



**1 GeV' LİK PROTON HIZLANDIRICISININ ENJEKTÖR
KISMININ TASARIMI VE DEMET PARAMETRELERİNİN
OPTİMİZASYONU**

Hasan Fatih KIŞOĞLU

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

OCAK 2015

Hasan Fatih KIŞOĞLU tarafından hazırlanan “1 GeV’ LİK PROTON HIZLANDIRICISININ ENJEKTÖR KISMININ TASARIMI VE DEMET PARAMETRELERİNİN OPTİMİZASYONU” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Gazi Üniversitesi Fizik Anabilim Dalında DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Metin YILMAZ

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu Onaylıyorum

.....

Başkan : Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

Malzeme Bilimi ve Nanoteknoloji Mühendisliği Anabilim Dalı, TOBB
Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu Onaylıyorum

.....

Üye : Prof. Dr. Pervin ARIKAN

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu Onaylıyorum

.....

Üye : Prof. Dr. Hakan ÇİFTÇİ

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu Onaylıyorum

.....

Üye : Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ

Fizik Anabilim Dalı, Ankara Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu Onaylıyorum

.....

Tez Savunma Tarihi: 08/01/2015

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Doktora Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

.....
Prof. Dr. Şeref SAĞIROĞLU
Fen Bilimleri Enstitüsü

ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu,

bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

.....

Hasan Fatih KIŞOĞLU

20/01/2015

1 GeV' LİK PROTON HIZLANDIRICISININ ENJEKTÖR KISMININ TASARIMI VE DEMET PARAMETRELERİNİN OPTİMİZASYONU

(Doktora Tezi)

Hasan Fatih KIŞOĞLU

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Ocak 2015

ÖZET

Bu çalışmada Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) projesi için lineer proton hızlandırıcısının enjektör kısmında yer alacak olan, Düşük Enerjili Demet Transfer (LEBT=Low Energy Beam Transport) hattı ve Radyo-Frekansı Kuadropolü (RFQ=Radio-Frequency Quadrupole) hızlandırıcısının demet dinamiğine dayalı tasarımları yapılmıştır. Planlanan bu iki yapı sayesinde, 10-60 mA arasında akım değerine sahip proton demeti 3 MeV e kadar hızlandırılacaktır. Çalışmada, RFQ nun demet dinamiğinin yanı sıra, iki ve üç boyutlu elektromanyetik kavite tasarımı da yapılmıştır. THM proton hızlandırıcısında yer alacak bir diğer yapı olan LEBT hattının ise, iki solenoid magnet içermesi planlanmaktadır. Bu kısım için yapılan demet dinamiği simülasyonunda, solenoidlerin manyetik alanları optimize edilmiştir. Tüm bu tasarımlar için, demet dinamiği ve elektromanyetik kavite tasarımında kullanılan simülasyon programları olan, LIDOS.RFQ, PATH MANAGER, SUPERFISH ve CST Microwave Studio (CST MWS) kullanılmıştır. Düşünülen proton hızlandırıcısında bu iki yapının art arda gelmesinden dolayı, yapılan simülasyonlarda, bu iki yapının demet parametrelerinin birbiri ile uyumlu olmasına dikkat edilmiştir.

Bilim Kodu : 202.1.149
Anahtar Kelimeler : RFQ, LEBT, sürekli demet, proton demeti, solenoid, demet dinamiği, optimizasyon
Sayfa Adedi : 104
Danışman : Yrd. Doç. Dr. Metin YILMAZ

DESIGN AND BEAM PARAMETERS OPTIMIZATION OF INJECTOR PART OF 1
GeV PROTON LINAC

(Ph. D. Thesis)

Hasan Fatih KIŞOĞLU

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

January 2015

ABSTRACT

The design studies of Low Energy Beam Transport (LEBT) line and Radio-Frequency Quadrupole (RFQ), which would be placed into injector part of linear proton accelerator for Turkish Accelerator Center (TAC) project, based on beam dynamics have been presented in this study. A proton beam, which has a current between 10-60 mA, will be accelerated up to 3 MeV under favour of these two structures. In the study, the 2D and 3D electromagnetic structure designs of the RFQ has also be done in addition to beam dynamics design. The LEBT line, which is another part of the proton linac, is planned to include two solenoid magnets. In the beam dynamics simulation, performed for this part, magnetic fields of the solenoids have been optimized. Simulation softwares, created for beam dynamics and electromagnetic structure design and named as LIDOS.RFQ, PATH MANAGER, SUPERFISH and CST Microwave Studio (CST MWS), have been used for the all designs. Because these two structures are planned to place consecutively in envisaged proton accelerator, compatibility of beam parameters of the two structure was the figure of merit during the simulations.

Science Code : 202.1.149

Key Words : RFQ, LEBT, cw beam, proton beam, solenoid, beam dynamics, optimization

Page Number : 104

Supervisor : Ass. Prof. Dr. Metin YILMAZ

TEŞEKKÜR

Çalışmalarında beni yönlendiren, her türlü öneri ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Metin YILMAZ'a, yardımlarını gördüğüm Sayın Prof. Dr. Saleh SULTANSOY'a (TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi), Alessandra LOMBARDI'ye (Linac4/CERN), TAEK SNRTC'ye ve dostum Yrd. Doç. Dr. Abdüllatif ÇALIŞKAN'a (Gümüşhane Üniversitesi) teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca manevi desteklerini esirgemeyen ailem, eşim ve kızıma özellikle teşekkür ederim.

Bu çalışma, Devlet Planlama Teşkilatı'nın DPT2006K-120470 no'lu ve "Türk Hızlandırıcı Merkezi'nin Teknik Tasarımı, İlk Tesis ve Enstitü Kurulumu" isimli YUUP projesi tarafından desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	x
RESİMLERİN LİSTESİ	xiii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xiv
1. GİRİŞ.....	1
2. LİNEER PARÇACIK HIZLANDIRICILARI VE TARİHSEL GELİŞİMİ	3
2.1. Modern Linear RF Hızlandırıcılarının Kullanım Alanları.....	9
2.2. Lineer Hızlandırıcılarda Kullanılan Temel Kavramlar.....	10
2.2.1. Parçacık ve demet dinamiğinde temel ilkeler	10
2.3. Lineer Proton Hızlandırıcıları İçin Temel Yapılar	12
2.3.1. İyon kaynağı (IS)	13
2.3.2. Düşük enerjili demet transferi (LEBT) hattı.....	15
2.3.3. Radyo-frekanslı kuadropolü (RFQ).....	19
2.3.4. Lineer RF hızlandırıcılarda normal iletken yapılar	29
2.3.5. Lineer hızlandırıcılarda süperiletken yapılar	32
3. LİNEER HIZLANDIRICILARDA LİNEER DEMET DİNAMIĞI.....	35
3.1. Enine Demet Dinamiği	35
3.1.1. Tek parçacığın enine demet dinamiği.....	36
3.1.2. Çoklu parçacık etkisi ve çok parçacıklı sistemin enine demet dinamiği	50

	Sayfa
3.2. Boyuna Demet Dinamiği	54
3.2.1. Tek parçacığın hızlandırma işlemi.....	55
4. THM İÇİN LİNEER PROTON HIZLANDIRICISINDA DÜŞÜK ENERJİLİ KISMIN TASARIMI VE DEMET PARAMETRELERİNİN OPTİMİZASYONU	67
4.1. RFQ nun demet dinamiğine dayalı tasarımı	68
4.1.1. Demet parametrelerinin hata analizi	74
4.1.2. RFQ nun iki boyutlu kavite tasarımı	75
4.1.3. RFQ nun üç boyutlu kavite tasarımı	78
4.2. LEBT hattının demet dinamiğine dayalı tasarımı.....	79
4.2.1. Manyetik alanların optimizasyonu	80
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	85
KAYNAKLAR	89
EKLER.....	95
EK-1. LIDOS.RFQ programında demet parametrelerinin girildiği pencere	96
EK-2. LIDOS.RFQ programında modülasyon parametresi ve senkronizasyon açısının girildiği pencere.....	97
EK-3. LIDOS.RFQ programında elektrot geometrisinin ayarlandığı pencere	98
EK-4. LEBT hattı tasarımında, PATH MANAGER programı için, manyetik alan optimizasyonunda kullanılan kod	99
EK-5. RFQ nun 2-boyutlu elektromanyetik kavite tasarımı için kullanılan SUPERFISH kodu	100
EK-6. RFQ nun 2-boyutlu elektromanyetik kavite tasarımında dipol mod frekansı hesabı için kullanılan SUPERFISH kodu	101
EK-7. RFQ nun 3-boyutlu elektromanyetik kavite tasarımında (modülasyonsuz) kullanılan CST Microwave programında parametrelerin girildiği pencere	102
ÖZGEÇMİŞ	103

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1. THM RFQ nun teknik gereksinimleri.....	69
Çizelge 4.2. Demet dinamiği simülasyonu sonucunda elde edilen RFQ tasarım parametreleri	72
Çizelge 4.3. RFQ elektrotlarının 2-boyutlu kesitinin optimize edilmiş geometrik parametreleri	77
Çizelge 4.4. THM proton linakı için LEBT hattının, demet dinamiği simülasyonunda kullanılan, teknik gereksinimleri	80
Çizelge 4.5. LEBT hattının demet dinamiği simülasyonu sonuçları	83
Çizelge 4.6. Simülasyon sonucuna göre, LEBT çıkışındaki demetin parametreleri	83

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Elektrostatik hızlandırıcıya örnek bir yapı	3
Şekil 2.2. (a) RF hızlandırıcı için örnek yapı ve (b) RF dalgası ve demetin zamanlama (veya faz) uyumu	4
Şekil 2.3. Wideröe tipi linak	5
Şekil 2.4. Alvarez linakı temsili.....	7
Şekil 2.5. İris yüklü dalga kılavuzu temsili.....	8
Şekil 2.6. (a) Proton linakının nötron kaynağı olarak kullanımı ve (b) BNCT de kullanımı	10
Şekil 2.7. Bir solenoid magnet temsili	16
Şekil 2.8. Akım dönüştürücü için basit bir temsil.....	17
Şekil 2.9. Faraday kabı temsili.....	18
Şekil 2.10. Linac4/CERN için tasarlanan LEBT hattı	19
Şekil 2.11. Dört elektrotlu RFQ yapısı örneği	20
Şekil 2.12. Dört elektrotlu RFQ da elektrot düzeni örneği	21
Şekil 2.13. RFQ elektrotlarının sinüsoidal yapısı	22
Şekil 2.14. RFQ da yatay elektrot üzerindeki elektrik alan çizgileri dağılımı örneği	23
Şekil 2.15. RF elektrik alanının sürüklenme tüpleri üzerine dağılımı	29
Şekil 2.16. CCDTL kavitesi ve içerisindeki elektrik alan dağılımı	31
Şekil 2.17. Temsili bir SCL yapısı.....	32
Şekil 2.18. Rare İzotop Hızlandırıcısı için SC-Spoke kavitesi temsili	33
Şekil 2.19. Stanford Üniversitesi'nde (A.B.D.) bulunan Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvar'ına (HEPL) ait bir SC-Eliptik kavite.....	34
Şekil 3.1. Bir kuadropoldeki manyetik alan ve kuvvet yönelimi örneği	36
Şekil 3.2. Tek bir doğrultuda odaklayan ve dağıtan kuadropollerin hızlandırıcı boyunca yerleşimi	38
Şekil 3.3. Hızlandırıcı boyunca demetin yatay konumunun değişimi	38
Şekil 3.4. $\beta(s)$ fonksiyonu, yatay veya dikey doğrultudaki salınımları çevreler.....	39

Şekil	Sayfa
Şekil 3.5. Herhangi parçacığın (x', x) uzayı.....	40
Şekil 3.6. Belli bir enerjiye sahip demet içerisindeki herhangi bir parçacığa ait (x', x) faz uzayındaki elips.....	43
Şekil 3.7. Örnek bir FODO hücresi dizilimi.....	46
Şekil 3.8. (x, x') faz uzayında RMS elipsi	52
Şekil 3.9. Ardışık kavitelere giren senkronize parçacık ve komşu parçacıkların gösterimi	55
Şekil 3.10. Parçacıkların RF dalgasının maksimumuna olan gecikmesinin gösterimi ...	56
Şekil 3.11. t_n , n. kaviteye varış zamanı ve T_n , n. kavitedeki geçiş zamanı arasındaki ilişki.....	58
Şekil 3.12. Demetin, boyuna, $(\Delta E, \Delta t)$ faz uzayı temsili	62
Şekil 3.13. $(\Delta E, \phi)$ boyuna faz uzayı	63
Şekil 3.14. $\phi_s=0.1$ için $(\cos \phi + \phi \sin \phi_s)$ eğrisi	64
Şekil 3.15. $(\Delta E, \phi)$ boyuna faz uzayında separatrix fonksiyonu eğrisi.....	65
Şekil 4.1. THM proton linakının şematik gösterimi	67
Şekil 4.2. Demet dinamiği simülasyonu sonucuna göre demet parametrelerinin RFQ hücrelerine göre gelişimi.....	70
Şekil 4.3. RFQ çıkışında demet profili (a) ve faz ve enerji dağılımı (b)	73
Şekil 4.4. Giriş demet akımı (a), giriş emitansı (b), giriş enerjisi (c), elektrotlar arası gerilimdeki (d) değişimlerin demet iletim oranı ve hızlandırılma oranı üzerine etkisi	74
Şekil 4.5. SUPERFISH programında tanımlanan $\frac{1}{4}$ lik RFQ elektrot geometrisi.....	75
Şekil 4.6. SUPERFISH programında tanımlanan RFQ elektrot uçlarının geometrisi....	76
Şekil 4.7. SUPERFISH sonuçlarını kullanarak, RFQ elektrodunun, CST MWS ile çizdirilen 2-boyutlu kesiti	77
Şekil 4.8. SUPERFISH ile elde edilen elektrot uçları arasındaki elektrik alan çizgileri	78
Şekil 4.9. CST MWS ile elde edilen 3 boyutlu, modülasyon içermeyen RFQ kavitesi	79

Şekil	Sayfa
Şekil 4.10. Demet dinamiği simülasyonunda kullanılan LEBT hattının şematik gösterimi	80
Şekil 4.11. Simülasyon sonucunda bulunan, birinci solenoidin manyetik alan bileşenlerinin deseni.....	81
Şekil 4.12. Simülasyon sonucunda bulunan, ikinci solenoidin manyetik alan bileşenlerinin deseni.....	82
Şekil 4.13. Simülasyon sonucunda elde edilen, demet iletim oranının LEBT hattı boyunca gelişimi	82
Şekil 4.14. Simülasyon sonucunda elde edilen, demet emitansının LEBT hattı boyunca gelişimi	83
Şekil 4.15. LEBT çıkışında, simülasyon sonucunda elde edilen, demet profili	84

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 2.1. Bir yönlendirici magnet örneği	16
Resim 2.2. Avrupa Çerkiidek Parçalama Kaynağı (ESS) hızlandırıcısında kullanılan SEM ızgarası	17
Resim 2.3. Fermilab (Illinois,ABD)'da bulunan bir DTL kavitesi	30

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
Z	Etkin şönt empedansı
Q	Kalite faktörü
ω	RF dalgasının açısal frekansı
r_0	Ortalama açıklık yarıçapı
m	RFQ daki modülasyon parametresi
ϕ_s	Senkronize parçacığın fazı
a	RFQ elektrotunun demet eksenine minimum uzaklığı
A	RFQ nun hızlandırma verimliliği
W	RFQ daki demetin kinetik enerjisi
U_0	RFQ nun elektrotları arasındaki potansiyel farkı
Kısaltmalar	Açıklama
CCDTL	Hücre Çiftlenimli Sürüklenme Tüp Linakı
CCL	Hücre Çiftlenimli Linak
CDR	Kavramsal Dizayn Raporu
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
DTL	Sürüklenme Tüp Linakı
ESS	Avrupa Çekirdek Parçalama Kaynağı Merkezi
LEBT	Düşük Enerjili Demet Transfer Sistemi
MEBT	Orta Enerjili Demet Transfer Sistemi
RF	Radyo Frekansı
RFQ	Radyo Frekans Kuadropolu
SCC	Uzay-yük Dengeleme
SEM	İkincil Elektron Görüntüleme
THM	Türk Hızlandırıcı Merkezi
TM	Enine Manyetik modu

1. GİRİŞ

Lineer hızlandırıcı (*linak*) teknolojileri son yüzyılda önemli gelişmeler yaşayan teknoloji alanlarından bir tanesidir. Başta maddenin atomik yapısını, hatta nükleer yapı hakkında bilgi sahibi olunması amacıyla tasarlanan lineer hızlandırıcıların temeli elektromanyetizmadaki Maxwell denklemlerine dayanmaktadır.

İlerleyen teknolojik gelişmelerle (özellikle süperiletkenlik) daha yüksek enerjilere ulaşarak nükleer yapıyı oluşturan proton ve nötronun da içyapılarının olduğu keşfedilmiştir. Bunun için ise yüksek akımlı elektron demetinin lineer hızlandırıcıda hızlandırılması yeterli olmuştur [1]. Lineer hızlandırıcılar, ayrıca, tıptaki uygulamaları ile önemli bir yere sahiptir. Örneğin, hızlandırıcılar ile elde edilen X-ışınları kanser tedavisinde kullanılabilir.

Yirmibirinci yüzyıl teknolojisinde önemli bir yere sahip olan hızlandırıcıların yapısını anlayabilmek ve dizayn edebilmek için temel fizik, klasik mekanik, elektromanyetizma ve görelilik gibi fizik bilgileri gerekmektedir.

Değişik amaçlarda kullanılmak üzere, dünyada birçok hızlandırıcı tesisi bulunmaktadır. Bunların arasında İsviçre-Fransa sınırında bulunan Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) [2], Japonya’da bulunan Japonya Proton Hızlandırıcısı Araştırma Kompleksi (J-PARC) [3], ABD’deki Tevatron (Fermilab) [4] ve SLAC Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı [5] en çok bilinenlerdir. Ülkemizde de bu tesislere benzer Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM)’nin tasarım temelleri 1997’de atılmıştır [6]. Bu amaçla Devlet Planlama Teşkilatı (DPT)’nin desteğiyle fizibilite çalışmalarına başlanmış ve 2002–2005 yılları arasında kavramsal dizayn raporu (CDR= Conceptual Design Report) tamamlanmıştır. 2006 yılında başlayan ve THM projesinin 3. aşaması olan “Teknik Tasarım, İlk Tesis ve Enstitü Kurulumu” halen devam etmekte olup, önümüzdeki birkaç yıl içinde tamamlanması planlanmaktadır. Projenin bu aşaması da DPT tarafından desteklenmektedir (proje no: DPT2006K-120470). On iki Türk üniversitesinin katılımında devam eden projeye göre, THM’de;

- Linak-halka tipi parçacık fabrikası (PF),

- 3 GeV enerjili elektron sinkrotronuna dayalı üçüncü nesil sinkrotron ışınımı (SI) kaynağı,
- Elektron linakına dayalı SASE modda (Kendiliğinden Genlik Artımlı Yayınım) serbest elektron lazeri (SEL),
- 2 GeV enerjili lineer proton hızlandırıcısı (PH),
- 15–40 MeV elektron enerjili, süperiletken hızlandırma modüllü kızılötesi serbest elektron lazeri (IR-SEL) ve frenleme ışınımı (Bremstrahlung) tesisi

kısımlarının olması planlanmaktadır.

Bu tezde THM'nin proton hızlandırıcısı için demet dinamiğine dayalı dizayn çalışması yer almaktadır. Hızlandırıcının düşük enerjili (3 MeV) olan ve *enjektör* olarak adlandırılan kısmında yer alan *Radyo-Frekanslı Kuadrupolu* (RFQ=Radio-Frequency Quadrupole) ve *Düşük Enerjili Demet Transferi* (LEBT=Low Energy Beam Transport) hattının demet dinamiğine dayalı tasarımı yapılmıştır.

Tezin giriş kısmını takip eden ikinci kısmında, lineer parçacık hızlandırıcıları hakkında genel bilgiler verilmekte ve bu tip hızlandırıcılarda kullanılan başlıca yapılardan genel olarak bahsedilmektedir. Üçüncü kısımda ise, lineer hızlandırıcıların tasarımında önemli rol oynayan, lineer demet dinamiğinden bahsedilmektedir. Tezin konusunu kapsayan, THM için lineer proton hızlandırıcısına ait, LEBT hattının ve RFQ nun demet dinamiğine dayalı tasarımına dördüncü kısımda yer verilmiştir. Bu kısımda, ayrıca, RFQ için iki boyutlu (2D) ve üç boyutlu (3D) elektromanyetik kavite tasarımı ve hata analizi de yer almaktadır. Elde edilen sonuçlar beşinci ve son kısımda özetlenmiş, önerilere ve yapılması düşünülen çalışmalara yine bu kısımda yer verilmiştir.

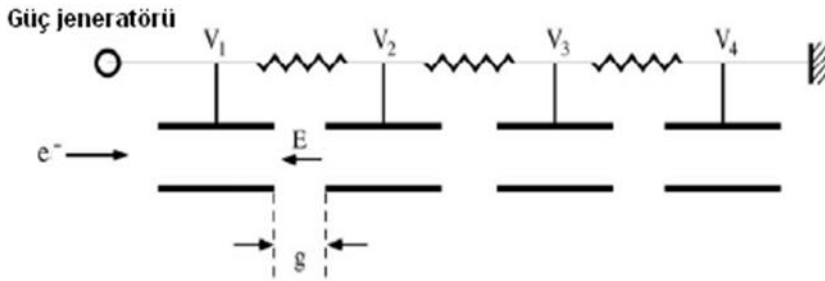
RFQ nun demet dinamiği tasarımında LIDOS.RFQ paket programı [7] kullanılmıştır. İki boyutlu ve üç boyutlu elektromanyetik kavite tasarımlarında ise, sırasıyla, SUPERFISH kodu [8] ve CST Microwave Studio (CST MWS) paket programı [9] kullanılmıştır. LEBT hattının demet dinamiği tasarımında ise PATH MANAGER paket programı [10] kullanılmıştır.

2. LİNEER PARÇACIK HIZLANDIRICILARI VE TARİHSEL GELİŞİMİ

Bir lineer hızlandırıcı, elektrik yüklü parçacıkları lineer bir yol boyunca, belli bir enerji seviyesine kadar hızlandıran bir hızlandırıcı çeşididir. Bunu yapmak için parçacığın yolu boyunca elektrik alan uygulayarak, parçacığa, enerji aktarılmaktadır. Bu şekilde enerji aktarımı, parçacıklar istenilen enerjiye ulaşınca kadar devam etmektedir.

Lineer hızlandırıcılar, literatürde *linak* şeklinde kısaltılmıştır. Linak, ilk olarak 1928 yılında Norveçli bir öğrenci olan Rolf Wideröe tarafından, teorik olarak ortaya konmuş ve test edilmiştir. Ancak linakın bilimsel olarak kullanılabilmesi, çok yüksek frekanslı güç kaynaklarının üretilmesine neden olan, II. Dünya Savaşı sonrasına kalmıştır. Bu tarihten sonra lineer hızlandırıcılar hem bilimsel araştırmalarda hem de tıp, malzeme bilimi, gıda,... gibi diğer önemli uygulama alanlarında hızla kullanılmaya başlamıştır [11].

Hızlandırıcılar yüklü parçacıkları, parçacıkların yörüngesi boyunca uygulanan, elektrik alanlar vasıtasıyla hızlandırmaktadır. İlk hızlandırıcılarda parçacıkları hızlandırmak için elektrostatik alan kullanılıyordu. Böyle bir alanda hızlanan parçacığın kazandığı enerji, yükü ile elektrik alanı oluşturan potansiyel farkın çarpımı kadardır. Bu durumda parçacığın kazanabileceği maksimum enerji bu çarpım ifadesini aşamayacaktır. Bir başka deyişle, maksimum enerji, potansiyel farka bağlıdır. Bu şekilde bir alan kullanılması, yeni bir enerji birimi olarak, *elektronvolt (eV)* kullanılmasına da yol açmıştır. Bu şekilde bir elektrostatik alan kullanan bir elektrostatik hızlandırıcı için temsili bir yapı Şekil 2.1 de gösterilmiştir.

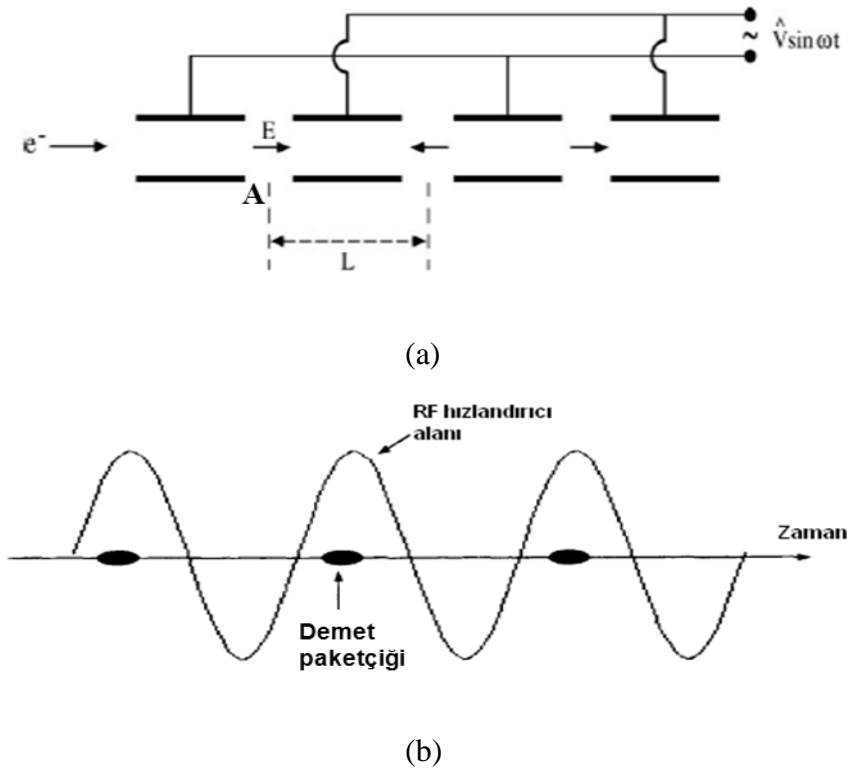


Şekil 2.1. Elektrostatik hızlandırıcıya örnek bir yapı

Elektrostatik alan kullanan ilk hızlandırıcılarda temel sorun, maksimum enerjinin uygulanan maksimum gerilimi geçmemesi ve gerilimin belli bir değerinden sonra ise

elektriksel bozulmaların meydana gelmesidir [12]. Fiziksel işleyişi tam bilinmeyen [11] bu sorun, radyo frekansında (RF) bir elektromanyetik alan uygulanmasıyla aşılabilmektedir. Uygulanacak RF alanı ile parçacık demetinin ulaşabileceği maksimum enerji için üst limit kaldırılmıştır.

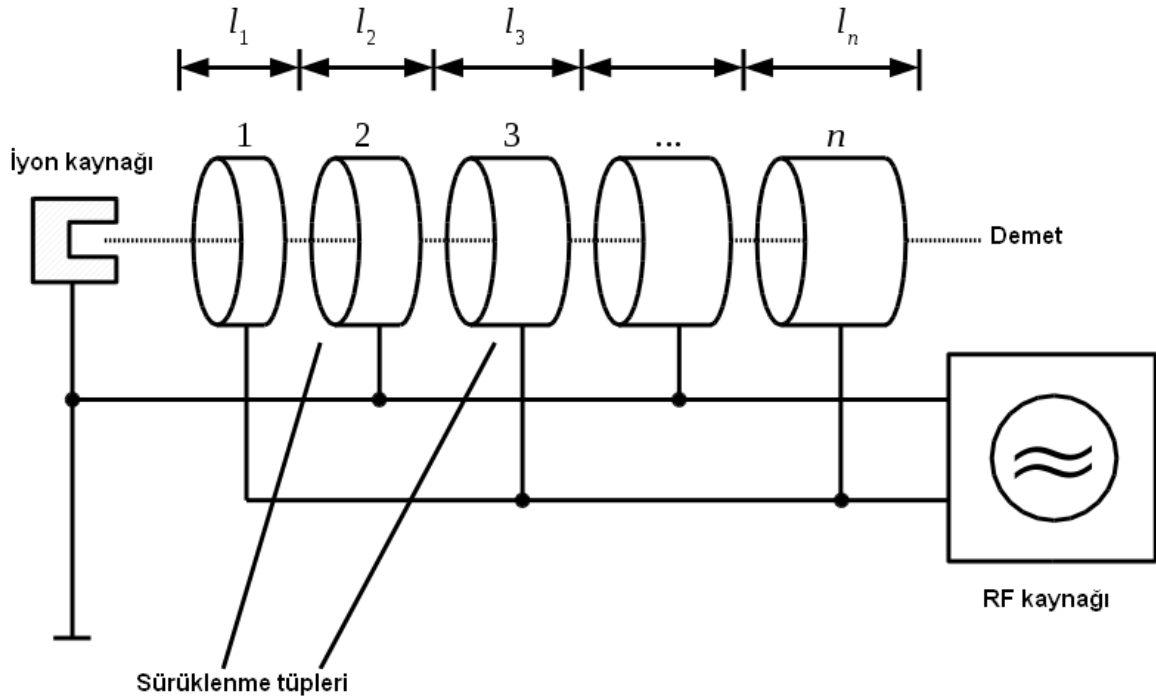
Bir RF hızlandırıcı için örnek yapı Şekil 2.2a da gösterilmiştir. RF alanı uygulanmasıyla demeti hızlandıracak alan zamana bağlı olmaktadır. Bu durumda, zamanın belli bir aralığında demet hızlandırılırken belli bir aralığında yavaşlatılacak gibi düşünülebilir. Ancak hızlandırmanın olduğu kısma (Şekil 2.1 de g mesafesi) demetin varış zamanının, diğer bir deyişle fazının, RF alanı ile uygun şekilde ayarlanmasıyla (yani, RF alanı ile senkronizasyonun sağlanmasıyla) (Şekil 2.2b) bu sorun ortadan kalkmaktadır.



Şekil 2.2. (a) RF hızlandırıcı için örnek yapı. Elektron demeti hızlandırıcı içerisine girdiğinde, ilk hızlandırma kısmını (A) görene kadar (L mesafesi) geçen sürede RF elektrik alanı (\vec{E}) yavaşlatıcıdır. Bu kısma vardığında ise, alan, hızlandırıcı yönde olacaktır. Bu şekildeki senkronizasyon tüm hızlandırıcı yapısı boyunca sağlanmalıdır. (b) Bu senkronizasyon için, demetin paketçikli yapıda olması gerekir.

Bu şekilde RF alanı ve demetin faz uyumu sürekli sağlanmalıdır. Uygulanan RF alanı ise yüksek frekanslı ve yüksek güce sahip bir güç kaynağı ile sağlanır. Demet ve RF dalgası arasındaki bu şekilde bir faz uyumunun olduğu hızlandırıcılar *rezonans hızlandırıcılar* olarak adlandırılırlar.

Hızlandırıcılarda RF alanı kullanılması fikrini ortaya koyan ilk kişi Gustav Ising'dir. Ising bunu sadece teorik olarak yapmış ancak deneysel olarak test edememiştir. Ising modeline göre tasarlanan hızlandırıcı, bir RF alan kaynağı, demetin içerisinde ilerleyeceği vakum tüpü ve art arda gelen sürüklenme tüplerinden oluşur. Vakum tüpleri bu sürüklenme tüplerinin üzerindeki açıklıklara yerleştirilir. Ising, demetin RF dalgası ile faz uyumunu kaynaktan çıkan voltajı sürüklenme tüplerine iletmeyi geciktiren aktarım hatları ile sağlamıştır. Ising, tasarladığı hızlandırıcıyı deneysel olarak test etmese de yayınladığı makale [13] Rolf Wideröe için bir ilham kaynağı olmuştur. Wideröe ise 1928 yılında RF hızlandırıcısını tasarlayan ve test eden ilk kişi olarak literatürde yerini almıştır [14]. Ayrıca, tasarladığı bu hızlandırıcı lineer hızlandırıcılar için mihenk taşı olmuştur. Bir Wideröe tipi lineer hızlandırıcı Şekil 2.3 de görülmektedir.



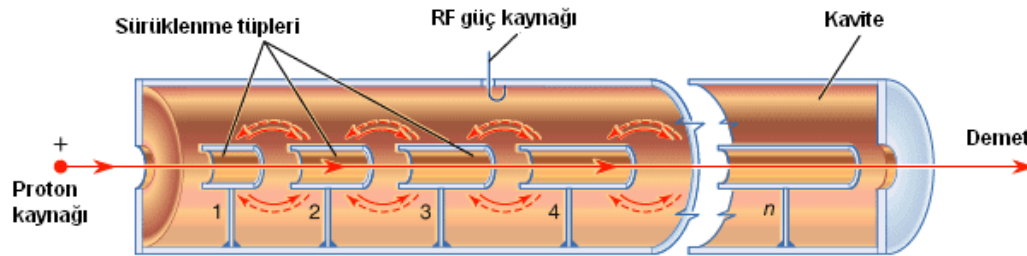
Şekil 2.3. Wideröe tipi linak

Şekil 2.3 de görüldüğü gibi Wideröe yapısında bir RF güç kaynağı sürüklenme tüplerine uygulanmaktadır. Sürüklenme tüplerin boyu, birbirinden farklı olup, demet enerjisi arttıkça uzatılmaktadır. Böylece demet ile RF alanı senkronizasyonu sağlanmaktadır. RF alanından kaynaklanan elektriksel kuvvet, demete, sürüklenme tüpleri arasındaki boşluklarda etki etmektedir. Yani, hızlandırma işlemi bu boşluklarda yapılmaktadır. RF güç kaynağı birbiri ardına gelen iki sürüklenme tüpüne, belli bir anda, aynı büyüklükte fakat zıt işaretli voltaj uygulamaktadır. İyon kaynağından çıkan demet başlangıçta sürekli formdadır, yani, paketçikli yapıya sahip değildir. Hızlandırma işleminin verimli olması için demetin RF dalgasına uyumlu olması gerekir. Bu durumda demetin de zamana bağlı bir yapısının olması, yani, paketçikli yapıda olması gerekir. Böyle bir demet yapısı iyon kaynağı ile sürüklenme tüpleri arasına konulan bir paketçikleyici yapı ile sağlanabilir. Bu yapı, sürekli formdaki demet içerisindeki parçacıkların hızlarını RF alanı ile modüle ederek, demetin paketçikli yapıda olmasını sağlar. Paketçikli yapıdaki demet sürüklenme tüpleri arasındaki her bir boşlukta, bir önceki boşluktan, daha fazla enerji kazanmakta ve bu şekilde enerjisini sürekli arttırmaktadır.

Wideröe'nün yaptığı deneyde 1 MHz frekanslı ve 25 kV luk bir RF güç kaynağı tek sürüklenme tüpünden oluşan linaka uygulanmıştır. Bu sürüklenme tüpünün her iki ucunda, sürüklenme tüpüne göre, zıt yüklü plakalar konmuştur. Böyle bir linak modelinde, tek yüklü potasyum iyonu kullanıldığında, parçacık iki defa enerji kazanacaktır. Wideröe potasyum iyonunun çıkış enerjisini 50 keV olarak ölçmüştür. Bu sonuca göre, parçacık, RF alanının kullanılmasıyla uygulanan gerilimden daha fazla enerji kazanmaktadır. Bu ise RF alanının elektrostatik alana en belirgin üstünlüğüdür. Wideröe'nün deneyinin bir diğer önemli sonucu ise sürüklenme tüpü sayısının, dolayısıyla, sürüklenme tüpleri arasındaki boşluk sayısının artmasıyla daha yüksek enerji değerlerine ulaşılabilmesidir.

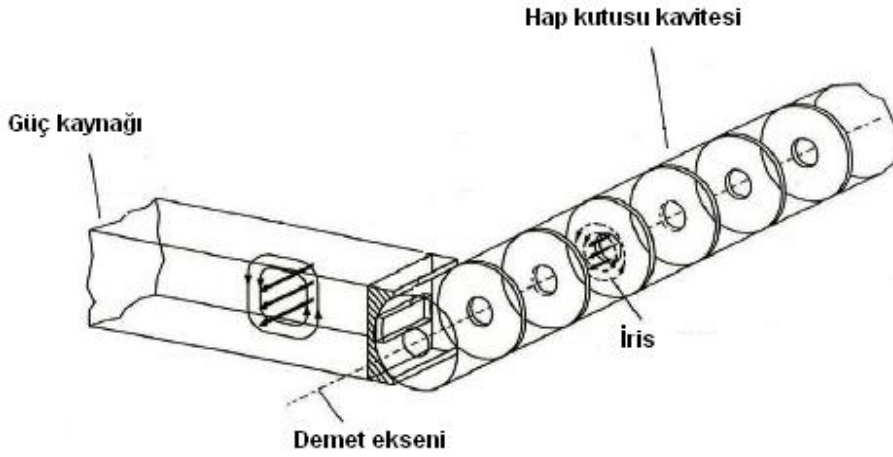
Hızlandırıcılar kullanarak yüksek enerjilere çıkmak özellikle, parçacık fiziği deneyleri için çok önemlidir. Ancak bu işlem, elektron gibi hafif parçacıklar için pek de uygulanabilir değildir. Çünkü RF dalgası ile senkronizasyonun sürdürülebilmesi için parçacıkların enerjisi arttıkça sürüklenme tüplerinin boyunu da arttırmak gerekecektir. Bu şart, elektron gibi hafif parçacıkların hızının neredeyse ışık hızına yaklaştığı durumlarda pratik olarak çok zordur. Bu nedenle RF dalgasının frekansının mümkün olduğu kadar büyük olması sürüklenme tüplerinin uzunluğunu daha fazla arttırılabilir kılacaktır. Özet olarak, bir linakta yüksek enerjilere ulaşabilmek için yüksek güçlü mikrodalga üreteçleri

kullanılmalıdır. Bu amaçla kullanılan üreteçler, ilk olarak, İkinci Dünya Savaşı sonrasında kullanılmaya başlanmıştır. Radar teknolojileri için geliştirilen mikrodalga üreteçleri savaş sonrasında ilk olarak Luis Alvarez tarafından linakta kullanılmıştır. Alvarez linakında, Wideröe linakından farklı olarak, art arda dizili sürüklenme tüpleri yüksek kalite faktörüne (Q) sahip silindirik kavite içerisinde bulunmaktadır [15]. Böylece, hızlandırıcı yapısından kaynaklanan güç kayıpları önemli ölçüde azaltılmıştır. Demet, RF dalgasının hızlandırıcı olduğu zaman aralığında sürüklenme tüplerinin arasındaki boşlukta; yavaşlatıcı olduğu zaman aralığında ise sürüklenme tüpleri içerisinde olacak şekilde senkronize olmuştur. Bir Alvarez linakının temsili Şekil 2.4 de görülmektedir.



Şekil 2.4. Alvarez linakı temsili

Luis Alvarez bu şekilde bir linak ile proton demetini 4 MeV den 32 MeV e kadar hızlandırmıştır. Alvarez'in bu tip bir linak fikri, daha sonra rölativistik elektronlar için tasarlanan ve adını benzediği hap kutusundan alan, *hap kutusu kavite* (*Pill-box cavity*) nin keşfine neden olmuştur. Böyle bir yapı, üzerinde demetin ve elektromanyetik dalganın ilerlemesi için delikler bulunan, irislerden oluşmaktadır [16, 17] (Şekil 2.5). Bu özelliğinden dolayı yapıya *iris yüklü dalga kılavuzu* (*Iris loaded waveguide*) da denmektedir.



Şekil 2.5. İris yüklü dalga kılavuzu temsili

Günümüz hızlandırıcılarında kullanılan dalga kılavuzları ve yüksek kalite faktörlü linak yapılarında VHF (çok yüksek frekanslı) ya da UHF (ultra yüksek frekanslı) RF dalgası kullanılmaktadır. Linaklarda asıl amaç, güç kaynağından gelen RF dalgasını hızlandırıcı yapı içerisinde rezonansa getirerek (parçacık demetiyle uygun bir faz ayarlamasıyla) hızlandırmayı maksimum yapmaktır. Böylece kaynaktan gelen düşük alan bileşenleri daha verimli kullanılıp, demete maksimum enerji aktarımı sağlanmış olur. Bu durum için dikkat edilmesi gereken parametre etkin şönt empedansıdır ve aşağıdaki gibi verilir [12];

$$Z = \frac{U^2}{P} \quad (2.1)$$

burada U , sürüklenme tüpleri arasındaki gerilim; P , demeti hızlandırmak için sürüklenme tüplerinde harcanan güçtür.

Sonuç olarak, amaç, etkin şönt empedansını maksimum yaparak düşük güç harcıyıp, demeti maksimum oranda hızlandırmaktır. Bu şekilde linakın, Eş. 2.2 ile verilen, Q , kalite faktörü de yüksek olacaktır.

$$Q = \omega \frac{W_s}{P_H} \quad (2.2)$$

burada ω , RF dalgasının açısal frekansı; W_S , kavitede depolanan enerji; P_H kavite duvarlarında harcanan güçtür [12].

Bütün bu bilgiler ışığında, lineer hızlandırıcıların, aşağıdaki avantajlara sahip olduğunu söyleyebiliriz;

- 1) Yüksek kaliteli (yarıçapı ve enerji dağılımı küçük) demet elde edilebilir,
- 2) Demet doğrusal yörüngede ilerlediği için, dairesel hızlandırıcılardaki gibi, sinkrotron ışımasından dolayı enerji kaybı yoktur,
- 3) Demeti yörünge üzerinde odaklamak kolaydır,
- 4) Linaka demet enjekte etmek veya demeti dışarı almak (ekstraksiyon) kolaydır. Çünkü bir linakanın her iki ucu da açıktır ve özel bir enjeksiyon veya ekstraksiyon tekniğine gerek yoktur.

2.1. Modern Linear RF Hızlandırıcılarının Kullanım Alanları

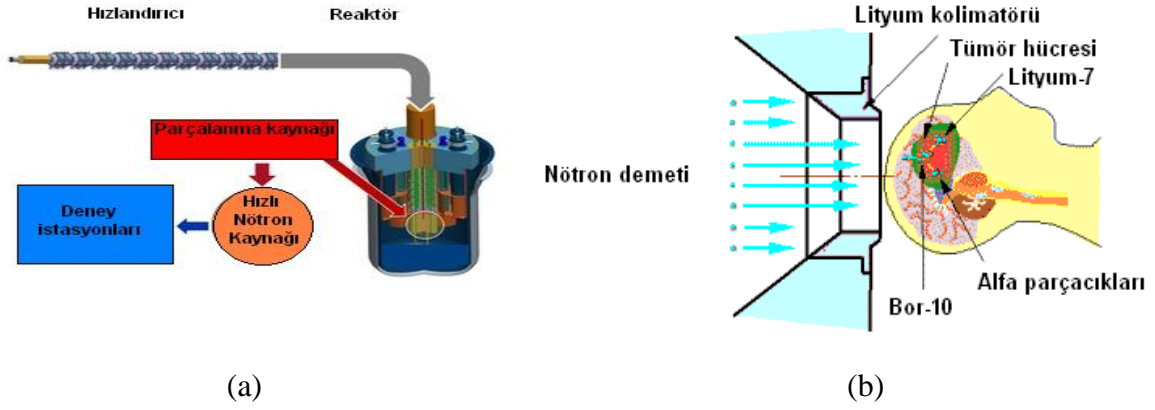
1924 yılında G. Ising, 1928'de R. Wideröe ile ilk adımları atılan ve daha sonra L. Alvarez tarafından geliştirilen linaklar, günümüzde, gelişmiş ülkeler için vazgeçilmez bir Ar-Ge temelini oluşturmaktadır. Bilimsel araştırmalardan sağlığa, mühendislik uygulamalarından yeni nesil teknolojiye kadar bir çok alanda linaklardan faydalanılmaktadır [18-20].

Proton linakları yüksek enerji gerektiren uygulamalarda kullanılmaktadır. Bunların başlıcaları [21];

- 1) Parçacık fiziği ve nükleer fizik araştırmalarında kullanılmak üzere yüksek enerjili sinkrotron halkası enjektörü olarak (örneğin, CERN, Fermilab)
- 2) Sürekli formda nötron kaynağı olarak malzeme biliminde, nükleer yakıt üretiminde, nükleer atıkların dönüşümünde, hızlandırıcı güdümlü fisyon reaktörlerinde,
- 3) Füzyon reaktörlerinde kullanılmak üzere, sürekli formda nötron üretiminde,
- 4) Boron nötron yakalama terapisi (BNCT) [22] gibi düşük enerjili nötron kullanan tıbbi uygulamalardır.

Ayrıca, linaklar, nükleer fizik ve parçacık fiziğinde, yarı-iletken malzeme üretiminde kullanılmak üzere ağır iyon hızlandırıcısı olarak da kullanılmaktadır. Hali hazırda bu tip

hızlandırıcıya örnek, İsviçre-Fransa sınırında bulunan, CERN’ de bulunmaktadır. Bu hızlandırıcıda kurşun iyonları hızlandırılmaktadır. Şekil 2.6 da proton linakının birkaç örneği görülmektedir.



Şekil 2.6. (a) Proton linakının nötron kaynağı olarak kullanımı ve (b) BNCT de kullanımı [23]. Bor bileşeni tümörlü hücreye enjekte edilir. Nötron demetinin bor bileşeni tarafından yakalanmasıyla, $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ reaksiyonu sonucu ortaya çıkan alfa parçacıkları tümör hücrelerini tahrip eder.

2.2. Lineer Hızlandırıcılarda Kullanılan Temel Kavramlar

Bu kısımda lineer hızlandırıcılarda kullanılan temel elektromanyetik kuramlardan bahsedilmekte olup, demet içerisindeki tek bir parçacığa etki eden kuvvet ve enerji ifadelerine yer verilmektedir.

2.2.1. Parçacık ve demet dinamiğinde temel ilkeler

Hızlandırıcılarda elektrik ve manyetik alanlar kullanılmaktadır. Dolayısıyla hızlandırıcı fiziğinin temelini oluşturan demet dinamiğinde, elektrik yüklü parçacıkların elektromanyetik alanla etkileşimi ve bu etkileşim altındaki hareketi incelenmektedir. Bu amaçla, demet dinamiğinde, Maxwell denklemleri sıklıkla kullanılmaktadır.

Elektromanyetik teoride boşluktaki Maxwell denklemleri (SI birim sisteminde);

$$\begin{aligned}
\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} & \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
\vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 & \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}
\end{aligned} \tag{2.3}$$

ile verilir [24]. Burada ρ , parçacık demetinin yük yoğunluğu; \vec{J} , demetin akım yoğunluğu; c ise boşlukta ışık hızıdır. Eş. 2.3 ile verilen Maxwell denklemleri, hızlandırıcı kavitesi içerisinde RF dalgasının elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin dağılımını görme, parçacık demetine etkileyen kuvvetleri belirleme [12] ve elektromanyetik kavite modlarını hesaplamada önemli rol oynamaktadır [16].

Demet dinamiğinde önemli denklemlerden biri de Lorentz kuvveti ifadesidir. Lorentz kuvveti ifadesi sayesinde demete ait hareket denklemleri çıkartılabilir. Lorentz kuvveti ifadesinin avantajı, sistemden sisteme değişmemesi, yani, hem laboratuvar referans sisteminde (durgun çerçeve) hem de parçacık referans sisteminde (hareketli çerçeve) aynı oluşudur [12]. Elektrik yükü q olan bir parçacığa etkileyen Lorentz kuvveti, SI birim sisteminde;

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \tag{2.4}$$

şeklinde verilir. Birden fazla elektrik yükü taşıyan veya birçok parçacıktan oluşan demet için elektrik yükü, kuşkusuz, toplam yük olacaktır. Eş. 2.4 ile verilen kuvvet ifadesinde iki bileşen vardır: elektrik ve manyetik. Özellikle linaklarda elektrik bileşeni hızlandırma için kullanılırken; manyetik bileşeni demeti odaklama için kullanılmaktadır.

Newton yasasına göre, elektromanyetik alan tarafından parçacığa uygulanan itme;

$$\Delta \vec{p} = \int \vec{F} dt \tag{2.5}$$

olacaktır. Burada integral, elektromanyetik alanın parçacığa etkidiği süre boyunca alınır. Benzer şekilde parçacığın elektromanyetik alan içerisinde kazandığı toplam kinetik enerji;

$$\Delta E_{kin} = \int \vec{F} \cdot d\vec{s} \tag{2.6}$$

olacaktır. Bu eşitlikte ise integral, parçacığın alanla etkileştiği yol boyunca alınmaktadır. Eş. 2.5 ve Eş. 2.6 kullanılarak momentum ve kinetik enerji arasında;

$$dE_{kin} = \beta c dp \quad (2.7)$$

şeklinde bir ilişki kurulabilir. Burada β , parçacığın ışık hızı cinsinden hızı (veya normalize hızı) dır ve $\beta = v/c$ şeklinde verilir. Eş. 2.6 da Lorentz kuvveti ifadesini yerine koyarsak;

$$\Delta E_{kin} = q \int \vec{E} \cdot d\vec{s} + q \int (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{v} dt \quad (2.8)$$

kinetik enerji ifadesi elde edilir [12]. İkinci integralde $d\vec{s} = \vec{v} dt$ dönüşümü yapılmıştır. Bu eşitlikteki birinci integrale göre hızlanma elektrik alan ile aynı yöndedir. Ayrıca hızlandırma işlemi sonunda kazanılan enerjinin, parçacığın hızına bağlı olmadığı yine bu terimden görülebilir. Eş. 2.8 deki ikinci terimde ise, bunun aksine, kazanılan enerjinin hıza bağlı olduğu görülmektedir. Ancak $\vec{v} \times \vec{B}$ ile verilen manyetik kuvvetin, parçacığın ilerleme doğrultusuna dik olduğu düşünülürse bu terimden enerjiye herhangi bir katkı gelmeyecektir. Sonuç olarak parçacığın (veya birçok parçacıktan oluşan parçacık demetinin) hızlandırılması, parçacığın maruz kaldığı Lorentz kuvvetinin elektrik bileşeni ile sağlanır. Kuvvetin manyetik bileşeni ise iş yapmaz, sadece parçacığın yönünü değiştirir. Bu özelliği sayesinde, manyetik alan, linaklarda demeti odaklamak için kullanılmaktadır.

2.3. Lineer Proton Hızlandırıcıları İçin Temel Yapılar

Bu bölümde proton linakı yapısında, genellikle kullanılan yapılardan bahsedilmektedir. Bu yapıların başında, hızlandırıcılarda kullanılmak üzere, yüklü parçacık üreten *İyon Kaynağı* (IS= Ion Source) gelmektedir. İyon kaynağını takip eden yapı ise, iyon demetini hızlandırıcı yapıya uygun şekilde aktaran ve demetin kararlı olmasını sağlayan, *Düşük Enerjili Demet Transferi* (LEBT= Low Energy Beam Transport) hattıdır. Demetin ilk hızlandırılması *Radyo-Frekanslı Kuadrupolu* (RFQ= Radio-Frequency Quadrupole) nda başlamaktadır. Bu alt bileşende, ayrıca, demetin paketçikli yapıda olması sağlanmaktadır. Demet, RFQ dan sonra, *Orta Enerjili Demet Transfer* (MEBT= Medium Energy Beam Transport) hattı olarak adlandırılan, kuadrupollerden ve paketçikleyicilerden oluşan alt

bileşenden geçerek [25, 26], *Sürüklenme Tüpü Linakı* (DTL= Drift Tube Linac) ile başlayan, ana hızlandırma kısmına girer. DTL den sonra, demetin daha yüksek enerjilere ulaşması için, genellikle, *Hücre Çiftlenimli Sürüklenme Tüpü Linakı* (CCDTL= Cell-Coupled Drift Tube Linac), *Çiftlenimli Kavite Linakı* (CCL= Coupled-Cavity Linac) ve, mevcutsa, *Süperiletken Linak* (SC-Linac= Superconducting Linac) yapıları sırasıyla kullanılır. Bu normal iletken yapılarda güç kayıpları önemli bir sorundur. Hızlandırıcı yapısındaki güç kayıplarını azaltmak ve demete daha fazla güç aktarmak için *SC-Spoke* ve *SC-Eliptik* gibi süperiletken yapılar da kullanılabilir.

2.3.1. İyon kaynağı (IS)

İyon kaynağı, bir hızlandırıcı yapısında, belki de en önemli bileşendir. Sadece hızlandırıcılarda kullanılmayan iyon kaynakları, malzeme bilimi, egzotik iyon üretimi, füzyon plazma ısıtımı gibi alanlarda da tek başına kullanılmaktadır [27, 28]. Bir iyon kaynağı, ister pozitif, ister negatif iyon kaynağı olsun, plazma içerisinde iyonun dışarı alınıp hızlandırılması prensibine göre çalışır.

Bir plazma içerisinde yüksüz atomlar, yüklü iyonlar bir arada, yaklaşık eşit miktarda bulunmaktadır. Bu plazma içerisinde artı yüklü iyonlarla beraber elektronlar da bulunabilir. Kaynağın çıkışında uygun bir düzenek ile istenilen iyon, kullanılmak üzere, dışarı alınabilir. Plazma içerisindeki yüksüz atomları iyonlaştırarak istenilen iyon yoğunluğunu artırmak ve bunun için de elektron bombardımanı yöntemini kullanmak en çok kullanılan yöntemdir [29].

Pozitif iyon kaynakları

Pozitif iyon kaynaklarının farklı tipleri olup bu kaynaklar arasında, başta, iyonizasyon verimliliği farkı vardır. Kaynak tipleri arasında, ayrıca, çalışma basıncı da farklılık gösterebilmektedir. Pozitif iyon kaynaklarından başlıcaları aşağıda verilmiştir.

RF kaynağı

Bu tip iyon kaynağında, plazmanın bulunduğu, plazma odası içerisine yerleştirilmiş bir RF elektrik alanı sayesinde düşük basınçta ($1,33 \times 10^{-2}$ - $1,33 \times 10^{-3}$ mbar) bir yük boşalması

sağlanır [29]. Oluşan bu plazmadan artı yüklü iyonlar, RF elektrik alanına göre ters kutuplanmış, bir elektrik alanı sayesinde dışarı alınır. Plazma odası içerisine manyetik alan uygulanmasıyla da iyonlaşma sonucu ortaya çıkan elektronlar tekrar iyonlaştırmada kullanılır [29].

Plazmatron

Plazmayı belli bir bölgede (örneğin; anot civarında) sıkıştırarak sadece plazmanın yoğunluğunu değil, bu bölgede potansiyel farkı da arttırarak iyonize edici elektronların hızlarını da arttırmış oluruz. Eğer sıkıştırma oranı arttırılmak istenirse, anot civarında elektronları yönlendirmek için, daha güçlü bir manyetik alan kullanılmalıdır. Ayrıca plazmanın, anot civarında yönlendirilmesinden önce kontrol edilmesiyle, istenen iyon çeşidi miktarı arttırılabilir [29]. Hızlandırıcı yapısında kullanılan iyon demeti, dışarı alma kısmına yakın olan, bu anot plazmasından elde edilmektedir. Plazma içerisindeki iyonlar anot üzerindeki küçük bir delikten, elektrik alan vasıtasıyla, dışarı doğru püskürtülürler.

Açık rezonans mikrodalga kaynağı (Elektron siklotron rezonansı iyon kaynağı-ECR)

ECR (ECR= Electron Cyclotron Resonance) tipi iyon kaynağında, bir \vec{B} manyetik alanı içerisine yerleştirilen bir plazma odasının yüzey atomundaki elektronlar, bu manyetik alan sayesinde, $\omega = eB/m$ frekansıya (m , elektronun kütlesi) dairesel hareket yaparlar. Yörünge elektronlarının yaptığı bu hareket neticesinde ortaya çıkan siklotron ışınımı plazmadaki yüksüz atomlardan elektron kopmasına neden olur [29]. Sonuçta istenen artı yüklü iyonlar elde edilir.

Kapalı rezonans mikrodalga kaynağı

Bu tip pozitif iyon kaynakları *mikrodalga yük boşaltma iyon kaynağı* olarak da adlandırılmaktadır. Bu iyon kaynağı da yük boşaltımı için mikrodalga kullanmakta fakat kullanılan manyetik alanın büyüklüğü, ECR kaynağındakinden, daha büyüktür [30]. İyon üretimi için gerekli olan plazma yoğunluğu, gaz basıncı yerine, manyetik alanın büyüklüğüne bağlıdır. Üretilen tek çeşit iyon, ayrıca, düşük emitansa sahiptir.

Negatif iyon kaynakları

Negatif iyon kaynakları, fazladan bir elektronu olan, iyon demeti üretmektedirler. Bu fazladan elektronun bağlanma enerjisi ise çok küçüktür. Hızlandırıcılarda kullanılan en yaygın negatif iyon H^- dir.

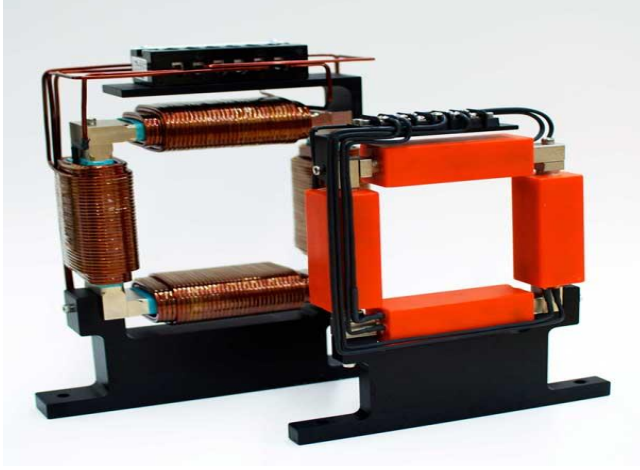
Bir depolama halkasına bağlı, proton linakında H^- iyonu, yük değiş-tokuşunda kullanılmaktadır. Linaktan gelen H^- iyonları bir soyma levhasından geçerken bir elektronunu bırakır ve depolama halkasına proton demeti olarak girer. Bu yük değişimi olmazsa, demetin, depolama halkasında sadece bir tur atması mümkün olabilmektedir [30, 31].

Negatif iyon üretiminin fiziksel işleyişi üç yolla açıklanabilmekte olup, bunlar, yük değişimi, yüzey oluşumu ve hacim oluşumudur [30].

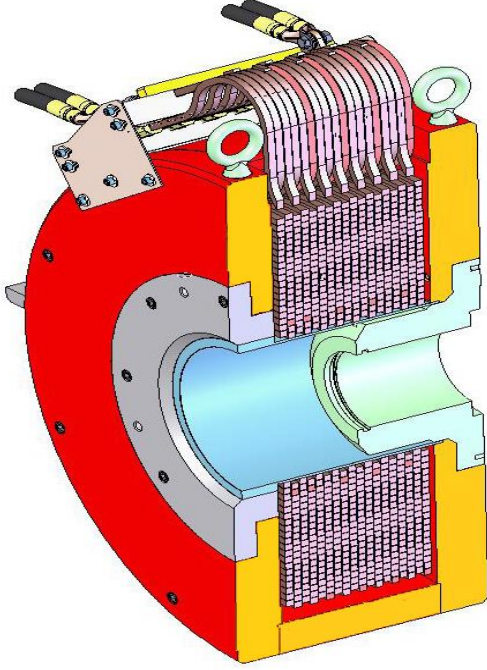
2.3.2. Düşük enerjili demet transferi (LEBT) hattı

Bir proton linakında iyon kaynağından hemen sonra ve RFQ dan hemen önce, genellikle, düşük enerjili demet transferi (LEBT) hattı yer alır. Bu alt sistemin temel amacı, iyon kaynağından çıkan demeti ön hızlandırmanın yapılacağı kısma uygun şekilde aktarmaktır. Ayrıca demetteki kararsızlıklar da, ilk olarak, bu kısımda azaltılır. Bu amaçlarla kullanılan LEBT hattında bir çok ekipman yer almaktadır.

İyon kaynağından çıkan demette kararsızlık fazladır. Örneğin, demetin genişliği ön hızlandırıcı sınırlarının, genellikle, çok üstündedir. Bu nedenle LEBT hattında demeti demet eksenine odaklamak ve genişliğini uygun değerlere getirmek için, genellikle, solenoid magnetler kullanılmaktadır. Kullanılan magnetlerin sayısını hedeflenen demet parametreleri belirlemektedir. LEBT hattında özellikle solenoid magnet kullanılması, demetin simetrik olarak odaklanmasını sağlamaktadır. LEBT hattında kullanılan bir diğer magnet ise, *yönlendirici magnet* dir. Yönlendirici magnetler, üzerinden akım geçen sarımlardan oluşmaktadır. Bu sarımlar sayesinde oluşan manyetik alanlar vasıtasıyla demet, yatay ve dikey yönde yönlendirilebilmektedir. Yönlendirici magnetler sayesinde demetin eksenden sapması önlenir. Yönlendirici magnet örneği ve solenoid magnet temsili, sırasıyla, Resim 2.1 ve Şekil 2.7 de görülmektedir.

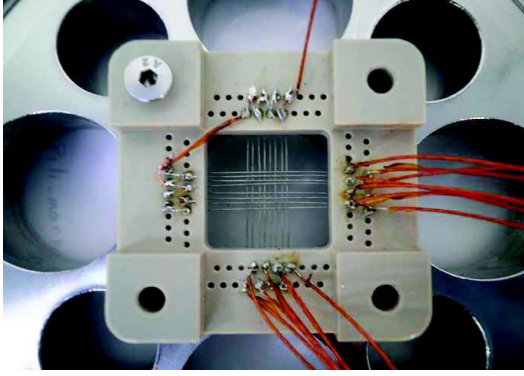


Resim 2.1. Bir yönlendirici magnet örneği



Şekil 2.7. Bir solenoid magnet temsili

LEBT hattında, ayrıca, demetteki değişimleri kontrol etmek amacıyla kullanılan diagnostik ekipmanlar mevcuttur. Bunlardan bir tanesi *ikincil elektron emisyon ızgarası* (SEM= Secondary Electron Monitoring) dır. SEM ızgarası, LEBT hattında, demet profilini görüntülemek için kullanılmaktadır. Demet profili, demet içerisindeki parçacıkların yoğunluk dağılımını göstermektedir. Hızlandırıcı boyunca demet yoğunluğu değişeceğinden, SEM ızgarası kullanarak demet profilinin sıklıkla kontrol edilmesi gerekmektedir. Bir SEM ızgarası örneği Resim 2.2 de görölmektedir.

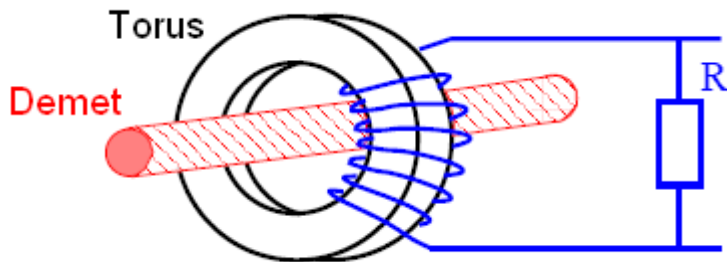


Resim 2.2. Avrupa Çerkerdek Parçalama Kaynağı (ESS) [32] hızlandırıcısında kullanılan SEM ızgarası [33]

Resim 2.2 de görüldüğü gibi, bir SEM ızgarası yatay ve dikey olarak yerleştirilmiş tellerden oluşmaktadır. Demet içerisindeki bir parçacığın bu tellere çarpmasıyla ikincil elektronlar serbest kalmakta ve bu elektronların oluşturduğu akım sayesinde demet yoğunluğu (profili) hakkında bilgi sahibi olunmaktadır.

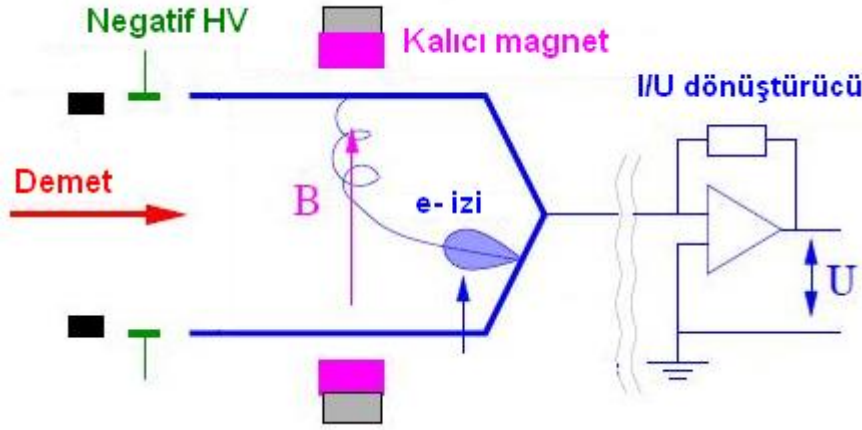
LEBT hattındaki diğer bir tanılayıcı eleman akım dönüştürücüsüdür. Bu eleman sayesinde, LEBT hattından geçen parçacık demetinin ne kadarlık bir akım oluşturduğu görülebilmektedir. Bir akım dönüştürücünün çalışma prensibi, elektromanyetik teoreminin temeli olan, Faraday ve Lenz kanununa dayanır. LEBT hattından geçen bir parçacık demetinin oluşturduğu akım düzgün bir akımdır ve bu akım dağılımının oluşturduğu manyetik alan Biot-Savart yasası ile bulunur.

Böyle bir manyetik alan ise, Şekil 2.8 deki gibi bir devrede, torus üzerindeki sarımlarda bir akım indükte edecektir. Bu akımın devrede okunması sayesinde parçacık demetinin ne kadarlık bir akım değerine sahip olduğu ölçülebilmektedir.



Şekil 2.8. Akım dönüştürücü için basit bir temsil [34]

LEBT hattında kullanılan bir diğer akım ölçen eleman *Faraday kabı* dır. Faraday kabı, aynı zamanda, demeti durdurucu rol de üstlenmektedir. Bir Faraday kabının temsili Şekil 2.9 de görülmektedir.

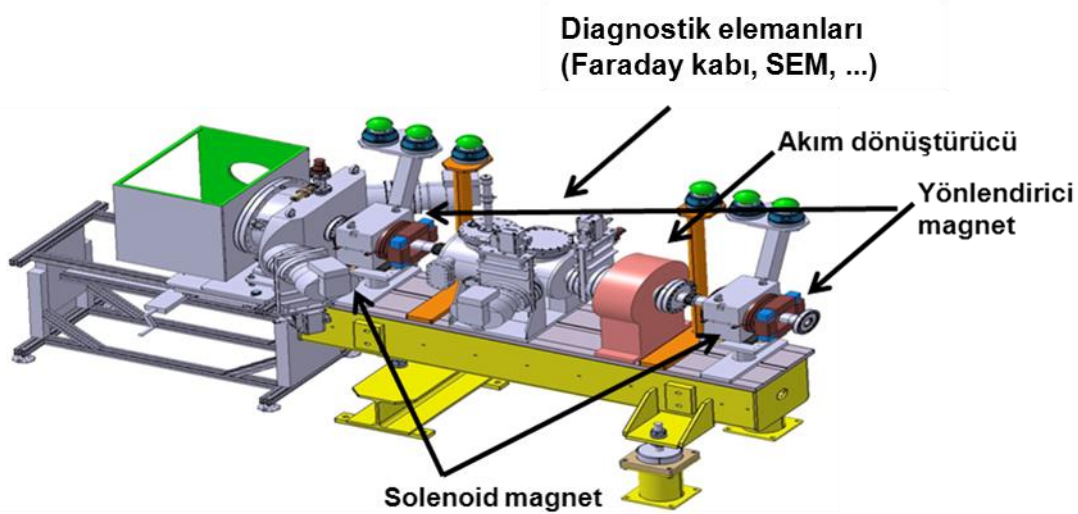


Şekil 2.9. Faraday kabı temsili

Demet içerisindeki parçacıklar, Faraday kabı içerisine girip, metal yüzeye çarptığında, yüzey atomlarının elektronlarını serbest hale getirir ve sonuç olarak bir yüzey akımı oluşur. Bu yüzey akımının, düşük bir dirençten oluşan devrede ölçülmesiyle demet akımının belirlenebilir. LEBT hattında kullanılan Faraday kabının en önemli özelliği, akım dönüştürücüye göre, daha düşük akımları ölçebiliyor olmasıdır [34]. LEBT hattında parçacık demetini, tanılayıcı elemanlarla takip etmek çok önemlidir. Ancak, bu tip elemanlarla bu işlemleri yaparken bir yandan da demet içerisindeki parçacık kaybına dikkat edilmelidir. Örneğin, LEBT hattının sonuna konulan bir Faraday kabı sayesinde, iyon kaynağından itibaren ne kadar parçacık kaybının olduğunu saptamak mümkündür. Demet içerisinde parçacık kayıpları beklenen bir sonuçtur. Ancak, bunun mümkün olduğu kadar düşük değerlerde tutulması, LEBT hattında, bir diğer önemli kriterdir.

Demet içerisindeki parçacık kayıplarının en önemli nedeni, parçacıklar arasındaki Coulomb etkileşmesinden kaynaklanan uzay-yük etkileridir. Demetteki aynı elektrik yüklü parçacıklar, Coulomb kuvveti nedeniyle, birbirlerini itecek ve dolayısıyla parçacıklar ideal yörüngeden çıkarak kaybolacaklardır. Bu uzay-yük etkileri, demetin düşük enerji değerlerine sahip olduğu, LEBT hattında daha baskındır. Çünkü bu kısımda parçacık yoğunluğu maksimumdur. Ayrıca düşük hızlardaki demet üzerinde, solenoidin odaklama

etkisi daha zayıf olacaktır. Bu nedenle, LEBT hattında uzay-yük etkilerini mümkün olduğu kadar azaltmak için, *Uzay-Yük Dengeleme* (SCC= Space Charge Compensation) metodu [35] kullanılmaktadır. Bu yöntemde, parçacık demetinin ilerlediği vakum tüpü içerisine iyonlaşabilen gaz enjekte edilmektedir. Vakum tüpü içerisinde ilerleyen parçacık demeti sayesinde gaz molekülleri iyonlaşır. İyonlaşma sonucu ortaya çıkan pozitif yüklü iyonlar demet içerisindeki alan tarafından itilirken, serbest elektronlar tutulur. Dolayısıyla, demet içerisindeki uzay-yük etkileri azaltılmış olur. Eğer parçacık demeti negatif yüklü ise, bu sefer, iyonlaşma sonucunda ortaya çıkan serbest elektronlar uzaklaştırılacak, pozitif yüklü iyonlar tutulacak ve, yine, uzay-yük etkileri azaltılacaktır. Şekil 2.10 de, CERN'deki Linac4 projesinin LEBT hattının temsili görülmektedir.



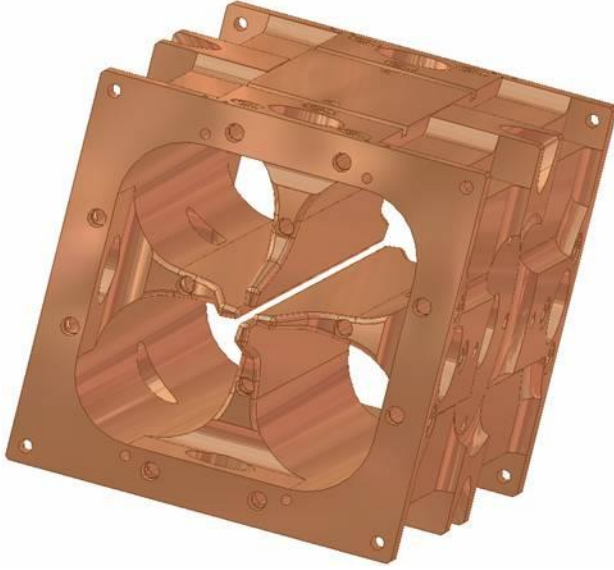
Şekil 2.10. Linac4/CERN için tasarlanan LEBT hattı [36]

2.3.3. Radyo-frekansı kuadrupolü (RFQ)

Son yıllarda, linak dizaynında, belki de en önemli kısmı radyo-frekansı kuadrupolü (RFQ) oluşturmaktadır. Özellikle ağır iyon hızlandırıcılarında, düşük enerji bölgesinde çok önemli bir avantaj sağlamaktadır. RFQ, hızı ışık hızının %1 ila %6 sını kadar olan parçacıklar için oldukça elverişli bir hızlandırıcı yapısıdır [11]. İyon kaynağından, ışık hızının neredeyse yarısı hızla çıkan elektron hızlandırıcılarında ise bu yapı kullanılmamaktadır. Ağır iyonlar, RFQ'nun özel yapısı sayesinde birkaç MeV kinetik enerjiye kadar hızlandırılmakta ve paketçikli şekilde kendisinden sonra gelen linak yapısına aktarılmaktadır.

RFQ nun çalışma prensibi

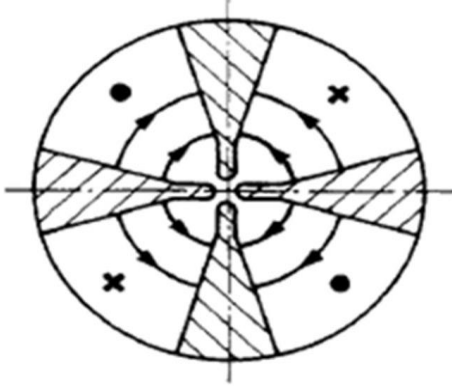
Linak yapısında RFQ kullanma fikri, ilk olarak, 1969 yılında Kapchinsky ve Tepliakov tarafından öne sürülmüştür [37]. Bu ikilinin öne koyduğu fikre göre, dört tane elektrottan oluşan bir radyo-frekansı kuadropolünün geometrisi uygun şekilde biçimlendirilerek, demet üzerinde aynı anda, odaklama ve hızlandırma sağlanabilir. Kapchinsky ve Tepliakov, seçilen bir potansiyel fonksiyonuna göre, hem odaklama hem de hızlandırma işlemi yapan elektrotların nasıl şekillendirilebileceğini göstermişlerdir. Bu yapı ile, demete, hızdan bağımsız, sadece zamana bağlı elektriksel potansiyel uygulanmaktadır. Potansiyelin bu şekilde sadece hıza bağlı olmaması, RFQ ya, diğer manyetik lenslere göre çok daha fazla odaklama üstünlüğü sağlamaktadır. Bu özellik, düşük enerjili ağır iyonları linak yapısına enjekte etmede kullanılan, yüksek voltajlı bir ilave bileşen masrafından kurtarmaktadır [11]. Linaklarda kullanılan yaygın bir RFQ yapısı Şekil 2.11 de gösterilmektedir.



Şekil 2.11. Dört elektrotlu RFQ yapısı örneği

Kapchinsky ve Tepliakov, RFQ da hem hızlandırma hem de odaklamanın nasıl olacağını gösterdikten sonra, RFQ da adyabatik paketçiklemenin demet üzerindeki etkilerini ortaya koyan bir makale yayımladılar [38]. Buna göre, adyabatik paketçikleme ile demet içerisindeki parçacıkların çok büyük bir kısmı RFQ içerisine girebilmekte ve her bir paketçikteki boyuna kuyruk kısmı azaltılabilmektedir [11, 39, 40]. Böylece her bir paketçikteki akım kapasitesi artırılabilir ve düşük enerjilerdeki boyuna uzamadan

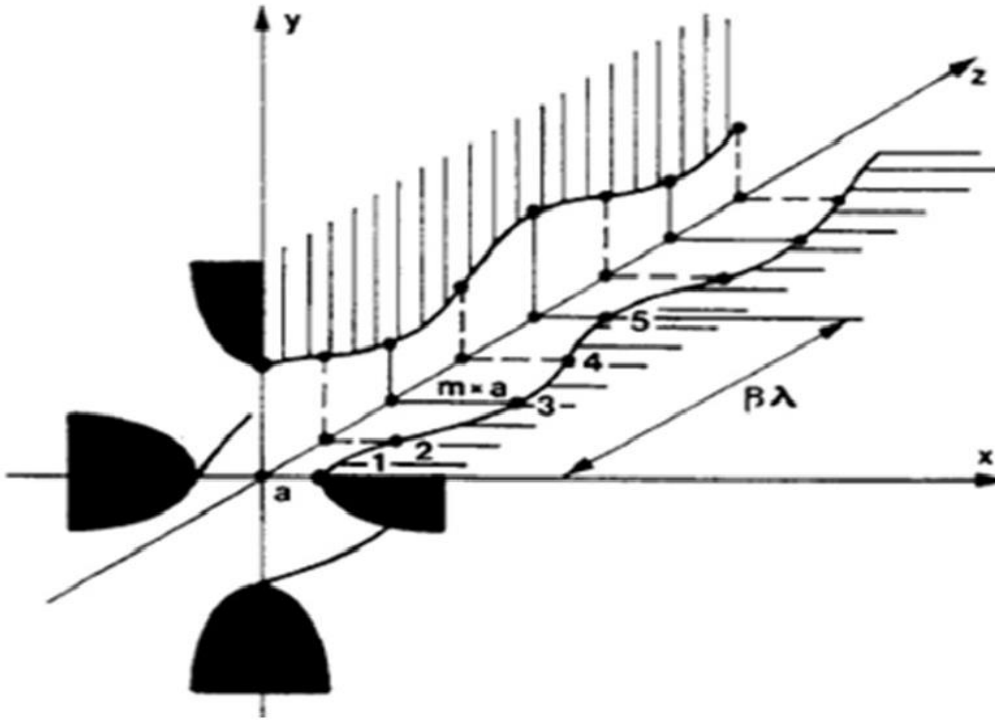
kaynaklanan enine uzay-yük kuvvetlerinin etkileri azaltılabilmektedir [11]. RFQ da demeti hem odaklayan hem de hızlandıran ve geometrisi optimize edilen dört elektrot yapısı Şekil 2.12 da gösterilmektedir.



Şekil 2.12. Dört elektrotlu RFQ da elektrot düzeni örneği. Düz çizgiler elektrik alan çizgilerini temsil etmektedir. Bu şekildeki bir kutuplaşmada, çarpı işaretlerinin olduğu bölgede manyetik alan kağıt düzlemine doğru; noktaların olduğu bölgede ise manyetik alan kağıt düzleminden dışa doğrudur

Şekil 2.12 den görüldüğü gibi, elektrotlar birbirlerinden eşit mesafeyle ayrılmışlardır. Simetrik olarak karşılıklı elektrotlarda, herhangi bir anda, voltaj işareti aynıdır. Bu voltaj işareti, uygulanan alternatif voltajdan dolayı, periyodik olarak değişmektedir. Örneğin, herhangi bir elektrot üzerinde, belli bir anda pozitif voltaj varsa, uygulanan RF geriliminin yarım periyodu kadar süre sonra negatif voltaj olacaktır. Elektrotlar üzerindeki polarite bu şekilde zamana bağlıdır. Parçacıklar RFQ içerisinden geçerken, üzerlerine zamanla değişen elektrik alan etki edecek ve demet eksenine odaklanacaklardır. Enine doğrultuda etki eden bu elektrikselsel odaklama, özellikle düşük enerjilerde, manyetik odaklamadan çok daha güçlüdür.

RFQ elektrotlarına uygulanan RF geriliminin zamanla değişmesinin yanısıra, elektrotların geometrisi, RFQ boyunca sinüsoidal bir yapıya sahiptir. Böylece demet eksenine doğrultusunda elektrik alan bileşeni oluşturarak demetin hızlandırılması sağlanmaktadır. Dolayısıyla bu hızlandırıcı elektrik alan bileşeni, demet eksenine üzerindeki konuma da bağlı olacaktır. Böyle bir elektrot yapısı Şekil 2.13 de görülmektedir.

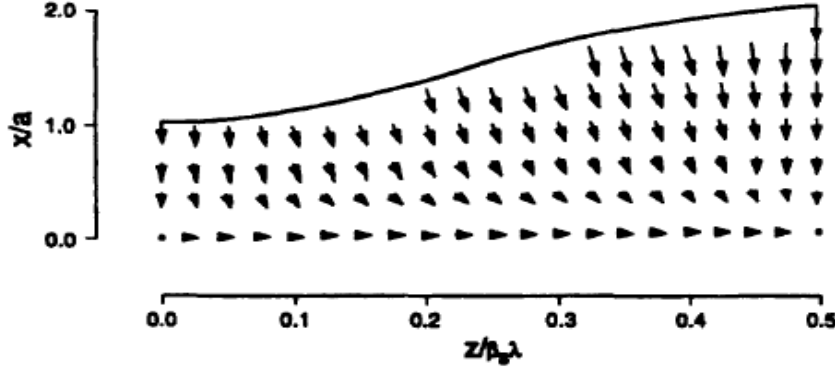


Şekil 2.13. RFQ elektrotlarının sinüsoidal yapısı

Elektrotların bu şekilde sinüsoidal bir yapı, diğer bir deyişle, demet ekseninden değişen uzaklığı olmasaydı, RFQ boyunca demet ekseninde hızlandırıcı elektrik alan bileşeni oluşmazdı. Şekil 2.13 de, ayrıca, yatay ve dikey yerleştirilmiş elektrotların demet eksenine uzaklıklarının farklı olduğu görülmektedir. Böyle bir elektrot yerleşiminin nedeni, yine, eksensel hızlandırıcı elektrik alan bileşeninin oluşturulmasıdır. Aksi halde, zıt işaretli elektrotların demet eksenindeki potansiyelleri eşit olacak ve böylece net potansiyel sıfır olacaktır. Elektrotlardaki sinüsoidal yapı da eksensel hızlandırıcı elektrik alan bileşeninin oluşması içindir. Çünkü elektrot yapısı düzgün, yani, RFQ boyunca demet ekseninden uzaklığı sabit olsaydı potansiyel konuma göre değişmeyecek, dolayısıyla potansiyelin gradyanı sıfır olacak ve eksensel elektrik alan bileşeni yine oluşmayacaktı.

RFQ daki elektrotların bir diğer önemli özelliği ise yatay ve dikey elektrotların arasında π kadarlık bir faz farkının olmasıdır (konuma bağılıkları). Yani, dikey elektrodun demet eksenine uzaklığının minimum olduğu noktada yatay elektrodun eksene uzaklığı maksimumdur. Bunun sonucu olarak bu noktada, demet ekseninde potansiyel maksimum olur. Şekil 2.14 de yatay elektrot üzerindeki elektrik alan çizgilerinin dağılımı görülmektedir. Şekilde, elektrodun eksene uzaklığının minimum olduğu noktada potansiyel maksimum; eksene uzaklığın maksimum olduğu noktada potansiyel minimumdur.

Eksensel, yani, hızlandırıcı elektrik alanın maksimum olduğu nokta ise bu iki ekstremum noktanın ortasında, potansiyeli gradyanının maksimum olduğu noktadır.



Şekil 2.14. RFQ da yatay elektrot üzerindeki elektrik alan çizgileri dağılımı örneği. Dikey ve yatay eksenler, sırasıyla, RFQ da x -eksenindeki konumun minimum elektrot uzaklığına oranını ve z -eksenindeki (demet ekseni) konumun, elektrot üzerindeki bir periyotluk mesafeye oranını temsil etmektedir

Sonuç olarak, RFQ nun dört elektrodunun geometrisi sinüsoidal bir yapıya sahiptir ve elektrotlara uygulanan RF gerilimi zamana bağlıdır. Gerilim bu şekilde zamana bağlı olmasaydı, RFQ nun belli bir notasında, demete hep aynı elektrik alan etki edecek ve demet içerisindeki parçacıklar aynı miktarda hızlandırılacak veya yavaşlatılacaktı. Dolayısıyla verimli bir RFQ olmayacak, demet paketçiklenmeyecekti. Elektrotlara zamanla değişen potansiyel uygulandığında gerekli olan şey, elektrotlarda modülasyon oluşturarak demet ekseni doğrultusunda eksensel hızlandırıcı elektrik alan oluşturmak ve demetin bu alanla senkronize olmasını sağlamaktır.

Potansiyelin genel ifadesi

RFQ içerisinde uygulanan RF potansiyel ifadesini bulmak için, genelde, *quasistatic* yaklaşım [41, 42] kullanılır. Bu yaklaşıma göre, RF elektrik alanın kayanığının elektrotlardaki durgun yükler olduğu kabul edilir ve manyetik alandaki değişimden kaynaklanan RF elektrik alanı ihmal edilir. Ayrıca, matematiksel yöntemlerle RF dalgaboyunun, elektrot-demet ekseni mesafesinden çok büyük olduğu durumlarda, yine, bu yaklaşımın kullanılabileceği gösterilebilir [11].

Daha önce RFQ elektrotlarının geometrisinin sinüsoidal, yani, periyodik bir yapıda olduğunu söylemiştik. Gerçekte bu sinüsoidal yapının periyodu sabit olmayıp, senkronizasyonu sağlamak amacıyla, giderek artmaktadır. Sankistatik yaklaşımda elektrot geometrisinin periyodu yaklaşık sabit olarak düşünülür. Diğer bir değişle, demetin hızlanma oranının düşük olduğu kabul edilir. RFQ elektrodu üzerinde bir periyotluk mesafe $\beta\lambda$ kadardır (Şekil 2.14). Bu mesafenin yarısı olan $\beta\lambda/2$ ise *bir birim hücre* olarak adlandırılır. Ayrıca, elektrot uçlarının demet eksenine minimum uzaklığı a , maksimum uzaklığı ise ma ile ifade edilir. Burada m , elektrodun modülasyon parametresidir. Bu parametre, ayrıca, elektrodun eğiminin bir ölçüsüdür. Bu duruma göre, elektrot üzerinde bir periyotluk mesafe iki birim hücreden oluşmaktadır. Art arda gelen iki birim hücrede, belli bir anda, eksensel elektrik alan yönelimi birbirine zıttır. Yani, belli bir anda, bir hücrede eksensel elektrik alan hızlandırıcı ise bir sonraki hücrede yavaşlatıcıdır. Dolayısıyla RFQ da senkronizasyon şartı; demet herhangi bir hücrenin merkezinden bir sonraki hücrenin merkezine ulaşana dek geçen sürede, RF elektrik alanı tekrar hızlandırıcı yönde olmalıdır. Bu süre ise RF dalgasının yarım periyoduna eşittir.

RFQ içerisinde potansiyel dağılımını bulmak için silindirik koordinatlar (r, θ, z) kullanılabilir. Potansiyelin genel ifadesi;

$$U_{(r,\theta,z,t)} = \xi_{(r,\theta,z)} \sin(\omega t + \phi) \quad (2.9)$$

şeklinde yazılabilir. Bu eşitliğe göre; $\xi_{(r,\theta,z)}$, potansiyeli konuma göre değiştirirken, $\sin(\omega t + \phi)$ ise potansiyeli zamana bağlı yapmaktadır. Burada ω , RF dalgasının açısal frekansı; ϕ , faz farkıdır.

Bir hızlandırıcı kavitesi dizaynında hesaplamalar için referans bir parçacık seçilir ve bu parçacığın RF dalgası ile en iyi senkronize olduğu kabul edilir. Bu nedenle, parçacık, *senkronize parçacık* olarak adlandırılır. Örneğin, RF dalgasının bir periyodu süresince, parçacığın katedeceği mesafe hesaplanırken RF dalgasının dalgaboyu kullanılır: $\beta_s\lambda$ (β_s , senkronize parçacığın normalize hızı). Eş. 2.9 daki ϕ açısı, bu senkronize parçacığın RF dalgasının maksimumuna gecikmesidir.

Eş. 2.9 un çözümünü silindirik koordinatlarda Laplace denklemini çözerek elde edebiliriz. Buna göre Laplace denklemi;

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \xi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.10)$$

yazılabilir. Burada (r, θ) kutupsal koordinatlarından kartezyen koordinatlara geçiş $x=r\cos\theta$, $y=r\sin\theta$ dönüşümleri ile yapılabilir. Eş. 2.10 un çözümü ise değişkenlerine ayırma metodu ile;

$$\begin{aligned} \xi_{(r,\theta,z)} = & \sum_{s=0}^{\infty} \left(A_s r^{2(2s+1)} \cos[2(2s+1)\theta] \right) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} A_{ns} I_{2s(knr)} \cos(2s\theta) \sin(knz) \end{aligned} \quad (2.11)$$

şeklinde elde edilebilir. Burada $k=2\pi/\beta_s\lambda=2\pi/L$ açısal dalga sayısı olup, β_s , senkronize parçacığın normalize hızıdır [11, 43].

İki terimli potansiyel ifadesi

RFQ içerisindeki elektrik alanın analitik olarak elde edilmesi oldukça önemli bir işlemdir. Çünkü bu yolla elektrik alanın, elektrot geometrisine nasıl bağlı olduğu görülebilmekte ve bunun neticesinde demeti en iyi şekilde hızlandıran optimize RFQ geometrisini elde etmemiz kolaylaşmaktadır.

RFQ içerisindeki Laplace denkleminin çözümü olan Eş. 2.11, elektrik alan ifadelerini elde etmede pek de pratik bir denklem olarak gözükmemektedir. Çünkü bu denklemin içereceği terim sayısının bir limiti yoktur. Bu nedenle Eş. 2.11 deki potansiyel ifadesini kullanışlı yapmak için içerdiği terim sayısını azaltmak gerekir. Bu amaçla, RFQ içerisinde, sadece demet civarında ($r \rightarrow 0$) potansiyel ifadesi elde etmek uygun olacaktır. Böylece Eş. 2.11 de, birinci toplamda sadece $s=0$ ve ikinci toplamda $n=1, s=0$ durumları önemli olup diğer terimler ($s=1, 2, \dots$ ve $n=2, 3, \dots$) ihmal edilebilir. Eş. 2.11 e bakıldığında $s=0$ durumu kuadropol; $n=1$ durumu monopol terimleri temsil etmektedir. Bu yaklaşıma göre potansiyel ifadesini;

$$\xi_{(r,\theta,z)} = A_0 r^2 \cos(2\theta) + A_{10} I_{0(kr)} \cos(kz) \quad (2.12)$$

şeklinde yazabiliriz. Bu potansiyel *iki terimli potansiyel* olarak adlandırılır [11]. Burada (r , θ , z), RFQ içerisinde silindirik koordinatları temsil eder. İfadedeki L ise RFQ elektrotu üzerinde bir periyotluk mesafedir. Ayrıca, eşitlikte yer alan, $I_{0(x)}$, modifiye Bessel fonksiyonu ise $I_{0(x)} \approx 1 + \frac{x^2}{4}$ şeklinde verilir. Eş. 2.12 de yer alan A_0 ve A_{10} parametreleri ise elektrotların geometrisine göre, dolayısıyla, RFQ nun yapısına göre belirlenir. Örneğin; herhangi bir anda yatay ve dikey elektrotlardaki voltaj değerleri, sırasıyla, $+\frac{\xi_0}{2}$ ve $-\frac{\xi_0}{2}$ olsun. Ayrıca, demet eksenini üzerinde, $z=0$ noktasında yatay elektrotun ($\theta=0$) demet eksenine uzaklığı a ; dikey elektrotun ($\theta=\pi/2$) demet eksenine uzaklığı ma olsun ($m \geq 1$). Bu sınır şartlarına göre iki terimli potansiyel, yatay elektrot için;

$$\xi_{(a,0,0)} = A_0 a^2 + A_{10} I_{0(ka)} = +\frac{\xi_0}{2} \quad (2.13)$$

şeklinde iken dikey elektrot için;

$$\xi_{(ma,\frac{\pi}{2},0)} = -A_0 (ma)^2 + A_{10} I_{0(kma)} = -\frac{\xi_0}{2} \quad (2.14)$$

şeklinde olacaktır. Son iki eşitliği birlikte çözersek;

$$A_0 = \frac{\xi_0}{2a^2} \frac{I_{0(ka)} + I_{0(kma)}}{m^2 I_{0(ka)} + I_{0(kma)}} \quad (2.15)$$

$$A_{10} = \frac{\xi_0}{2} \frac{m^2 - 1}{m^2 I_{0(ka)} + I_{0(kma)}}$$

elde edilir [11]. Burada Eş. 2.16 daki gibi parametreler tanımlarsak potansiyelin genel ifadesini yazmak pratik olacaktır;

$$B = \frac{I_{0(ka)} + I_{0(kma)}}{m^2 I_{0(ka)} + I_{0(kma)}} \quad (2.16)$$

$$A = \frac{m^2 - 1}{m^2 I_{0(ka)} + I_{0(kma)}}$$

Bu durumda $A_0 = \frac{\xi_0}{2a^2} B$ ve $A_{10} = \frac{\xi_0}{2} A$ olur ve Eş. 2.12 ile verilen iki terimli potansiyelin genel hali (zamana bağlı);

$$\xi_{(r,\theta,z,t)} = \frac{\xi_0}{2} \left[B \left(\frac{r}{a} \right)^2 \cos(2\theta) + A I_{0(kr)} \cos(kz) \right] \sin(\omega t + \phi) \quad (2.17)$$

şeklinde elde edilir. Bu potansiyel ifadesini kartezyen koordinatlarda yazmak uygun olabilir. Çünkü bu sayede, elektrotların eş potansiyel yüzeylerini elde etme imkanı olacaktır. Diğer bir değişle elektrotların denklemini, sık kullanılan Kartezyen koordinatlarda, elde edebiliriz. Kutupsal koordinatlarda $\cos(2\theta) = (x^2 - y^2)/r^2$ dönüşümü yapılırsa;

$$\xi_{(x,y,z,t)} = \frac{\xi_0}{2} \left[\frac{B}{a^2} (x^2 - y^2) + A I_{0(kr)} \cos(kz) \right] \sin(\omega t + \phi) \quad (2.18)$$

şeklinde potansiyel yazılabilir. Sonuçta, RFQ daki elektrot geometrisi, $\pm \frac{\xi_0}{2}$ voltaj değerine göre belirlenmiş olur.

Uygulamada elektrot geometrisi belirlenirken yüzeydeki pik elektrik alanına da dikkat edilmesi gerekir. Aksi halde, bu yüzey alanı limit değerini aşarsa, elektrot yüzeyindeki bozulmalara sebep olabilir. Bu nedenle karşılıklı yatay ve dikey elektrotlar tam simetrik (veya eş potansiyel) seçilmez. Böylece yüzey pik alanı kontrol altında tutulmuş olur [11]. Teoride RFQ daki karşılıklı elektrotlar simetriktir. Örneğin; Eş. 2.18 i, aynı başlangıç şartları ile, kullanırsak karşılıklı yatay elektrotların ($y=0$) eş potansiyel yüzeyleri;

$$1 = \frac{B}{a^2} x^2 + AI_{0(kx)} \cos(kz) \quad (2.19)$$

ile yazılabilirken karşılıklı dikey elektrotların ($x=0$) denklemi;

$$-1 = -\frac{B}{a^2} y^2 + AI_{0(ky)} \cos(kz) \quad (2.20)$$

şeklinde yazılabilir.

RFQ içerisindeki elektrik alan bileşenleri

RFQ içerisinde demet dinamiğini incelemek için elektrik alan bileşenlerini belirlemek gerekir. RF alanının manyetik bileşeni, demet eksenine civarında çok zayıf olduğu için ihmal edilebilir. Elektrik alan bileşenleri ise Eş. 2.18 in kartezyen koordinatlarda gradyanını, $\vec{E} = -\vec{\nabla}\xi$, alınarak bulunabilir. Buna göre elektrik alan bileşenleri;

$$E_x = \left[-\frac{B\xi_0}{a^2} x - \frac{kA\xi_0}{2} I_{1(kr)} \frac{x}{r} \cos(kz) \right] \sin(\omega t + \phi)$$

$$E_y = \left[\frac{B\xi_0}{a^2} y - \frac{kA\xi_0}{2} I_{1(kr)} \frac{y}{r} \cos(kz) \right] \sin(\omega t + \phi) \quad (2.21)$$

$$E_z = \frac{kA\xi_0}{2} I_{0(kr)} \sin(kz) \sin(\omega t + \phi)$$

şeklinde elde edilir. Burada $I_{1(kr)}$, birinci merteben Modifiye Bessel Fonksiyonu (birinci tür) dur [11]. Eş. 2.21 de, E_x ve E_y , enine alan bileşenleri ifadesinde görüldüğü gibi, parantez içerisindeki ilk terimler kuadrupol odaklamayı temsil etmektedir. E_x bileşeni ifadesindeki ilk teriminin işareti negatif; E_y ifadesindeki ilk terimin işareti pozitif olduğundan, bu durum, yatay doğrultuda odaklamayı ve dikey doğrultuda dağıtmayı temsil etmektedir. Her iki terimdeki $B\xi_0/a^2$ ise kuadrupol gradyanıdır. İki alan bileşeni ifadesindeki ikinci terim, z -eksenindeki boyuna odaklamadan kaynaklanan, enine dağıtıcı kuvvetin göstergesidir. Elektrik alanın, E_z , eksensel bileşeni ise hızlandırıcı rol üstlenmektedir. Buna göre; B parametresinin enine odaklama verimliliğini, A

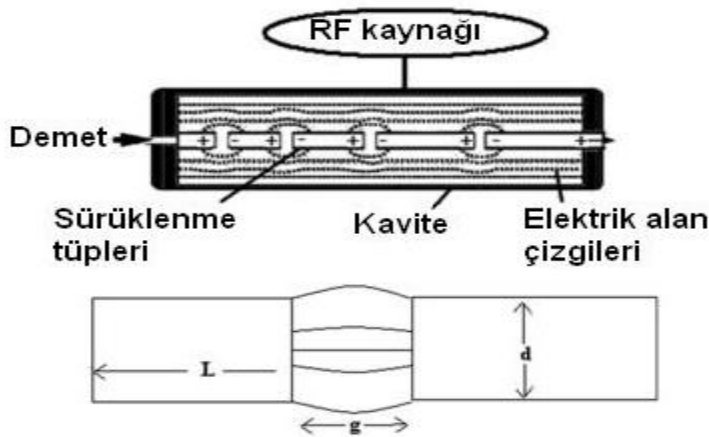
parametresinin ise hızlandırma verimliliğini temsil ettiğini söyleyebiliriz. Eş. 2.16 daki B ve A parametrelerinin tanımlarına bakıldığında; m modülasyon parametresi arttıkça B nin azaldığı, A nın ise arttığı görülebilir. Bu sonuca göre; modülasyon arttıkça enine odaklamanın azalacağını, hızlandırmanın artacağını söyleyebiliriz. $m=1$ durumunda, elektrotlarda modülasyon olmayıp, RFQ tamamen enine odaklayıcıdır.

2.3.4. Lineer RF hızlandırıcılarda normal iletken yapılar

Bu kısımda linaklarda kullanılan normal iletken kavite yapılarından bahsedilmektedir. Bu yapılar, sırasıyla, *Sürüklenme Tüpü Linakı* (DTL), *Hücre Çiftlenimli Sürüklenme Tüpü Linakı* (CCDTL), *Çiftlenimli Kavite Linakı* (CCL) dır. Kavite yapıları için süperiletken malzeme de kullanılabilir. Normal iletken ve süperiletken yapılar arasındaki en önemli fark harcanan güç miktarının süperiletken kavitelere çok daha az olmasıdır.

Sürüklenme tüpü linakı (DTL)

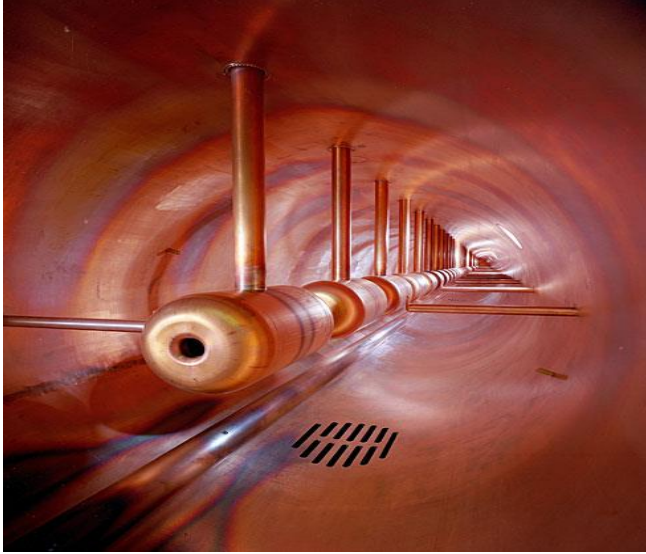
Günümüzdeki linak yapılarında genellikle kullanılan sürüklenme tüpü linakı (DTL) fikri, ilk olarak, 1924 de Gustav Ising tarafından ortaya konmuş [13], 1928 de Rolf Wideöe tarafından test edilmiş [14] ve 1947 de Luis Alvarez tarafından geliştirilerek son halini almıştır [15]. Hızlandırıcı yapısında elektrot görevi gören bu sürüklenme tüpleri silindirik bir kavite içerisine yerleştirilmişlerdir. Demet kavite içerisinde, bir kaynak (*klystron*) tarafından uygulanan, RF gerilimi ile hızlandırılmaktadır. Bu RF geriliminden kaynaklanan RF elektrik alanının kavite içerisindeki dağılımı Şekil 2.15 da görülmektedir.



Şekil 2.15. RF elektrik alanının sürüklenme tüpleri üzerine dağılımı

Şekil 2.15 den görüldüğü gibi, sürüklenme tüpleri arasındaki boşlukta (g) hızlandırıcı elektrik alan indüklenmektedir. Demeti hızlandırma işlemi bu boşlukta ve indüklenen elektrik alan vasıtasıyla yapılmaktadır. Her bir sürüklenme tüpünün içerisinde, demetin demet ekseninde odaklanmasını sağlayan, kuadrupol magnet bulunmaktadır.

Sürüklenme tüpleri arasındaki g boşluğunda, demetin düzgün hızlandırılması için, demet ile elektrik alan arasındaki senkronizasyonun sağlanması gerekir. Demet sürüklenme tüpü içerisinden geçip g boşluğuna girdiği anda elektrik alan hızlandırıcı yönde olmalıdır. Senkronizasyon şartına göre, elektrik alan g boşluğunda her zaman hızlandırıcı yönde; alanın yavaşlatıcı olduğu anda ise, demet sürüklenme tüpünün içerisindedir. Kavite senkronizasyonu bu şekilde sağlanmaktadır. Bu senkronizasyonun devam edebilmesi için her bir sürüklenme tüpünün uzunluğunun (L), tamsayının katları şeklinde artması gerekir. Sürüklenme tüpünün çap uzunluğu (d) hızlandırıcı boyunca sabittir. Resim 2.3 de ABD’de bulunan Fermilab [4]’a ait bir DTL kavitesi görülmektedir.

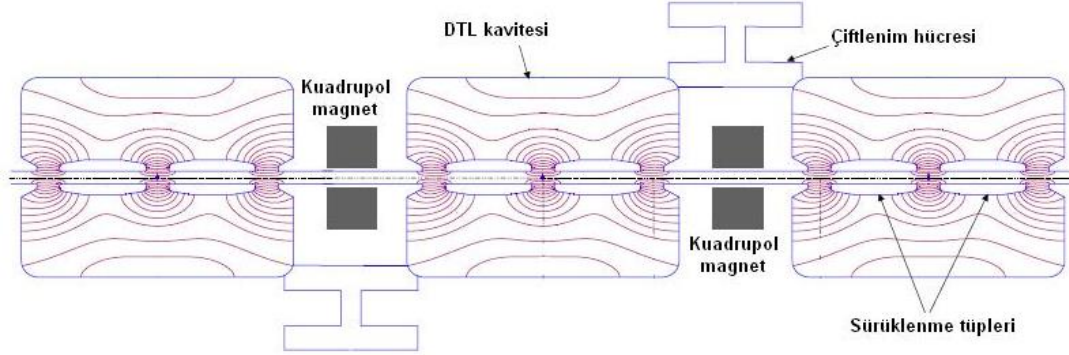


Resim 2.3. Fermilab (Illinois, ABD)’de bulunan bir DTL kavitesi

Hücre çiftlenimli sürüklenme tüpü linakı (CCDTL)

DTL ile enerjisi artırılan demetin, daha yüksek enerjilere ulaşması için, yaygın olarak, hücre çiftlenimli sürüklenme tüpü linakı (CCDTL) kullanılır. CCDTL, kısaca, DTL kavitelerinin çiftlenim hücreleri ile birleştirilmesiyle oluşturulur [44, 45]. DTL den önemli

farklarından bir tanesi, yapı modunun¹ farklı olmasıdır. CCDTL yapısının örnek bir şekli Şekil 2.16 de görülmektedir.



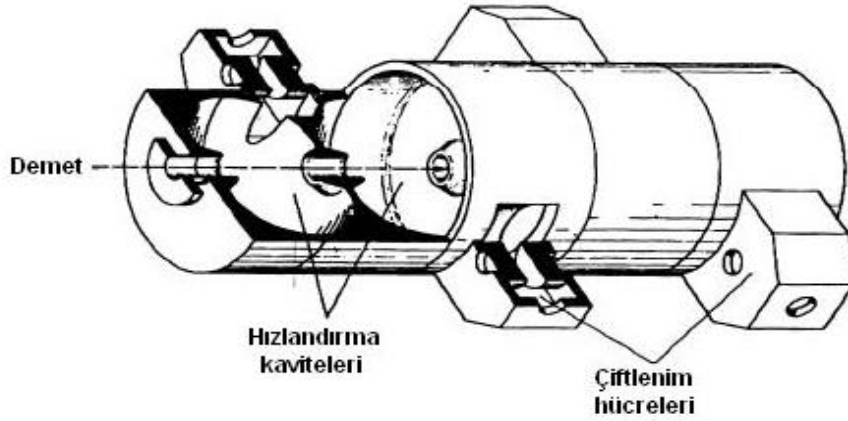
Şekil 2.16. CCDTL kavitesi ve içerisindeki elektrik alan dağılımı [36]

CCDTL de bu şekilde çiftlenim hücrelerinin kullanılması ile hem birden çok kavite aynı klystrondan beslenir hem de demetin, kaviteler arasında oluşacak RF elektrik alan ile, daha yüksek enerjilere çıkması sağlanır. CCDTL yapısında kuadropol magnetlerin DTL kaviteyi arasında olmasının avantajı, daha yüksek enerjiye sahip olan demetin daha kolay odaklanmasını sağlamaktır [46].

Çiftlenimli kavite linakı (CCL)

Linakta normal iletken yapının son elemanı ise çiftlenimli kavite linakı (CCL) dir. CCL, hızlandırıcıda, $\pi/2$ yapı modunda çalışmaktadır [44, 47]. CCL in birden çok çeşidi olmakla beraber, proton hızlandırıcılarında, genellikle *Yandan Çiftlenimli Linak* (SCL= Side-Coupled Linac) tercih edilir [48]. Bir SCL örneği Şekil 2.17 de görülmektedir.

¹ Yapı modu, hızlandırıcı tipine göre, kaviteyi veya hücreyi birbirlerine göre faz farkını ifade eden bir terimdir. Örneğin, bir DTL kavitesinin yapı modu 0 vey 2π ; CCDTL de $\pi/2$ dir [44].



Şekil 2.17. Temsili bir SCL yapısı

Bu yapıda çiftlenim hücreleri hızlandırıcının yan yüzeylerine yerleştirilir [49, 50]. Bir SCL nin optimize edilmesinde hızlandırma kavileri ile çiftlenim hücreleri arasındaki boşluğun etkisi önemlidir. SCL yapısında, ayrıca, demetin ilerlediği hat ve RF alanının kaviteye yayıldığı hat, ayrı oldukları için, birbirlerinden bağımsız olarak optimize edilebilir [47]. CCL in bir diğer çok kullanılan türü *Halkalı Birleşen Yapı* (ACS=Annular-Coupled Structure) dir [48]. “ACS linakta, hücreler disk şeklindeki çiftlenim hücreleri ile birleştirilmiştir. Dairesel çiftlenim hücreleri demet eksenine göre eksensel simetriye sahip olduğundan, bu çiftlenim hücrelerini ana hücreye bağlayan yuvalar da simetrik olarak yerleştirilmiştir” [52].

CCL yapısının CCDTL den diğer bir farkı da, DTL kavitelelerinden oluşmamasıdır. Bunun yerine, demetin enerjisi daha yüksek olduğu için, iris yüklü dalgakılavuzuna benzer yapılardan oluşmaktadır [49, 50].

2.3.5. Lineer hızlandırıcılarda süperiletken yapılar

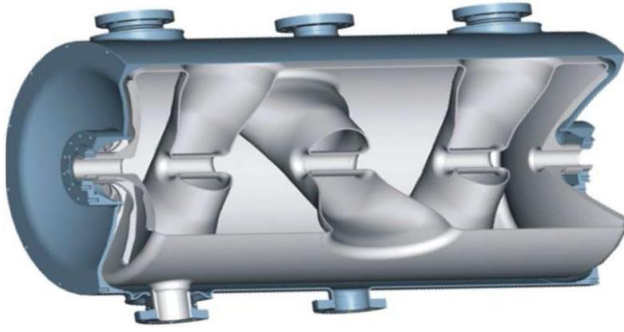
Lineer hızlandırıcılarda kullanılan normal iletken (genelde bakır alaşımı) yapılardaki güç kayıpları hızlandırıcı maliyetini olumsuz etkilemektedir. Bunun sonucunda ise hızlandırıcı kavitelelerini soğutma işlemi karmaşık bir hal almaktadır [53].

Hızlandırıcı yapısında kullanılmak üzere en verimli yapı süperiletken kavitedir. Süperiletken malzeme kullanılmasıyla kavite üzerinde güç kayıpları sıfırlanacak, RF

gücünün hemen hepsi demete aktarılabilecektir. Bu şekilde kavite yapısının üretim kısmındaki maliyeti, normal iletkene göre, daha fazla olacaktır.

SC-Spoke kavitesi

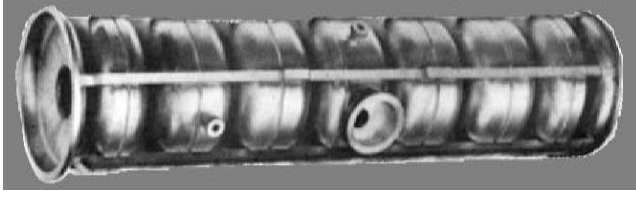
Spoke kaviteler, genelde, bir kaç °K sıcaklıkta çalışmak üzere tasarlanır. Böyle bir kavite tasarımı çok temiz bir ortamda kurulum ve yüksek vakum gibi hassas teknikler gerektirmektedir. SC-Spoke kavite yardımıyla yüksek hızlandırma alanı kullanımında bile çok düşük bir güç kaybı olmaktadır. Bu güç kaybı, genelde, 10 W/m mertebesindedir [53]. Sürekli demet kullanan kavitelere elektrik gücü gereksinimi ise, normal iletken kavitelere göre, 100 kat mertebesinde daha azdır. Şekil 2.18 de Rare İzotop Hızlandırıcısı (A.B.D.) [54] için tasarlanan bir SC-Spoke kavitesi gösterilmiştir.



Şekil 2.18. Rare İzotop Hızlandırıcısı için SC-Spoke kavitesi temsili

SC-Eliptik kavite

SC-Eliptik kaviteler, genelde elektron ve proton hızlandırıcılarında, ultra-görelî kısımda ($\beta = v/c \approx 1$) kullanılsa da düşük β kısmı için de kullanılabilir [55]. Hızlandırıcı tipi farklılaştıkça, SC-Eliptik kavitelere, demet akımı, hızlandırma gradyeni, güç kayıpları ve kavite modu gibi RF parametreleri ayarlanabilmektedir. Şekil 2.19 de Stanford Üniversitesi'nde (A.B.D.) bulunan Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvar'ına (HEPL) [56] ait bir SC-Eliptik kavite görülmektedir.



Şekil 2.19. Stanford Üniversitesi'nde (A.B.D.) bulunan Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvar'ına (HEPL) ait bir SC-Eliptik kavite

3. LİNEER HIZLANDIRICILARDA LİNEER DEMET DİNAMIĞI

Lineer hızlandırıcı tasarımları bazı kriterlere dayandırılarak yapılır. Bu kriterler hızlandırıcının alt bileşenlerine göre değişmektedir. Örneğin; sürüklenme tüpü linakı tasarımında etkin şönt empedansı göz önüne alınırken, düşük enerjili demet transfer hattında parçacık kaybı çok önemlidir. Bütün bu kriterlerin dayandırıldığı temel ilke ise, demet içerisindeki parçacıkların kinematiğini inceleyen, demet dinamiğidir. Hızlandırıcı yapısında yapılan herhangi bir değişiklik, kuşkusuz, demet içerisindeki parçacıklara etkiyen kuvveti, enerjiyi, parçacıklar arası etkileşmeyi etkileyecektir.

Parçacık hızlandırıcılarında demet dinamiği ikiye ayrılarak incelenir: enine demet dinamiği ve boyuna demet dinamiği. Lineer hızlandırıcılarda, genellikle, hızlandırma işlemi için elektrik alan, demeti yönlendirme işlemi için ise manyetik alan kullanılır. Dolayısıyla, elektrik alan hızlandırıcı içerisinde demet eksenini doğrultusunda, manyetik alan ise demet eksenine dik yönde uygulanır. Böyle bir hızlandırıcı TM (*Transverse Magnetic*) kavite moduna sahiptir [11, 57]. Buna göre enine demet dinamiğinde, demetin, manyetik alanla etkileşmesinin; boyuna demet dinamiğinde ise elektrik alanla etkileşmesinin incelendiğini söyleyebiliriz.

Bu bölümde demet içerisindeki elektrik yüklü parçacıkların enine ve boyuna demet dinamiği incelenecek ve her iki incelemede de lineer yaklaşımlar kullanılacaktır. Bu işlemleri yaparken önce tek parçacığın kinematiği çıkarılacaktır. Bu sonuçlar bütün bir demete genişletilebilir.

3.1. Enine Demet Dinamiği

Demet dinamiğinde parçacıkların nasıl hareket ettiği veya edeceği belirtilir ve hızlandırıcı tasarımı buna göre yapılır. Enine demet dinamiğinde parçacık hareketi incelenirken s, p, x, x', y, y' parametreleri kullanılır. Burada s , demet içerisinde tek bir parçacığın hızlandırıcı boyunca çizgisel yer değiştirmesi; p , parçacığın momentumu; x , parçacığın yatay konumu; x' , yatay konumun s çizgisel yer değiştirmesine göre değişimi (dx/ds); y ve y' ise, sırasıyla, dikey konumu ve dikey konumun çizgisel yer değiştirmeye göre değişimi (dy/ds) dir. SI da s, x ve y nin birimi metre (m); x' ve y' nün birimi (rad); p nin birimi kg.m/s dir.

Herhangi bir parçacık hızlandırıcı içerisinde, demet ekseninde sapmadan ilerliyorsa ($x = y = x' = y' = 0$) bu parçacığa *ideal parçacık* denir ve ideal parçacıkların enerjileri ise ideal enerjiye (E_{nom}) eşittir. Hızlandırıcı fiziğinde problem, parçacıkların bu ideal yörüngeden saptığı durumda ortaya çıkmaktadır ve bu parçacıkları ideal hale yaklaştırmaya çalışmak hızlandırıcı fiziğinin asıl ilkesidir.

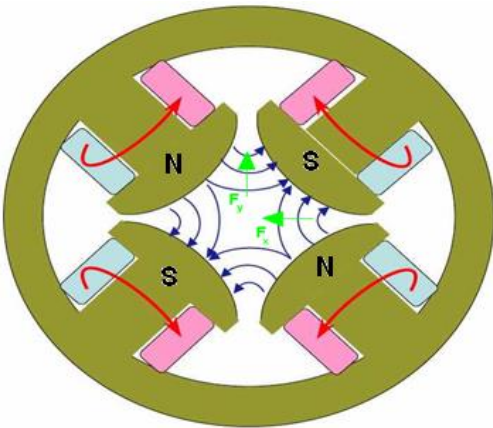
3.1.1. Tek parçacığın enine demet dinamiği

Bu kısımda, bir linak içerisinde ilerleyen, tek parçacığın kinematiği ile ilgilenilmektedir. Ayrıca, faz uzayı ve emitans kavramlarından kısaca bahsedilmektedir. Bu kavramlar için detaylı bilgi ise bir sonraki kısımda verilmektedir.

Bir kuadrupolün tek parçacığa uyguladığı kuvvetler

Demet içerisindeki tek bir parçacığın dinamiğini incelemek için, hızlandırıcı içerisindeki kuadrupollerin demet içerisindeki tek parçacığa uyguladığı manyetik kuvvetlerden başlayabiliriz.

Hızlandırıcılarda kuadrupol magnetler, demet içerisindeki parçacıkların bir eksende odaklanmasını sağlamaktadır. Şekil 3.1 de kuadrupolün bir demet parçacığı üzerine uyguladığı manyetik kuvvetler görülmektedir.



Şekil 3.1. Bir kuadrupoldeki manyetik alan ve kuvvet yönelimi örneği. Demetin ilerleme yönü kağıt düzleminden dışa doğrudur

Daha önce belirtildiği gibi, kuadropoller, parçacıkları demet eksenine odaklamak, yani, bir arada tutmak için kullanılır. Şekil 3.1 deki gibi örnek bir kuadropolde dört tane kubbeye benzer demir yapı birer kutup gibi davranır. Bu her bir kutup etrafında sarılı akım halkasında dolaşan akımlar ise (Şekil 3.1 de kırmızı ile gösterilmiştir), Şekil 3.1 de mavi çizgilerle gösterilen, manyetik alanın oluşmasını sağlamaktadır.

Şekil 3.1 deki gibi bir manyetik alan içerisinde, kağıt düzleminden dışa doğru hareket eden bir pozitif elektrik yüklü demet girdiğinde, demet üzerine yatay yönde \vec{F}_x ve dikey yönde \vec{F}_y manyetik kuvvetleri etki edecektir. Bu yönelimlere sahip manyetik alan ve demet hareketine göre; yatay doğrultudaki \vec{F}_x kuvveti, demet içerisindeki parçacığı, yatay doğrultuda seçilen x -ekseninde odaklarken (kuadropolün merkezinde, $x=y=0$, kabul edilen z -demet eksenine doğru), \vec{F}_y kuvveti, dikey doğrultuda seçilen y -ekseninde dağıtmaktadır (Şekil 3.1). Buna göre bu kuvvetleri;

$$\vec{F}_x = -g \cdot \vec{x} \quad (3.1)$$

$$\vec{F}_y = g \cdot \vec{y}$$

şeklinde yazabiliriz [58]. Kuadropoller, uyguladıkları bu manyetik kuvvetler ile, parçacığı demet eksenine odaklamaktadır. Parçacığı x -ekseninde ve y -ekseninde odaklayan kuadropol alan bileşenleri ise, sırasıyla, B_y ve B_x dir (Bkz. Şekil 3.1). Buna göre bu alan bileşenleri için;

$$B_y = g \cdot x \quad (3.2)$$

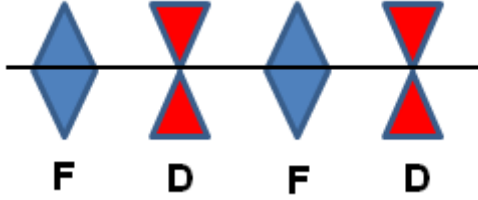
$$B_x = g \cdot y$$

yazabiliriz. Burada g , kuadropolün gradyanıdır. Kuadropolün odaklama gücü ise;

$$k = \frac{g}{p/e} \quad (3.3)$$

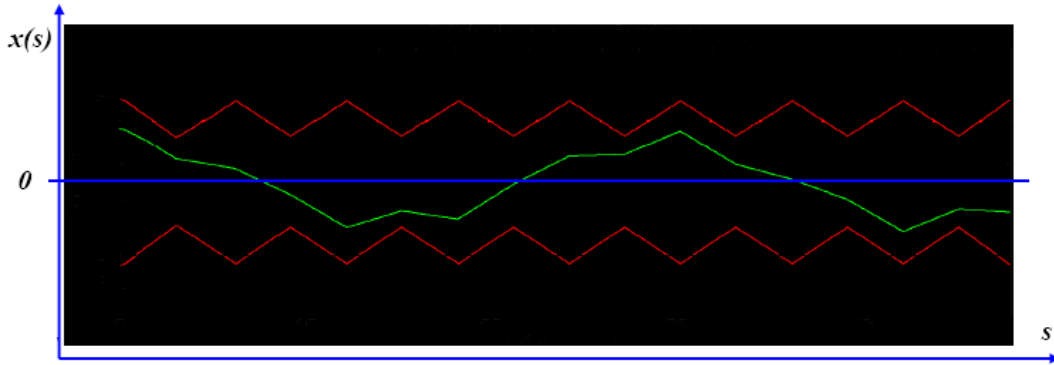
olarak verilir.

Eş. 3.1 te verilen \overline{F}_x kuvvetinin yazımında kullanılan negatif (-) işaret, tıpkı klasik mekanikteki Hooke Yasası'nda olduğu gibi, kuvvetin yer değiştirmeye ters orantılı olduğunu, yani, x -ekseninde odaklama olduğunu göstermektedir. Yatay ekseninde bu şekilde odaklama olduğunda dikey ekseninde dağıtma vardır. Sonuç olarak, kuadrupol magnet parçacıkları bir doğrultuda odaklarken, diğer doğrultuda demeti dağıtmaktadır. Bu nedenle, parçacıkları her iki doğrultuda bir arada tutmak için, tek bir doğrultuda demeti odaklayan ve aynı doğrultuda dağıtan kuadrupoller demet eksenine ardı ardına yerleştirilir (Şekil 3.2).



Şekil 3.2. Tek bir doğrultuda odaklayan ve dağıtan kuadrupollerin hızlandırıcı boyunca yerleşimi. F, bir eksen odaklayıcı kuadrupolu; D, aynı ekseninde dağıtıcı kuadrupolü temsil etmektedir

Bu şekildeki kuadrupol yerleşimi, örneğin, yatay doğrultudaki x -ekseninde odaklama ve dağıtma için geçerliyse, hızlandırıcı boyunca demet içerisindeki parçacıkların x -konumu Şekil 3.3 deki gibi periyodik olarak değişecektir.

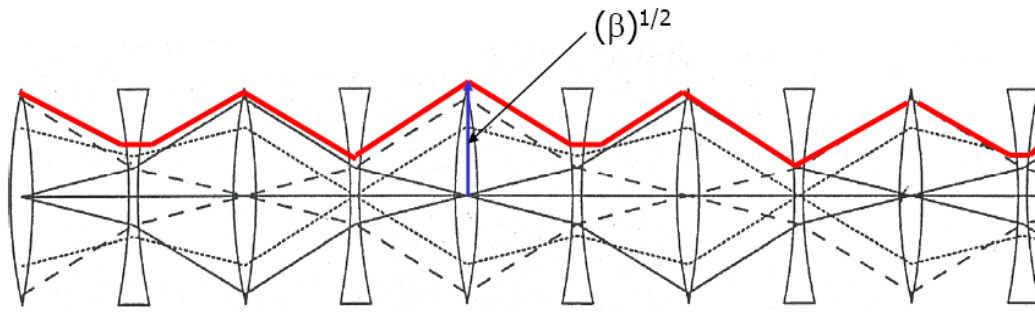


Şekil 3.3. Hızlandırıcı boyunca demetin yatay konumunun değişimi

Şekil 3.3 e göre, ideal parçacıklar $x=0$ doğrusunda ilerlerken diğer parçacıklar ideal parçacıklar etrafında salınım yaparlar. Demet içerisindeki bütün parçacıklar, demetin ilerlediği, vakum tüpü içerisinde yer almaktadır. Bir odaklayıcı kuadrupole (veya dağıtıcı kuadrupole) giren parçacıkların, tekrar odaklayıcı (veya dağıtıcı) kuadrupole girene kadar kat ettiği L mesafesine bir *hücre* denir (Şekil 3.4). Demet içerisindeki bir parçacık ideal parçacık etrafındaki bir tam salınımını $4L$ mesafesinde tamamlar. Buna göre parçacık, bir tam salınımda 2π kadar açısal mesafe kat ettiğine göre bir hücrede $2\pi/4=90^\circ$ kadar mesafe kat eder. Bu, parçacığın bir hücredeki faz ötelemesidir.

Beta ($\beta_{(s)}$) fonksiyonu

Hızlandırıcı içerisinde, vakum tüpünde ilerleyen tüm parçacıklar ideal parçacıklar etrafında salınım yaparlar. Vakum tüpü içerisinde salınım yapan bu parçacıkların yatay veya dikey doğrultudaki maksimum genliği $\beta_{(s)}$ fonksiyonu ile ifade edilir. $\beta_{(s)}$, vakum tüpü içerisinde salınım yapan tüm parçacıkların izlerini çevreleyen zarf olarak tanımlanır (Şekil 3.4).



Şekil 3.4. $\beta_{(s)}$ fonksiyonu, yatay veya dikey doğrultudaki salınımları çevreler

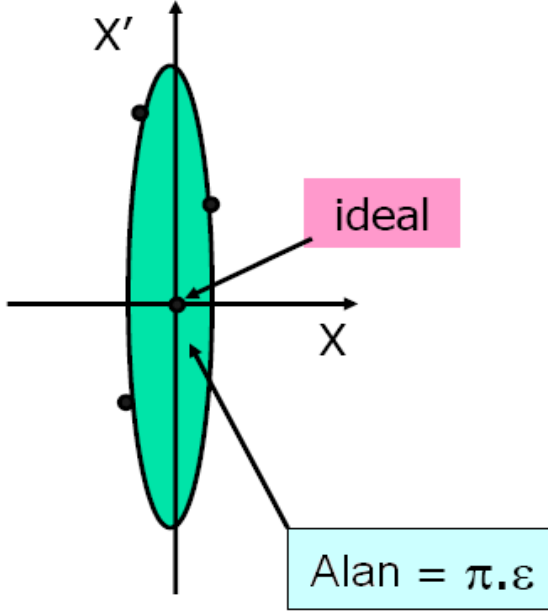
Şekil 3.4 den de görülebileceği gibi, $\beta_{(s)}$, odaklayıcı kuadrupollerde maksimum; dağıtıcı kuadrupollerde minimum değerine ulaşır. Buna göre $\beta_{(s)}$, kuadrupollerin özelliğine bağlıdır. $\beta_{(s)}$ fonksiyonu periyodik bir fonksiyondur ve parçacıkların x veya y -eksenindeki bu salınımlarına *betatron hareketi* denir. Kuadrupollerin odaklama gücü sabit ise, $\beta_{(s)}$ için;

$$\beta_{(s)} = \beta_{(s+L)} \quad (3.4)$$

yazılabilir. $\beta_{(s)}$ in SI da birimi m/rad dır [59].

Faz uzayı ve Liouville teoremi

Bir hızlandırıcıda herhangi bir s noktası seçelim. Demet içerisindeki her bir parçacığın, bu s noktasındaki $(x'-x)$ grafiğini çizecek olursak, Şekil 3.5 daki gibi, bir elips olur.



Şekil 3.5. Herhangi parçacığın (x, x') uzayı

Burada ε , demetin *emitansı* veya *yayılımı* dır ve SI birim sisteminde mm.mrad birimine sahiptir. Emitans, görüldüğü gibi, alan boyutundadır ve (x, x') faz uzayında alanı temsil eder (Şekil 3.5 da yeşil bölge). Ancak literatürde emitans olarak genelde, SI da, π .mm.mrad birimine sahip elips alanı kullanılmaktadır. Klasik mekanikten de bilinen Liouville teoremine göre, belli bir enerji değerine sahip demette bu alan sabittir [59]. Demetin genişliği ise;

$$\sigma_{(s)} = \sqrt{\varepsilon\beta_{(s)}} \quad (3.5)$$

eşitliği ile verilir ve SI da birimi metre (m) dir.

Off-momentum parçacıklar

Vakum tüpü içerisinde ilerleyen demet içerisinde parçacıklar, ideal parçacıklar etrafında, yatay ve dikey doğrultuda salınım yaparlar. İdeal parçacıkların momentumu ideal veya istenen momentum değerinde olduğu için bu parçacıklar için $\Delta p = p - p_0 = 0$ (p_0 , ideal parçacıkların momentumu) ve dolayısıyla momentum dağılımı, $\Delta p/p = 0$ olur. İdeal parçacıkların dışında kalan tüm parçacıklar için $\Delta p/p \neq 0$ dır ve bu parçacıklara *off-momentum parçacıklar* denir. Off-momentum parçacıklar için iki durum söz konusudur: $\Delta p/p > 0$ ($p > p_0$), $\Delta p/p < 0$ ($p < p_0$). $\Delta p/p > 0$ durumundaki parçacıklar, ideal parçacıklara göre, kuadropollerde daha az odaklanırlar. $\Delta p/p < 0$ durumundaki parçacıklar ise daha fazla odaklanırlar. Off-momentum parçacıkların ideal parçacıklardan sapma miktarına ise *dispersiyon* denir [58]. Parçacıklar için tanımlanan bir diğer parametre, Q , *ayar parametresi* dir. Q , parçacıkların ideal parçacık etrafında, enine düzlemde, birim zamanda yaptığı salınım sayısıdır. $\Delta p/p > 0$ durumundaki parçacıklar için $Q < Q_0$ olur. Burada Q_0 , ideal parçacıklar için ayar parametresidir. Benzer şekilde $\Delta p/p < 0$ parçacıklar için $Q > Q_0$ yazılabilir. Buna göre Q , $\Delta p/p$ momentum dağılımı ile ters orantılıdır. Sonuç olarak;

$$Q' = -\frac{\Delta Q}{\Delta p/p} \quad (3.6)$$

yazabiliriz. Bu eşitliğe *türsellik (chromaticity)* denir ve ideal parçacıklar için $Q' = 0$ olur.

Hill denklemi

Demet içerisindeki parçacık, hızlandırıcı içerisindeki hareketinde, periyodik olarak odaklanıyor ve dağıtılıyorsa bu hareketi incelemek için parçacığın *Hill denklemini* yazmamız gerekir. *Hill denklemi*, parçacığın enine düzlemdeki salınım hareketini temsil eden denklemdir. Buna göre, Hill denkleminin bir linak içerisindeki parçacığın salınım hareketini temsil ettiğini söyleyebiliriz.

Demet içerisindeki herhangi bir parçacığın Hill denklemini, enine düzlemdeki x -ekseni için yazarsak;

$$x''_{(s)} + k_{(s)}x_{(s)} = 0 \quad (3.7)$$

şeklinde olur. Burada $k_{(s)}$, kuadropolün odaklama gücüdür ve $k_{(s)}=k_{(s+L)}$ şeklinde periyodik fonksiyondur. Eş. 3.7 in genel çözümü;

$$x_{(s)} = \sqrt{\varepsilon_x \beta_{x(s)}} \cos(\psi_{x(s)} + \phi_x) \quad (3.8)$$

şeklinindedir [59]. Burada ε_x , parçacığın (x', x) faz uzayındaki emitansı; $\beta_{x(s)}$, x -eksenindeki beta fonksiyonu; $\psi_{x(s)}$, x -eksenindeki faz ötelemesi ve ϕ_x ise faz farkıdır. ε_x ve ϕ_x hareketin sabiti olup (sabit enerji ve kuadropol gücü için) başlangıç şartlarına göre belirlenirler. Parçacığın herhangi bir eksenindeki $\beta_{(s)}$ fonksiyonu periyodik olup, periyodu bir hücre boyudur. Ayrıca parçacığın 0 ile herhangi bir s noktası arasındaki, $\psi_{(s)}$, faz ötelemesi $\beta_{(s)}$ cinsinden;

$$\psi_{(s)} = \int_0^s \frac{ds}{\beta_{(s)}} \quad (3.9)$$

şeklinde ve $Q_{(s)}$, ayar fonksiyonu $\beta_{(s)}$ cinsinden;

$$Q_{(s)} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_{(s)}} \quad (3.10)$$

şeklinde verilir.

Faz uzayının Courant-Snyder gösterimi

Demet içerisindeki tek parçacığa ait (x, x') faz uzayındaki elips (Şekil 3.6), α, β, γ , *Twiss parametreleri* ile karakterize edilir. Alanı $\pi\varepsilon$ olan elipsin denklemi;

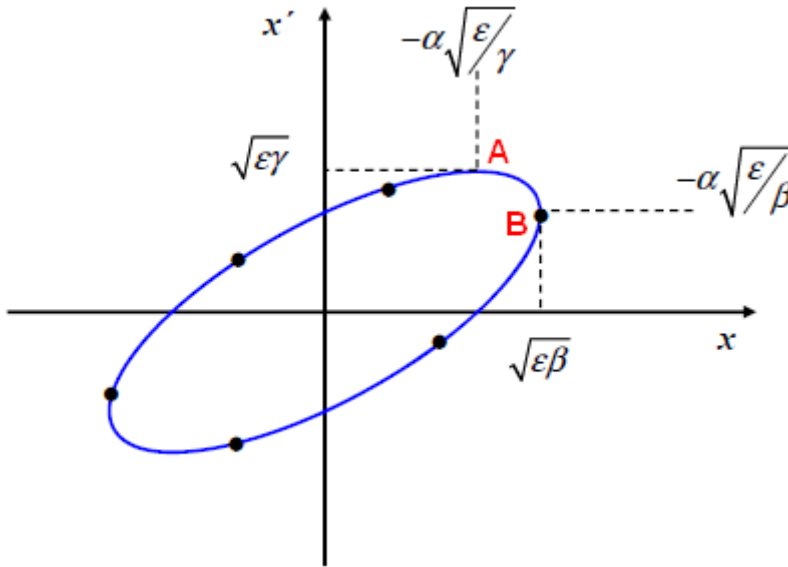
$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \varepsilon \quad (3.11)$$

şeklinde verilir [12]. Bu gösterime *Courant-Snyder* gösterimi denir. Enine düzlemde (x, x') faz uzayı için yazılan Eş. 3.11, yine aynı düzlemde, (y, y') faz uzayı için benzer şekilde yazılabilir. Bu gösterimde, α, β, γ , Twiss parametreleri arasında;

$$\alpha = -\frac{\beta'}{2} \quad (3.12)$$

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1$$

şeklinde ilişki vardır. Burada β ve γ , SI birim sisteminde sırasıyla, m/rad ve rad/m birimine sahipken, α boyutsuzdur. Eş. 3.12 deki β' ise $d\beta/ds$ türevini temsil etmektedir. Twiss parametrelerinden β ve γ daima pozitifken, α nın işareti β' ne bağlıdır. Buna göre; β' pozitifken (demet ıraksak) α negatif; β' negatifken (demet yakınsak) α pozitifdir (Şekil 3.6).



Şekil 3.6. Belli bir enerjiye sahip demet içerisindeki herhangi bir parçacığa ait (x, x') faz uzayındaki elips. A noktası x' nün maksimum değerine karşılık gelen x değerini; B noktası x in maksimum değerine karşılık gelen x' değerini temsil etmektedir.

Courant-Snyder gösteriminde aşağıdaki sonuçları çıkartabiliriz;

- β maksimumken, parçacık eksenden maksimum uzaklıktadır

- β maksimumken demet genişliği maksimumdur
- β artarken, α azalmaktadır
- β maksimumken parçacık odaklayıcı kuadropolun tam ortasındadır ve α sıfır (0) dır

Sonuç olarak, enine düzlemdeki faz uzayında, parçacığa ait elipsin yönelimini α , β , γ , Twiss parametreleri belirlemektedir. Twiss parametrelerinin bir diğer özelliği periyodik olmalarıdır.

Bir hızlandırıcıya ait transfer matrisi

Şu ana kadar demet içerisindeki parçacığın, dolayısıyla demetin, odaklayıcı ve dağıtıcı kuadropoller içerisinde nasıl davranacağı gösterilmiştir. Eş. 3.8 ile elde ettiğimiz, (x, x') faz uzayı için, Hill denklemi çözümüne geri dönelim. Bu çözümün kendisini ve $x' = dx/ds$ türevini ele alalım. Bu ifadeler için $s_{(0)}=0$ ve $\psi_{(0)}=0$ başlangıç şartlarını kullanırsak herhangi bir s noktasında $(\alpha_{(0)}=\alpha_0, \beta_{(0)}=\beta_0, \alpha_{(s)}=\alpha_s, \beta_{(s)}=\beta_s)$;

$$x_{(s)} = \sqrt{\frac{\beta_s}{\beta_0}} \{ \cos \psi_s + \alpha_0 \sin \psi_s \} x_0 + \{ \sqrt{\beta_s \beta_0} \sin \psi_s \} x'_0 \quad (3.13)$$

$$x'_{(s)} = \frac{1}{\sqrt{\beta_s \beta_0}} \{ (\alpha_0 - \alpha_s) \cos \psi_s - (1 + \alpha_0 \alpha_s) \sin \psi_s \} x_0 + \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_s}} \{ \cos \psi_s - \alpha_s \sin \psi_s \} x'_0$$

elde edilir [58]. Bu iki eşitliği;

$$\begin{bmatrix} x \\ x' \end{bmatrix}_s = M \begin{bmatrix} x \\ x' \end{bmatrix}_0$$

şeklinde matris formunda yazabiliriz. Burada;

$$M = \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{\beta_s}{\beta_0}} \{ \cos \psi_s + \alpha_0 \sin \psi_s \} & \sqrt{\beta_s \beta_0} \sin \psi_s \\ \frac{1}{\sqrt{\beta_s \beta_0}} \{ (\alpha_0 - \alpha_s) \cos \psi_s - (1 + \alpha_0 \alpha_s) \sin \psi_s \} & \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_s}} \{ \cos \psi_s - \alpha_s \sin \psi_s \} \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

matrisi, hızlandırıcının, $s_{(0)}=0$ ve s noktaları arasındaki transfer matrisidir. Buna göre, $s_{(0)}=0$ ve s noktalarındaki Twiss parametreleri bilinirse parçacığın izleyeceği yörüngeyi tayin edebiliriz.

Parçacığın tüm hızlandırıcı içerisinde izleyeceği yolu (yörüngeyi) bulmak için kuadropol ve diğer tüm elemanlara ait matrisler çarpılarak, hızlandırıcının matris temsili bulunur ve bu matrisle işlemler yapılır. Bu durumda tüm hızlandırıcıyı temsil eden matris;

$$M_{\text{hızlandırıcı}} = M_{\text{foc.}} \times M_{\text{drift}} \times M_{\text{defoc.}} \times \dots$$

şeklinde elde edilir. Benzer şekilde, hızlandırıcı içerisinde belli bir aralık için de matris temsili bulabiliriz.

Enine düzlemde Twiss parametrelerinin dönüşümü, Twiss parametrelerini temsil eden, sigma (σ) matrisinin incelenmesiyle de bulunabilir. Hızlandırıcı içerisinde herhangi bir noktada σ matrisi;

$$\sigma_u = \begin{bmatrix} \beta_u & -\alpha_u \\ -\alpha_u & \gamma_u \end{bmatrix} \varepsilon_u \quad (3.15)$$

şeklinde verilir. Burada u alt indisi, enine düzlemde, x veya y -eksenini temsil etmektedir. Hızlandırıcı içerisinde herhangi 1 ve 2 noktaları arasını temsil eden matris M ise, bu iki nokta arasında σ matrisi;

$$M_u \sigma_{u_1} M^T = \sigma_{u_2} \quad (3.16)$$

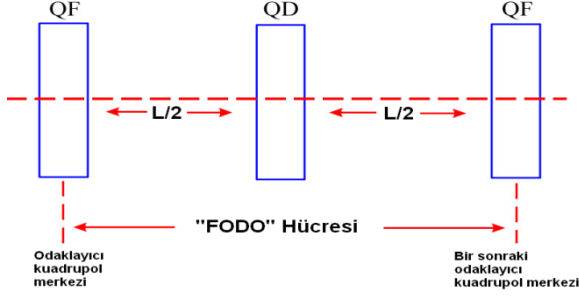
şeklinde hesaplanır. Tüm hızlandırıcıya ait matris ifadesinde, M_{drift} , boşluğu temsil eden matris olup s uzunluğundaki boşluk için;

$$M_{\text{drift}} = \begin{bmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

şeklinde verilir.

Periyodik latisler

Bir hızlandırıcının latis yapısı, hızlandırıcıdaki bir hücrede, art arda gelen elemanların dizilimidir.



Şekil 3.7. Örnek bir FODO hücresi dizilimi. QF, odaklayıcı kuadrupolu; QD, dağıtıcı kuadrupolu temsil etmektedir. “FODO” daki “O” ise boşluğu temsil eder

Şekil 3.7 deki L uzunluğuna sahip, örnek bir hücrenin latis yapısı “FODO” dur. Hücrenin başında ($s=0$) belli bir değeri olan Twiss parametreleri hücrenin sonunda ($s=s+L$), yine, aynı değere sahip olacaklardır. Buna göre;

$$\alpha_0 = \alpha_{(0+L)} = \alpha_L$$

$$\beta_0 = \beta_{(0+L)} = \beta_L$$

$$\gamma_0 = \gamma_{(0+L)} = \gamma_L$$

yazabiliriz. Parçacığın hücre sonundaki faz ötelenmesi ψ_L ise, Eş. 3.14 ile verilen M transfer matrisi, bir hücre için;

$$M = \begin{bmatrix} \cos \psi_L + \alpha_L \sin \psi_L & \beta_L \sin \psi_L \\ -\gamma_L \sin \psi_L & \cos \psi_L - \alpha_L \sin \psi_L \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

haline dönüşür. Bu M matrisi;

$$M = \underbrace{\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}}_I \cos \psi_L + \underbrace{\begin{bmatrix} \alpha_L & \beta_L \\ -\gamma_L & \alpha_L \end{bmatrix}}_J \sin \psi_L$$

şeklinde de yazılabilir. Sonuç olarak, L uzunluğuna sahip bir hücrenin transfer matrisi;

$$M = I \cos \psi_L + J \sin \psi_L \quad (3.19)$$

şeklinde I birim matris ve J matrisinin toplamı olarak yazılabilir. Eğer hızlandırıcı yapısında bu hücreden ardı ardına n tane varsa, tüm hızlandırıcı yapısının transfer matrisi;

$$M^n = I \cos(n\psi_L) + J \sin(n\psi_L) \quad (3.20)$$

şeklinde olur.

Eş. 3.18 deki matrisin izi;

$$\text{Tr}(M) = 2 \cos \psi_L$$

olacaktır. “ $\cos \psi_L$ ” nin en büyük değeri +1 olduğundan;

$$|\text{Tr}(M)| \leq 2 \quad (3.21)$$

yazılabilir. Bu son ifade, transfer matrisi için stabilizasyon şartıdır. Bu şart, demet parçacıkları, hızlandırıcı içerisinde kaç tane hücreden geçerse geçsin mutlaka sağlanmalıdır. Ayrıca bu şart, tüm hızlandırıcı için geçerli olduğu gibi, hızlandırıcı içerisindeki her bir alt bileşen veya hücre için de geçerlidir. Sonuç olarak, Eş. 3.21 deki stabilizasyon şartı herhangi bir transfer matrisi için mutlaka sağlanmalıdır.

Adyabatik azalma ve $\Delta p/p \neq 0$ durumu

Demet içerisinde herhangi bir parçacığın enine faz uzayındaki $\pi \varepsilon$ alanı, dolayısıyla, ε emitansı belli bir enerji değeri için sabittir. Bu nedenle enine demet dinamiğinde, genellikle, *normalize emitans* kullanılır.

Parçacığın enine faz uzayındaki alanını incelerken Liouville teoremi kullanılır. Teorik mekanikte Liouville teoremi;

$$\int p dq = \text{sabit} \quad (3.22)$$

şeklinde genel haliyle kullanılır. Burada p , q genelleştirilmiş koordinat doğrultusundaki momentum bileşenidir. Eş. 3.22 yi (x, x') faz uzayı için yazalım. Parçacığın x -eksenindeki momentumu $p_x = \gamma m_0 v_x = \gamma m_0 \beta_x c$ şeklinde yazılabilir. Bu ifadede m_0 , parçacığın durgun kütlesi; β_x , parçacığın x -eksenindeki normalize hızıdır. Bu durumda Eş. 3.22;

$$\int p_x dx = m_0 \gamma c \int \beta_x dx \quad (3.23)$$

haline dönüşür. $x' = dx/ds$ türevini, zincir kuralını kullanarak;

$$x' = \frac{dx}{ds} = \frac{dx}{dt} \frac{dt}{ds} = \frac{v_x}{c} = \frac{\beta_x}{\beta} \quad (3.24)$$

şeklinde yazıp, β_x i Eş. 3.23 te kullanırsak;

$$\int p_x dx = m_0 \gamma c \beta \int x' dx = \text{sabit} \quad (3.25)$$

olur. Burada $\int x' dx$, parçacığın emitansı olduğuna göre, Eş. 3.25 i;

$$m_0 \gamma c \beta \varepsilon = \text{sabit} \quad (3.26)$$

şeklinde yazabiliriz. Eş. 3.26, aynı zamanda, parçacığın *normalize emitansı*, ε' , olarak tanımlanır ve;

$$m_0 \gamma c \beta \varepsilon = \varepsilon' \quad (3.27)$$

şeklinde gösterilir. Bu ifadeye göre $\varepsilon \propto 1/\gamma\beta$ şeklinde bir orantı vardır. Yani, parçacığın enerjisi arttıkça emitansı azalacak ve bu iki niceliğin çarpımı da sabit kalacaktır (kuadrupolun odaklama gücü sabit iken).

Şimdiye kadar yapılan bütün bu işlemler, ideal durumundaki demet dinamiği için yazılmıştı. İdeal bir linakta, demet içerisindeki tüm parçacıklar aynı hızlandırma potansiyelini görür. Bu durumda parçacıklar arasında enerji ve momentum farkı yoktur. Bu durum $\Delta p/p = 0$ şeklinde ifade edilir. Linak idealden uzaklaştıkça bu fark da, şüphesiz, büyüyecektir.

Demet içerisindeki herhangi bir parçacığın p momentumunun, p_0 , ideal momentumdan sapmasının Δp olduğu durumda ($\Delta p \ll p_0$) Eş. 3.7 ile verilen Hill denklemi;

$$x_{(s)}'' + k_{(s)} x_{(s)} = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{p} \quad (3.28)$$

şeklinde yazılır [59]. Eş. 3.7 ile verilen, ideal durum için yazılan, Hill denkleminin çözümü (Bkz. Eş. 3.8), $x_{h(s)}$ homojen kısmın çözümü olarak kabul edilirse genel çözüm;

$$x_{(s)} = x_{h(s)} + x_{i(s)} \quad (3.29)$$

şeklinde olacaktır. Burada $x_{i(s)}$, Eş. 3.28 ile verilen Hill denkleminin özel çözümüdür. Görüldüğü gibi, parçacığın momentumuna Δp kadar fark verirsek, yörüngesi $x_{i(s)}$ kadar kaymaktadır. Bu kayma miktarı *dispersiyon* olarak tanımlanır ve;

$$D_{(s)} = \frac{x_{i(s)}}{\Delta p / p} \quad (3.30)$$

şeklinde verilir [59]. Eğer $\Delta p/p = 0$ olursa Eş. 3.28 in çözümü, $x_{(s)} \equiv x_{h(s)}$ olacaktır ki bu, ideal durumu temsil etmektedir. Sonuç olarak Eş. 3.29 daki genel çözüm;

$$x_{(s)} = x_{h(s)} + D_{(s)} \frac{\Delta p}{p} \quad (3.31)$$

şeklinde yazılabilir.

3.1.2. Çoklu parçacık etkisi ve çok parçacıklı sistemin enine demet dinamiği

Linakların kullanıldığı çoğu uygulamalarda, parçacık yoğunluğunun ve kalitesinin yüksek olduğu demet kullanılmaktadır. Bu şekilde kalitesi yüksek demetlerin faz uzayındaki hacmi, yani, emitansı da küçüktür. Ancak, demet kalitesinin yüksek olması için aşılması gereken bazı engeller vardır. Bunlardan en önemlisi, özellikle düşük enerjilerde kendini gösteren, uzay-yük etkileridir. Uzay-yük etkileri, demet içerisindeki aynı elektrik yüklü parçacıkların birbirlerine uyguladıkları itici elektriksel kuvvetler olup, emitansın istenmeyen büyümesine neden olmaktadır. Bu kuvvetlerin düşük enerjilerde daha çok görülebilir olmasının başlıca nedenleri; parçacık yoğunluğunun bu kısımda fazla olması ve düşük enerjili kısımda, genelde, kullanılan manyetik odaklamanın zayıf olmasıdır [11]. Demet içerisindeki bu itici kuvvetlerin diğer bir sonucu ise, demet merkezini saran ve daha düşük yoğunluğa sahip, *halo parçacıklar* dır. Halo parçacıklar, demet içerisinde, büyük genliklerde salınım yaparlar ve kaybedilmesi en olası parçacıklardır. Bu parçacıklar, demet kalitesini azaltırlar ve yaptıkları büyük genlikli salınımdan dolayı linak duvarlarına çarparlar. Bu çarpmalar, linak içerisinde radyoaktiviteye neden olur ve bu da linakın üzerinde yapılması gereken mekanik işleri zorlaştırır, dolayısıyla, linakın işleyişi düzenli olmaz. Sonuç olarak, yüksek kaliteli demet gerektiren uygulamalarda kullanılan bir linak tasarlarırken, emitans büyümesini, halo oluşumunu, parçacık kaybını kontrol altında tutmak oldukça önemlidir.

Demet kalitesi, faz uzayı ve emitans

Bir linak içerisindeki demet, kullanılan RF dalgasından dolayı, demet eksenini üzerinde birçok paketçiklerden oluşmaktadır. İdeal bir boyuna paketçik içerisindeki parçacıklar, senkronize parçacıkla, yaklaşık, aynı faza ve aynı enerjiye sahiplerdir. Demetin yüksek

kaliteye sahip olması, her bir paketçik içerisindeki parçacıkların enerji dağılımlarının küçük olması ve konumlarının sabit olması anlamına gelmektedir. Bu şekilde tanımlanan demet bir ideal demet olup gerçekte böyle bir demet yoktur. Bu nedenle demetin kalitesi, ölçülebilir bir nicelik olan, emitans ile belirlenebilir.

Demet içerisindeki her bir parçacık, her biri 2-boyutlu, toplamda 6-boyutlu faz uzayında, konum ve momentum ile temsil edilir. Bunlar (x, x') , (y, y') , $(\Delta E, \phi)$ faz uzaylarıdır. Yani, her bir parçacığın, 3-boyutta, konum ve momentum ile temsil edildiğini söyleyebiliriz. Bu konum ve momentum değerleri, senkronize parçacığa göre değerlerdir. Ancak demet dinamiğinde 2-boyutlu faz uzayını kullanmak adet olmuştur. Bu faz uzaylarından, örneğin, (x, x') enine faz uzayında x konum; x' normalize olmamış momentumu temsil etmektedir. Aynı faz uzayında x' yerine p_x/mc kullanılabilir. Bu durumda, faz uzayı normalize olmuştur. Benzer şeyleri (y, y') enine faz uzayı için de söyleyebiliriz.

Bir linak içerisindeki demet parçacıklarının konum ve momentum değerleri, ilgili faz uzayında eliptik bir alan oluşturur (Bkz. Şekil 3.6). Konum ve momentum değerlerinin bu şekilde bir elips oluşturmasının nedeni, linak boyunca demetin maruz kaldığı lineer, odaklayıcı kuvvetlerdir. Dolayısıyla linak içerisinde parçacıklar, faz uzayında daima eliptik bir alan oluşturma eğilimindedir. Bu nedenle, ilgili faz uzayında demeti temsil eden bir elips tanımlanır ve bu elipse demetin *emitansı* denir ve

$$\varepsilon = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 \quad (3.32)$$

eşitliği ile verilir [12]. Ayrıca bu elips, kapladığı alan ile orantılıdır.

$$A = \pi \varepsilon \quad (3.33)$$

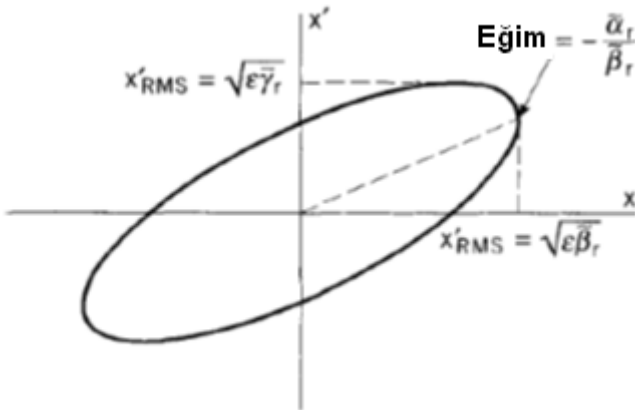
Eş. 3.32 de α , β , γ Twiss parametreleridir ve aralarındaki bağıntı Eş. 3.12 ile verilir. Son verilen eşitlikteki A ise elipsin kapladığı alandır.

Demeti temsil eden faz uzayındaki elipsin alanının kesin bir sınırı varsa emitans, Eş. 3.32 ve Eş. 3.33 ile belirlenebilir. Ancak bazı demet dağılımları için elipsin kapladığı alanın

sınırları kesin değildir. Bu durumda toplam elipsin %50 si, %90 ı veya %95 gibi sınırları belli olan alanlar emitans olarak kullanılabilir. Bu durum her bir 2-boyutlu faz uzay için geçerlidir. Emitans temsilinde bir diğer önemli gösterim yöntemi *RMS emitans* (RMS= Root Mean Square) tır.

RMS emitans

Demet içerisindeki lineer olmayan kuvvetlerden dolayı, 2-boyutlu faz uzayında elipsin belli bir sınırı yoktur. Elipsin sınırını belirsiz yapan, diğer bir değişle, elipsin yük yoğunluğunu azaltan bu parçacıklar halo parçacıklardır. Halo parçacıkların oluşumunun başlıca nedeni, demet içerisindeki bu lineer olmayan kuvvetlerdir. Faz uzayında elipsin sınırının belli olmadığı durumlarda, efektif emitans tanımlamak oldukça kullanışlıdır. Çünkü demet içerisindeki emitans büyümesinin tek nedeni parçacıklar arasındaki etkileşimler olmayıp, eksenler arasındaki bağımlı kuvvetler de emitans büyümesine katkıda bulunmaktadır. Örneğin, demet eksenini boyunca yapılan boyuna salınımlar enine düzlemde emitans büyümesine neden olmaktadır. Bu durumda, $(x, x', y, y', \Delta E, \phi)$ 6-boyutlu faz uzayında emitans sabit olmasına rağmen, (x, x', y, y') faz uzayında sabit değildir. Bu nedenle, tercih edilen efektif emitans tanımında emitans büyümesi de efektif olacaktır. Efektif emitans için kullanılan bir gösterim yöntemi de *RMS emitans* tır. RMS emitans, çoğu zaman, daha kullanışlıdır, çünkü demet dağılımının istatistiksel özelliğine bağlıdır [11].



Şekil 3.8. (x, x') faz uzayında RMS elipsi

Şekil 3.8 de (x, x') faz uzayında RMS emitansı tanımlayan elips görülmektedir. RMS emitans, normal uzaydaki emitans tanımı ile uyumlu olacak şekilde seçilir. Yani, Şekil 3.8 daki gibi bir RMS elipsi için, normal uzaydaki elips denklemine benzer şekilde;

$$\tilde{\gamma}_r x^2 + 2\tilde{\alpha}_r x x' + \tilde{\beta}_r x'^2 = \tilde{\varepsilon}_r \quad (3.34)$$

olarak tanımlanır. Burada $\tilde{\alpha}_r, \tilde{\beta}_r, \tilde{\gamma}_r$ ve $\tilde{\varepsilon}_r$ RMS değerlerdir. Ayrıca, Şekil 3.8 de görüldüğü gibi normal uzaydan farklı olarak, eksenlerde x ve x' nün RMS değerleri yer almaktadır. Bu durumda x ve x' için dağılganlıklar ya da ikinci moment değerleri;

$$\overline{x^2} = \tilde{\varepsilon}_r \tilde{\beta}_r \quad (3.35)$$

$$\overline{x'^2} = \tilde{\varepsilon}_r \tilde{\gamma}_r$$

şeklinde tanımlanır. $\tilde{\alpha}_r$ ise;

$$\tilde{\alpha}_r = -\frac{\tilde{\beta}_r'}{2} = -\frac{1}{2\tilde{\varepsilon}_r} \left(\overline{\frac{dx^2}{ds}} \right) = -\frac{\overline{xx'}}{\tilde{\varepsilon}_r} \quad (3.36)$$

normal uzaydakine benzer şekilde tanımlanır. Burada $\tilde{\varepsilon}_r$ sabit kabul edilmiştir (herhangi bir parçacık oluşumu veya yok olumu yoktur). $\tilde{\varepsilon}_r$ RMS emitans ifadesi ise;

$$\tilde{\varepsilon}_r = \sqrt{\overline{x^2 x'^2} - (\overline{xx'})^2} \quad (3.37)$$

şeklinde verilir. Eş. 3.37, dikkat edilirse, fiziksel bir niceliğin standart sapma ifadesidir. Bu sonuç ise RMS emitansın, emitans tanımına uygun olarak, kullanışlı bir tanımlama olduğunu gösterir. Çünkü, demet içerisindeki parçacıklar gibi istatistiksel bir sistem için emitans, ideal veya beklenen değerden ne kadar saptığını gösterir.

RMS emitansın bir diğer önemli özelliği ise demetin içerisindeki kuvvetlerin lineer veya lineer olmadığına bağlı olmasıdır. Örneğin, demet içerisindeki bir parçacığın x' değeri, x konumuna;

$$x' = Cx^n \quad (3.38)$$

şeklinde bağlı olsun. Burada n pozitif bir tam sayı; C bir sabittir. Bunu göre Eş. 3.37 ile verilen RMS emitans;

$$\tilde{\varepsilon}_r = C \sqrt{x^2 x^{2n} - (x^{n+1})^2} \quad (3.39)$$

haline dönüşür. Eğer $n=1$ ise, yani demet lineer kuvvetlerin etkisinde ise, $\tilde{\varepsilon}_r = 0$ olur. $n \neq 1$ ise demet içerisinde lineer olmayan etkileşimler vardır ve $\tilde{\varepsilon}_r \neq 0$ olur. Buna göre; RMS emitans, sadece faz uzayında elipsin alanına bağlı olmayıp, demet içerisindeki etkileşimlerin lineer olup olmadığına da bağlıdır.

3.2. Boyuna Demet Dinamiği

Lineer bir hızlandırıcıda, genellikle, silindirik kaviteler kullanılmaktadır. Hızlandırıcı içerisinde kullanılan elektrik ve manyetik alanlar bu geometriye uygun olarak seçilir. Yani, silindirik koordinatlarda boşluk için Laplace denklemi çözülerek, elektrik ve manyetik alan bileşenleri, uygun sınır koşullarına göre belirlenir. Hızlandırma işlemi elektrik alan kullanılarak demet ekseninde yapılacağı için elektrik alanın demet eksenine paralel, yani, *boyuna* bileşeni seçilir. Demeti odaklama işlemi ise manyetik alan kullanılarak, demet eksenine dik yönde yapılacağı için manyetik alanın demet eksenine dik, yani, *enine* bileşeni seçilir. Bu şekildeki sınır şartlarına göre belirlenen bir linak yapısı TM kavite modundadır [16].

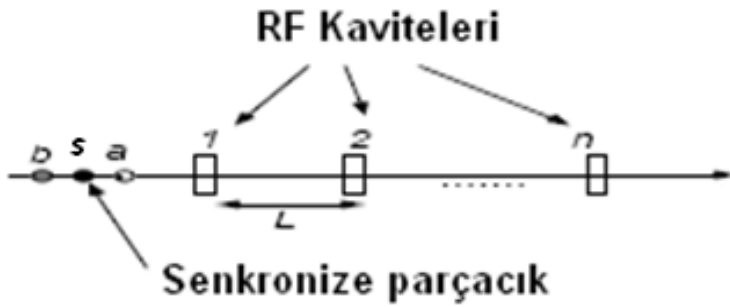
Enine demet dinamiğinde demetin, demet eksenine odaklanmasıyla ilgilenilmektedir. Dolayısıyla yapılan işlemlerde manyetik alan dikkate alınmaktadır. Benzer bir düşünceyle, boyuna demet dinamiğinde elektrik alanın dikkate alınacağı söylenebilir.

Bu bölümde linak içerisindeki demetin hızlandırma işlemi demet dinamiğine göre incelenmektedir. Bunun için temel bir kavram olan *faz kararlılığı* öncelikle ele alınmaktadır. Bu kavram vasıtasıyla *senkronize parçacık*, *senkronizasyon* gibi önemli tanımlamalar yapılmakta ve boyuna hareket denklemleri çıkarılmaktadır. Bu hareket denklemlerinden elde edilen çözümlerin incelemesi de yapılmaktadır.

3.2.1. Tek parçacığın hızlandırma işlemi

Faz kararlılığı

Boyuna demet dinamiğinde, temel olarak, en önemli kavram *faz kararlılığı* dır. Bu kavram ister linak olsun, ister dairesel hızlandırıcı olsun bütün hızlandırıcı türünde geçerlidir.



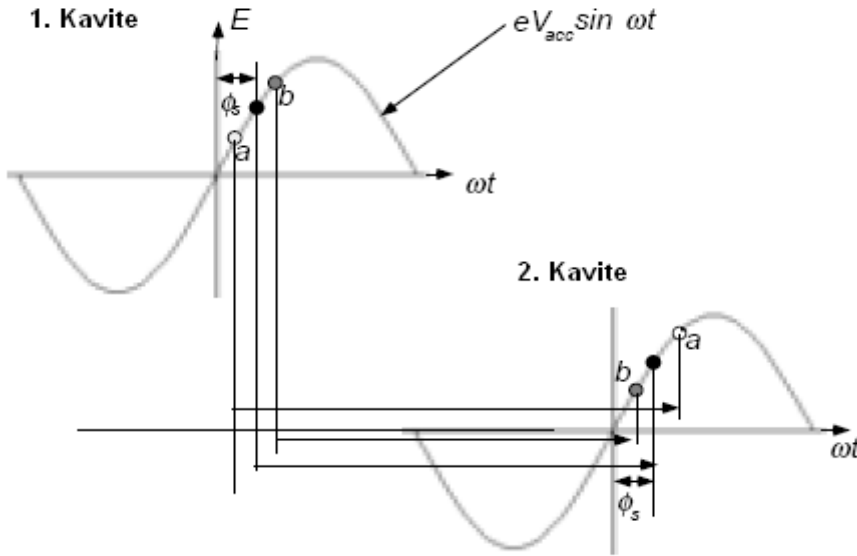
Şekil 3.9. Ardışık kavitelere giren senkronize parçacık ve komşu parçacıkların gösterimi

Şekil 3.9 daki gibi a , b ve s parçacıklarını ele alalım. Bu parçacıklar art arda ardışık RF kavitelere giriyor olsunlar ve s parçacığını *senkronize parçacık* olarak kabul edelim. Senkronize parçacığın enerjisi, referans enerji olarak kabul edilir ve bütün hesaplamalar bu parçacık dikkate alınarak yapılır. Şekilden de görüldüğü gibi, b parçacığı s parçacığına göre daha yavaş, a parçacığı ise s parçacığından daha hızlıdır. s senkronize parçacığı

birinci kaviteye $t_s = \frac{\phi_s}{\omega}$ kadar zamanda girer ve $E_s = eV_{acc} \sin \phi_s$ kadar bir enerji kazanır

(Şekil 3.10). Burada V_{acc} , T , *geçiş zamanı* nı da içeren efektif hızlandırma gerilimi [60];

ϕ_s , senkronize parçacığın fazı ve ω , RF dalgasının frekansıdır.



Şekil 3.10. Parçacıkların RF dalgasının maksimumuna olan gecikmesinin gösterimi

Senkronizasyonun devam etmesi için RF kavitelerinin uzunluğu, RF dalgasının periyodunun tam katları şeklinde artmalıdır .

$$L = h\nu_s T_{RF} = h\nu_s \frac{\lambda}{c} = h\lambda\beta_s \quad (3.40)$$

Eş. 3.40 da h , kaviteLER arasında RF dalgasının salınım sayısı olup, pozitif bir tamsayıdır.

β_s , senkronize parçacığın normalize hızı ($\beta_s = \frac{v_s}{c}$); λ , RF dalgasının dalgalıboyudur. Şekil

3.9 a göre, a parçacığı s senkronize parçacıktan önce birinci kaviteye girmektedir. Buna göre birinci kaviteye varış zamanları $t_a < t_s$ olur. Bundan dolayı, a parçacığı, RF dalgasının genliği küçük olan kısmına denk gelir ve daha düşük enerji kazanarak, senkronize parçacığın gerisine düşer (Şekil 3.10). b parçacığının ise, senkronize parçacıktan daha yavaş olduğu için, birinci kaviteye varış süresi $t_b > t_s$ olur ve daha fazla enerji kazanır. Böylece senkronize parçacığın önüne geçer. Senkronize parçacık ise bir sonraki kaviteye yine ϕ_s fazında girecektir. Yani, senkronize parçacık, bütün kavitelere hep en uygun fazda girer ve mükemmel şekilde hızlandırılır. a ve b parçacıklarının, s senkronize parçacık etrafında ileri-geri hareketi, hızlandırıcıdaki bütün kaviteLER boyunca devam edecektir. Parçacıkların, senkronize parçacık etrafındaki, bu şekilde salınım hareketine *senkrotron osilasyonu* denmektedir.

Lineer hızlandırıcı dinamiği: boyuna hareket denklemi

Tek parçacığa ait boyuna hareket denklemini yazmak için, parçacığın, senkronize parçacığa göre enerji farkından yola çıkılır [61]. Herhangi bir n . kavitede senkronize olmayan bir parçacığın, senkronize parçacığa göre enerjisi;

$$\Delta E_n = E_n - E_{s,n} \quad (3.41)$$

şeklinde yazılır. Eş. 3.41 de ΔE_n , n . kavitedeki enerji farkını; E_n , senkronize olmayan parçacığın n . kavitedeki enerjisini; $E_{s,n}$, senkronize parçacığın n . kavitedeki enerjisini temsil etmektedir. Senkronize olmayan parçacığın n . kaviteden $(n+1)$. kaviteye geçişte enerjisindeki değişim;

$$\frac{dE_n}{dn} = E_{n+1} - E_n = eV_{acc} \sin \phi_n \quad (3.42)$$

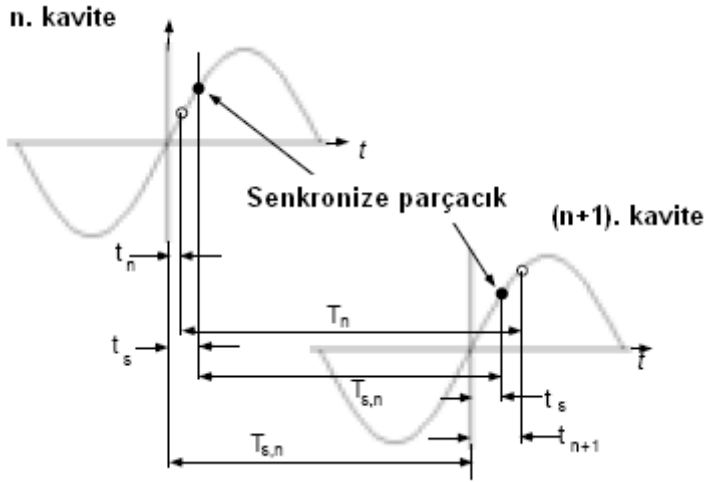
olarak yazılabilir. Eş. 3.42 ye benzer şekilde, senkronize parçacığın enerjisindeki değişimi ise;

$$\frac{dE_{s,n}}{dn} = E_{s,n+1} - E_{s,n} = eV_{acc} \sin \phi_s \quad (3.43)$$

şeklinde yazılabilir. Bu durumda, Eş. 3.41 ile verilen, enerji farkındaki salınım;

$$\frac{d(\Delta E_n)}{dn} = \frac{dE_n}{dn} - \frac{dE_{s,n}}{dn} = eV_{acc} [\sin \omega t_n - \sin \omega t_s] \quad (3.44)$$

olur. Bu eşitlikte t_n ve t_s , sırasıyla, senkronize olmayan ve senkronize parçacığın n . kaviteye varış süreleridir. Enerjideki farklılık, Eş. 3.44 de verildiği gibi, salınım yaparken t_n süresi parçacığın E_n enerjisine bağlı olarak değişecektir. Parçacığa ait iki farklı zaman vardır. Bunlardan biri t_n , n . kaviteye varış süresi; diğeri ise T_n , n . kavitedeki geçiş zamanıdır. Bu iki zaman arasındaki bağlantı Şekil 3.11 de görülmektedir.



Şekil 3.11. t_n , n . kaviteye varış zamanı ve T_n , n . kavitedeki geçiş zamanı arasındaki ilişki

Şekil 3.11 e göre senkronize parçacığın n . kavitede geçirdiği $T_{s,n}$ geçiş zamanını;

$$\begin{aligned} T_{s,n} &= T_n - (t_s - t_n) - (t_{n+1} - t_s) \\ &= T_n + t_n - t_{n+1} \end{aligned} \quad (3.45)$$

$$t_{n+1} - t_n = \frac{dt_n}{dn} = T_n - T_{s,n}$$

şeklinde yazabiliriz. Parçacığın T_n geçiş zamanı, E_n enerjisine bağlıdır: $T_n \equiv T_n^{(E_n)}$. Bu zaman değerini E_s senkronize parçacığın enerjisi civarında Taylor serisine açarsak;

$$\begin{aligned} T_n &= \sum_k \frac{T_n^{(k)}(E_s) (E_n - E_s)^k}{k!} \\ &= T_n^{(E_s)} + \left. \frac{\partial T}{\partial E_n} \right|_{E_n=E_s} \Delta E_n + \dots \end{aligned} \quad (3.46)$$

şeklinde yazabiliriz. Bu eşitlik, gerekli düzenlemeler [61] yapıldıktan sonra;

$$T_s - T_{s,n} = \frac{dt_n}{dn} = \frac{\eta_c h \lambda}{\beta_s E_s c} \Delta E_n \quad (3.47)$$

halinde yazılabilir. Burada η_c , bir linak için $-\frac{1}{\gamma^2}$ olup [61], γ , rölativistik faktör (*Lorentz faktörü*) dür. Sonuç olarak, demet içerisindeki tek parçacığın boyuna demet dinamiğini özetleyen iki hareket denklemi, Eş. 3.44 ve Eş. 3.47 olur. Bu iki eşitliği birleştirip tek bir denklem halinde yazarsak daha kullanışlı olacaktır. Bunun için Eş. 3.47 in türevini alırsak;

$$\frac{d^2 t_n}{dn^2} = \frac{h\lambda\eta_c}{E_s\beta_s^2 c} \frac{d}{dn} (\Delta E_n) + \Delta E_n \frac{d}{dn} \left(\frac{h\lambda\eta_c}{E_s\beta_s^2 c} \right) \quad (3.48)$$

olur. Bu eşitlikte sağ taraftaki ikinci türev, senkronize parçacığın enerjisindeki (E_s) salınımı ifade eder. Ancak senkronize parçacığın enerjisindeki salınım, ΔE enerji farkının yanında, çok küçük olduğu için, bu terim ihmal edilir. Ayrıca Eş. 3.44 ü de kullanırsak Eş. 3.48, Eş. 3.49 a dönüşür.

$$\frac{d^2 t_n}{dn^2} = \frac{h\lambda\eta_c}{E_s\beta_s^2 c} eV [\sin \omega t_n - \sin \omega t_s] \quad (3.49)$$

Bu eşitlikte, yazım kolaylığı olması için, $V_{acc} \rightarrow V$ olarak yazılmıştır.

Küçük genlikli sinkrotron osilasyonu

Herhangi bir parçacık, senkronize parçacık etrafında küçük genlikte sinkrotron salınımı yapıyorsa, bu parçacık, senkronize parçacıktan uzak değildir. Bu durumda $t_n \approx t_s$ kabul edilir. Bu yaklaşım sonucunda Eş. 3.49 daki parantez içi, $\sin \omega t_n - \sin \omega t_s = \omega \Delta t_n \cos \phi_s$ olarak yazılabilir ($\omega t_s = \phi_s$) ve hareket denklemi;

$$\frac{d^2 t_n}{dn^2} = \frac{eVh\lambda\eta_c}{E_s\beta_s^2 c} \omega \Delta t_n \cos \phi_s \quad (3.50)$$

haline dönüşür. Denklemin sağ tarafında, $\omega \frac{\lambda}{c} = \omega T = 2\pi$ kısaltması yapıлып düzenlenirse;

$$\frac{d^2 t_n}{dn^2} + 4\pi^2 \left(-\frac{eVh\eta_c}{2\pi E_s \beta_s^2} \cos \phi_s \right) \Delta t_n = 0 \quad (3.51)$$

denklemini elde edilir. Senkronize parçacık n . kaviteye hep t_s zamanında gireceği için $\frac{d^2}{dn^2}(\Delta t_n) = \frac{d^2 t_n}{dn^2}$ yaklaşımı yapılabilir. Ayrıca, parantez içerisindeki ifadeyi Q_s^2 olarak gösterirsek, küçük genliklerdeki sinkrotron osilasyonu için hareket denklemini;

$$\frac{d^2}{dn^2}(\Delta t_n) + (2\pi Q_s)^2 \Delta t_n = 0 \quad (3.52)$$

şeklinde ikinci dereceden lineer diferensiyel denklem olarak elde ederiz. Burada, Q_s , *sinkrotron salınım sayısı*dır ve küçük genlikteki sinkrotron osilasyonu için $Q_s = -\frac{eVh\eta_c}{2\pi E_s \beta_s^2} \cos \phi_s$ şeklinde tanımlanır [61].

Eş. 3.52 ile tanımlanan küçük genlikteki sinkrotron salınımı için kararlılık şartı, Q_s ile ilişkilendirilebilir. Buna göre, hareketin kararlı olması için, Q_s , daima pozitif olmalıdır. Çünkü Q_s , boyuna salınım sayısını temsil etmektedir. Linak için $\eta_c = -\frac{1}{\gamma^2}$ olduğunun da göz önünde tutulmasıyla, kararlılığın olması için, ϕ_s in $\left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right]$ aralığında değer alması gerektiğini söyleyebiliriz.

Eş. 3.52 ile verilen hareket denkleminin çözülmesi ve gerekli sınır şartlarının uygulanmasıyla;

$$\Delta t_n = \Delta t_0 \cos(2\pi Q_s n) + \Delta E_0 \frac{h\lambda\eta_c}{2\pi Q_s E_s \beta_s^2 c} \sin(2\pi Q_s n) \quad (3.53)$$

ve

$$\Delta E_n = -\Delta t_0 2\pi Q_s \frac{E_s \beta_s^2 c}{h\lambda \eta_c} \sin(2\pi Q_s n) + \Delta E_0 \cos(2\pi Q_s n) \quad (3.54)$$

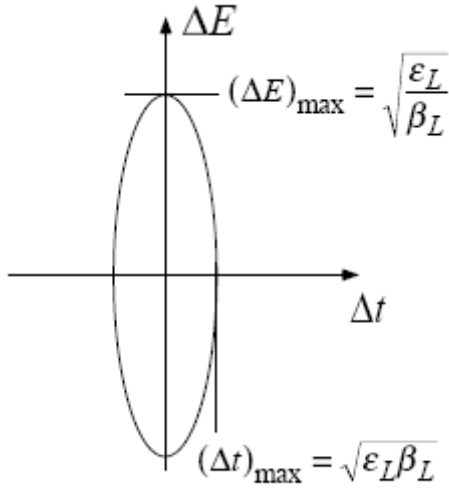
çözümleri elde edilir. Bu iki çözümde Δt_0 ve ΔE_0 , sırasıyla, demetteki herhangi bir parçacığın, $n=0$ da, senkronize parçacığa göre zamanı ve enerjisidir. Bu iki çözüm, ayrıca, birleştirilip matris halinde de yazılabilir. Buna göre, sıfırıncı kaviteden n . kaviteye, boyuna demet dinamiği parametrelerinin dönüşümü matrisi;

$$\begin{bmatrix} \Delta t \\ \Delta E \end{bmatrix}_n = \begin{bmatrix} \cos(2\pi Q_s n) & \beta_L \sin(2\pi Q_s n) \\ -\frac{1}{\beta_L} \sin(2\pi Q_s n) & \cos(2\pi Q_s n) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \Delta t \\ \Delta E \end{bmatrix}_0 \quad (3.55)$$

şeklinde elde edilir. Burada, enine demet dinamiğine benzer şekilde, *boyuna Twiss parametresi* $\beta_L = \frac{|\eta_c| h\lambda}{2\pi \beta_s^2 E_s c Q_s}$ şeklinde tanımlanır. β_L parametresi, senkronize parçacık civarındaki, senkronize olmayan tüm parçacıkların sinkrotron osilasyonunu kapsayan zarfır ve periyodik bir fonksiyondur.

Bu en son tanımla, enine demet dinamiği ile boyuna demet dinamiği arasındaki paralellik ortaya çıkmaktadır. Bu paralellik başka bir yorumla da görülebilir: enine demet dinamiğinde, aslında, $\Delta x = x - x_0$ ve $\Delta y = y - y_0$ konum farkının salınımı incelenir. Ancak enine durumda beklenen (ya da ortalama) konum olarak demet eksenini, yani, $x_0=y_0=0$ seçildiği için doğrudan x ve y salınımları incelenmiş olur. Boyuna demet dinamiğinde ise, t_0 ve E_0 beklenen değerleri, $t_0=t_s$ ve $E_0=E_s$ olduğu için $\Delta t=t_n-t_s$ ve $\Delta E=E_n-E_s$ göreli zaman ve enerji salınımları incelenir.

Demet içerisindeki herhangi bir parçacığın ardışık kaviteelerde $(\Delta E, \Delta t)$ değerleri, Şekil 3.12 deki gibi, bir boyuna faz uzayında elips oluşturur.



Şekil 3.12. Demetin, boyuna, $(\Delta E, \Delta t)$ faz uzayı temsili

Şekil 3.12 deki elipsin denklemi ise;

$$\varepsilon_L = \frac{1}{\beta_L} (\Delta t_n)^2 + \beta_L (\Delta E_n)^2 \quad (3.56)$$

şeklinde verilir. Liouville teoremi bu boyuna faz uzayı için de geçerlidir ve herhangi bir enerji değeri için elipsin alanı, $\pi\varepsilon_L$ olup, sabittir.

Büyük genlikli sinkrotron osilasyonu

Demet içerisinde senkronize olmayan parçacık, senkronize parçacıktan uzaktaysa sinkrotron osilasyonunun genliği ve periyodu büyüyecektir. Bu durumda birim zamanda, Q_s , boyuna sinkrotron salınımı sayısı azalacaktır. Bu şekildeki salınımı incelemek için Eş. 3.44 ve Eş. 3.47 kullanılır.

Eş. 3.44 için zincir kuralını kullanarak değişken değişimi yapılabilir. Buna göre, ilgili eşitliği;

$$\frac{d(\Delta E)}{d\phi} = \frac{d(\Delta E)}{dn} \frac{dn}{dt} \frac{dt}{d\phi} \quad (3.57)$$

şeklinde yazıp, eşitliğin sağ tarafı için elde edilen ifadeler kullanılırsa;

$$\frac{d(\Delta E)}{d\phi} = -[\sin \phi - \sin \phi_s] \frac{1}{\omega^2 \beta_L^2 \Delta E \cos \phi_s} \quad (3.58)$$

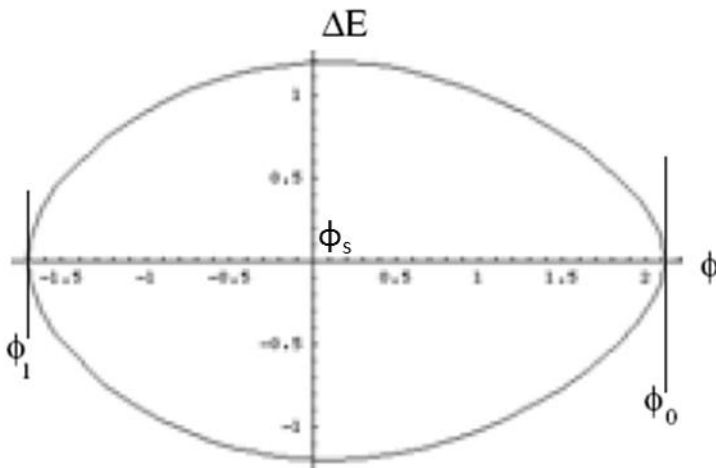
denklemini elde edilir. Bu eşitlikte, integral değişkenlerin, ΔE ve ϕ olacak şekilde düzenleyip, sınırlarını $[0, \Delta E]$ ve $[\phi_0, \phi]$ seçip her iki tarafın integralini alırsak;

$$\frac{1}{2} (\Delta E)^2 = \frac{[\cos \phi + \phi \sin \phi_s] - [\cos \phi_0 + \phi_0 \sin \phi_s]}{\omega^2 \beta_L^2 \cos \phi_s} \quad (3.59)$$

olacaktır. Eş. 3.58 den Eş. 3.59 a geçişte ϕ_s , ω , β_L parametreleri sabit olarak düşünülmüştür. Eş. 3.59 un her iki tarafını $2\omega\beta_L$ ile çarparsak;

$$\omega\beta_L (\Delta E)^2 - \frac{2}{\omega\beta_L \cos \phi_s} (\cos \phi + \phi \sin \phi_s) = -\frac{2}{\omega\beta_L \cos \phi_s} (\cos \phi_0 + \phi_0 \sin \phi_s) \quad (3.60)$$

elde ederiz. Eş. 3.60, sabit ϕ_s , ω , β_L parametreleri için, Şekil 3.13 deki gibi, bir $(\Delta E, \phi)$ faz uzayını verir [61].

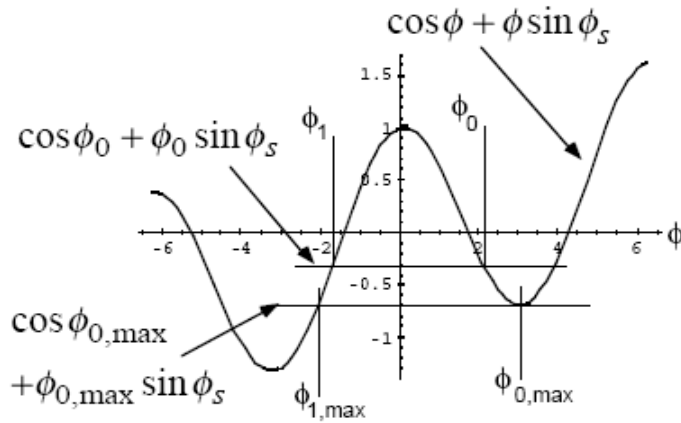


Şekil 3.13. $(\Delta E, \phi)$ boyuna faz uzayı. Eksenlerin kesiştiği nokta, ϕ_s , senkronize parçacığın fazıdır

Şekil 3.13 de eksenlerin kesiştiği nokta, ϕ_s , senkronize parçacığın fazıdır. Ayrıca, $\Delta E=0$ şartını iki faz değeri sağlamaktadır: ϕ_1 , ϕ_0 . Buna göre, senkronize olmayan parçacık, $\Delta E=0$ iken, senkronize parçacığın ilerisinde ya da gerisindedir. Şekil 3.13 deki gibi bir faz uzayı eğrisi, demette, tek bir öbeğe aittir ve bu öbeğin *faz uzayı eğrisi* olarak adlandırılır. Bu eğrinin sınırları, Eş. 3.60 da, $\Delta E=0$ iken belirlenir. Buna göre, $(\Delta E, \phi)$ faz uzayında, faz uzayı eğrisinin sınırları;

$$\cos \phi_1 + \phi_1 \sin \phi_s = \cos \phi_0 + \phi_0 \sin \phi_s \quad (3.61)$$

şeklinde belirlenir. ϕ_1 ve ϕ_0 sınırlarının alabilecekleri maksimum değerler, $(\cos \phi + \phi \sin \phi_s)$ fonksiyonunun eğrisi incelenerek bulunabilir. Bu eğrinin $\phi_s=0.1$ için örneği Şekil 3.14 de görülmektedir [61].



Şekil 3.14. $\phi_s=0.1$ için $(\cos \phi + \phi \sin \phi_s)$ eğrisi

Şekil 3.14 den görüldüğü gibi, $\Delta E=0$ durumunu veren, ϕ_0 açısının (veya sınır değerinin) bir maksimum değeri $\phi_{0, \max}$ vardır. Bu maksimum değerde $(\cos \phi + \phi \sin \phi_s)$ fonksiyonundaki değişim sıfır olacağı için, $\phi_{0, \max}$ açısı;

$$\left. \frac{d}{d\phi} (\cos \phi + \phi \sin \phi_s) \right|_{\phi=\phi_{0,\max}} = 0 \quad (3.62)$$

$$\phi_{0,\max} = \pi - \phi_s$$

olarak bulunur. Bu açı değerine karşılık gelen $\phi_{1,\max}$ açısı ise, Eş. 3.61 yardımıyla;

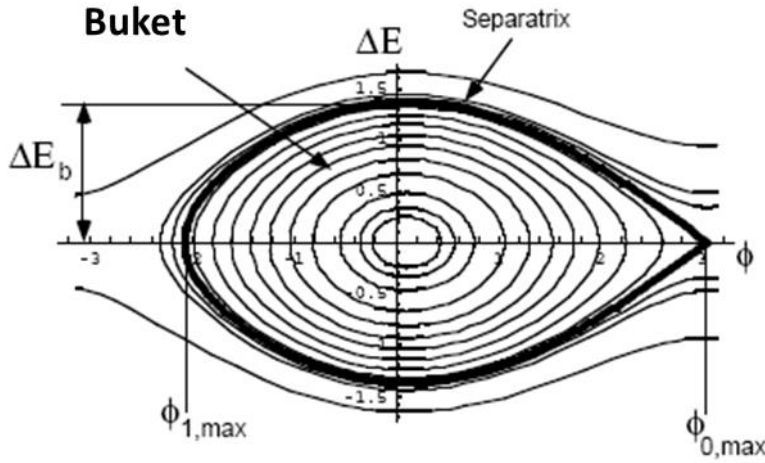
$$\cos \phi_{1,\max} + \phi_{1,\max} \sin \phi_s = \cos(\pi - \phi_s) + (\pi - \phi_s) \sin \phi_s \quad (3.63)$$

eşitliğinden bulunabilir.

$\phi_{0,\max}$ ve $\phi_{1,\max}$ açıları, $(\Delta E, \phi)$ boyuna faz uzayında, faz uzayı eğrisinin maksimum sınırlarını belirlemektedir. Diğer bir değişle, $\phi_{0,\max}$ ve $\phi_{1,\max}$, senkronize olmayan parçacıkların paketçikten kopmadan sinkrotron osilasyonu yapabileceği, maksimum faz sınırlarıdır. Herhangi bir parçacık, sinkrotron osilasyonu sırasında, bu maksimum faz değerlerinden daha büyük faza sahipse paketçikten kopacaktır. $(\Delta E, \phi)$ boyuna faz uzayında, $\phi_{0,\max}$ ve $\phi_{1,\max}$ açılarının belirlediği faz uzayı eğrisine *separatrix* denir. Separatrix denklemi, Eş. 3.62 de bulunan $\phi_{0,\max}$ sonucunu, Eş. 3.60 da yerine yazarak elde edilebilir. Buna göre separatrix denklemi;

$$\omega\beta_L (\Delta E)^2 - \frac{2}{\omega\beta_L \cos \phi_s} (\cos \phi + \phi \sin \phi_s) = \frac{2}{\omega\beta_L \cos \phi_s} [\cos \phi_s - (\pi - \phi_s) \sin \phi_s] \quad (3.64)$$

şeklinde elde edilebilir. Eş. 3.64 ile temsil edilen separatrix fonksiyonunun, $(\Delta E, \phi)$ boyuna faz uzayındaki eğrisi Şekil 3.15 de görülmektedir.



Şekil 3.15. $(\Delta E, \phi)$ boyuna faz uzayında separatrix fonksiyonu eğrisi

Şekil 3.15 de görüldüğü gibi, separatrix sınırları içerisinde kalan birçok izinli faz uzayı eğrisi vardır. Separatrix içerisinde kalan, herhangi bir parçacığın paketçikten kopmadığı bu maksimum alana *buket* (*bucket*) denmektedir. Separatrix in yüksekliği olan ΔE_b ise, öbeğin *acceptance* ıdır. ΔE_b , herhangi bir parçacığın paketçikten kopmaması için sahip olması gereken, senkronize parçacığa göre maksimum enerjisidir. Diğer bir deyişle, paketçik içerisindeki bir parçacığın senkronize parçacığa göre enerjisi ΔE_b sınırının üzerindeyse paketçikten kopacaktır. ΔE_b ye ait denklem, Eş. 3.64 de $\phi = \phi_s$ yazılarak bulunabilir. Buna göre;

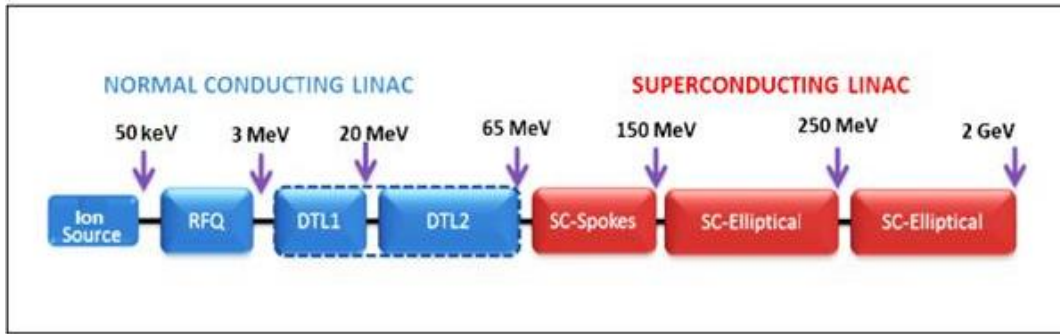
$$\Delta E_b = \frac{2 \sqrt{1 - \left(\frac{\pi}{2} - \phi_s \right) \tan \phi_s}}{\omega \beta_L} \quad (3.65)$$

olarak elde edilir.

4. THM İÇİN LİNEER PROTON HIZLANDIRICISINDA DÜŞÜK ENERJİLİ KISMIN TASARIMI VE DEMET PARAMETRELERİNİN OPTİMİZASYONU

Bu kısımda, Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) projesinde [6] yer alması planlanan, 2 GeV enerjili proton linakında, 3 MeV enerjiye kadar olan düşük enerjili kısmın, demet dinamiğine dayalı tasarımı yapılmıştır. THM projesinin teknik tasarımı çerçevesinde yapılan son çalışmalara göre, bu hızlandırıcının, bir proton iyon kaynağı (IS), düşük enerjili demet transferi (LEBT) hattı, radyo-frekansı kuadropolü (RFQ), orta enerjili demet transferi (MEBT) hattı, sürüklenme tüpü linakı (DTL), SC-spoke ve SC-elliptical süperiletken kaviterlerinden oluşması planlanmaktadır.

Proton linakında, ana hızlandırma kısmında yer alan, DTL tasarımı daha önceki çalışmalarda yapılmıştır [62, 63]. Proton linakının ön ucunda bulunan ve demeti 3 MeV e kadar hızlandıracak olan düşük enerjili kısım, bir H^+ iyon kaynağı, düşük enerjili demet transfer hattı ve radyo frekans kuadropolünü içermektedir. Şekil 4.1 de proton linakının şematik gösterimi görülmektedir.



Şekil 4.1. THM proton linakının şematik gösterimi

Proton linakında düşük enerjili kısımda yer alan iyon kaynağı 10-60 mA akım değerine sahip bir proton demeti üretecektir. Böyle bir akım değerine sahip proton demeti, 45-50 keV enerji ile kaynaktan çıkıp, bir sonraki kısım olan LEBT e girecektir. Proton demeti kaynaktan çıkarken dört boyutlu enine faz uzayına (x, x', y, y') sahiptir. Demet içerisindeki parçacıkların bu faz uzayındaki emitansı, kaynaktan çıkarken, oldukça fazladır. Ayrıca, düşük enerjili kısımda, demet içerisindeki uzay-yük etkileşimleri de maksimumdur.

İyon kaynağından sonra gelen LEBT ise, demetteki uzay-yük etkileşimlerinin neden olduğu bu fazla emitansı azaltma ve demeti bir sonraki kısma aktarma işleminde kullanılır. Bu amaçla, LEBT hattında genelde, iki solenoid magnet kullanılır. Bu magnetlerin yardımıyla, demetin, demet eksenine odaklanmasına ve emitansının minimuma indirilmesi sağlanır. LEBT kısmında, ayrıca, demetteki stabil olmayan kısımlar da dışarı alınır. Özet olarak, LEBT kısmının kullanım amacı, demeti minimum parçacık kaybıyla ve minimum emitansla kendisinden sonra gelen RFQ ya aktarmaktır.

Düşük enerjili kısımda yer alan bir diğer bileşen ise RFQ dur. RFQ, günümüzde, ağır iyon hızlandırıcıları için vazgeçilmez bir hızlandırıcı bileşenidir [43]. Bu bileşen kullanılarak demet, aynı anda, odaklanır, hızlandırılır ve paketçikli hale getirilir. RFQ nun klasik magnetik odaklamaya göre avantajı, elektrik alan kullanılmasıyla, düşük enerjilerde daha güçlü bir odaklama sağlamasıdır. Böylece düşük enerjilerdeki ağır iyonlar, ilave bir bileşene veya yönteme gerek duyulmadan hızlandırıcıya enjekte edilebilmekte, bunun sonucunda ise maliyet azaltılabilmektedir.

Bu tezde, THM proton linakında yer alması planlanan LEBT hattı ve RFQ nun, demet dinamiğine dayalı tasarım çalışmaları yer almaktadır. RFQ nun demet dinamiği için LIDOS.RFQ [7] paket programı kullanılmıştır. Ayrıca, RFQ nun 2-boyuttaki elektromanyetik kavite tasarımı için SUPERFISH [8] kodu; 3-boyuttaki elektromanyetik kavite tasarımı için ise CST Microwave Studio [9] paket programı kullanılmıştır. LEBT hattı için yapılan demet dinamiğine dayalı tasarımında PATH MANAGER [10] paket programı kullanılmıştır. Yapılan tasarım sonuçları ise bir sonraki bölümde tartışılmıştır.

4.1. RFQ nun demet dinamiğine dayalı tasarımı

RFQ nun demet dinamiğine dayalı tasarım çalışması için LIDOS.RFQ paket programı kullanılmıştır. Çalışmada, ayrıca, hata analizi de yapılmıştır. Aynı paket programı kullanılarak yapılan hata analizinde, demetin bazı giriş parametreleri değiştirilerek, bu parametrelerin hata sınırları belirlenmiştir. RFQ nun demet dinamiği simülasyonunda kullanılan teknik gereksinimleri, Çizelge 4.1 de verilmiş olup, yapılan en son çalışmalarla uyumludur.

Çizelge 4.1. THM RFQ nun teknik gereksinimleri

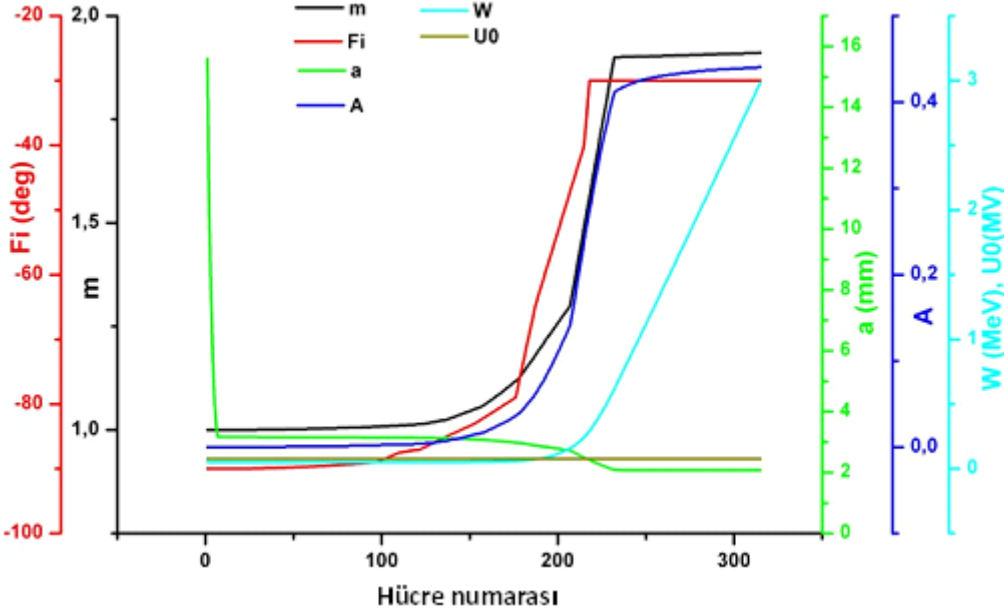
<i>Parametre</i>	<i>Değer</i>	<i>Birim</i>
<i>RFQ tipi</i>	4-elektrodlü	
<i>RF frekansı</i>	352,2	MHz
<i>Görev döngüsü</i>	100% (cw)	
<i>Parçacık türü</i>	Proton	
<i>Demet akımı</i>	30	mA
<i>Giriş enerjisi</i>	50	keV
<i>Çıkış enerjisi</i>	3	MeV

Çizelge 4.1 de verilen *görev döngüsü (duty cycle)*, demetin etkin olduğu sürenin yüzde karşılığıdır. Görev döngüsü %100 olan bir demet sürekli etkindir ve böyle bir demet sürekli form (cw) dadır. Sürekli formdaki demet, ayrıca, daha fazla güç gerektirmektedir. Bu nedenle, simülasyon boyunca, güç harcamını dikkatle ele alınmalıdır. RFQ nun demet dinamiği simülasyonunda, son çalışmalara uygun olarak, 30 mA lik bir giriş demet akımı seçilmiştir. Ayrıca dört-elektrodlü RFQ yapısı, kullanılması planlanan, 352,2 MHz frekanslı RF dalgası ile uyumludur.

RFQ nun demet dinamiğine dayalı tasaramında demet parametreleri, kullanılması planlanan RF frekansı, elektrotlar arası gerilim, giriş akımı, kinetik enerji ve emitans değerleri ile uyumlu olacak şekilde, optimize edilir. Optimize edilen parametreler kullanılarak, RFQ çıkışındaki istenen enerji ve akım değerine ulaşılması tasarım için önemli şarttır. Çıkışta, demet emitansındaki büyümenin ve parçacık kaybının minimum olması ve bu şartları sağlayacak RFQ nun mümkün olduğunca kısa olması diğer önemli kriterlerdir.

Demet dinamiği simülasyonu için kullanılacak olan giriş emitansı $0,20\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ (normalize olmuş, RMS) olarak seçilmiştir. Seçtiğimiz bu değer, benzer çalışmalarla paralellik içindedir [64, 65]. Demetin giriş enerjisi ise, uzay-yük etkileşimlerinin izin verdiği oranda, düşük olmalıdır. Çünkü enerjinin büyümesi ile demetin paketçiklenme hızı azalacak ve bu da RFQ nun boyunu uzatacaktır [66]. Bunun sonucunda ise güç harcamını artacaktır. Bu şekilde giriş parametrelerine sahip proton demeti, 10 000 parçacıktan oluşan, 4-boyutta uniform dağılıma [67] sahip olacak şekilde seçilmiştir.

Demet dinamiğinde, uzay-yük etkileri göz önünde tutularak, modülasyon parametresi (m) ve senkronizasyon fazı (ϕ_s) için ayar yapılmıştır. Simülasyon sonucunda bu iki parametrenin ve elektrodların demet ekseninden (z -ekseni kabul edilmiştir) minimum uzaklığı (a), hızlandırma verimi (A), demetin kinetik enerjisi (W), elektrodlar arası gerilim (U_0) parametrelerinin RFQ hücrelerine göre gelişimi Şekil 4.2 de gösterilmiştir.



Şekil 4.2. Demet dinamiği simülasyonu sonucuna göre demet parametrelerinin RFQ hücrelerine göre gelişimi

RFQ nun demet dinamiği tasarımında, yaygın bir yöntem olarak, tüm yapı dört kısma ayrılır. Bunlardan ilki olan *radyal eşleme kısmı* (rms= Radial Matching Section), girişte cw formda olan demeti RFQ nun zamanla değişen yapısına uydurur. Simülasyon sonucuna göre, bu kısım için 7 hücre ayrılmıştır ve her bir hücrenin boyu 0,44 cm, dolayısıyla, rms kısmının uzunluğu 3,08 cm dir. Şekil 4.2 den görüldüğü gibi, a parametresi rms kısmında, 15,6 mm lik bir maksimum değerden azalıp 3,17 mm lik bir, r_0 , ortalama açıklık yarıçapı değerine sahiptir. Bu kısımda m ve ϕ_s parametreleri, sırasıyla, 1 ve -90° dir. Bu değerler ise, bu kısımda, hızlandırmanın olmadığını ve odaklamanın maksimum olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla demet rms kısmında hala cw formdadır ve buket genişliği maksimumdur [11].

RFQ yapısında, rms kısmını *şekillendirici* (*shaper*) takip etmektedir. Bu kısım demeti, kendisinden sonra gelen *hassas paketçikleyici* (GB= Gentle Buncher) kısmı ile uyumlu

olması için hazırlanmaktadır. Simülasyon sonucuna göre, bu kısım, 116 hücreye ve ~51 cm lik uzunluğa sahiptir. m parametresi, bu kısımda, 1,015 değerine kadar artmakta ve bunun sonucunda demette küçük bir hızlanma olmaktadır. m , henüz maksimum değerine ulaşmamıştır ve bu nedenle odaklama, rms kısmındaki kadar olmasa bile, hala mevcuttur. ϕ_s in, -90° den $-86,7^\circ$ ye artması küçük de olsa hızlandırmanın olduğunun bir diğer göstergesidir. Bunun neticesinde buket genişliğinde ufak bir azalma olacaktır. Ayrıca, A nın, 0 dan 0,004 e kadar artması ve W deki 0,30 keV lik artış shaper kısmındaki hızlanmanın diğer sonuçlarıdır.

Bir RFQ yapısında, demeti paketçikleme işlemi esasen GB kısmında olmaktadır. Bu işlem, paketçik içerisindeki yük yoğunluğunu yaklaşık sabit tutarak yapılmaktadır. Böylece uzay-yük etkileri minimum seviyeye getirilmektedir. Bu kısımdaki paketçikleme işleminden dolayı m , ϕ_s ve A parametreleri, önceki kısımlara göre, daha hızlı artmaktadır. Yapılan demet dinamiği simülasyonu sonucunda, GB kısmında, 109 hücre yer almaktadır. GB nin sonunda m ve ϕ_s , sırasıyla, 1,90 ve -30° değerlerine ulaşmaktadır. A nın değeri 0,41 iken a , m ile ters orantılı olmasına uygun olarak, azalıp 2,09 mm değerine sahip olmaktadır. GB sonunda, W , demetin kinetik enerjisi ise 0,62 MeV dir. Simülasyon sonucuna göre, GB kısmı ~71 cm lik bir uzunluğa sahiptir.

Demet dinamiği simülasyonuna göre, *hızlandırma kısmı* (AS= Accelerating Section) olarak adlandırılan, son kısımda ise 83 hücre bulunmaktadır. Bu kısımda, paketçikleme işlemi çok yavaş olduğu için, m , ϕ_s ve a yaklaşık sabittir. AS sonunda demet enerjisi 2,99 MeV ve A , 0,44 iken m ve ϕ_s , sırasıyla, 1,91 ve -30° dir. AS sonunda, ayrıca, RFQ yapısı 3,42 m lik uzunluğa ulaşmaktadır.

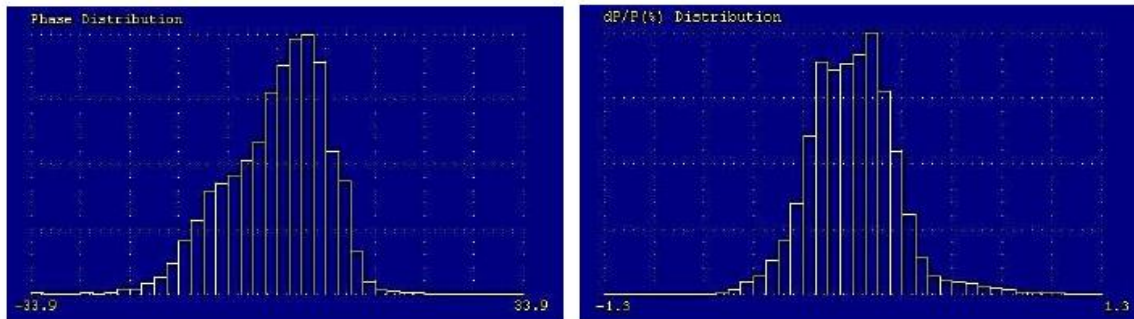
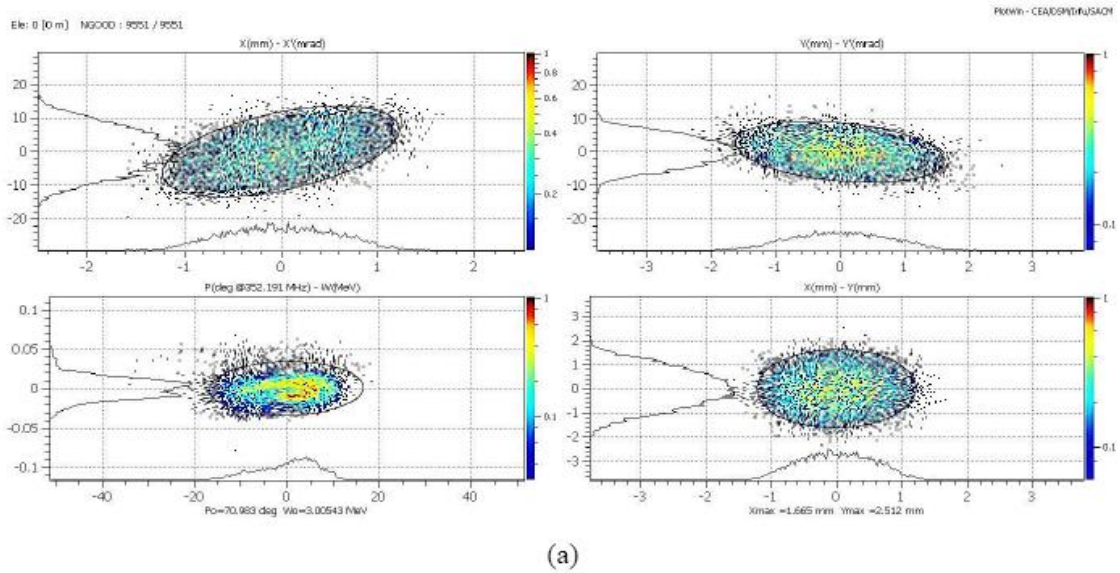
RFQ nun son hücresi, genelde, *geçiş hücresi* (*transition cell*) olarak kullanılır. Bu sayede RFQ nun, simetrik dört-kutuplu şekilde bitmesi sağlanır [68]. Bu hücrede modülasyon olmadığı için demet eksenini doğrultusunda elektrik alan yoktur. Ayrıca, bu hücre sayesinde, demetin enine emitansının yönelimi kontrol altına alınmış olur. Geçiş hücresinin sonunda *saçak alanı* (*fringe field*) mevcuttur. Bu alan ise, RFQ çıkışında, demetin bir sonraki kısım ile uyumlu olmasını sağlamaktadır. Demet dinamiği simülasyonunda geçiş hücresi için 33,98 mm lik bir uzunluk elde edilmiştir. Simülasyon sonucuna göre, RFQ yapısının toplam uzunluğu 3,45 m ye ulaşmakta ve toplam 316 hücreden oluşmaktadır.

Şekil 4.2 den görüldüğü gibi, U_0 , elektrotlar arası gerilim RFQ boyunca 76,8 kV değerinde sabit tutulmuştur. Ayrıca, ortalama açıklık yarıçapı (r_0) ve elektrot uçlarının yarıçapı (ρ) RFQ boyunca sabit kabul edilmiştir. Böylece elektrotların sığası sabit olacak ve RFQ nun fabrikasyon süreci kolaylaşacaktır. Sabit r_0 ve ρ seçilmesi, ayrıca, E_z hızlandırıcı elektrik alan bileşenin RFQ boyunca sabit olmasını sağlamakta, bunun sonucunda ise parçacık kaybı azalmaktadır. Elektrotlar arası gerilimi belirlemede önemli bir şart da Kilpatrick kriteri [69] dir. Buna göre elektrotlara uygulanan gerilim belli bir, E_k , limit değerinin üstünde seçilmemelidir. Bu Kilpatrick limitinin geçilmesi halinde, elektrot yapısında elektriksel bozulmalar meydana gelmektedir. Sürekli formdaki demet için genelde bu limit $1,8 E_k$ seçilmektedir [70]. Simülasyon sonucunda elde edilen tasarım parametreleri Çizelge 4.2 de verilmiştir.

Çizelge 4.2. Demet dinamiği simülasyonu sonucunda elde edilen RFQ tasarım parametreleri

<i>Parametre</i>	<i>Değer</i>	<i>Birim</i>
<i>Elektrotlar arası gerilim, U_0</i>	76,8	kV
<i>Modulasyon parametresi, m</i>	1 – 1,911	
<i>Ortalama açıklık yarıçapı, r_0</i>	3,17	mm
<i>ρ / r_0</i>	0,85	
<i>Senkronizasyon fazı, ϕ_s</i>	-90 to -30	derece
<i>Maksimum yüzey elektrik alanı</i>	31,62	MV/m
	(1,8 Kilpatrick)	
<i>Demet iletimi</i>	96,9%	
<i>Demet gücü</i>	86	kW
<i>Harcanan güç</i>	440	kW
	(1,7 × SUPERFISH)	
<i>Toplam uzunluk</i>	3,45	m
<i>Giriş emitansı (norm., rms), $\varepsilon_{x,y}$</i>	0,20	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$
<i>Çıkış emitansı (norm., rms), $\varepsilon_{x,y}$</i>	0,23	$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$
<i>ε_z</i>	0,087	$\pi \cdot \text{deg} \cdot \text{MeV}$

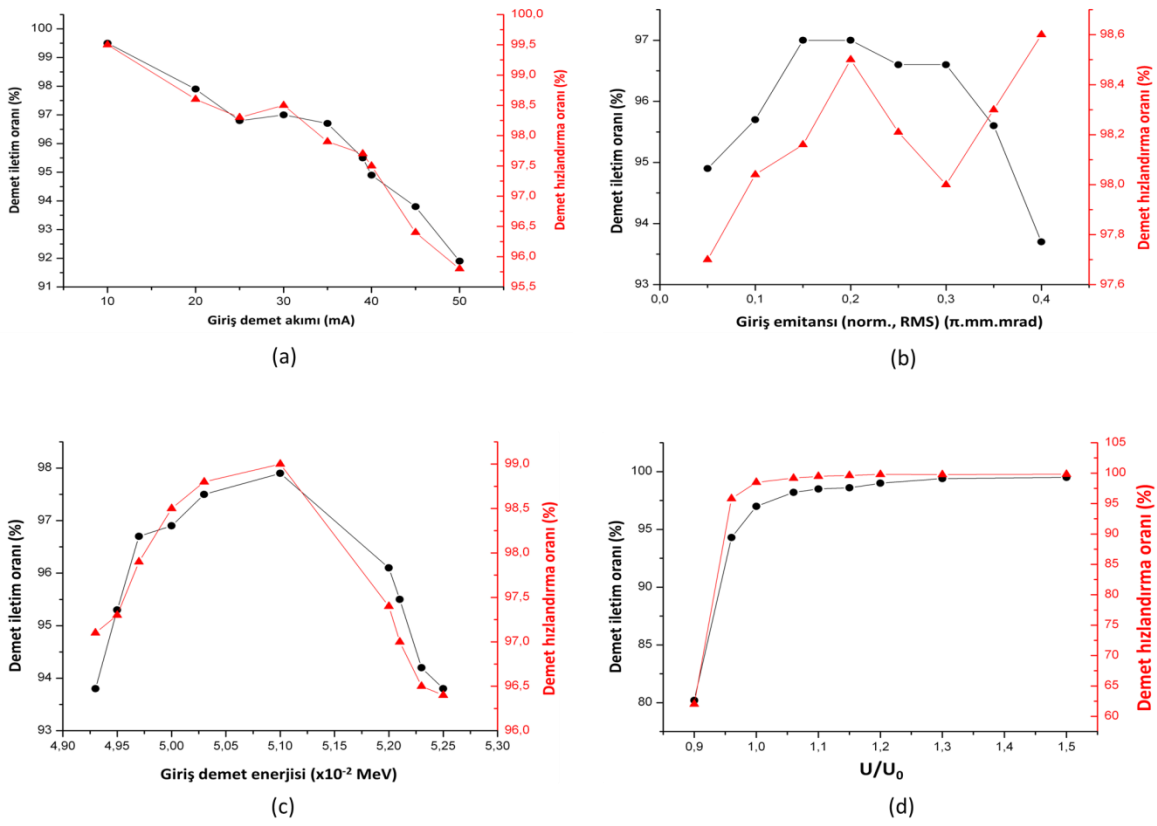
Çizelge 4.2 de verilen maksimum yüzey elektrik alanı, uygulanan elektrotlar arası gerilimle ve modülasyon parametresi ile orantılıdır. Bu alan için elde edilen 31,62 MV/m lik değer $1,8 E_k$ limitinin (33 MV/m) altındadır. Simülasyon sonucunda demetteki parçacıkların $\sim\%97$ si iletilmiş, bu parçacıkların ise $\%98,5$ i hızlandırılmıştır. RFQ nun çalışması için gerekli 526 kW lık RF gücünün 86 kW ı demete aktarılmış, geri kalan 440 kW lık kısmı ise RFQ duvarlarında harcanmıştır. Bu değer SUPERFISH ile hesaplanan değerın yaklaşık 1,7 katıdır. İletilen demet parçacıklarınının $\%1,5$ luk hızlandırılmayan kısmı ise 0,146 kW güce sahiptir. Bu değer ise, 86 kW ın, yanında ihmal edilebilir. Dikkate alınan bir diğer parametre olan emitans büyümesi $\%15$ olarak elde edilmiştir. RFQ çıkışındaki demetin $0,087\pi \cdot \text{deg} \cdot \text{MeV}$ lik boyuna emitansı paketçiklemenin olduğunu göstermektedir. RFQ çıkışındaki demet profili Şekil 4.3 de görülmektedir.



Şekil 4.3. RFQ çıkışında demet profili (a) ve faz ve enerji dağılımı (b) [71]. (b) deki iki grafikte yatay eksenler, paketçikteki parçacıkların fazını (soldaki grafik) ve momentum (yüzde olarak) dağılımını (sağdaki grafik) temsil etmektedir

4.1.1. Demet parametrelerinin hata analizi

RFQ nun hata analizinde, demetin bazı giriş parametrelerine değişiklikler uygulayarak, çıkış parametrelerinin nasıl etkilendiği incelenmiştir. Bu incelemede demetin iletim oranı ve hızlandırılma oranı dikkate alınmıştır. Üzerine değişiklikler uygulanan demet parametreleri; giriş akımı, enine giriş emitansı, giriş enerjisi ve elektrotlar arası gerilimdir. Bu parametrelerin demet iletim oranı ve hızlandırılma oranına etkisi LIDOS.RFQ programı kullanılarak incelenmiştir. Sonuçlar Şekil 4.4 de görülmektedir.



Şekil 4.4. Giriş demet akımı (a), giriş emitansı (b), giriş enerjisi (c), elektrotlar arası gerilimdeki (d) değişimlerin demet iletim oranı ve hızlandırılma oranı üzerine etkisi

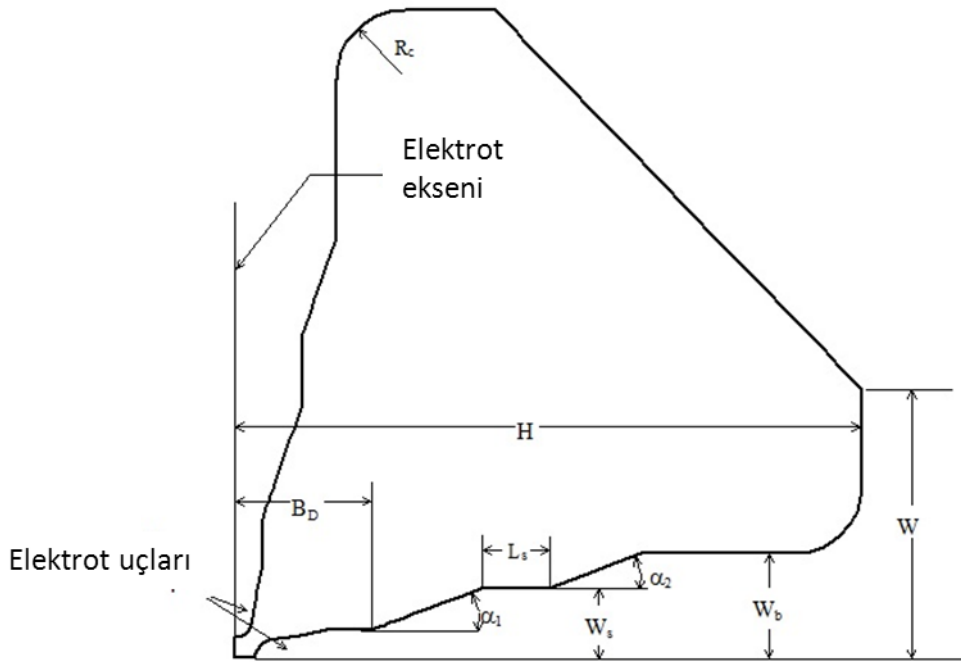
Yapılan hata analizinde demet iletim oranı ve hızlandırılma oranı için alt limit %95 olarak belirlenmiştir. Buna göre, Şekil 4.4 den görüldüğü gibi, demet RFQ ya girerken 10 mA- 40 mA arasında bir akıma sahip olması kabul edilebilirdir (diğer parametreler sabit). Ayrıca, demetin girişteki enerjisinin 49,5 keV ila ~52,2 keV olması, demet iletim ve hızlandırılma oranlarını %95 in üstünde tutmaya yeterlidir. Girişteki enine emitans için belirlenen aralık ise $\sim 0,07 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad} - \sim 0,37 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ dır. Belirlenen bu

aralıkların yanısıra, Kilpatrick limitine dikkat ederek, elektrotlar arası gerilimin 75,3 kV dan ($U/U_0 = 0,98$) itibaren artırılması RFQ nun amacına uygun çalışmasını sağlayacaktır.

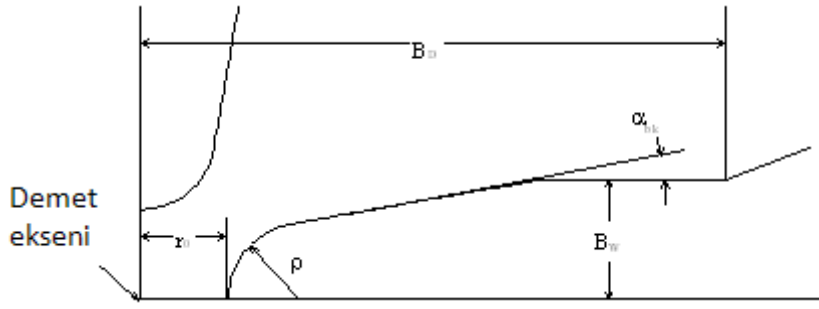
4.1.2. RFQ nun iki boyutlu kavite tasarımı

RFQ kavitesinin 2-boyutta tasarımı SUPERFISH kodu kullanılarak yapılmıştır. RFQ nun 2-boyutlu kesitini tanımlayan geometrik parametreler, 352,2 MHz RF frekansına göre, optimize edilmiştir. Optimizasyon sonucu elde edilen 2-boyutlu geometri, bir sonraki kısımda yer alan, 3-boyutlu geometri için temel oluşturmaktadır.

SUPERFISH, dört-elektrotlu RFQ yapısını kullanır ve elektrotların 2-boyutlu kesitinin, simetrisinden dolayı, sadece $\frac{1}{4}$ lik kısmını optimize eder. Şekil 4.5 de SUPERFISH in kullandığı $\frac{1}{4}$ lik elektrot geometrisi; Şekil 4.6 da ise elektrot uçlarının geometrisi gösterilmiştir.



Şekil 4.5. SUPERFISH programında tanımlanan $\frac{1}{4}$ lik RFQ elektrot geometrisi



Şekil 4.6. SUPERFISH programında tanımlanan RFQ elektrot uçlarının geometrisi.
Elektrotlar arası gerilim farkı U_0 dır

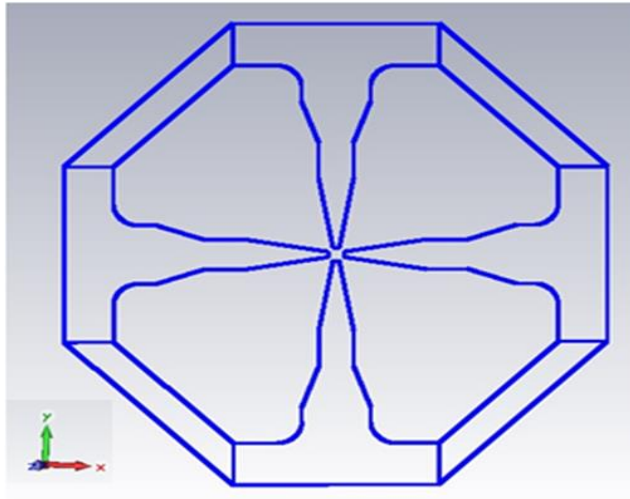
Şekil 4.5 ve Şekil 4.6 da gösterilen parametrelerden ortalama açıklık yarıçapı (r_0), elektrot ucu yarıçapı (ρ), ayrılma açısı (α_{bk}), elektrodun yarı genişliği (B_w) için kullanılan değerler, demet dinamiği simülasyonundan elde edilmiştir. Demet dinamiği için kullanılan 76,8 kV luk elektrotlar arası gerilim, yine, SUPERFISH programında kullanılmıştır. α_{bk} ve B_w parametreleri için demet dinamiği simülasyonundan bulunan değerler, sırasıyla, 9° ve 7 mm dir.

r_0 , ρ , α_{bk} , B_w parametreleri dışındaki parametreler, elektrot yüksekliği (H) ayarlanarak optimize edilmiştir. Her bir parametre, diğer parametreler sabitken, harcanan gücü minimum ve şönt empedansı maksimum yapacak şekilde optimize edilmiştir. Örneğin; W_s parametresi optimize edilirken B_D , W_b , L_s , ... gibi Şekil 4.5 ve Şekil 4.6 da tanımlanan diğer tüm geometrik parametreler sabit tutulmuştur.

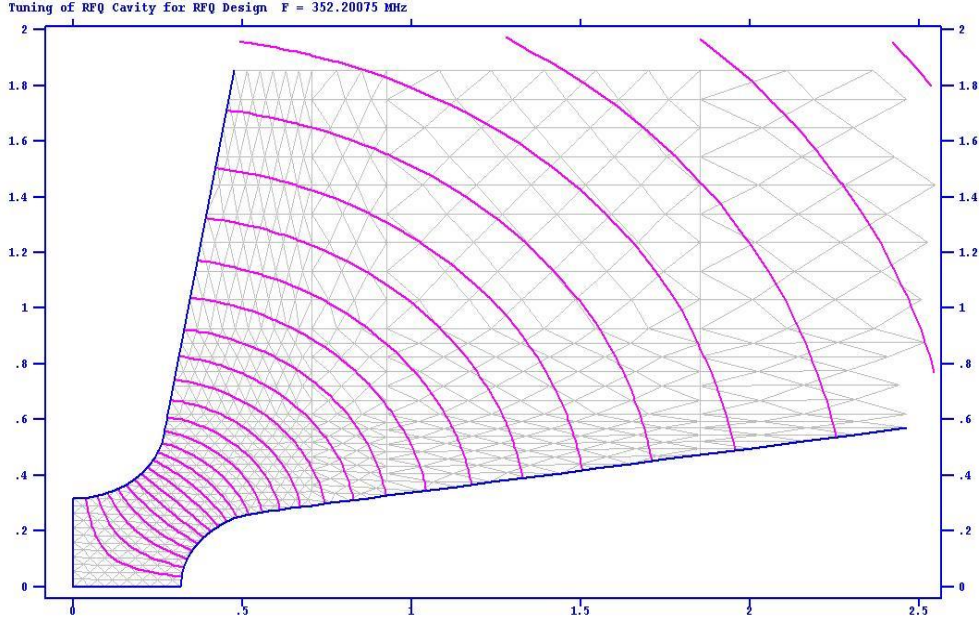
SUPERFISH kodu kullanılarak optimize edilen tüm parametreler Çizelge 4.3 de verilmiştir. Ayrıca, SUPERFISH ile elde edilen parametreleri kullanarak, CST Microwave Studio programında çizdirilen 2-boyutlu RFQ elektrotu kesiti Şekil 4.7 de gösterilmiştir. Şekil 4.8 de ise, SUPERFISH kullanarak elde edilen, elektrotlar arası elektrik alan çizgileri görülmektedir.

Çizelge 4.3. RFQ elektrotlarının 2-boyutlu kesitinin optimize edilmiş geometrik parametreleri [71]

<i>Parametre</i>	<i>Değer</i>	<i>Birim</i>
<i>RF Frekansı</i>	352,2	MHz
<i>En yakın dipol mod frekansı</i>	341,42	MHz
<i>Kalite faktörü, Q</i>	11 145	
<i>Ortalama açıklık yarıçapı, r_0</i>	0,317	cm
<i>Elektrot ucu yarıçapı, ρ</i>	0,27	cm
α_{bk}	9	derece
B_w	0,7	cm
B_D	3,6	cm
W_s	0,70	cm
W_b	1,4	cm
L_s	1,71	cm
H	9	cm
W	4,18	cm
R_c	1,68	cm
α_1	12,5	derece
α_2	19,5	derece



Şekil 4.7. RFQ elektrodunun, CST MWS ile çizdirilen 2-boyutlu kesiti (SUPERFISH sonuçlarını kullanarak). Demet z-ekseninde (kağıt düzleminde içeri doğru) hareket etmektedir

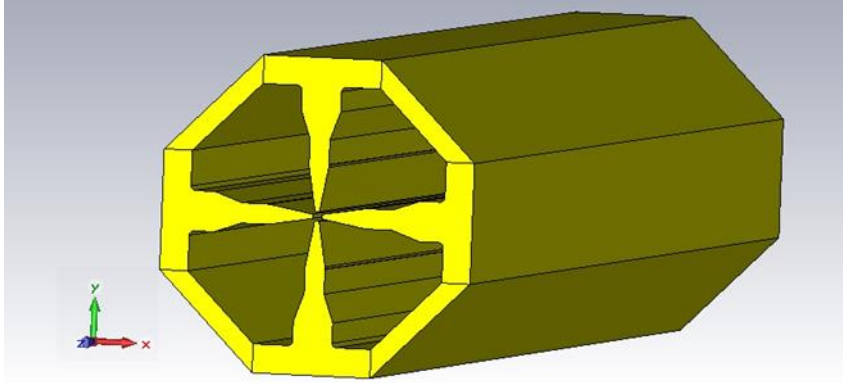


Şekil 4.8. SUPERFISH ile elde edilen elektrot uçları arasındaki elektrik alan çizgileri. Yatay ve dikey eksenler uzunluk boyutunda olup, birimi santimetredir.

RFQ, kuadrupol mod frekansında çalışmasına rağmen, istenmeyen dipol mod frekansı kuadrupol mod frekansını bozabilmekte ve bunun sonucunda parçacık kayıpları olabilmektedir. Bu nedenle, bu iki moda ait frekanslar birbirinden yeteri kadar uzak olması gerekmektedir. Aksi halde dipol modu, RFQ'nun çalışma modu olan kuadrupol modunu bozacak ve parçacık kaybına neden olacaktır. Kuadrupol modu ve dipol modu frekansları, uygun sınır şartları kullanılarak, hesaplanmıştır. SUPERFISH kullanılarak yapılan hesaplamalarda, kuadrupol modu için, W_s civarına (Şekil 4.5) Neumann sınır şartı; elektrot uçlarına ise Dirichlet sınır şartı uygulanarak 352,16 MHz bulunmuştur. Dipol mod frekansı ise, elektrot uçlarındaki sınır şartı Neumann sınır şartına değiştirilerek, 341,42 MHz olarak hesaplanmıştır. Bu iki modun frekansları arasındaki ~11 MHz'lik fark ise yeterli büyüklüktedir [72].

4.1.3. RFQ'nun üç boyutlu kavite tasarımı

RFQ kavitesini daha detaylı görmek ve 2-boyutlu kavitesi ile uyumluluğunu kontrol etmek için CST Microwave Studio paket programı kullanılmıştır. Bunun için öncelikle, Şekil 4.7 ile verilen, RFQ'nun 2-boyutlu kavitesi elde edilmiştir. Bu model, uygun sınır şartları kullanılarak [68], 3-boyutlu kaviteye (modulasyon içermeyen) genişletilmiştir. SUPERFISH ile elde edilen parametreler kullanılarak çizdirilen 3-boyutlu RFQ kavitesi Şekil 4.9 da gösterilmiştir.



Şekil 4.9. CST MWS ile elde edilen 3 boyutlu, modülasyon içermeyen RFQ kavitesi

CST Microwave Studio programı kullanılarak hesaplanan kuadrupol ve dipol mod frekansları, sırasıyla, 352,17 MHz ve 345,37 MHz dır. Elde edilen bu değerler SUPERFISH sonuçlarına yakındır.

4.2. LEBT hattının demet dinamiğine dayalı tasarımı

THM için tasarlanan proton linakının düşük enerjili kısmında, RFQ hızlandırıcısının önünde, LEBT hattının yer alması planlanmaktadır. LEBT hattı iyon kaynağından çıkan proton demetini, kendisinden sonra gelen, RFQ ya uyumlu şekilde iletmek için kullanılmaktadır. Bu demet iletim işlemi, LEBT hattına yerleştirilen, solenoid magnetlerin manyetik alanları vasıtasıyla yapılır. Bu manyetik alanlar, demeti demet eksenine odaklamaktadır. Böylece, demetin iletimi sırasında oluşacak emitans büyümesi ve parçacık kayıpları kontrol altına alınmış olur.

Bu kısımda, teknik gereksinimleri Çizelge 4.4 de verilen, LEBT hattının demet dinamiğine dayalı tasarımı yapılmıştır. THM proton linakı için düşünülen LEBT hattında iki solenoid magnetin kullanılması planlanmaktadır.

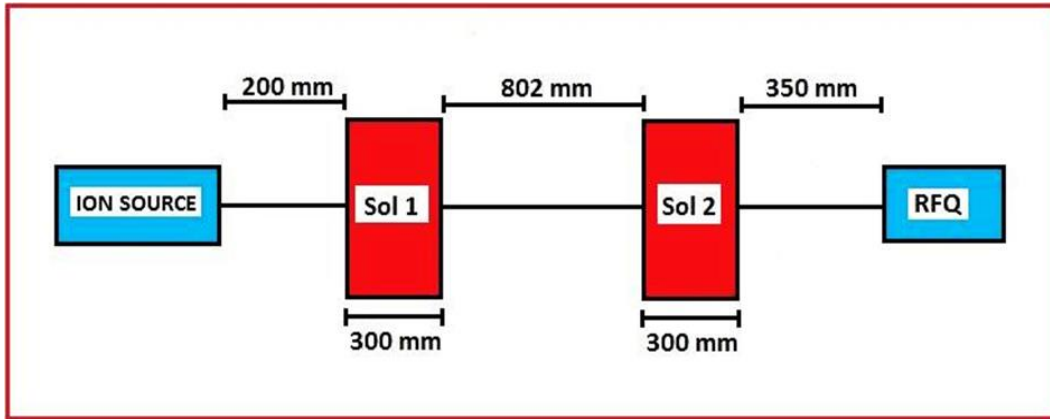
Çizelge 4.4. THM proton linakı için LEBT hattının, demet dinamiği simülasyonunda kullanılan, teknik gereksinimleri

<i>Parametre</i>	<i>Uzunluk (mm)</i>
<i>Boşluk</i>	200
<i>Solenoid</i>	300 (600 mm efektif)
<i>Boşluk</i>	802
<i>Solenoid</i>	300 (600 mm efektif)
<i>Boşluk</i>	350
<i>Demet açıklığı</i>	55

Demet dinamiği simülasyonu için, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)' ndeki Linac4 [36] projesinde kullanılan, solenoidlere ait parametreler kullanılmıştır. Demet akımı için seçilen değer ise 33 mA dir. Demet dinamiği simülasyonunda, PATH MANAGER paket programı kullanılarak, solenoidlerin manyetik alanları optimize edilmiştir.

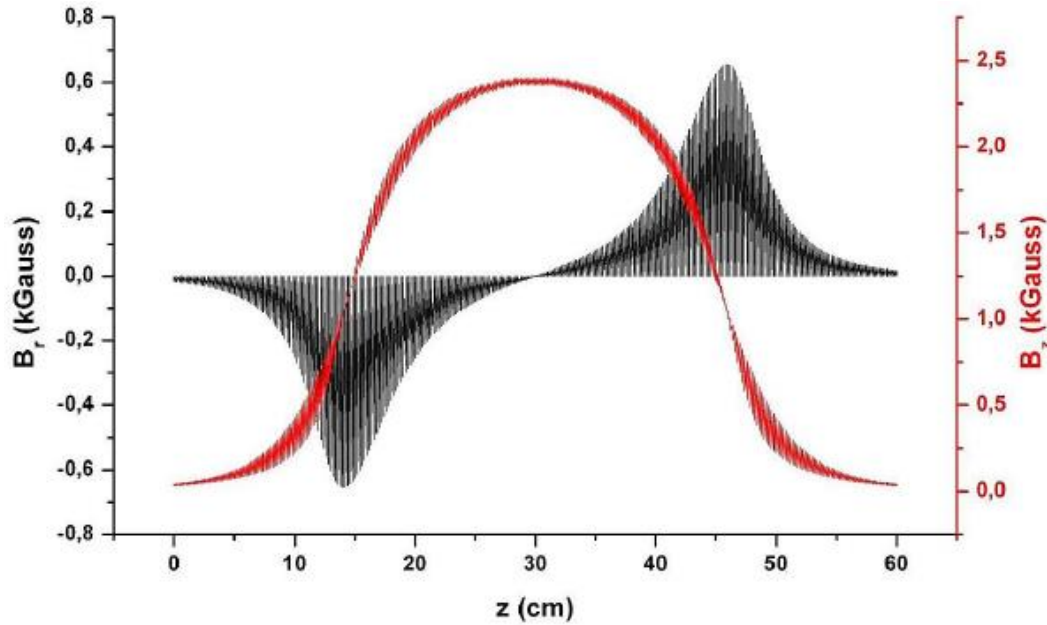
4.2.1. Manyetik alanların optimizasyonu

Teknik gereksinimleri Çizelge 4.4 ile verilen LEBT hattı, şematik olarak, Şekil 4.10 da görülmektedir. Böyle bir LEBT hattı, iyon kaynağı ile RFQ arasına yerleştirilecektir. Bu hatta kullanılacak olan iki solenoid magnet yardımıyla, demetteki emitans büyümesi ve parçacık kayıpları kontrol altında tutulacaktır.

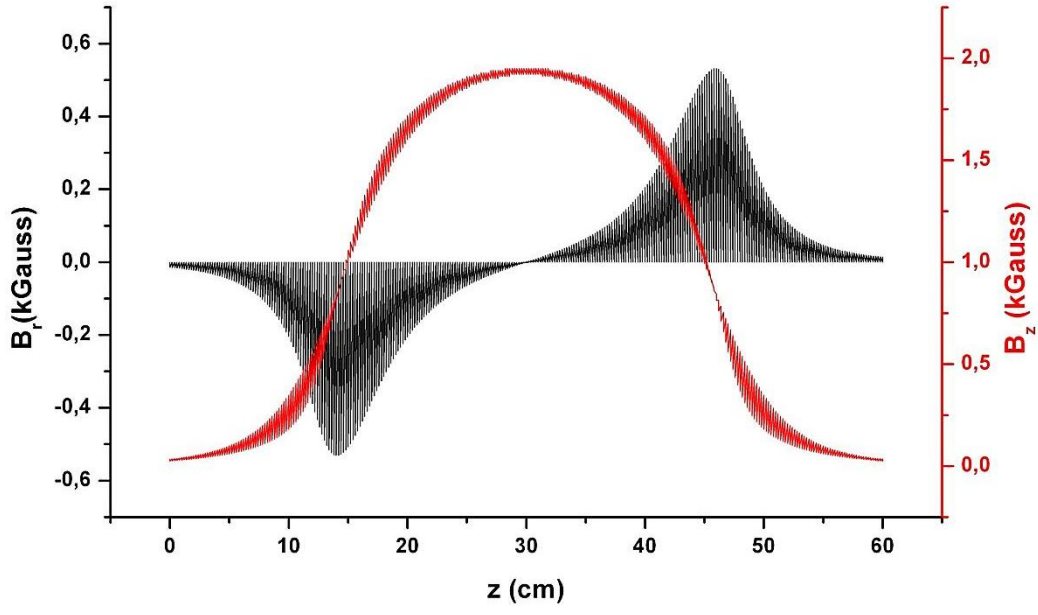


Şekil 4.10. Demet dinamiği simülasyonunda kullanılan LEBT hattının şematik gösterimi

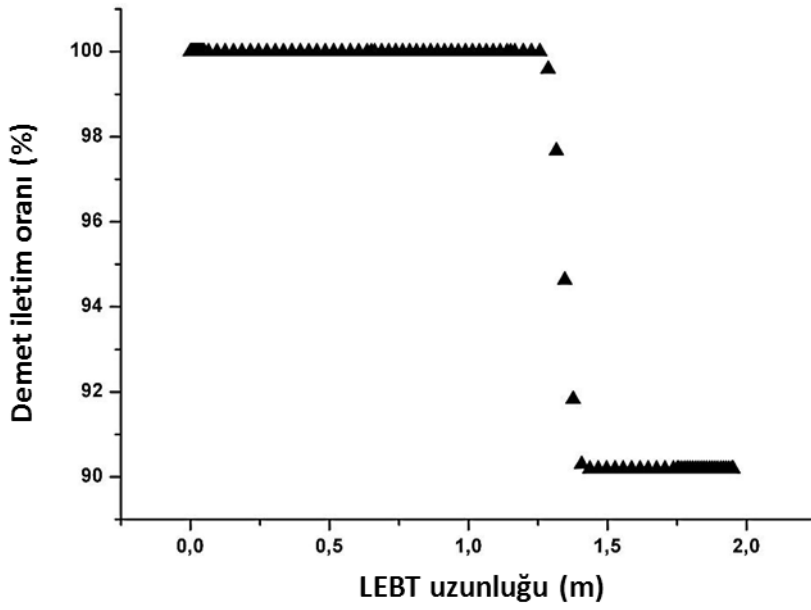
LEBT hattının demet dinamiği simülasyonu için kullanılan proton demetinin 33 mA lik bir akıma ve 50 keV lik bir kinetik enerjiye sahip olduğu kabul edilmiştir. Böyle bir demet için, 4-boyutlu (x, x', y, y') enine faz uzayında 10 000 parçacıktan oluşan, uniform (waterbag) dağılım seçilmiştir. LEBT hattı için yapılan demet dinamiği simülasyonunda demet iletim oranının ve emitansın RFQ ile uyumlu olmasına dikkat edilmiştir. Solenoidlerin manyetik alanları, bu parametrelere dikkat edilerek, optimize edilmiştir. Demetin LEBT girişinde (x, x', y, y') faz uzayındaki emitansının $0,11 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ (normalize olmuş, rms) olduğu varsayılmıştır [73, 74]. Her bir solenoidin, simülasyon sonucunda elde edilen enine manyetik alan bileşeni ($B_{r(z)}$) ve boyuna manyetik alan bileşeni ($B_{z(z)}$) Şekil 4.11 ve Şekil 4.12 de, ayrı ayrı, gösterilmiştir. Bu manyetik alanlar kullanıldığında LEBT hattının demet iletim oranı (Şekil 4.13) ve demetin çıkıştaki emitansı (Şekil 4.14) RFQ girişi ile uyumlu olmaktadır [71]. LEBT hattının simülasyon sonuçları ve LEBT çıkışındaki demet profili ise, sırasıyla, Çizelge 4.5 ve Şekil 4.15 de verilmiştir. Böyle bir çıkış demetinin parametreleri Çizelge 4.6 da verilmiştir. Çizelge 4.6 da, ayrıca, RFQ nun demet dinamiği simülasyonu sonucunda elde edilen, RFQ girişindeki optimum demet parametreleri de verilmiştir.



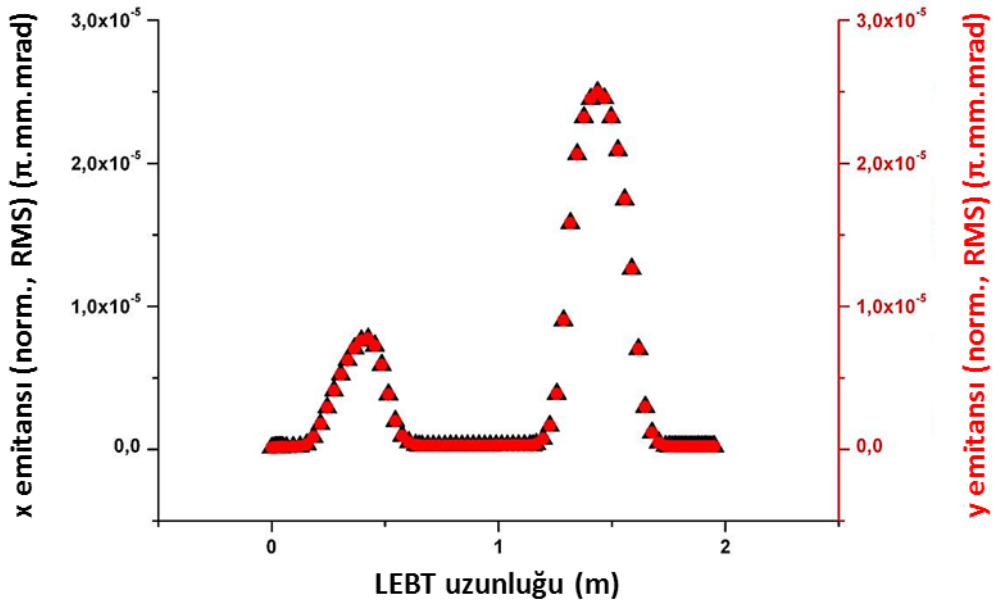
Şekil 4.11. Simülasyon sonucunda bulunan, birinci solenoidin manyetik alan bileşenlerinin deseni [75]



Şekil 4.12. Simülasyon sonucunda bulunan, ikinci solenoidin manyetik alan bileşenlerinin deseni



Şekil 4.13. Simülasyon sonucunda elde edilen, demet iletim oranının LEBT hattı boyunca gelişimi



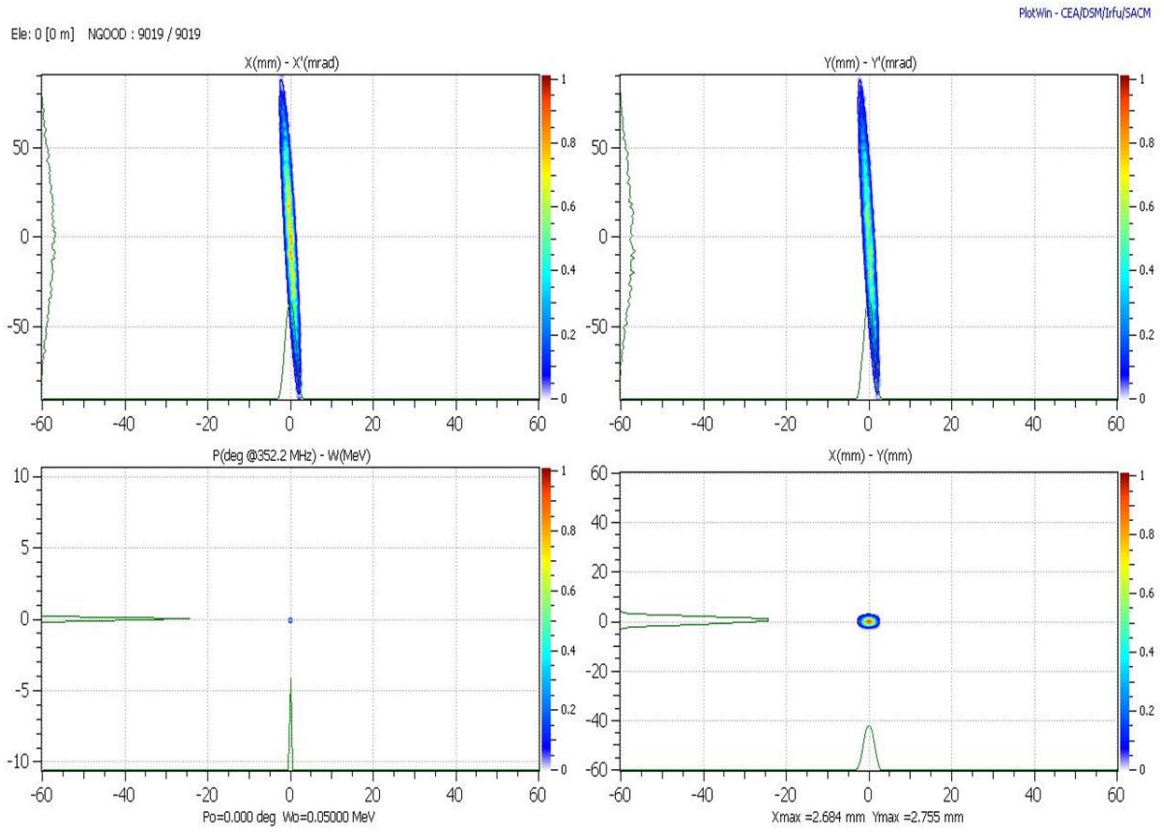
Şekil 4.14. Simülasyon sonucunda elde edilen, demet emitansının LEBT hattı boyunca gelişimi

Çizelge 4.5. LEBT hattının demet dinamiği simülasyonu sonuçları [75]

<i>Sol.1 maksimum alan (kG)</i>	<i>Sol.2 maksimum alanı (kG)</i>	<i>Çıkıştaki demet emitansı (norm., RMS) ($\pi \cdot m \cdot rad$)</i>	<i>Demet iletim oranı (%)</i>
0,65 (B_r)	0,53 (B_r)	0,20 $\times 10^{-6}$	90,19
2,40 (B_z)	1,95 (B_z)		

Çizelge 4.6. Simülasyon sonucuna göre, LEBT çıkışındaki demetin parametreleri. Demetin RFQ girişindeki hedeflenen parametreleri de ayrıca verilmiştir

<i>Twiss α [Hedef değer]</i>	<i>Twiss β (mm/π-mrad) [Hedef değer]</i>	<i>Uyumsuzluk faktörü [76]</i>
$\alpha_{x,y} = 1,54$	$\beta_{x,y} = 0,053$	0,082
$[\alpha_{x,y} = 1,27]$	$[\beta_{x,y} = 0,047]$	



Şekil 4.15. LEBT çıkışında, simülasyon sonucunda elde edilen, demet profili.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tezde, Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) projesinde yer alan proton linakı için düşük enerjili demet transferi (LEBT) hattı ve radyo-frekansı kuadropolu (RFQ) nun demet dinamiğine dayalı tasarımları yapılmıştır.

THM proton hızlandırıcısında, alt bileşenler olarak, H^+ iyon kaynağı, düşük enerjili demet transferi (LEBT) hattı, radyo-frekansı kuadropolu (RFQ), orta enerjili demet transferi (MEBT) hattı, sürüklenme tüpü linakı (DTL) ve süperiletken kaviteelerin yer alması düşünülmektedir. İyon kaynağından sürekli formda çıkacak olan, 10 mA-60 mA aralığında akım değerine sahip, proton demeti 45-50 keV lik kinetik enerjiye sahip olacaktır. Böyle bir demet LEBT hattından geçerek, aynı enerjiyle, RFQ ya girecektir. Demet, RFQ da aynı anda, hızlanacak, odaklanacak ve paketçikli forma sahip olacaktır. RFQ çıkışında ise, demetin enerjisinin 3 MeV olması planlanmaktadır. Demet, RFQ dan sonra, Orta Enerjili Demet Transfer hattı (MEBT) olarak adlandırılan, kuadropollerden ve paketçikleyicilerden oluşan alt bileşenden geçerek, DTL ile başlayan, ana hızlandırma kısmına girecektir. Demetin, bu hızlandırma kısmında, 2 GeV e kadar hızlandırılması planlanmaktadır.

Tezde, öncelikle, RFQ nun demet dinamiğine dayalı tasarımı yapılmıştır. Bu tasarımdan elde edilen demet iletimi ve giriş emitansı değerleri kullanılarak LEBT hattının demet dinamiği tasarımı da, ayrıca, yapılmıştır.

RFQ nun demet dinamiği tasarımında kullanılacak teknik özellikleri, proje kapsamında yapılan en son çalışmalar ile uyumludur. RFQ nun girişindeki demet emitansı değeri için ise benzer çalışmalardan faydalanılmıştır. LIDOS.RFQ programı kullanılarak yapılan demet dinamiği simülasyonunda 30 mA akım değerine sahip, 50 keV kinetik enerjili proton demeti kullanılmıştır. Böyle bir demetin, (x, x', y, y') dört boyutlu faz uzayında, 10 000 parçacıktan oluştuğu ve uniform dağılıma sahip olduğu kabul edilmiştir. Böyle bir demet dağılımı seçilmesinin nedeni, toplam emitans değeri ile RMS emitans değeri arasında matematiksel bir bağıntının olmasıdır. RFQ nun demet dinamiği tasarımında, ayrıca, enine emitans büyümesinin minimum olmasına, RFQ nun boyunun mümkün olduğu kadar kısa olmasına ve demet iletiminin maksimum olmasına dikkat edilmiştir. Simülasyonda, m , modülasyon parametresi ve, ϕ_s , senkronizasyon fazı ayarlanarak RFQ

kavitesi optimize edilmiştir. Optimizasyon sonucunda demet iletim oranı ~%97 olarak elde edilmiştir. İletilen demet parçacıklarının ise %98,5 i hızlandırılmış olup, bu sonuç oldukça iyi değerdir. RFQ çıkışındaki emitans büyümesi, girişteki değere göre, %15 tir. Bu şekilde optimize edilen RFQ kavitesinin toplam uzunluğu 3,45 m olarak bulunmuş, böyle bir RFQ için harcanacak toplam RF gücü ise 526 kW olarak hesaplanmıştır. Bu güç gereksinimi, referans olarak alınan çalışmalardan daha düşüktür. Simülasyon sonucu elde edilen 86 kW lık demet gücü demet akımının yükseltilmesiyle daha arttırılabilir. Ancak bu akım değeri, THM projesi için düşünülen, 10 mA-60 mA aralığında olmalıdır.

RFQ kavitesi optimize edildikten sonra, girişteki demet parametrelerinin hata payını belirlemek için, hata analizi yapılmıştır. Bunun için, girişteki bazı demet parametreleri değiştirilerek, demet iletim oranının ve hızlandırma oranının nasıl etkilendiği incelenmiştir. Demetin giriş emitansı, giriş akımı, giriş enerjisi ve elektrotlararası gerilim, hata analizinde değiştirilen parametrelerdir. Yapılan hata analizi sonucuna göre, RFQ ya girerken 30 mA lik akıma, 50 keV lik kinetik enerjiye, $0,20\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ lik enine emitansa (normalize olmuş, RMS) sahip demetin RFQ girişinde; 10 mA- 40 mA arasında bir akıma sahip olması, 49.5 keV ile ~52,2 keV arasında kinetik enerjiye sahip olması ve enine emitansının (normalize olmuş, RMS) $\sim 0,07\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad} - \sim 0,37\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ aralığında olması demet iletim ve hızlandırma oranlarını %95 in üstünde tutmaya yeterlidir. Belirlenen bu aralıkların yanısıra, Kilpatrick limitine dikkat ederek, elektrotlar arası gerilimin 75,3 kV dan itibaren arttırılması, yine, demet iletim ve hızlandırma oranlarının istenilen değerde olmasını sağlayacaktır.

RFQ kavitesinin elektromanyetik kavite tasarımı, ayrıca, tezde yer almaktadır. Bu tasarım için SUPERFISH kodu kullanılmıştır. Bu kod ile RFQ elektrotlarının, 2-boyutlu kesiti, tasarlanmıştır. Bu tasarım için kullanılan, r_0 , ortalama açıklık yarıçapı; ρ , elektrot ucu yarıçapı; α_{bk} , break-out açısı; B_w , elektrodun yarı genişliği parametreleri demet dinamiği simülasyonundan elde edilmiştir. RFQ nun normal çalışma modu olan kuadropol mod frekansı ile buna en yakın dipol mod frekansı, yine, elektromanyetik tasarımda hesaplanmıştır. Bu iki mod arasındaki fark ~11 MHz olarak hesaplanmış olup, birbirlerinden yeteri kadar uzaktadır. Ayrıca, aynı tasarım sonucunda, kavitenin kalite faktörü 11 145 olarak hesaplanmış ve elde edilen bu değer referans değerlerden daha yüksektir.

Kavitenin 3-boyutta elektromanyetik tasarımı için CST Microwave Studio paket programı kullanılmıştır. İki boyutlu kesit için yapılan simülasyon sonucunda elde edilen parametreler, bu paket program kullanılarak, 3-boyuta genişletilmiştir. Uygun sınır şartları uygulayarak elde edilen modülasyonsuz kavitenin kuadropol mod frekansı ile en yakın dipol mod frekansı, sırasıyla, 352,17 MHz ve 345,37 MHz olarak hesaplanmıştır. Üç boyutlu kavite için elde edilen kalite faktörü ise 11 677 dir.

THM proton linakı için, bir diğer çalışma olan, LEBT hattının demet dinamiğine dayalı tasarımı da bu tezde yer almaktadır. Demet dinamiği simülasyonunda, yaygın olarak kullanılan, iki solenoidli LEBT hattı kullanılmıştır. Simülasyon için, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) bünyesinde devam eden Linac4 projesinden tedarik edilen, PATH MANAGER paket programı kullanılmıştır. Bu tasarımda, LEBT hattındaki demet iletim oranının ve çıkıştaki emitans değerinin RFQ girişi ile uyumlu olmasına dikkat ederek, solenoidlerin manyetik alanlarının optimizasyonu yapılmıştır. Optimizasyon sonucunda, LEBT çıkışındaki demet parametrelerinin, hedeflenen RFQ girişindeki demet parametreleri ile ~%92 uyumlu olduğu görülmüştür. Elde edilen sonuçların, ayrıca, teorik beklentiler ile de uyumlu olduğu görülmüştür [75].

RFQ ile ilgili sonraki çalışma olarak, elde edilen kavitenin detaylı bir RF çalışması (alan stabilizasyonu, başlangıç ve bitiş hücrelerinin ayarlanması,...) ve kavitenin termal çalışması düşünülmektedir. Ayrıca, demet parametreleri değiştirilerek demet gücünün arttırılması, yine, düşünülen çalışmalardandır. Ancak bu çalışmalar için daha fazla simülasyon programına ihtiyaç duyulmaktadır. Tezde RFQ için demet dinamiği simülasyonunda uniform (waterbag) demet dağılımı kullanılmıştır. Bu dağılım ideal durumu yansıtmakta olup, gerçek verilerin alındığı deneysel sonuçlarla, genelde, uyumlu olmamaktadır. Bu nedenle farklı demet dağılımlarının, RFQ nun demet dinamiğine dayalı tasarımına etkisini incelemek, yine, düşünülen çalışmalar arasındadır [77].

LEBT hattındaki demet içerisinde, lineer ve lineer olmayan kuvvetleri analiz etmek ve bunu simülasyonlar ile doğrulamak sonraki çalışmalar olarak düşünülmektedir. Bunun için, kaynak kodunda değişiklik yapabileceğimiz bir simülasyon programının tedarik edilmesinde fayda görülmektedir.

Son olarak, bu tezde yer alan çalışmaların devamı niteliğinde, THM projesi proton linakı için Orta Enerjili Demet Transfer (MEBT) hattının demet dinamiğine dayalı tasarımı ve optimizasyonunun yapılması, bir diğer çalışma olarak, planlanmaktadır. Tasarlanacak olan MEBT hattının RFQ ile Sürüklenme Tüp Linakı (DTL) arasına yerleştirilmesi planlanmaktadır. MEBT sayesinde, RFQ dan çıkan demette hızlandırılmayan parçacıkların da mevcut olması sebebiyle, demet tamamıyla paketçikli hale getirilecek ve demetin DTL ile eşleştirilmesi yapılacaktır. Bu tasarım için, Düşük Enerjili Yüksek Yoğunluklu Proton Hızlandırıcısı (LEHIPA) [78] için tasarlanan MEBT hattı baz alınacaktır [26].

KAYNAKLAR

1. Riordan, M. (1992). The Discovery of Quarks. *Science*, 256(5061), 1287-1293.
2. İnternet: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN). URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fhome.web.cern.ch&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
3. İnternet: Japonya Proton Hızlandırıcısı Araştırma Kompleksi (J-PARC). URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fj-parc.jp%2Findex-e.html&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
4. İnternet: Fermi Ulusal Laboratuvarı (Fermilab). URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww.fnal.gov&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
5. İnternet: SLAC Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı. URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww6.slac.stanford.edu&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
6. İnternet: Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) projesi. URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fthm.ankara.edu.tr&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
7. G. H. Gillespie Associates, Inc. and The LIDOS Group. (2008). *LIDOS RFQ Designer Version 1.5 User's Guide*. A.B.D.: Accelsoft Inc., 5-49.
8. Billen, J.H. and Young, L.M. (2005). Poisson Superfish. *Los Alamos National Laboratory Document*, LA-UR-96-1834, Rev. June 28.
9. İnternet: CST Studio Suite. URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww.cst.com&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
10. Perrin, A., Amand, J.F. ve diğerleri (Editörler). (2007). *Travel v4.07 User Manual*, Cenevre:CERN, 1-69.
11. Wangler, T.P. (1998). *Principles of RF Linear Accelerators*.(1). New York/A.B.D.: John Wiley&Sons, 2, 160, 178, 179, 225, 226, 230-234, 261.
12. Wiedemann, H. (1993). *Particle Accelerator Physics*. (1). Berlin/ALMANYA: Springer-Verlag, 15, 17, 39, 160, 265.
13. Ising, G. (1924). Prinzip Einer Methode Zur Herstellung Von Kanalstrahlen Hoher Voltzahl. *Arkiv för matematik, astronomi och fysik*, 18(30), 1-4.
14. Wideröe, R. (1928). Ueber Ein Neues Prinzip Zur Herstellung Hoher Spannungen. *Archiv fuer Elektronik und Uebertragungstechnik*, 21(4), 387-406.
15. Alvarez, L.W. (1946). The Design of a Proton Linear Accelerator. *Physical Review*, 70, 799-800.

16. İnternet: Liepe, M. RF Systems and Particle Acceleration. *Cornell University*. URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww.lns.cornell.edu%2F%7Eliepe%2Fwebpage%2Fdocs%2FP4456L19.pdf&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
17. Lawrance, E.O. ve Sloan, D.H. (1931). Production of heavy high speed ions without the use of high voltages. *Physical Review*, 38, 2021-2032.
18. Amaldi, U. (2000, 26-30 Haziran). *The Importance of Particle Accelerators*. European Particle Accelerator Conference (EPAC 2000), Viyana.
19. Sultansoy, S. (2001, 25-26 Ekim). *Parçacık Hızlandırıcıları: Dün, Bugün, Yarın*. 1. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi, Ankara.
20. Sultansoy, S. (2006, 31 Ekim-03 Kasım). *Accelerator Technology for the Mankind*. Avrasya Nükleer Bilimler ve Uygulamaları Konferansı, Bakü.
21. Clendenin, J., Rinolfi, L. ve diğerleri (1996, 26-30 Ağustos). *Compendium of Scientific Linacs*. 18th International Linac Conference (Linac 96), Cenevre.
22. Morris, J.H. (1991). Boron neutron capture therapy. *ChemInform*, 22(32), 1522-2667.
23. İnternet: Principles of Boron Neutron Capture Therapy. URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww.jaea.go.jp%2Fjaeri%2Fenglish%2Fpress%2F991025%2Ffig03.html&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
24. Griffiths, D.J. (1996). *Elektromagnetik Teori*. (Çev. B. Karaoğlu). İstanbul: Güven Kitap Yayın Dağıtım. (Eserin orijinali 1991'de yayımlandı), 238.
25. Podadera, I., Calvo, J., ve diğerleri (2011, 4-9 Eylül). *The Medium Energy Beam Transport Line (MEBT) of IFMIF/EVEDA LIPAC*. II. International Particle Accelerator Conference (IPAC 2011), San Sebastian.
26. Mathew, J.V., Rao, S.V.L.S. ve Singh, P. (2011, 11-14 Aralık). *Electro-magnet Quadrupole Design for LEHIPA MEBT*. 2. International Workshop on Accelerator-Driven Sub-Critical Systems and Thorium Utilization, Mumbai.
27. Witkover, R.L., Alessi, J. ve diğerleri (1984, 07-11 Mayıs). *Conversions of the BNL 200 MeV Linac to H- and Polarized H- Acceleration*. Linear Accelerator Conference (LINAC 84), Seeheim.
28. Bricault, P.G., Dombosky, M. ve diğerleri (2007, 1-5 Ekim). *Progress in Development of ISOL RIB Ion Sources and Targets for High Power*. 18th International Conference on Cyclotrons and their Applications, Roma.
29. Turner, S. (Editör). (1996). *CAS - CERN Accelerator School : Cyclotrons, Linacs and Their Applications*, Cenevre:CERN, 95-104.
30. Bailey, R. (Editör). (2013). *Proceedings, CAS - CERN Accelerator School: Course on High Power Hadron Machines*, Cenevre:CERN, 369-407.

31. Luccio, A., Mackay, W. (Editörler). (1999). *Proceeding of the Particle Accelerator Conference*, New Jersey: IEEE, 87-91.
32. Peggs, S., Kreier, R. ve diğerleri (Editörler). (2013). *ESS Technical Design Report*, Lund:ESS, 1-650.
33. Belver, D., Bermejo, F.J. ve diğerleri (2012, 20-25 Mayıs). *Design and Measurements of a Test Stand for the Sem-Grid System of the ESS-Bilbao*. 3. International Particle Accelerator Conference (IPAC 2012), New Orleans.
34. Forck, P. (2003, 03 Ocak-11 Mart). *Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics*. Joint Universities Accelerator School (JUAS), Archamps.
35. Soloshenko, I.A. (1999). Space charge compensation of technological ion beams. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 27(4), 1097-1100.
36. Gerigk, F., Vretenar, M. (Editörler). (2006). *Linac4 Technical Design Report*, Cenevre:CERN, 1-131.
37. Kapchinsky, I.M. ve Tepliakov, V.A. (1970). Linear Ion Accelerator with Spatially Homogeneous Strong Focusing. *Pribory i Tekhnika Eksperimenta*. 2, 19-22.
38. Kapchinsky, I.M. ve Tepliakov, V.A. (1970). *Pribory i Tekhnika Eksperimenta*. 4, 17-19.
39. Landau, L.D. ve Lifshitz, E.M. (1969). *Course of Theoretical Physics Volume 1: Mechanics*.(2). Londra/İngiltere: Pergamon Press, 154-158.
40. Brandt, Daniel (Editör). (2005). *Proceedings of CERN Accelerator School (CAS): Small Accelerators*, Cenevre, CERN, 201-207.
41. Larsson, J. (2007). Electromagnetics from a quasistatic perspective. *American Journal of Physics*, 75(3), 230-239.
42. İnternet: Staelin, D.H. Electromagnetics and Applications. *Massachusetts Institute of Technology*.URL:http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Focw.mit.edu%2Fcourses%2Felectrical-engineering-and-computer-science%2F6-013-electromagnetics-and-applications-spring-2009%2Freadings%2FMIT6_013S09_notes.pdf&date=2015-01-19, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
43. Month, M., Dienes, M. (Editörler). (1992). *The Physics of Particles Accelerators: Based in Part on the U.S. Particle Accelerator School (USPAS) Seminars and Courses in 1989 and 1990*, New York:AIP Conference Proceedings, 1483-1532.
44. Takeda, H. (2005). Parmila. *Los Alamos National Laboratory Documents*, LA-UR-98-4478, Rev. July 26.
45. İnternet: Billen, J.H. Coupled-cavity drift-tube linac. *Google Patents*.URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww.google.co.in%2Fpatents%2FUS5578909&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.

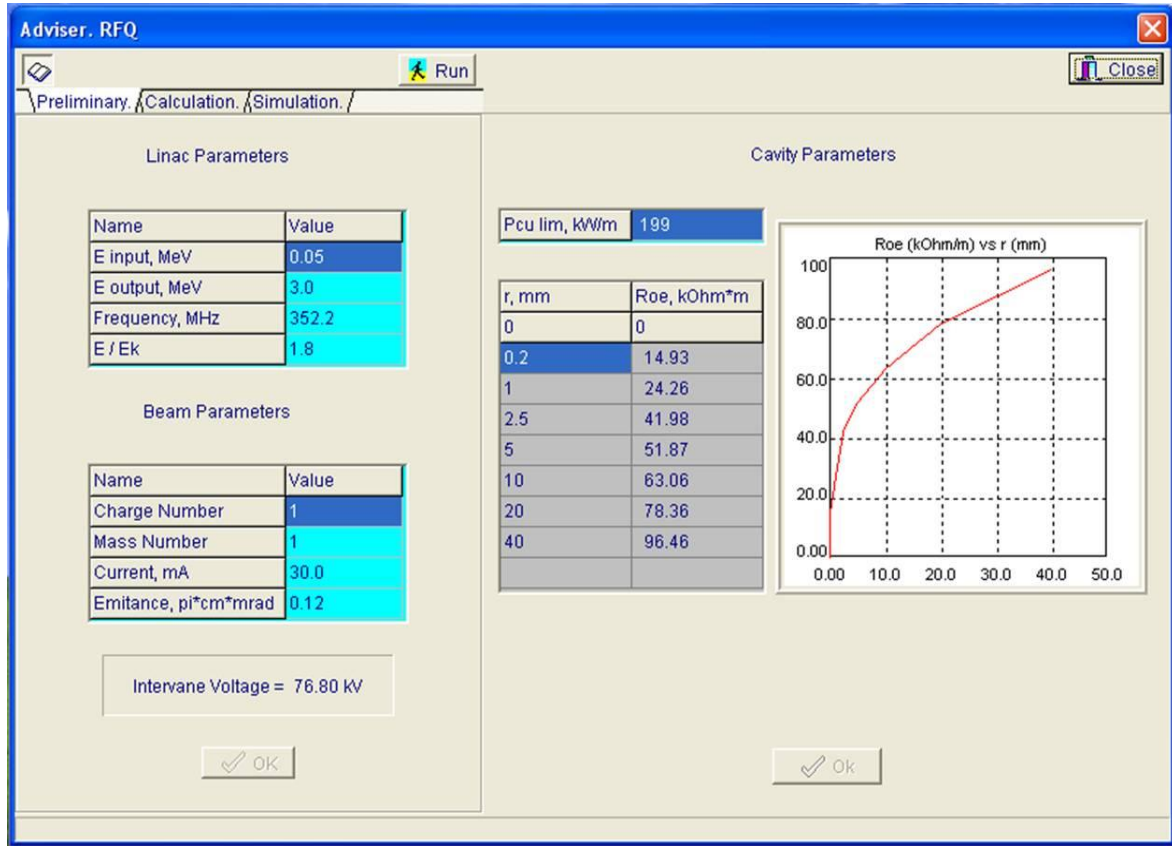
46. Çalışkan, A. ve Yılmaz, M. (2010, 31 Ağustos-01 Eylül). *CCDTL Design at TAC Proton Accelerator*. IV. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi (UPHUK IV), Muğla.
47. Wang, S.H. (2006, 27 Temmuz-05 Ağustos). *RF Electron Linac*. 4. OCPA Accelerator School, Yangzhou.
48. İnternet: Kazusa, C. ve Yoneda, M. Side-coupled standing wave linear accelerator. *Google Patents*. URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fwww.google.com%2Fpatents%2FUS4746839&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
49. Çalışkan, A. ve Yılmaz, M. (2007, 17-19 Eylül). *TAC Proton Hızlandırıcısı ve Simülasyon Çalışmaları*. III. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi (UPHUK III), Muğla.
50. Çalışkan, A. ve Yılmaz, M. (2008, 25-30 Ağustos). *TAC Proton Hızlandırıcısının 1 GeV'lik LINAC'ı için demet simülasyonu*. Türk Fizik Derneği (TFD) 25. Uluslararası Fizik Kongresi, Muğla.
51. Ikegami, M., Kato, T. ve diğerleri (2004, 16-20 Ağustos). *Beam Dynamics Design of J-PARC Linac High Energy Section*. Lübeck.
52. Çalışkan, A. (2011). *1 GeV Enerjili ve Çok Amaçlı Doğrusal Proton Hızlandırıcısı için Parametre Optimizasyonu ve Demet Dinamiği*, Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 26, 27.
53. Chin, Y.H., Yoshikawa, H. ve Ikegami, M. (Editörler). (2006). *39th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High Intensity High Brightness Hadron Beams 2006 (HB2006)*, Tsukuba:KEK, 337-340.
54. Nolen, J.A. (2004). Overview of the U.S. Rare Isotope Accelerator Proposal. *Nuclear Physics A*, 734, 661-668.
55. Bailey, R. (Editör). (2011). *CAS - CERN Accelerator School: RF for Accelerators*, Cenevre:CERN, 369-393.
56. İnternet: Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvarı (HEPL). URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fhepl.stanford.edu&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
57. İnternet: Wolski, A. Advanced Electromagnetism-Part 5: Cavities and Waveguides. *University of Liverpool*. URL: <http://www.webcitation.org/query?url=http%3A%2F%2Fpcwww.liv.ac.uk%2F%7Eawolski%2Fteaching%2FLiverpool%2FPHYS370%2FAdvancedElectromagnetism-Part5.pdf&date=2015-01-19>, Son Erişim Tarihi: 19.01.2015.
58. Brandt, D. (2008, 2-14 Kasım). *Accelerator for Newcomers*. CERN Accelerator School (CAS), Frascati.
59. Lee, S.Y. (2004). *Accelerator Physics*. (2). Londra/İNGİLTERE: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 129-131.

60. Turner, S. (Editörler). (1994). *CAS - CERN Accelerator School : 5th General Accelerator Physics Course*, Cenevre:CERN, 253-289.
61. Dugan, G. (2002, 14-25 Ocak). *Introduction to Accelerator Physics-Lecture 6*. U.S. Particle Accelerator School, California.
62. Caliskan, A. ve Yilmaz, M. (2012). DTL cavity design and beam dynamics for a TAC linear proton accelerator. *Chinese Physics C*, 36(2), 167-172.
63. Caliskan, A. ve Yilmaz, M. (2009). 55 MeV Energy DTL Design and Optimization for TAC Linear Proton Accelerator. *Balkan Physics Letters*, 18(181002), 8-15.
64. Chao, A.W. (Editör). (2000). *Proceedings of the XX. International Linac Conference*, California:SLAC, 542-544.
65. Gaur, R., Kumar, V. (2013, 19-22 Kasım). *Design Studies of 325 MHz RFQ at RRCAT*. DAE-BRNS Indian Particle Accelerator School (InPAC), Kalkota.
66. Zhang, C., Schempp, A. (2009). Design of an upgradeable 45-100 mA RFQ accelerator for FAIR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A (NIM A)*, 609(2-3), 95-101.
67. Reiser, M. (2004). *Theory and Design of Charged Particle Beams*. (2). Weinheim/ALMANYA: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KgaA, 61, 352.
68. Gaur, R., Shrivastava, P. (2010). Beam Dynamics and Electromagnetic Design Studies of 3 MeV RFQ for SNS Programme. *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, 2(1), 519-528.
69. Kilpatrick, W.D. (1957). Criterion for Vacuum Sparking Designed to Include Both rf and dc. *The Review of Scientific Instruments*, 28(10), 824-826.
70. Singh, A.K., Baskaran, R. ve diğerleri (2011). Optimization of 1 MeV RFQ accelerator parameters for ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ based pulsed neutron source. *Indian Journal of Pure Applied Physics*, 49(1), 13-20.
71. Caliskan, A., Kisoglu, H.F. ve Yilmaz, M. (Baskıda). Beam Dynamics Design and Electromagnetic Analysis of 3 MeV RFQ for TAC Proton Linac. *Nuclear Science and Techniques*.
72. Comyn, M. (Editör). (2008). *Proceedings, 14th Conference on Linear accelerator (LINAC 08)*, Victoria:TRIUMF, 157-159.
73. Feng, Z., Guan, X.L. ve diğerleri (2010). Design and fabrication status of proton source and LEPT for CPHS. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A (NIM A)*, doi: 10.1016/j.nima.2010.12.026.
74. Sahni, V.C. (Editör). (2007). *Proceedings of Asian Particle Accelerator Conference (APAC)*, Indore:RRCAT, 384-386.
75. Kisoglu, H.F., Yilmaz, M. (2014). Beam Dynamical Evolutions in a Solenoid Channel-A Review. *European International Journal of Science and Technology*, 3(7), 157-164.

76. Crandall, K.R. ve Rusthoi, D.P. (1997). TRACE 3-D Documentation. *Los Alamos National Laboratory Document*, LA-UR-97-886.
77. Comunian, M., Pisent, A. ve diğçerleri (2008, 23-27 Haziran). *Beam Dynamics of the IFMIF-EVEDA RFQ*. 11th European Particle Accelerator Conference, Genova.
78. Singh, P., Rao, S.V.L.S. ve diğçerleri (2007). Accelerator development in India for ADS programme. *Pramana Journal of Physics*, 68(2), 331-342.

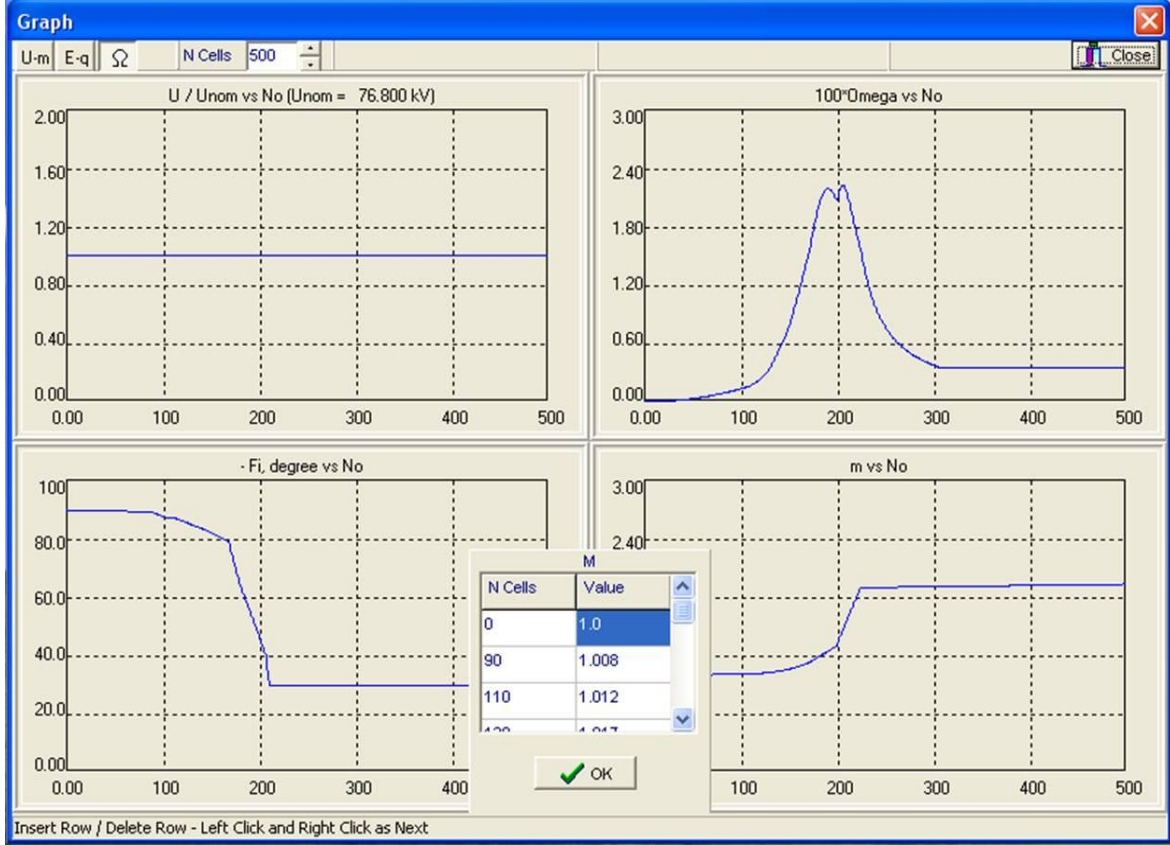
EKLER

EK-1. LIDOS.RFQ programında demet parametrelerinin girildiği pencere



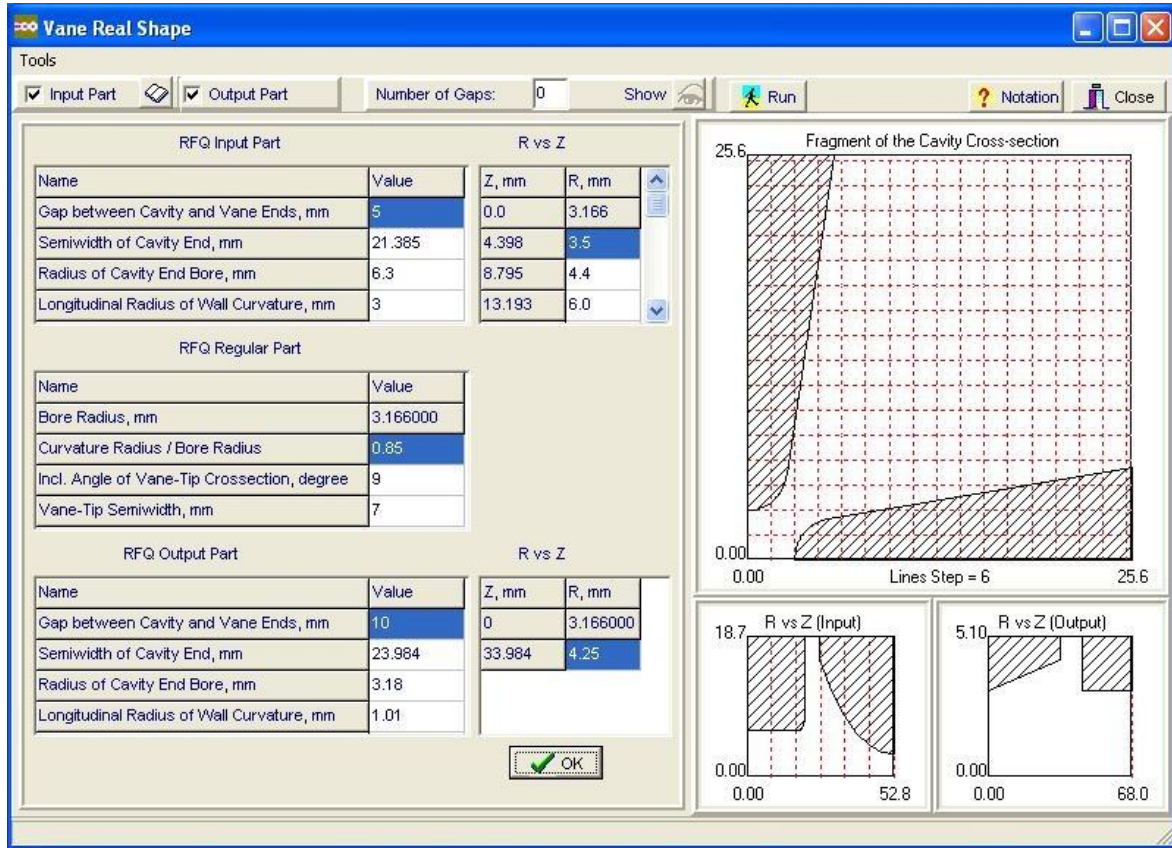
Resim 1.1. LIDOS.RFQ programında demet parametrelerinin girildiği ekranın görüntüsü

EK-2. LIDOS.RFQ programında modülasyon parametresi ve senkronizasyon açısının girildiği pencere



Resim 2.1. LIDOS.RFQ programında modülasyon parametresi ve senkronizasyon fazının girildiği pencerenin görüntüsü

EK-3. LIDOS.RFQ programında elektrot geometrisinin ayarlandığı pencere



Resim 3.1. LIDOS.RFQ programında elektrot geometrisinin ayarlandığı pencerenin görüntüsü

EK-4. LEBT hattı tasarımında, PATH MANAGER programı için, manyetik alan optimizasyonunda kullanılan kod

```
Beam = "uniform10k50keV.DAT"  
Line = "steered2.in"  
TravelBin = "C:\Program Files\Path Manager\Travel\Bin\Travel.exe"
```

```
InputVariable = "sol1 mag. factor"  
  Element = "sol1"  
  Parameter = 5  
  Distribution = Uniform(100%)
```

```
OutputVariable = "xx' RMS emittance norm.(m.rad)"  
  File = RMSFile  
  Column = 18
```

```
OutputVariable = "yy' RMS emittance norm.(m.rad)"  
  File = RMSFile  
  Column = 21
```

```
OutputVariable = "xx' alpha (1)"  
  File = RMSFile  
  Column = 28
```

```
OutputVariable = "xx' beta (m/rad)"  
  File = RMSFile  
  Column = 29
```

```
OutputVariable = "yy' alpha (1)"  
  File = RMSFile  
  Column = 30
```

```
OutputVariable = "yy' beta (m/rad)"  
  File = RMSFile  
  Column = 31
```

```
OutputVariable = "Alive (%)"  
  File = AVGFile  
  Column = 4
```

EK-5. RFQ nun 2-boyutlu elektromanyetik kavite tasarımı için kullanılan SUPERFISH kodu

TITLE

Tuning of RFQ Cavity for RFQ Design

Target frequency = 352.2 MHz

ENDTITLE

PARTICLE H+
 FILEname_prefix Varan
 SEQUENCE_number 1
 RFQ_MODE
 FREQUENCY 352.2
 CORNER_radius 1.6776 ;optimize
 BREAK_out_angle 9 ;ok
 RHO/R0 0.85 ;ok
 BLANK_Width 0.7 ;ok
 BLANK_Depth 3.6 ;ok
 VANE_ANGLE_1 12.502
 VANE_ANGLE_2 19.5
 DELTA_frequency 0.05
 MESH_size 0.035
 INCREMENT 2

DATA

;r0(bore radius), Vg, rho, Ws(SHwidth), Ls(SHlength), Wb(Bas.width),
 H(height), W(width), Nv

0.3166 0.0768 0.26911 0.7046 1.712 1.4 0 4.18
 7

ENDDATA

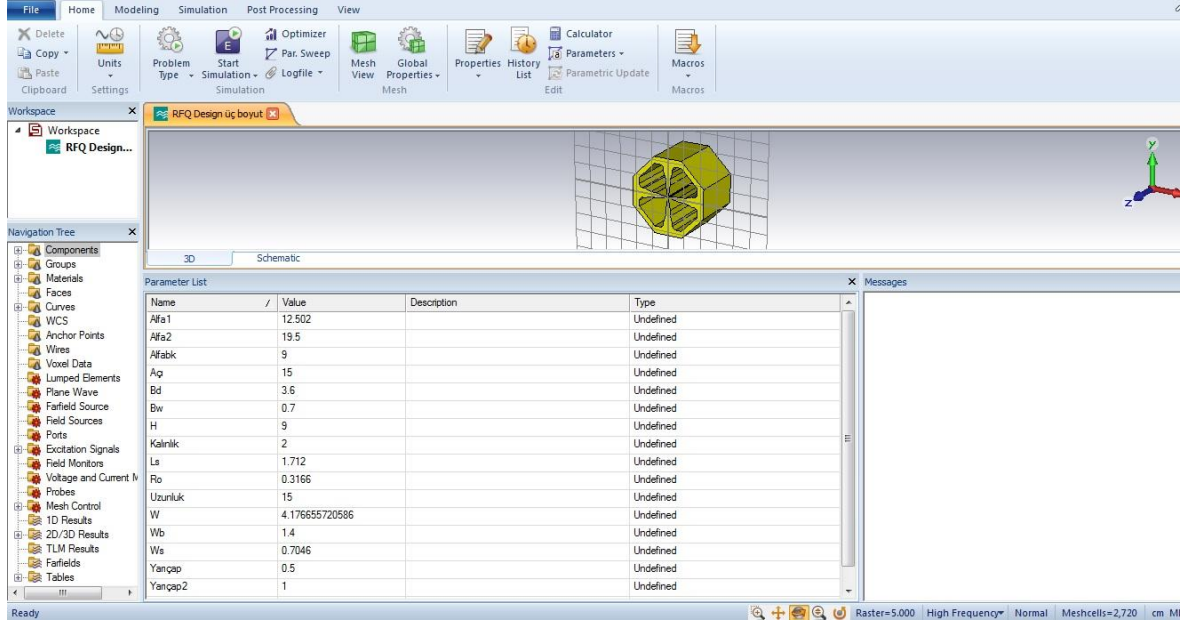
ENDFILE

EK-6. RFQ nun 2-boyutlu elektromanyetik kavite tasarımında dipol mod frekansı hesabı için kullanılan SUPERFISH kodu

```
&reg kprob=1,          ; Superfish problem
; Define X (physical) and K (logical) line regions:
xreg1=0.7046,          kreg1=18,
xreg2=0.9267871997064, kreg2=22,
xreg3=1.853574399413, kreg3=28,
kmax=56,
; Define X (physical) and K (logical) line regions:
yreg1=0.6178581331376, lreg1=25,
yreg2=0.9267871997064, lreg2=31,
yreg3=1.853574399413, lreg3=40,
lmax=80,
icylin=0,              ; Cartesian coordinates
freq=300,              ; Starting frequency
dslope=-1,             ; Allow convergence in one iteration
rfq=1,                 ; Cavity type is RFQ
; The following line is for dipole modes; use nbslf=0 for quadrupole modes
nbslf=1,               ; Neumann boundary condition at left edge
lines=0 &              ; allow line region points to move in mesh optimization
```

```
&PO X=0.0,Y=0.0 &          ; 1
&PO X=0.0,Y=0.3166 &      ; 2
&PO NT=2,X0=0.0,Y0=0.58571, ; 3
  X=0.2657968093376,Y=-0.042098078887 &
&PO X=0.7,Y=3.285062973835 & ; 4
&PO X=0.7,Y=3.6 &        ; 5
&PO X=0.7046,Y=3.620745832044 & ; 6
&PO X=0.7046,Y=5.332745832044 & ; 7
&PO X=1.4,Y=7.296494852691 & ; 8
&PO X=1.4,Y=7.3224 &     ; 9
&PO NT=2,X0=3.0776,Y0=7.3224, ; 10
  X=0.0,Y=1.6776 &
&PO X=4.176655720586,Y=9 & ; 11
&PO X=9,Y=4.176655720586 & ; 12
&PO X=9,Y=3.0776 &      ; 13
&PO NT=2,X0=7.3224,Y0=3.0776, ; 14
  X=0.0,Y=-1.6776 &
&PO X=7.296494852691,Y=1.4 & ; 15
&PO X=5.332745832044,Y=0.7046 & ; 16
&PO X=3.620745832044,Y=0.7046 & ; 17
&PO X=3.6,Y=0.7 &       ; 18
&PO X=3.285062973835,Y=0.7 & ; 19
&PO X=0.543611921113,Y=0.2657968093376 & ; 20
&PO NT=2,X0=0.58571,Y0=0.0, ; 21
  X=-0.26911,Y=0.0 &
&PO X=0.0,Y=0.0 &      ; 22
```

EK-7. RFQ nun 3-boyutlu elektromanyetik kavite tasarımı (modulasyonsuz) kullanılan CST Microwave programında parametrelerin girildiği pencere



Resim 7.1. RFQ nun 3-boyutlu elektromanyetik kavite tasarımı (modulasyonsuz) kullanılan CST Microwave programında parametrelerin girildiği pencerenin görüntüsü

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : Hasan Fatih, KIŞOĞLU
 Uyuğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 08.02.1983, Adana
 Medeni hali : Evli
 Telefon : 0 (532) 0549579
 Faks : -
 E-Posta : hasanfatihk@aksaray.edu.tr



Eğitim

Derece	Okul/Program	Mezuniyet tarihi
Doktora	Gazi Üniversitesi/Fizik	2015
Yüksek lisans	Çukurova Üniversitesi/Fizik	2008
Lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik	2005
Lise	Çağrıbey Lisesi	2001

İş Deneyimi

Yıl	Çalıştığı Yer	Görev
2007-devam ediyor	Aksaray Üniversitesi	Araştırma Görevlisi

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar

1. Chatrchyan, S., Hmayakyan, G., Khachatryan, V. ve diğerleri (2008). The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(S08004), doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
2. Andreev, V., Aslanoglou, X., Azman, A. ve diğerleri (2010). Performance studies of a full-length prototype for the CASTOR forward calorimeter at the CMS experiment. *European Physical Journal C*, 67(3-4), 601-615.

3. Caliskan, A., Kisoglu, H.F. ve Yilmaz, M. (Baskıda). Beam Dynamics Design and Electromagnetic Analysis of 3 MeV RFQ for TAC Proton Linac. *Nuclear Science and Techniques*, (2014).
4. Kisoglu, H.F. ve Yilmaz, M. (2014). Beam Dynamical Evolutions in a Solenoid Channel- A Review. *European International Journal of Science and Technology*, 3(7), 157-164.
5. Kisoglu, H.F., Caliskan, A. ve Yilmaz, M. (2010). Some Criterias at DTL Design For Turkish Accelerator Center (TAC) Linac. *Azerbaijan Journal of Pyhsics*, 16(2), 534-536.
6. Aslanoglou, X., Azman, A., Bakirci, N. ve diğlerleri (2008). Performance studies of the final prototype for the CASTOR forward calorimeter at the CMS experiment. *The Compact Muon Solenoid Experiment (CMS) Note*, 1(022).
7. Kışoğlu, H.F ve Kayış Topaksu, A. (2008). CMS HCAL Hadronik Kapak Kalorimetresindeki Hibrid Foto-Diyotların Enerji Kazanç Kararlılığı Çalışmaları. *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, 19-3(2008), 53-62.
8. Kisoglu, H.F. ve Yilmaz, M. (2014, 21-24 Temmuz). *Preliminary RFQ Design Studies Based on Beam Dynamics for TAC-Proton Linac*. Türk Fizik Derneği 31. Uluslararası Fizik Kongresi, Muğla.
9. Caliskan, A., Kisoglu, H.F., Yilmaz, M. ve Sultansoy, S. (2013, 7-9 Eylül). *A Low Energy Beam Transport Design for TAC Proton Accelerator*. 5. Uluslararası Katılımlı Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi (UPHUK 5), Muğla.
10. Kışoğlu, H.F., Çalışkan, A. ve Yilmaz, M. (2013, 18-19 Nisan). *Demet Dinamiksel Parametrelerin Solenoid ve Kuadropoldeki Gelişimi*. Ulusal Proton Hızlandırıcıları Çalıştayı, Ankara.
11. Kışoğlu, H.F. (2012, 30 Kasım-02 Aralık). *Yüksek SCC Faktörlerinde LEBT Dizaynı*. 11. Türk Hızlandırıcı Merkezi YUUP Çalıştayı, Ankara.
12. Kışoğlu, H.F. (2011, 09-11 Aralık). *Linac4-LEBT İçin Emittans Çalışmaları*. 10. Türk Hızlandırıcı Merkezi YUUP Çalıştayı, Ankara.
13. Kışoğlu, H.F. (2010, 03-05 Aralık). *SUPERFISH programı ile RFQ yapısının incelenmesi*. 9. Türk Hızlandırıcı Merkezi YUUP Çalıştayı, Ankara.

Hobiler

Futbol, Sinema, Müzik, Seyahat