sayısı	1	1	1

## 4.2. CCDTL Tasarımı

### 4.2.1. CCDTL kavite tasarımı

CCDTL yapısı, demeti 55 MeV'den 90,5 MeV'e kadar hızlandıracaktır. CCDTL kavitelerinin dizaynı, SUPERFISH kod grubundan CDTfish kullanılarak yapıldı. Bu programın çalışma prensibi, DTLfish'de olduğu gibi, kavitenin geometrik parametrelerinden sadece bir tanesi tanımlı frekansa ulaşıncaya kadar ayar edilir. Programın kullandığı CCDTL kavitesinin geometrik şekli, Şekil 4.10'de gösterilmiştir. Bu geometride, tek drift tüp görülmektedir. CCDTL kavitelerinde 1 veya daha fazla drift tüp kullanılabilir.

Birden fazla drift tüp durumunda, simetrik hücreler dizayn edildiği için, drift tüp için girilen parametreler hepsi için aynı kabul edilir. Hücre uzunluğu, rf aralığının ortasından başlayıp bir sonraki rf aralığının ortasına kadar olan mesafedir ve  $\beta\lambda$ 'ya eşittir. Alan ile demet arasındaki senkronizasyonu devam ettirmek için, kavite arasındaki geçiş uzunlukları  $\beta\lambda$  veya tam katlarına eşit olmalıdır.



Şekil 4.10. Tek drift tüplü bir CCDTL kavitesinin geometrik şekli

CDTfish ya kavite çapını ya da rf aralığını ayar eder. Bu çalışmada rf aralığı ayar edilmiştir. Geometrik parametrelerin optimizasyonunda, DTL yapısında olduğu gibi, etkin shunt empedansı maksimum yapacak değerler aranır. CDTfish, input dosyasındaki parametreleri dikkate alarak ya kavitenin tamamını ya da yarısını simüle eder. Kavitenin tamamı için *FULL\_cavity* ve yarısı için *HALF\_cavity* komutları girilmelidir. Çizelge 4.6, CDTfish input dosyasında girilen parametreler listelemiştir.

Çizelge 4.5. CCDTL kavitelesinin optimize olmuş geometrik parametreleri

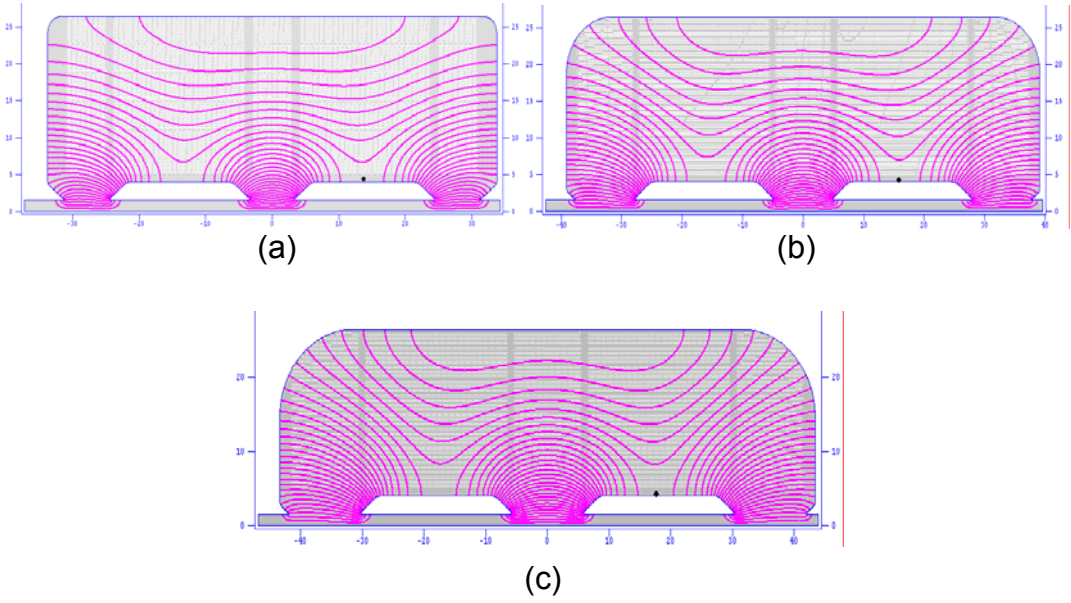
PARAMETRE	DEĞERİ	BİRİM
Tank çapı	53	cm
Ekvator uzunluk	63	mm
İç köşe yarıçap	8	mm
İç ve dış burun yarıçapları	0,5	mm
Flat uzunluğu	0	mm
Koni açısı	40	derece
Drift tüp çapı	80	mm
Stem çapı	20	mm
İç ve dış yüzey açıları	50	derece
Açıklık yarıçapı	15	mm
Drift tüp köşe yarıçapı	20	mm
Drift tüp iç ve dış burun yarıçapı	2	mm
Drift tüp flat uzunluğu	0	mm
Drift tüp başına stem sayısı	2	-
Drift tüp iç ve dış yüzey açısı	50	derece

Çizelge 4.6. CDTfish input dosyasında kullanılan geometrik parametreler

PARAMETRE	SEMBOL	AÇIKLAMA
FULL_cavity		Kavitenin tamamını simüle eder.
HALF_cavity		Kavitenin yarısını simüle eder.
BORE_radius	$R_b$	Açıklık yarıçapı [cm].
BETA	$\beta$	Normalize hız ( $=v/c$ )
LENGTH	L	Kavite uzunluğu [cm].
DIAMeter	D	Kavite çapı [cm].
G_OVER_Beta_lambda	$g/\beta\lambda$	Rf aralığının $\beta\lambda$ 'ya oranı.
GAP_Length	g	Rf aralığı [cm].
E0_Normalization	$E_0$	Alan normalizasyonu için $E_0$ değeri [MV/m].
NUMBER_of_gaps	$N_g$	Full kavitedeki rf aralığı sayısı
EQUATOR_flat	$F_{Eq}$	Kavitenin dış duvarındaki düzlük [cm].
LEFT_BEAM_tube	$\delta T_L$	Düşük enerjili taraftaki drift tüp uzunluğu [cm].
RIGHT_BEAM_tube	$\delta T_R$	Yüksek enerjili taraftaki drift tüp uzunluğu [cm].
INNER_CORNER_radius	$R_{ci}$	Kavite duvarını yüzey açısına bağlayan yarıçap
OUTER_nose_radius	$R_o$	Dış burun yarıçap [cm].
INNER_nose_radius	$R_i$	İç burun yarıçap [cm].
FLAT_length	F	Burun yarıçapları arasındaki flat uzunluk [cm].
CONE_angle	$\alpha_c$	Duvar köşelerindeki cone açısı [derece]
DT_Diameter	d	Drift tüp çapı [cm].
DT_CORNER_radius	$R_c$	Drift tüp köşe yarıçapı [cm].
DT_OUTER_NOSE_radius	$R_{do}$	Drift tüp dış burun yarıçap [cm].
DT_INNER_NOSE_radius	$R_{di}$	Drift tüp iç burun yarıçap [cm].
DT_FLAT_length	$F_d$	Drift tüp flat uzunluğu [cm].
DT_STEM_Diameter	$d_{stem}$	Drift tüp stem çapı [cm].
DT_STEM_Count	$N_{stem}$	Drift tüp üzerindeki stem (destek) sayısı
DT_OUTER_FACE_angle	$\alpha_{fo}$	Drift tüp dış yüzey açısı [cm].
DT_INNER_FACE_angle	$\alpha_{fi}$	Drift tüp iç yüzey açısı [cm].
START	$N_v$	Programı başlatır



Dizayn edilen CCDTL kaviterinde iki drift tüp bulunmaktadır ve her modül iki kaviteden oluşmaktadır. Parametrelerin optimizasyonu tek tek yapılmıştır. Her bir parametrenin tanımlı değer aralığı için, program yeniden çalıştırıldı ve bu işlem, farklı enerji değerleri için tekrar edildi. Elde edilen değerlerden, etkin shunt empedansı ve geçiş zamanı faktörünü maksimum yapan değerler dikkate alındı. Çizelge 4.5, CCDTL kaviterinin optimize olmuş parametrelerini göstermektedir. Şekil 4.11'de ise dizayn edilen CCDTL kaviterinin farklı enerjilerdeki görünümü ve içindeki elektrik alan dağılımlarını göstermektedir [38].



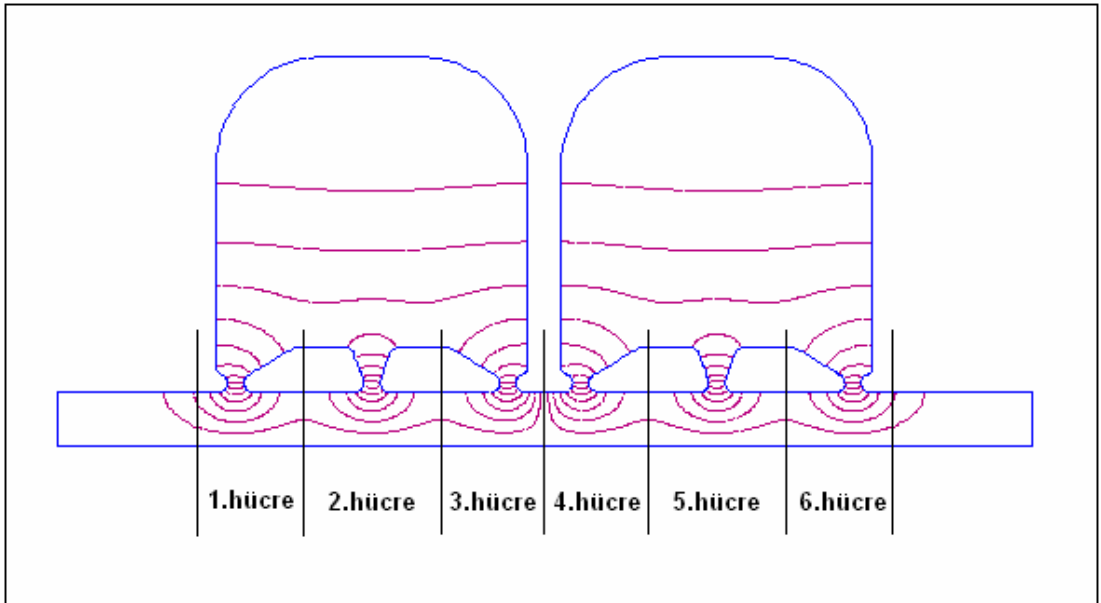
Şekil 4.11. CCDTL kaviterinin farklı enerjilerdeki elektrik alan desenleri, a) 56 MeV, b) 71,7 MeV ve c) 90 MeV

#### 4.2.2. SFDATA tabloları

Süperfish programıyla yapılan hücre ve kavite dizaynlarında amaç, geçiş zamanı faktörü tablolarını elde etmektir. Bu tablolar, ilgili yapının ana linak dizaynını yapan PARMILA programı için gereklidir. Geçiş zamanı faktörü tabloları, süperfish ileri işlemcisi SFO tarafından hesaplanır, bu yüzden

SFDATA tabloları olarak isimlendirilir. Bu tabloları oluşturmak için, dizayn edilen hücrelerin input dosyası farklı beta değerleri için çalıştırılmalıdır. Programın çalışması (DTLfish, CDTfish vb.) tamamlandığında, her bir hücre veya kavite için PMI uzantılı dosyalar ve bunları okuyacak ReadPMI kontrol dosyası oluşur. Kontrol dosyası çalıştırıldığında, SFDATA tabloları Windows Notepad formunda oluşacaktır. Bu tablolar, PARMILA'nın input dosyasında kullanılır.

SFDATA tabloları her bir hücre için; parçacığın beta ( $=v/c$ ) değerini, geçiş zamanı faktörünü, geçiş zamanı faktörünün dalga sayısına göre türevini ve shunt empedans değerini içermektedir. Kavitenin farklı sınır koşullarını doğru bir şekilde hesaplayabilmek için, bu koşullara uygun olan üç çeşit SFDATA tablosu vardır. Bu tablolar; SFDATA, SFDATAQ ve SFDATAE olarak isimlendirilir. SFDATA tablosu iç hücrelerle ilgilidir. DTL tankındaki hücreler ve birden fazla drift tüpe sahip olan CCDTL kavitelelerinin iç kısmında kalan hücreler için SFDATA tablosu kullanılır.



Şekil 4.12. İki kaviteli bir CCDTL modülünün altı hücrenin şematik görünümü

SFDATAE tablosu, bir hızlandırıcı yapı modülünde kaviterler arasındaki son hücreler için kullanılır. Bu tablo, CCDTL ve CCL yapılarında kullanılır. SFDATAQ tablosu ise, hızlandırıcı yapı modülünün ilk ve son hücresi için kullanılır. Şekil 4.12, iki kaviteden ve iki drift tüpten oluşan bir CCDTL modülünün altı hücresini göstermektedir. Bunlardan 1 ve 6 numaralı hücreler için, segmentin ilk ve son hücresi olduğu için SFDATAQ tablosu gereklidir. 2 ve 5 numaralı hücreler için, kavitenin iç kısmında kaldığından SFDATA tablosu gereklidir. 3 ve 4 numaralı hücreler için SFDATAE tablosu gereklidir. Çünkü kaviterlerin modül sınırında olmayan ilk veya son hücreleridir. Dolayısıyla PARMILA ile böyle bir CCDTL linakı tasarlamak için SFDATA tablosunun üç çeşidine de ihtiyaç vardır. DTL dizaynında, tankın ilk ve son hücresi haricinde kalan hücreler, hep iç kısmında kaldığı için sadece SFDATA tablosu kullanılır. İlk ve son hücreler için SFDATAQ tablosu kullanmak gerekir ama SUPERFISH'in bu versiyonu bu özelliği desteklememektedir. Bu yüzden DTL dizaynında sadece SFDATA tablosu kullanılır.

Çizelge 4.7, dizayn edilen CCDTL kaviterlerinden elde edilen SFDATA, SFDATAQ ve SFDATAE tablolarını listelemektedir. Tablolar beta değeri, 0,32 ile 0,41 arasındadır ki bu 55 MeV ile 90,5 MeV'e karşılık gelmektedir. T ve S sütunları iki farklı geçiş zamanı faktörünü göstermektedir. T sütunu, elektrik alanın sinüzoidal olduğu durumdaki geçiş zamanı faktörünü, S sütunu ise kare dalga yaklaşımında hesaplanan geçiş zamanı faktörünü göstermektedir. T' ve S' değerleri ise geçiş zamanı faktörünün dalga sayısına göre birinci türevidir.  $g/\beta\lambda$ , rf aralığının hücre uzunluğuna oranını; Z, shunt empedans değerini;  $E/E_0$ , hücreye ait  $E_0$  (gradyen) değerinin kavite girişindeki  $E_0$  değerine oranını ve  $T_{ort}$ , kavite girişindeki geçiş zamanı faktörünün ortalama değerini göstermektedir.

Çizelge 4.7. Tasarlanan CCDTL kavitelerinin SFDATA tabloları

$\beta$	T	T'	S	S'	$g/\beta\lambda$	Z	E/E <sub>0</sub>	T <sub>ort</sub>
SFDATAQ								
0,32	0,84941	0,04517	0,43920	0,05767	0,25113	67,291	0,97086	0,84845
0,33	0,84000	0,04786	0,45233	0,05868	0,26331	67,624	0,96419	0,83833
0,34	0,83049	0,05054	0,46477	0,05952	0,27530	67,802	0,95711	0,82789
0,35	0,82060	0,05329	0,47655	0,06014	0,28770	67,828	0,94923	0,81672
0,36	0,81049	0,05604	0,48744	0,06050	0,30058	67,703	0,94063	0,80487
0,37	0,80028	0,05874	0,49720	0,06057	0,31427	67,421	0,93106	0,79232
0,38	0,79033	0,06128	0,50530	0,06028	0,32904	66,965	0,92062	0,77912
0,39	0,78116	0,06348	0,51125	0,05963	0,34620	66,253	0,90533	0,76549
0,40	0,76987	0,06670	0,52707	0,06086	0,36218	66,674	0,90816	0,74976
0,41	0,78152	0,06425	0,52615	0,06324	0,33193	64,745	0,91125	0,76950
SFDATA								
0,32	0,84629	0,04614	0,44635	0,05860	0,24958	67,291	1,04444	0,84845
0,33	0,83511	0,04937	0,46297	0,06002	0,26181	67,624	1,05451	0,83833
0,34	0,82327	0,05277	0,47962	0,06134	0,27385	67,802	1,06517	0,82789
0,35	0,81016	0,05650	0,49702	0,06257	0,28629	67,828	1,07700	0,81672
0,36	0,79567	0,06059	0,51514	0,06369	0,29921	67,703	1,08987	0,80487
0,37	0,77938	0,06513	0,53424	0,06467	0,31288	67,421	1,10404	0,79232
0,38	0,76063	0,07030	0,55475	0,06547	0,32773	66,965	1,11995	0,77912
0,39	0,73769	0,07653	0,57789	0,06599	0,34493	66,253	1,13911	0,76549
0,40	0,71837	0,08171	0,59617	0,06613	0,36094	66,674	1,14578	0,74976
0,41	0,75328	0,07244	0,56473	0,06623	0,33074	64,745	1,13482	0,76950
SFDATAE								
0,32	0,85059	0,04489	0,43836	0,05774	0,25113	67,291	0,96987	0,84845
0,33	0,84137	0,04753	0,45132	0,05876	0,26331	67,624	0,96312	0,83833
0,34	0,83216	0,05014	0,46349	0,05960	0,27530	67,802	0,95598	0,82789
0,35	0,82276	0,05276	0,47481	0,06022	0,28770	67,828	0,94808	0,81672
0,36	0,81347	0,05531	0,48502	0,06060	0,30058	67,703	0,93953	0,80487
0,37	0,80481	0,05762	0,49336	0,06068	0,31427	67,421	0,93021	0,79232
0,38	0,79793	0,05938	0,49866	0,06043	0,32904	66,965	0,91943	0,77912
0,39	0,79633	0,05964	0,49744	0,05978	0,34620	66,253	0,90918	0,76549
0,40	0,78283	0,06359	0,51820	0,06168	0,36218	66,674	0,89745	0,74976

#### 4.2.3. CCDTL ana linak tasarımı

SFDATA tabloları oluşturulan CCDTL kavitelerinin linak dizaynı PARMILA programıyla yapıldı. Input dosyasına Çizelge 4.7'deki üç çeşit SFDATA tablosu eklenir. Tasarımcı tarafından girilmesi gereken parametrelerden en önemlileri; girişteki demet enerjisi, dizayn fazı, ortalama eksensel elektrik alanın başlangıç değeri, kavite başına drift tüp sayısı ve modül başına kavite sayısıdır. Modül başına iki kavite kullanılmıştır ve ortalama elektrik alanın

başlangıç değeri 3 MV/m seçilmiştir. 10 tane CCDTL modülü kullanıldığında demetin enerjisi 90,5 MeV'e ulaşmıştır. Toplam kavite sayısı ise 20 olmuştur. 22,3 metre uzunlukta olan CCDTL hızlandırıcısında, 20 tane kuadropol magnet kullanılmıştır. Kuadropol magnetlerin uzunluk ve gradyen parametreleri demet dinamiği simülasyonlarından belirlenmiştir. CCDTL hızlandırıcısının genel parametreleri Çizelge 4.8'de listelenmiştir [39].

Çizelge 4.8. CCDTL hızlandırıcısının genel parametreleri

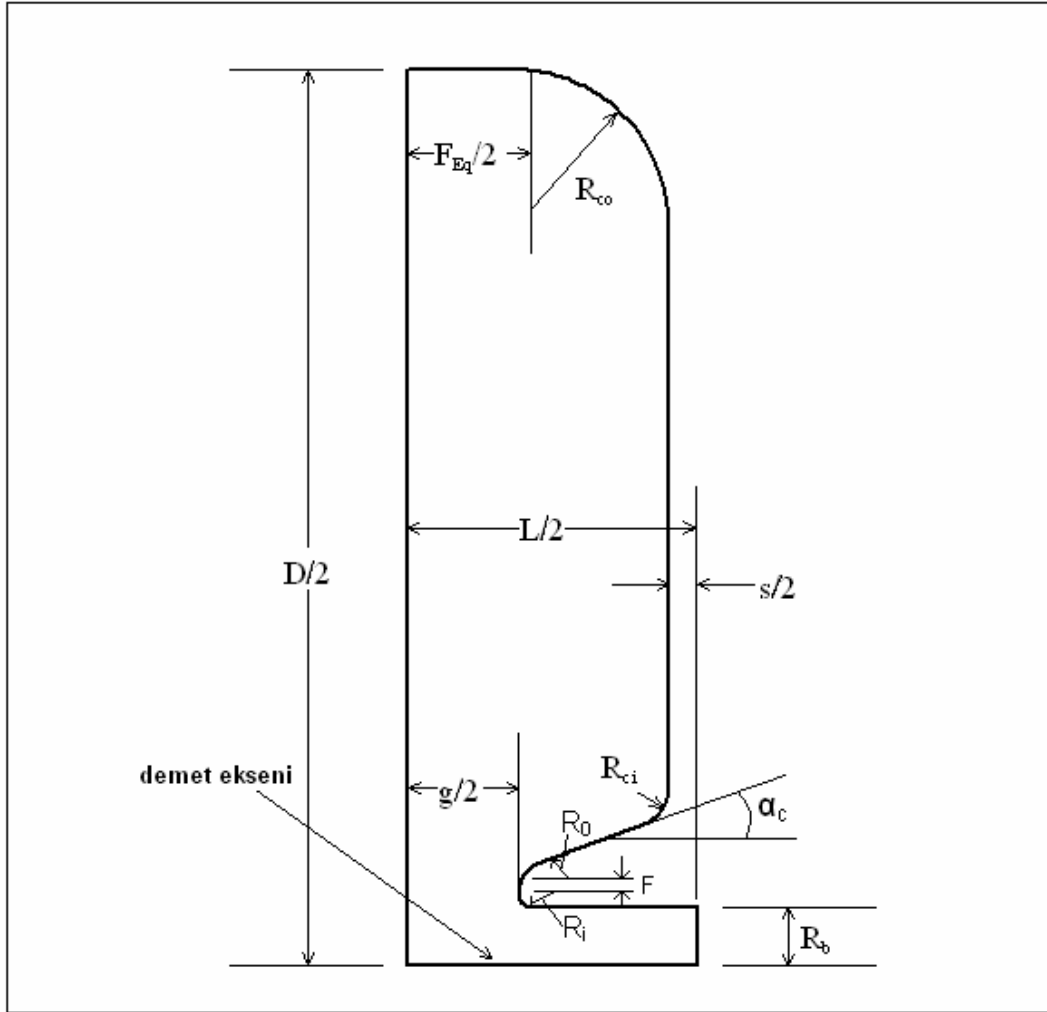
PARAMETRE	Değeri	Birim
Giriş enerjisi	55,6	MeV
Çıkış enerjisi	90,5	MeV
Beta faktörü	0,33~0,41	-
Rf frekansı	350	MHz
Modül başına tank sayısı	2	-
Tank başına rf aralığı sayısı	3	-
Tank başına drift tüp sayısı	2	
Tank çapı	53	cm
Modül sayısı	10	
Kavite sayısı	20	
Kuadropol magnet sayısı	20	
Uzunluk	22,3	m
Eo gradyeni	2,71/3,4	MV/m
Senkronizasyon fazı	-17/-22	Derece
Açıklık yarıçapı	1,5	cm
Kuadropol magnet örgüsü	FODO	
Kuadropol magnet uzunluğu	10	cm
Kuadropol magnet gradyeni	27	T/m
Max. yüzey alanı	1,63/1,88	kilpatrik
Pik rf gücü	4,25	MW
Klastron sayısı	10	

### 4.3. CCL Tasarımı

Proton hızlandırıcısının yüksek enerjili kısmı için CCL kaviteleri kullanılacaktır. Bu kavitelem demetin enerjisini 90 MeV'den 1 GeV'e yaklaşık olarak 343 metrelik mesafede çıkaracaktır. Bu yüzden proton hızlandırıcısının en uzun kısmını CCL kaviteleri oluşturur. DTL ve CCDTL kavitelelerinden farklı olarak, CCL kavitelelerinde rf frekansı 700 MHz'dir. Hızlandırıcıların yüksek enerjili kısmında, rf frekansı iki katına çıkarılır. Çünkü demetin enerjisi ve hızı, düşük enerjili kısma göre yüksektir ve rf frekansı iki katına çıkarılarak  $E_0$  gradyeni artırılır. Böylelikle demetin enerji kazancı artar. CCL kavitelelerinde en önemli yapısal farklılık ise, kavite içinde drift tüplerin kullanılmamasıdır.

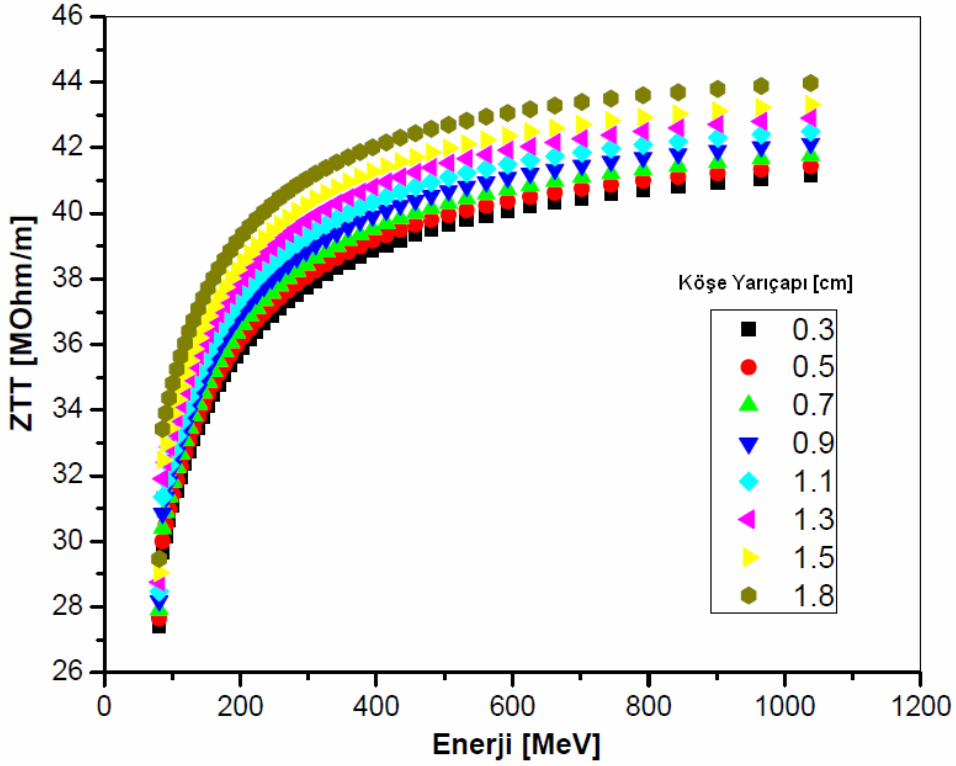
#### 4.3.1. CCL kavite tasarımı

CCL kavitelelerinin dizaynı, SUPERFISH kod grubundan CCLfish kullanılarak yapıldı. CCLfish programı üç farklı yapıyı dizayn edebilir. Bunlar; CCL hızlandırıcısı, paketleyici (buncher) kavite ve elektron hızlandırıcılarında kullanılan disk yüklü linak hızlandırıcısıdır. CCL hızlandırıcısının kavitelelerini tasarlamak için kullanılan CCLfish, dizayn edilen CCL kavitesinin çap uzunluğunu, bölme (septum) uzunluğunu, rf aralığını veya koni açısını ayar (tuning) edebilir. Bu çalışmada, kavitenin rf aralığı ayar edilmiştir. Şekil 4.13, programın kullandığı CCL kavitesinin geometrik şeklini göstermektedir. CCL geometrisini oluşturan parametreler; kavite çapı ( $D$ ), kavite uzunluğu ( $L$ ), bölme kalınlığı ( $s$ ), açıklık yarıçapı ( $R_b$ ), rf aralığı ( $g$ ), ekvator uzunluk ( $F_{eq}$ ), dış köşe yarıçapı ( $R_{co}$ ), iç köşe yarıçapı ( $R_{ci}$ ), koni açısı ( $\alpha_c$ ), dış burun yarıçapı ( $R_o$ ), iç burun yarıçapı ( $R_i$ ) ve flat uzunluğu ( $F$ )'dur. CCLfish'in input dosyasında kullanılan geometrik parametrelerin çoğu, CDTfish programındakilerle aynıdır (bak. Çizelge 4.5).



Şekil 4.13. CCL kavitesinin geometrik şekli

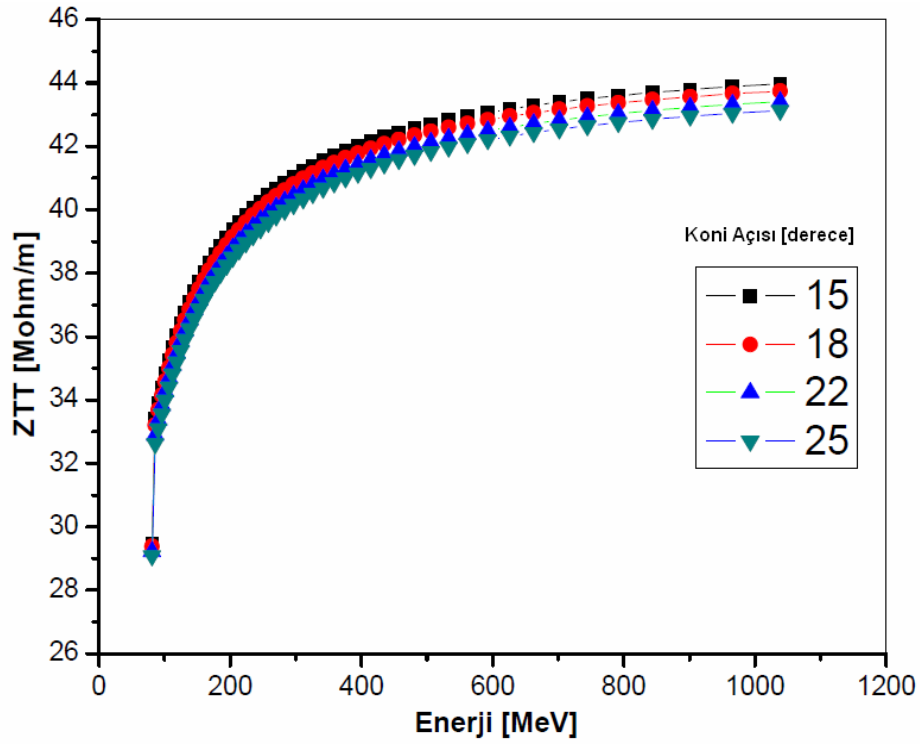
CCL geometrik parametrelerinin optimizasyonunda, DTL ve CCDTL'de yapıldığı gibi, etkin shunt empedansı maksimum yapan değerler aranmıştır. Simülasyonlarda, iç köşe yarıçapı ( $R_{ci}$ ) ile dış köşe yarıçapı ( $R_{co}$ ) parametreleri aynı kabul edilip 0,3 cm ile 1,8 cm aralığında taranmıştır. Şekil 4.4'de görüldüğü gibi, köşe yarıçapının değeri arttıkça etkin shunt empedans değeri de artmaktadır. Bu yüzden mümkün olan en büyük değer seçilmelidir. 1,8'den sonraki değerlerde program uygun geometriyi yakalayamadığı için köşe yarıçapı değeri 1,8 cm olarak belirlenmiştir.



Şekil 4.14. CCL kavitesinde, köşe yarıçapının farklı değerlerinin etkin shunt empedansa etkisi

Bir başka önemli parametre koni açısıdır. En uygun koni açısı değerini bulmak için, bu parametre  $15^{\circ}$  ile  $25^{\circ}$  arasında simüle edildi. Farklı açı değerlerinin, etkin shunt empedansa ve geçiş zamanı faktörüne etkisi benzer niteliktedir. Şekil 4.15, etkin shunt empedans grafiğini göstermektedir. Grafiğe göre açı değeri arttıkça shunt empedans değeri azalmaktadır. Dolayısıyla koni açısı için, mümkün olan en küçük değer seçilmelidir.  $15^{\circ}$ 'den daha küçük değerlerde, geometrik uyumsuzluktan dolayı koni açısı  $15^{\circ}$  olarak kabul edilmiştir. Diğer geometrik parametreler de benzer şekilde optimize edilmiştir. Çizelge 4.9, geometrik parametrelerin optimize olmuş değerlerini listelemektedir.

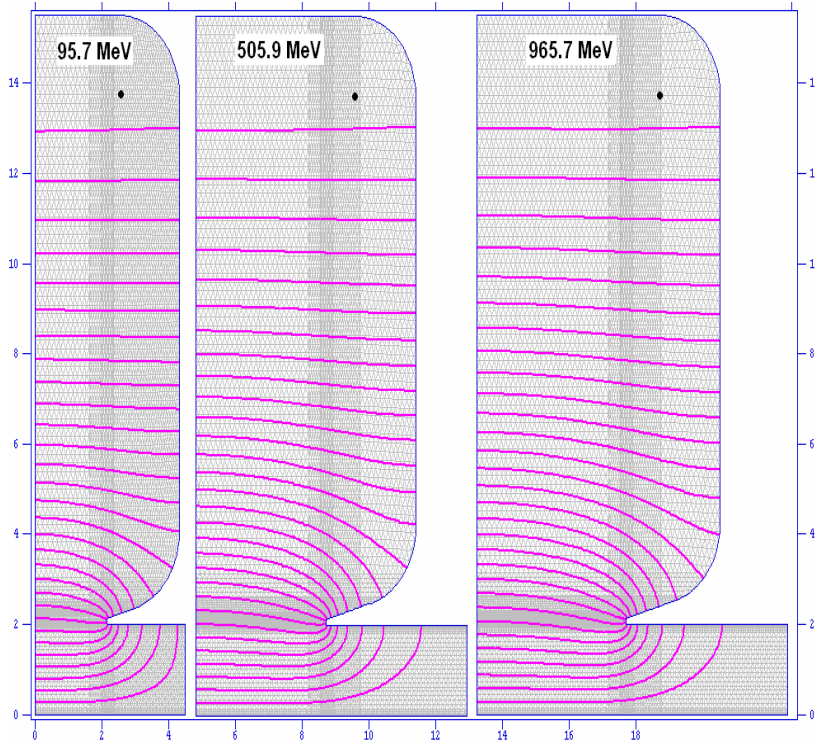




Şekil 4.15. CCL kavitesinde koni açısının farklı değerlerinin etkin shunt empedansa etkisi

Çizelge 4.9. CCL kavitesinin optimize olmuş geometrik parametreleri

PARAMETRE	DEĞERİ	BİRİM
Tank çapı	31	cm
Ekvator Uzunluk	3,75	cm
İç köşe yarıçap	18	mm
Dış köşe yarıçap	18	mm
İç burun yarıçap	0,3	mm
Dış burun yarıçap	0,3	mm
Flat uzunluğu	0,8	mm
Koni açısı	15	derece
Bölme kalınlığı	10	mm
Açıklık yarıçapı	2	cm



Şekil 4.16. Farklı enerjilerdeki yarım CCL kavileri ve elektrik alan dağılımları

CCLfish programından elde edilen CCL kavilerinin şekli ve içindeki elektrik alan dağılımı Şekil 4.16'da görülmektedir. Düzgün bir elektrik alan dağılımına sahip olan kavilerin uzunluğu gittikçe artmaktadır.

#### 4.3.2. CCL ana linak tasarımı

CCL hızlandırıcısının linak dizaynı PARMILA programıyla yapıldı. CCL yapısı için SFDATAQ ve SFDATAE olmak üzere iki çeşit data'ya ihtiyaç duyulur. CCLfish programı sadece SFDATAE tablosunu oluşturmaktadır. CCL kavilerinin SFDATAQ tablosu ise CDTfish programından elde edilir. Bunun için programın input dosyasındaki, *Left Beam Tube* ve *Right Beam Tube* parametreleri kullanılır. CDTfish, hem CCDTL hem de CCL kavilerini dizayn edebilir. SFDATA tablolarından sonra, PARMILA input dosyasına girilmesi gereken önemli parametreler; senkronizasyon fazı,  $E_0$  ortalama elektrik alan gradyanı, kavite başına hücre sayısı, giriş enerjisi ve çıkış enerjisidir.

Senkronizasyon fazı  $-20^0$  olup CCDTL'nin devamı niteliğindedir.  $E_0$  elektrik alanı 4 MV/m olup, CERN/SPL projesinin ACS linakının elektrik alan gradyeniyle aynı seçilmiştir. Kavite başına hücre sayısı 10 olarak belirlenmiştir. CCL hızlandırıcısının giriş enerjisi 90,5 MeV ve çıkış enerjisi 1 GeV'dir. Kaviteleerin rf frekansı ise 700 MHz'dir. Simülasyon sonucunda elde edilen, CCL hızlandırıcısına ait genel parametreler Çizelge 4.10'da listelenmiştir.

Çizelge 4.10. CCL hızlandırıcısının genel parametreleri

PARAMETRE	Değeri	Birim
Giriş enerjisi	90,5	MeV
Çıkış enerjisi	1	GeV
Beta faktörü	0,41~0,875	-
Rf frekansı	700	MHz
Kavite başına hücre sayısı	10	-
Kavite sayısı	187	-
Tank çapı	31	cm
Kuadrupol magnet sayısı	187	
Uzunluk	342,95	m
$E_0$ gradyeni	4	MV/m
Senkronizasyon fazı	-20	derece
Açıklık yarıçapı	2	cm
Kuadrupol magnet örgüsü	FODO	
Kuadrupol magnet uzunluğu	10	cm
Kud. magnet alan gradyeni	28,9	T/m
Max. yüzey alanı	0,4/0,5	kilpatrik
Pik rf gücü	130,25	MW

#### 4.4. Demet Dinamiği Simülasyonu

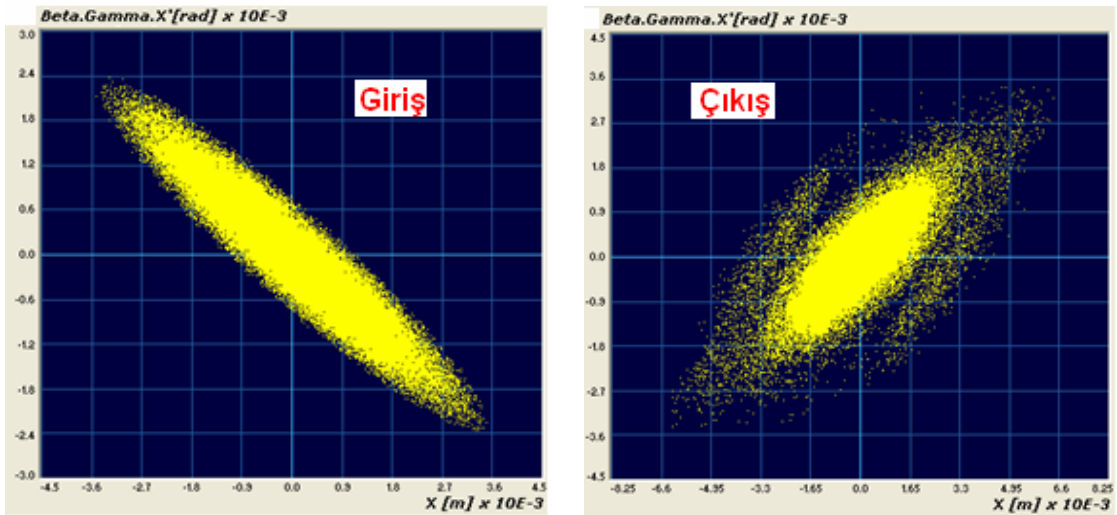
Proton hızlandırıcısının demet dinamiği simülasyonu PATH programıyla yapılmıştır. Simülasyonların başlangıç noktasında, enerjisi 3 MeV ve normalize olmuş enine emittansı  $0,276 \pi$  mm-mrad olan Gausyen bir demet oluşturulmuştur. 100 000 makro parçacıktan oluşan demetin x ve y enine emittanslarına ait twiss parametreleri, demetin yönelimini belirler ve DTL hızlandırıcısına girecek gerçek demetin twiss parametreleriyle uyumlu olmalıdır. Demet dinamiği simülasyonlarında amaç, hızlandırıcıda kullanılan kuadropol magnetlerle ilgili temel parametreleri elde etmektir. Bunlar; magnet uzunluğu, magnet gradyeni ve kuadropol düzenidir. Kuadropol düzeni, temel magnet örgüsüdür. İlk dört kuadropol magnet için belirlenen bu örgüde, kuadropollerin odaklama (focusing) ve dağıtma (defocusing) özellikleri sıralanır ve hızlandırıcı boyunca bu örgü kendini tekrar eder. Kuadropol örgüsü; DTL yapısında FFDD, CCDTL yapısında FDFD ve CCL yapısında FDFD olarak belirlenmiştir.

En önemli magnet parametresi, kuadropol gradyenidir. Birim uzunluk başına düşen manyetik alan miktarını tanımlayan kuadropol magnet gradyeninin birimi Tesla/metre'dir. Simülasyon çalışmalarında gradyen değeri seçilirken, öncelikle demette parçacık kaybı olmamasına dikkat edilir. İkinci aşamada ise minimum emittans büyümesi elde edilmeye çalışılır. Bunun için gradyen değeri PATH programıyla belirli aralıklarda taranır ve en uygun değer seçilir. CCDTL ve CCL yapılarındaki magnetlerin uzunluğu sabittir ve değeri 10 cm'dir. DTL yapısında ise aynı tanktaki magnetlerin uzunluğu sabit ve bu değer üç tank boyunca 4 cm, 6 cm ve 8 cm şeklinde kademeli olarak artmıştır. DTL, CCDTL ve CCL yapılarında toplam 326 kuadropol magnet kullanılmıştır. Simülasyonlar parçacık kaybı olmaksızın tamamlanmıştır. DTL'nin girişindeki 3 MeV enerjili input demeti ile CCL'nin çıkışındaki 1 GeV enerjili output demetine ait x-x' ve y-y' uzayının normalize olmuş twiss

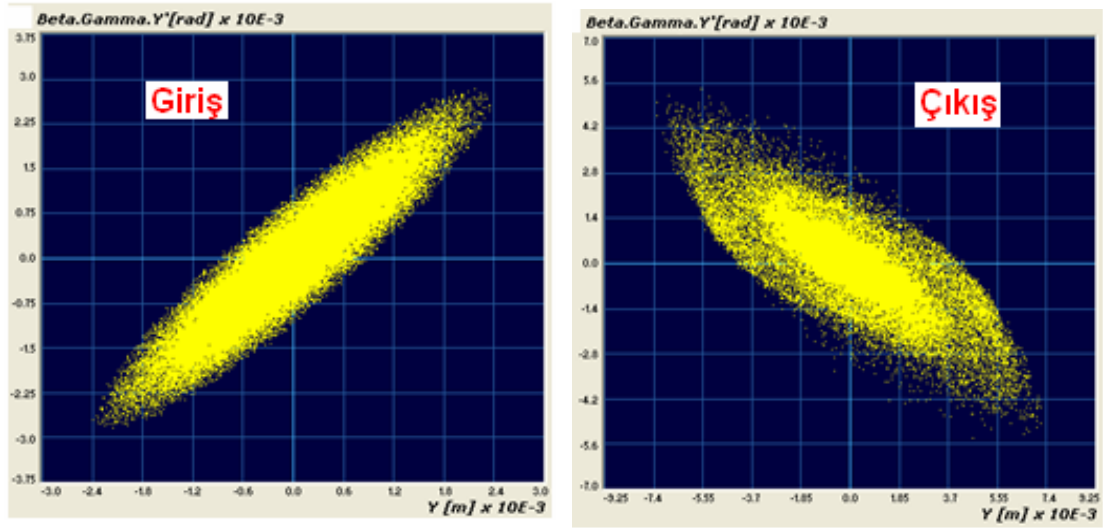
parametreleri Çizelge 4.11'de, bunların karşılaştırmalı görünümü ise Şekil 4.17 ve Şekil 4.18'de gösterilmiştir.

Çizelge 4.11. Proton hızlandırıcısının giriş ve çıkışındaki normalize olmuş twiss parametreleri

UZAY	PARAMETRE	INPUT	OUTPUT	BİRİM
X-X'	rms emittans	0,276	0,536	mm.mrad
	$\alpha$	2,8699	-1,1829	
	$\beta$	4,4998	2,6521	m/rad
Y-Y'	rms emittans	0,265	11,075	mm.mrad
	$\alpha$	-2,3799	1,2740	
	$\beta$	2,1249	2,8502	m/rad

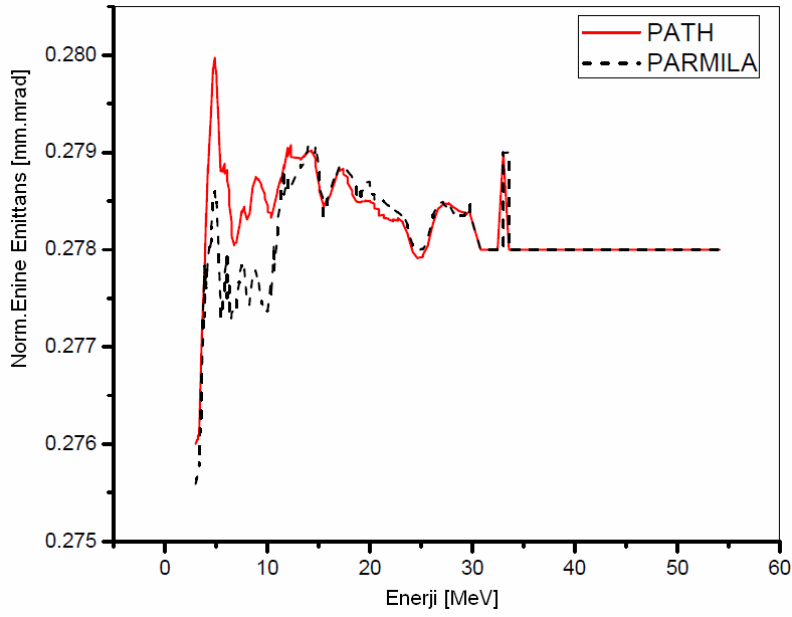


Şekil 4.17. Proton hızlandırıcısının giriş ve çıkışındaki x-emittans grafiği

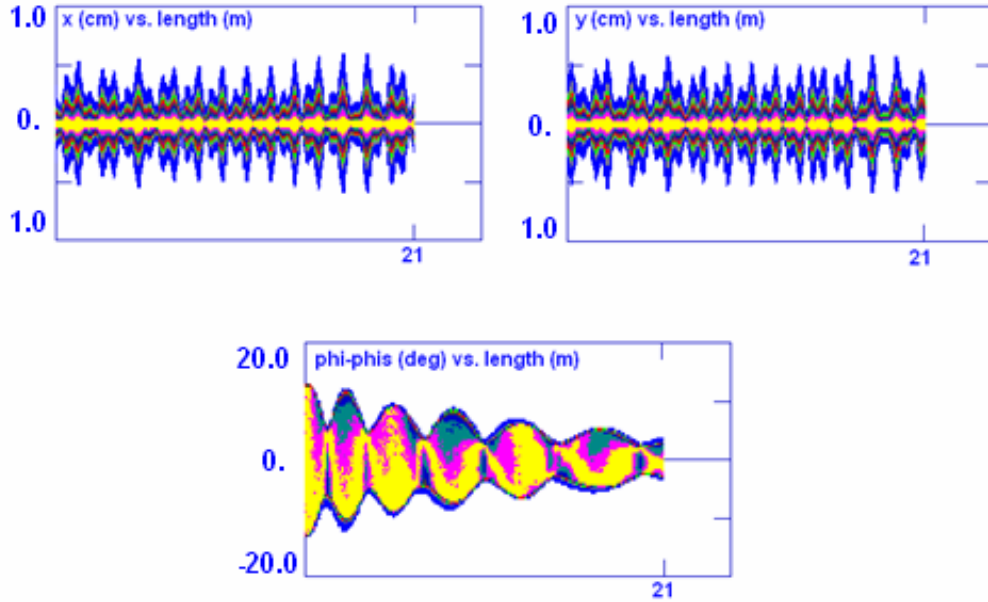


Şekil 4.18. Proton hızlandırıcısının giriş ve çıkışındaki y-emittans grafiği

Demet dinamiği simülasyonu, sıfır akım ve gerçek akım için yapılmıştır. Sıfır akım, bilgisayar ortamındaki akım olup değeri 0,0056 mA'dır. Gerçek akım ise linaktaki yüklü demetin akımıdır ve değeri 30 mA'dır. DTL hızlandırıcısı için PATH ve PARMILA programları sıfır akımda çalıştırılıp sonuçlar karşılaştırılmıştır. Şekil 4.19'daki emittans grafiğinde de görülebileceği gibi iki programın sonuçları birbirine uyumludur. Normalize olmuş emittans grafiğine göre özellikle birinci tankta çok az farklılık görülmektedir. Bu farklılık, düşük enerjilerde uzay-yük kuvvetlerinin daha baskın olmasından kaynaklanır. İyon demeti üçüncü tanka ulaştığında, özellikle 25 MeV'den sonra emittans değerlerinin tamamen aynı olduğu görülmektedir. DTL hızlandırıcısında iki programın karşılaştırılması sadece sıfır akım için yapılmıştır. Bunun sebebi, PARMILA programının gerçek akım değerini hesaba katamıyor olmasıdır. Şekil 4.20'deki grafik DTL hızlandırıcısı için PARMILA'dan elde edilmiş ve sırasıyla x, y demet profili ile faz gelişim grafiklerini göstermektedir. x ve y demet profili grafikleri demet zarfını gösterir. İdeal parçacık x-ekseni boyunca ilerler ve diğer parçacıklar ise referans parçacık etrafında betatron salınımı yapar [40].

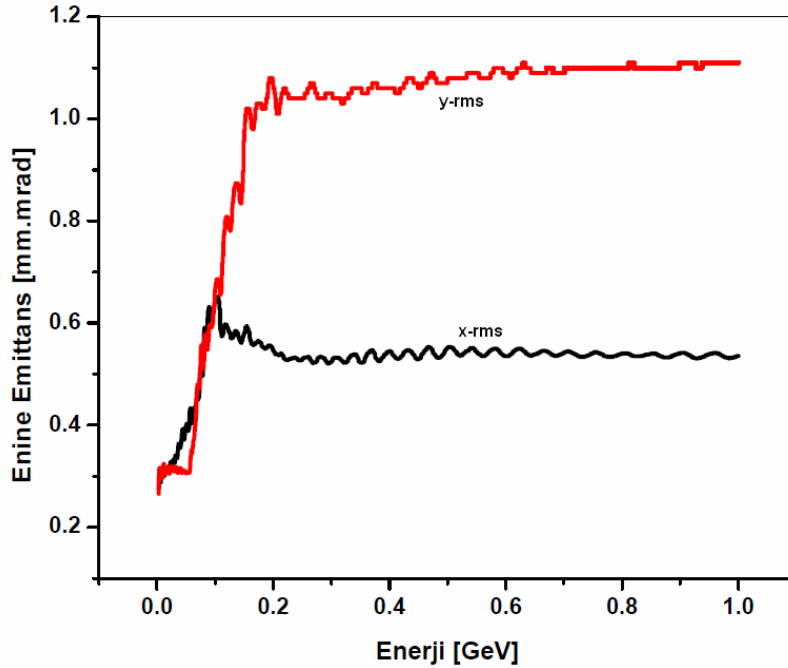


Şekil 4.19. DTL hızlandırıcısı için PATH ve PARMILA'dan elde edilen sıfır akımdaki emittans grafiklerinin karşılaştırılması



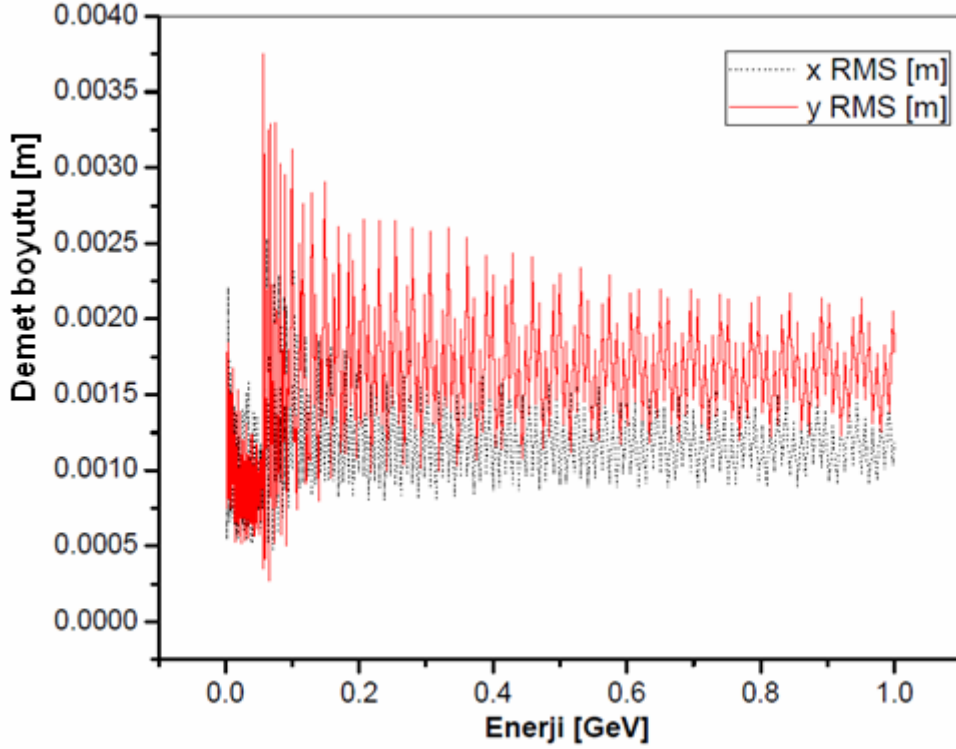
Şekil 4.20. DTL için PARMILA'dan elde edilen sıfır akımdaki x, y demet profili ve faz gelişim grafiği

Her iki grafikte de bu salınımı yapan yüklü parçacıkların x ve y konumları, yaklaşık 1 cm'lik demet zarfı içinde kalmaktadır ve bu zarf düzgün ilerlemektedir. Bu ise, kararlı bir demet anlamına gelmektedir. Faz gelişim grafiği, salınım yapan parçacıkların ideal parçacığa göre fazını göstermektedir. Grafikten görüldüğü gibi başlangıçtaki faz zarfının genişliği giderek küçülmektedir. Faz değerinin küçülmesi ise betatron salınımının kararlı olduğunu göstermektedir. DTL, CCDTL ve CCL yapılarının 30 mA'lik gerçek akım için demet dinamiği simülasyonu PATH programıyla yapıldı. Simülasyon sonuçlarından elde edilen x ve y yönündeki normalize olmuş emittans grafikleri Şekil 4.21'de gösterilmiştir. Bu grafiğe göre özellikle x yönündeki emittans değeri fazla büyümemiştir. Ayrıca hızlandırıcının son kısmı olan CCL yapısında ise her iki emittans grafiği de yaklaşık olarak sabit değerde kalmıştır.



Şekil 4.21. Proton hızlandırıcısının DTL, CCDTL ve CCL yapıları için normalize olmuş emittansın demet enerjisine göre değişim grafiği (PATH)



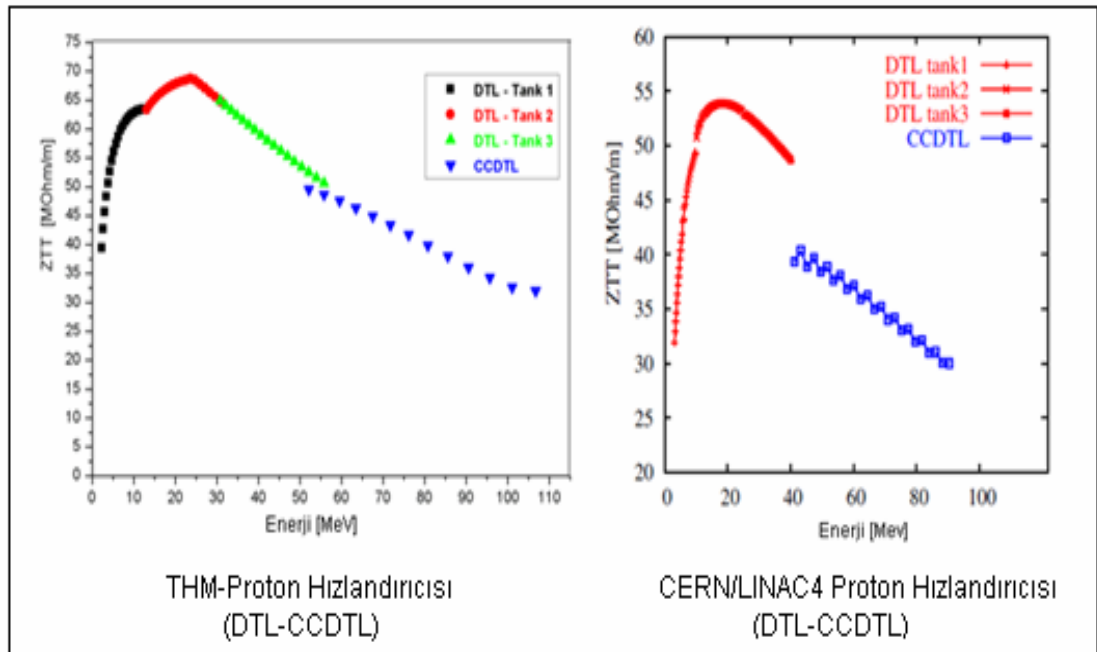


Şekil 4.22. Proton hızlandırıcısının DTL, CCDTL ve CCL yapıları için x ve y yönündeki rms-demet boyutu grafiği (PATH)

İyon demetinin x ve y yönündeki rms demet boyutunun enerjiye göre değişim grafiği Şekil 4.22’de gösterilmiştir. Her bir parçacığın x ve y konumlarının rms ortalaması alınarak hesaplanan demet boyutu grafiği, CCDTL yapısında pik değerine ulaşmış ve CCL yapısında kararlı hale gelmiştir. İyon demetinin boyutu, DTL boyunca giderek küçülmüş ve CCDTL yapısına geçişte büyük oranda artış göstermiştir. Sonrasında x ve y demet boyutları tekrar azalarak kararlı hale gelmiştir. DTL’den CCDTL’e geçişte demet ebatının büyümesinin sebebi, kuadropol magnet örgüsünün değişmesidir. DTL boyunca FFDD örgü düzenine sahip olan kuadropol magnetler, CCDTL ve CCL boyunca FDFD düzeninde sıralanmıştır.

#### 4.5. Verilerimizin SPL/LINAC4 Proton Hızlandırıcısı ile Karşılaştırılması

Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) bünyesinde kurulmakta olan Süper Proton Linak (SPL) projesi, normal iletken ve süper iletken hızlandırıcılardan oluşmaktadır. 160 MeV'e kadar olan ve normal iletken rf kavitelelerinden oluşan kısma LINAC4 ismi verilmiştir. 160 MeV'den sonra ise süperiletken kaviteleler kullanılarak GeV mertebesindeki enerjilere ulaşılacaktır. Bu bölümde; LINAC4 hızlandırıcısının DTL, CCDTL ve CCL (PIMS= $\pi$  modlu yapı) yapıları ile tasarımını yaptığımız benzer yapılar karşılaştırılmıştır. Kavitenin verimliliğini ölçen etkin shunt empedans grafiklerinin karşılaştırılması, DTL ve CCDTL için Şekil 4.23'de gösterilmiştir. Bu grafiğe göre tasarlanan proton hızlandırıcısının etkin shunt empedans değerleri daha yüksektir. Her iki grafikte de pik değerine DTL'in ikinci tankında ulaşılmıştır. Bu değer THM-linak için 70 MOhm/m iken LINAC4 için yaklaşık 55 MOhm/m'dir.



Şekil 4.23. THM ve LINAC4 proton hızlandırıcılarının DTL ve CCDTL kısımlarına ait etkin shunt empedans grafiklerinin karşılaştırılması

Etkin shunt empedans parametresinin LINAC4'e göre yüksek olması, tasarlanan kavitelelerin daha verimli olması anlamına gelmektedir. Verimli bir kavitede, duvarlardaki güç kaybı daha az olur ve böylelikle demete güç aktarımı daha fazla yapılır. THM ve LINAC4 proton hızlandırıcılarının; DTL, CCDTL ve CCL kısımlarına ait genel parametreler sırasıyla Çizelge 4.12, Çizelge 4.13 ve Çizelge 4.14'de karşılaştırılmıştır. Parametreler genel olarak uyumludur. Sadece CCL yapısında büyük oranda farklılıklar vardır. Bu farklılık, CCL hızlandırıcısının çıkış enerjisinden kaynaklanmaktadır. THM-proton hızlandırıcısında, süperiletken kavitelelerin kullanımı gündemde olmadığı için, CCL hızlandırıcısı 1 GeV'lik enerji elde edilinceye kadar uzatılmıştır. Bunun sonucunda ise yaklaşık 343 metrelik bir CCL elde edilmiştir.

Çizelge 4.12. THM-PH ve LINAC4 proton hızlandırıcılarının DTL yapısına ait genel parametrelerin karşılaştırılması (PMQ=Sürekli Magnet Kuadrupol)

PARAMETRE	THM-LINAK	SPL/LINAC4	BİRİM
Giriş enerjisi	3	3	MeV
Çıkış enerjisi	55,6	50	MeV
Rf frekansı	350	352,2	MHz
Pik akım	30	40	mA
E <sub>0</sub> gradyeni	3,2/3,3/3,4	3,2	MV/m
Maksimum yüzey alan	1,39/1,38/1,38	1,6/1,4/1,3	kilpatrik
Senkronizasyon fazı	-30/-20	-30/-20	derece
Tank başına pik rf gücü	0,81/1,32/1,99	0,95/1,92/1,85	MW
Klastron sayısı	1/1/1	1/1/1	
Tank başına hücre sayısı	41/37/39	36/42/30	
Tank sayısı	3	3	
Kuadrupol örgüsü	FFDD	FFDD	
Toplam uzunluk	20,5	18,7	m
Demet açıklığı	20	20	mm
Kuadrupol tipi	PMQ	PMQ	
Kuadrupol uzunluğu	40/60/80	45/80/80	mm
Kuadrupol sayısı	118	111	

Çizelge 4.13. THM-PH ve LINAC4 proton hızlandırıcılarının CCDTL yapısına ait genel parametrelerin karşılaştırılması

PARAMETRE	THM-LINAK	SPL/LINAC4	BİRİM
Giriş enerjisi	55,6	50	MeV
Çıkış enerjisi	90,5	102,9	MeV
Rf frekansı	350	352,2	MHz
Pik akım	30	40	mA
$E_0$ gradyeni	2,71/3,4	2,8/3,9	MV/m
Maksimum yüzey alan	1,63/1,88	1,6/1,7	kilpatrik
Senkronizasyon fazı	-17/-22	-20	derece
Klastron sayısı	10	7	
Kavite başına hücre sayısı	3	3	
Modül başına kavite sayısı	2	3	
Toplam kavite sayısı	20	21	
Modül sayısı	10	7	
Kuadrupol sayısı	20	21	
Kuadrupol örgüsü	FDFD	FDFD	
Toplam uzunluk	22,3	25	m
Demet açıklığı	30	28	mm

Çizelge 4.14. THM-PH ve LINAC4 proton hızlandırıcılarının CCL yapısına ait genel parametrelerin karşılaştırılması

PARAMETRE	THM-LINAK	SPL/LINAC4	BİRİM
Giriş enerjisi	90,5	102,9	MeV
Çıkış enerjisi	1000	160	MeV
Rf frekansı	700	352,2	MHz
Pik akım	30	40	mA
$E_0$ gradyeni	4	3,9/4	MV/m
Maksimum yüzey alanı	0,4/0,5	<1,8	kilpatrik
Senkronizasyon fazı	-20	-20	derece
Kavite başına hücre sayısı	10	7	
Kavite sayısı	187	12	
Kuadrupol sayısı	187	12	
Kuadrupol örgüsü	FDFD	FDFD	
Toplam uzunluk	342,95	21,5	m
Demet açıklığı	40	40	mm

## 5. SONUÇ VE ÖNERİLER

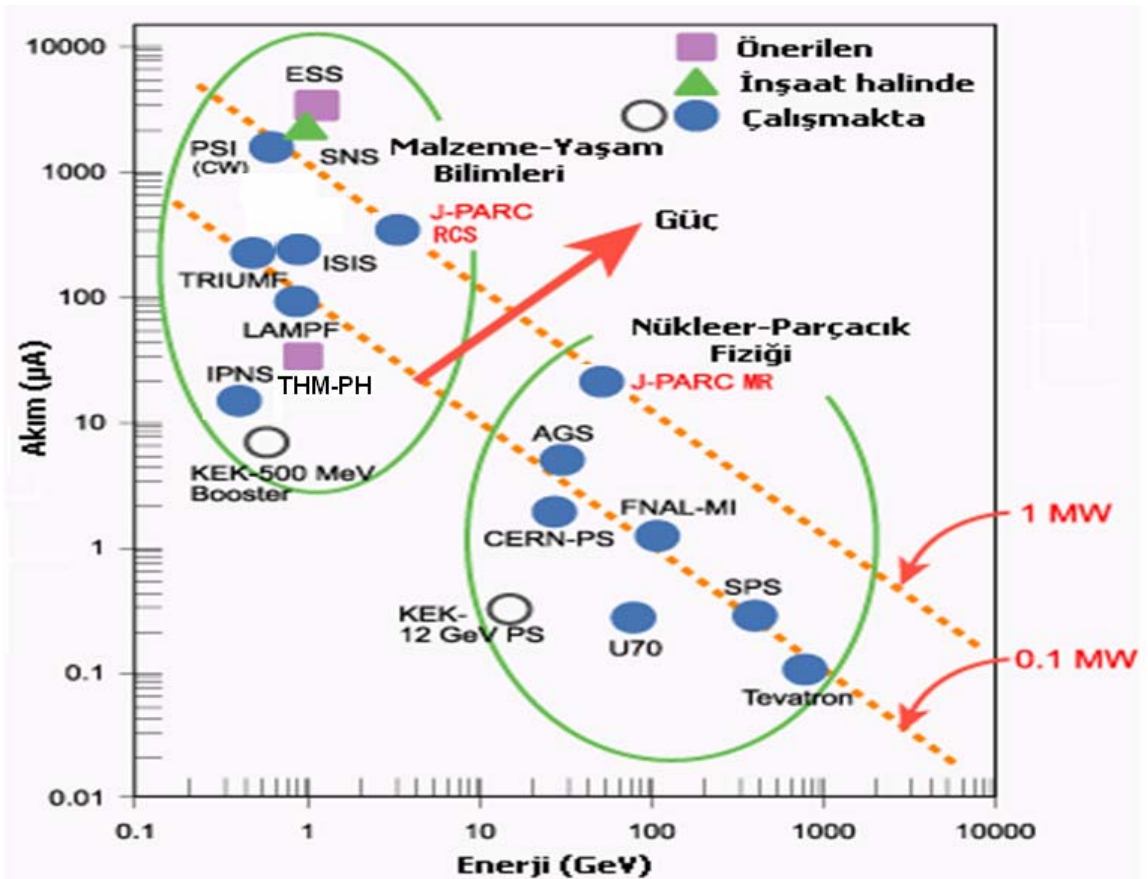
Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) projesi kapsamında yapılan bu çalışma, 1 GeV enerjili, yüksek akımlı ve çok amaçlı doğrusal proton hızlandırıcısının tasarımını içermektedir. DTL, CCDTL ve CCL normal iletken linak yapılarından oluşan proton hızlandırıcısı, iyon demetini 3 MeV'den 1 GeV'e kadar yüksek verimlilikle hızlandıracaktır. THM proton hızlandırıcısının DTL yapısına kadar olan; IS (İyon Kaynağı), LEBT (Düşük Enerjili Demet Taşıma Kanalı), RFQ (Radyofrekans Kuadrupol Hızlandırıcısı) ve MEBT (Orta Enerjili Demet Taşıma Kanalı) kısımları 3 MeV'lik test standı çerçevesinde kurulacaktır.

THM-Proton Hızlandırıcısı; enerjisi, pik akımı ve gücü sırasıyla 1 GeV, 30 mA ve  $> 4$  MW olan kararlı bir iyon demeti üretecektir.  $H^-$  iyonlarının protonlara dönüşümü ise, iyon demetinin ince bir yapraktan geçirilmesiyle sağlanır (yük-değişimi). Proton demetinden elde edilecek nötron ve müon ikincil demet kanallarıyla kurulacak çeşitli deney istasyonlarında, pek çok alanda deney ve araştırma yapılabilecektir. Müon demetinin en önemli uygulama alanı  $\mu$ SR (Müon Spin Rezonans) tekniği ve en önemli araştırma alanı ise  $\mu$ CF (Müon Katalizörlü Füzyon)'dir.  $\mu$ SR tekniği, NMR (Nükleer Manyetik Rezonans) ve ESR (Elektron Spin Rezonans) gibi geleneksel manyetik rezonans tekniklerine göre yüksek müon akısından dolayı daha üstün sonuçlar vermektedir.  $\mu$ CF ise nükleer füzyon reaksiyonunu olağan reaktörlerde görülen çekirdekleri çok yüksek sıcaklıklara ulaştırma problemi olmaksızın gerçekleştiren üstün bir yöntemdir. Ağır bir parçacık olan müon, döteryum ve trityum çekirdeklerini kendisine çekerek dtü müonik molekülünü oluşturur. Molekül oluştuktan sonraki  $\sim 10^{-12}$  s içinde füzyon reaksiyonu gerçekleşir.

Proton hızlandırıcısının bir başka stratejik uygulaması, hızlandırıcıya dayalı (ADS) enerji üretimidir. Nükleer reaktördeki spallasyon reaksiyonlarıyla üretilen hızlı nötronların (proton başına 15-20 nötron) Toryumu yakıt olarak kullanabilmesi, ADS'ye dayalı enerji üretimini özellikle ülkemiz açısından

önemli kılmaktadır. Türkiyedeki zengin toryum yatakları dikkate alındığında, proton hızlandırıcısına dayalı kurulacak yeni tip nükleer reaktörler, enerji sorununun çözümüne büyük katkı sağlayacaktır.

THM-Proton hızlandırıcısından elde edilecek proton demetinin, enerji, akım ve güç özellikleri, nötron ve müon ikincil demetleriyle yapılabilecek tüm araştırma ve deneyleri karşılayacak niteliktedir. THM-Proton Hızlandırıcısı kurulduğunda Şekil 5.1'de gösterilen enerji-akım grafiğinde dünyadaki yerini alacaktır. Çalışan ve yakın gelecekte kurulacak olan dünya çapındaki önemli proton hızlandırıcısı merkezlerini gösteren grafikte, THM-PH Malzeme ve Yaşam Bilimleri kategorisinde yer alacaktır.



Şekil 5.1. Dünya çapındaki önemli proton hızlandırıcısı merkezlerinin, akım ve enerji özelliklerine göre grafiği



THM-Proton Hızlandırıcısı, CERN/LINAC4 ve J-PARC'ın linak ön-hızlandırıcısı model alınarak tasarlanmıştır. Tasarlanan hızlandırıcının etkin shunt empedans (ZTT) değerlerinin, CERN/LINAC4 projesindeki benzer yapılardan daha yüksek olduğu gösterilmiştir. Geometrik parametrelerin optimizasyonunda dikkate alınan etkin shunt empedans grafiği, yüksek değerlere sahip olmasının yanı sıra, hızlandırıcı yapılar arasındaki geçişlerde birbirini tamamlar niteliktedir. Demet dinamiği simülasyonlarında kararlı bir demet elde edilmiştir. Özellikle x-uzayındaki emittans büyümesi makul değerdedir. Kullanılan iki farklı simülasyon programının karşılaştırılması, DTL hızlandırıcısında yapılmıştır. Sıfır akım (uzay-yük kuvvetlerinin hesaba katılmadığı durum) için yapılan simülasyonlarda, PATH ve PARMILA sonuçlarının aynı olduğu görülmüştür. Bu durum, kullanılan programlara olan güvenilirliği artırmıştır.

Proton hızlandırıcısının yüksek enerjili kısmı için, süper iletken linak veya bir sinkrotron halkasının kullanımını önermekteyiz. Süper iletken kavitelemeler kullanılırsa hızlandırıcının uzunluğu kısalmış olur ve daha az kvadrupol magnet kullanılmış olur. Sinkrotron halkasında ise proton linak, belirli bir enerjide enjektör (booster) olarak kullanılabilir. İyonların yük-değişimi halkaya enjeksiyonu esnasında gerçekleşir ve protonlar sinkrotron halkasında defalarca döndürülerek birkaç GeV mertebesindeki enerjilere kolaylıkla ulaşır.

THM-Proton Hızlandırıcısı teknik tasarım çalışmalarının 2016 yılına kadar sürdürülmesi, <100 MeV enerjili kısmının ise projelendirilerek 2013-2016 yılları arasında hayata geçirilmesi planlanmaktadır. 1 GeV enerjili THM-PH tesisinin ise 2020'li yılların başlarında devreye girmesi hedeflenmiştir.

## KAYNAKLAR

1. Çalışkan, A., "Proton Sinkrotronu ve Müon Bölgesi Uygulamaları", Yüksek Lisans Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 47-108 (2005).
2. Eaton, G.H., Kilcoyne, S.H., "Muon Science", Lee, S.L., Cywinski, R., Kilcoyne, S.H., Proceedings of the 51<sup>st</sup> Scottish Universities Summer School, **NATO Advanced Study Institute**, 1-9 (1998).
3. Çiftçi, A.K., "Müon Katalizörlü Füzyonun Dünü, Bugünü ve Geleceği", **UPHUK1**, TAEK, Ankara, 1-3 (2001).
4. Çiftçi, A.K., Çiftçi, R., "Müon Üretimi ve Kullanım Alanları", **UPHUK1**, TAEK, Ankara, 1-6 (2001).
5. Eker, N., "Proton Sinkrotronu ve Nötron Bölgesi Uygulamaları", Yüksek Lisans Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Ankara, 32-95 (2005).
6. Yılmaz, M., "Türk Hızlandırıcı Kompleksi Projesinin Proton Hızlandırıcısı ve Nötron Bölgesi Uygulamaları", **UPHUK2**, TAEK, Ankara, 1-6 (2004).
7. Rubbia, C., Rubio, J.A., "A Tentative Programme Towards a Full Scale Energy Amplifier", **CERN/LHC/96-11 (EET)**, 15 July (1996).
8. Rubbia, C., "The Energy Amplifier: A Description for the Non-Specialists", **CERN/ET/Internal Note 96-01**, 5 January (1996).
9. Sultansoy, S., Karadeniz, H., Çetiner, M.A., Yücel, H., Arıkan, P., "Hızlandırıcı Güdümlü Reaktörler/Enerji Yükselteci", **UPHUK1**, TAEK, Ankara, 1-6 (2001).
10. Sultansoy, S., "Parçacık Hızlandırıcıları: Dün, Bugün, Yarın", **UPHUK1**, TAEK, Ankara, 1-9 (2001).
11. Sultansoy, S., Yılmaz, M., Cakır, O., Çiftçi, A.K., Recepoğlu, E., Yavaş, Ö., "The Status of Turkic Accelerator Complex Proposal", **Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference (PAC2005)**, Knoxville, Tennessee, 449-451 (2005).
12. Çiftçi, A.K., Aksoy, A., Karlı, Ö., Ketenoğlu, B., Yavaş, Ö., Sultansoy, S., "The Status of Turkish Accelerator Complex Project", **Proceedings of EPAC08**, Genova, Italy, 2788-2790 (2008).

13. Özkorucuklu, S., Yavaş, Ö., Çakır, O., Çiftçi, A.K., Çiftçi, R., Aksoy, A., Ketenoğlu, B., Zengin, K., Akkuş, B., Arıkan, P., Yıldız, H.D., "The Status of Turkish Accelerator Center Project", **Proceedings of IPAC10**, 4419-4421, Kyoto, Japan (2010).
14. İnternet : Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) Resmi Web Sayfası, <http://thm.ankara.edu.tr> (2011).
15. İnternet : Japon Proton Hızlandırıcısı Araştırma Merkezi (J-PARC) Resmi Sitesi, <http://www.j-parc.jp> (2011).
16. İnternet : CERN-Süper Proton Linak (SPL) Projesi Resmi Web Sitesi, <http://project-spl.web.cern.ch/project-spl> (2011).
17. Wangler, T.P., "Ion Linacs", Physics and Technology of Linear Accelerator Systems, Helmut Wiedemann, Daniel Brandt, Eugene A. Perenedentsev, Shin-ichi Kurokawa, **World Scientific**, Singapore, 1-4 (2004).
18. Wangler, T.P., "Principles of RF Linear Accelerators", **John Wiley&Sons,Inc.**, USA, 28-30, 95-102 (1998).
19. Duff, J.Le, "Dynamics and Acceleration in Linear Structures", **CERN Yellow Reports Vol I**, Cern Accelerator School (CAS); Fifty General Accelerator Physics Course, S.Turner, Cern 94-01, Geneva, 259-272 (1994).
20. Wilson, E., "An Introduction to Particle Accelerators", **Oxford University Press**, USA, 151-153 (2001).
21. Prior, C.R., "Electromagnetism", **Cern Accelerator School (CAS) Lectures**, Introduction to Accelerator Physics, Zakopane-Poland, 1-13 October (2006).
22. Crandall, K.R. and Wangler, T.P., "PARMTEQ-A Beam Dynamics Code for the RFQ Linear Accelerator", **Proceedings of AIP Conference**, 177: 22-28 (1988).
23. Weiss, M., "Radio Frequency Quadrupole", **Cern Yellow Reports Vol I**, Cern Accelerator School (CAS); Fifty Advanced Accelerator Physics Course, S.Turner, Cern 95-06, Geneva, 959-990 (1995).
24. Lombardi, A., "Radio Frequency Quadrupole" **Cern Yellow Reports**, Cern Accelerator School (CAS); Small Accelerators, Cern-2006-012, Geneva, 201-207(2006).

25. Billen, J.H., Krawczyk, F.L., Wood, R.L., Young, L.M., "A New RF Structure for Intermediate-Velocity Particles", **Proceedings of the 17th International Linac Conference (LINAC94)**, Tsukuba-Japan, 341-345 (1994).
26. Vretenar, M., Cuvet, Y., Genest, J., Völlinger, C., Gerigk, F., "Development of a 352 MHz Cell-Coupled Drift Tube Linac Prototype", **Proceedings of 22nd International Linear Accelerator Conference**, Cern-AB-2004-103, Lübeck-Germany, (2004).
27. Mora, E.B., Vretenar, M., "Design of a Side-Coupled Linear Accelerator Structure for Linac4", **HIPPI Reports**, CARE-Note-2005-015-HIPPI, CERN-AB-2005-044 RF, Geneva, 1-20 (2005).
28. Ikegami, M., Kato, T., Noguchi, S., Ao, H., Ohkawa, T., Ueno, A., Hasegawa, K., Yamazaki, Y., Hayashizaki, N., Paramonov, V. V., "Beam Dynamics Design of J-PARC Linac High Energy Section", **Proceedings of LINAC 2004**, Lübeck-Germany, 339-341 (2004).
29. Duff, L.J., "Longitudinal Beam Dynamics and Stability", **Cern Yellow Reports**, Cern Accelerator School (CAS); Small Accelerators, Cern-2006-012, Geneva, (2006).
30. Holzer, B., "Introduction to Transverse Beam Dynamics", **Cern Accelerator School (CAS) Lectures**, Intermediate Accelerator Physics, Darmstadt-Germany, 28 September-9 October (2009).
31. Bilen, J.H., Young, L.M., "Poisson Superfish", **Los Alamos National Laboratory document**, LA-UR-96-1834, Rev. June 28, (2005).
32. Takeda, H., "Parmila", **Los Alamos National Laboratory document**, LA-UR-98-4478, Rev. July 26, (2005).
33. Perrin, A., Amand, J.F., Mutze, T., Lallement, J.B., "Travel User Manuel", CERN, April (2007).
34. Çalışkan, A., Yılmaz, M., "TAC Proton Hızlandırıcısının LINAC Alternatifi için DTL Simülasyonu", **SDÜ Fen Fak. Fen Derg.(e-dergi)**, 2(1); 83-91 (2007).
35. Çalışkan, A., Yılmaz, M., "100 MeV Energy DTL Design for TAC Linear Proton Accelerator", **Balkan Physics Letters**, 14 (4); 135-143 (2007).
36. Çalışkan, A., Yılmaz, M., "55 MeV Energy DTL Design and Optimization for TAC Linear Proton Accelerator", **Balkan Physics Letters**, 18 (181002); 8-15 (2009).

37. Çalışkan, A., Kışoğlu, H.F., Yılmaz, M., “Some Criteria at DTL Design For Turkish Accelerator Center (TAC) Linac”, ***Azerbaijan Journal of Pyhsics***, Vol. XVI, Number:2, p534–536, ISSN 1028–8546 (2010).
38. Çalışkan, A., Yılmaz, M., “CCDTL Design at TAC Proton Accelerator” ***IV.Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi (UPHUK IV)***, 30 Ağustos- 01 Eylül 2010, Bodrum, Muğla.
39. Türk Hızlandırıcı Merkezi, “3<sup>rd</sup> Status Report to the Scientific Advisory Committee (SAC)”, ***ISAC Reports***, 1 May, 53-66 (2011).
40. Çalışkan, A., Yılmaz, M., “TAC Proton Hızlandırıcısının 1 GeV’lik LINAC’ı için Demet Simülasyonu”, ***Türk Fizik Derneği (TFD) 25. Fizik Kongresi***, Bodrum, 25-30 Ağustos (2008).

**EKLER**

EK-1. DTL hızlandırıcısının hücre dizaynını yapan SUPERFISH  
(DTLfish) bilgisayar programının input dosyası aşağıda verilmiştir.

```
TITLE
350 MHz'lik bir DTL kavitesi
ENDTITLE
PARTICLE H-
FILENAME_prefix DENEME
SEQUENCE_number 1
FREQUENCY 350
BETA 0.07
LENGTH 6.118213428571
G_OVER_Beta_lambda 0.2880443284467
GAP_Length 1.205984321504
E0_Normalization 3
DIAMETER 54
BORE_radius 1.0
STEM_Diameter 2.6
STEM_Count 1
DRIFT_TUBE_Diameter 8
FACE_angle 3
CORNER_radius 0.6
INNER_nose_radius 0.15
OUTER_nose_radius 0.15
FLAT_length 0
PHASE_length 180
DELTA_frequency 0.01
MESH_size 0.05
INCREMENT 2
START 4
```

```
; Start codes for DTLFISH:
; 1 No tuning
; 2 Adjust tank diameter
; 3 Adjust drift tube diameter (not recommended)
; 4 Adjust gap
; 5 Adjust face angle
```

EK-2. CCDTL hızlandırıcısının linak dizaynını yapan PARMILA programının input dosyası aşağıda verilmiştir.

```

;-----Global Parameters-----
;PrintDesignLong
;PrintDynamicsLong
DesignOnly ; this disables the dynamics calculation
;NoSFTableout
Power
FullWallPower
Run 1 1
Title
*** TAC CCDTL Design***
;linac W0, Fbunch, lbeam, Mc^2, Nq
linac 55.6646 350 30.00 939.3014, -1
;-----
;Structure id,Nlast,F0,Fsf,deltaphi
Structure 1 41 350 350 0
title
*** TAC-CCDTL ***
CCDTL 90.4086 -20 3 2 1 1 4000 11 1010 2 0 1 0 1
bore 1.5
SymDesign 2 1
SFDAQ ; SFDAQ tablosu eklenir.
SFDATA ; SFDATA tablosu eklenir.
SFDAE ; SFDAE tablosu eklenir.
linout 1
linout 4
elimit 50.
;scheff deltaR, deltaZ, Nr, Nz, Nbunch, Nbetalambda, Remesh
scheff 0.05 0.05 20 40 0 0 1
start 1
stop 100
output 2 1 1 300 1
output 3 1 1
;output 4 1 1
prtbeam
begin
end

```



## ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : ÇALIŞKAN, Abdullatif  
 Uyuşu : T.C.  
 Doğum tarihi ve yeri : 17.12.1979 Ankara  
 Medeni hali : Evli  
 Telefon : 0 537 849 58 28  
 e-mail : [a.caliskan@gazi.edu.tr](mailto:a.caliskan@gazi.edu.tr)

### Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Doktora	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2011
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2005
Lisans	Anadolu Üniversitesi/Fizik Bölümü	2001
Lise	Ankara Gazi Lisesi	1997

### Yabancı Dil

İngilizce

### Yayınlar

1. Çalışkan, A., Yılmaz, M., "100 MeV Energy DTL Design for TAC Linear Proton Accelerator", ***Balkan Physics Letters***, 14 (4), 135-143 (2007)
2. Çalışkan, A., Yılmaz, M., "TAC Proton Hızlandırıcısının LINAC alternatifi için DTL simülasyonu", ***SDÜ Fen Fak. Fen Derg.(e-dergi)***, 2(1), 83-91 (2007).
3. Çalışkan, A., Yılmaz, M., "55 MeV Energy DTL Design and Optimization For TAC Linear Proton Accelerator", ***Balkan Physics Letters***, 18 (181002), 8-15 (2009).
4. Çalışkan, A., Kışoğlu, H.F., Yılmaz, M., "Some Criteria at DTL Design For Turkish Accelerator Center (TAC) Linac", ***Azerbaijan Journal of Physics***, Vol. XVI, Number:2, p534–536, ISSN 1028–8546 (2010).
5. Çalışkan, A., Yılmaz, M., "DTL Design for TAC Proton Accelerator", ***Chinese Physics C***, (düzeltmede).

6. Akkuş, B., Bilgin, P.S., Çalışkan, A., Sultansoy, S., Yılmaz, M., "Present Status of the TAC Proton Accelerator Proposal", **6. Int. Conf. of the Balkan Physics Union (BPU-06)**, Book of Abstracts, 689, 22-26 August (2006), **American Institute of Physics (AIP) Conference Proceedings**, 899:576 (2007).
7. Çalışkan, A., Yılmaz, M., "TAC Proton Hızlandırıcısının 1 GeV'lik LINAC'ı için demet simülasyonu", **Türk Fizik Derneği (TFD) 25. Fizik Kongresi**, 25-30 Ağustos 2008, Bodrum.
8. Çalışkan, A., Yılmaz, M., "TAC Proton Hızlandırıcısı ve Simülasyon Çalışmaları", **III. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi (UPHUK III)**, 17-19 Eylül 2007, Bodrum, Muğla.
9. Çalışkan, A., Yılmaz, M., "CCDTL Design at TAC Proton Accelerator" **IV. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi (UPHUK IV)**, 30 Ağustos- 01 Eylül 2010, Bodrum, Muğla.
10. Algın, E., Akkus, B., Çalışkan, A., Şahin, L. and Yılmaz, M., "TAC Proton Accelerator Facility : The Status and Road Map", **Second International Ulaanbaatar Conference on Nuclear Physics and Applications (UBC2010)**, 26-30 July, Ulaanbaatar, Mongolia (2010), **American Institute of Physics (AIP) Conference Proceedings**, 1342 : 5 (2011).

## Hobiler

Satranç, Bilgisayar teknolojileri, Futbol