

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**TÜRK HIZLANDIRICI MERKEZİNİN SİNKROTRON HALKASINDA  
DİNAMİK ARALIĞIN HESABI**

**Hüseyin YILDIZ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**ANKARA**

**2010**

**Her hakkı saklıdır**

## ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

### TÜRK HIZLANDIRICI MERKEZİNİN SINKROTRON HALKASINDA DİNAMİK ARALIĞIN HESABI

Hüseyin YILDIZ

Ankara Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. A.Kenan ÇİFTÇİ

Bu çalışmada öncelikle ön bilgi olması açısından, bazı hızlandırıcılar, hızlandırıcı tipleri ve magnetler incelenmiştir. Devamında ise dinamik aralık tanımlanarak, modern hızlandırıcılarda dinamik aralığın önemi vurgulanmış ve Türk Hızlandırıcı Merkezi Sinkrotron depolama halkası için dinamik aralık hesabı yapılmıştır. Bu aşamada parçacıkların hareketinin kararlılığını tanımlamak ve kararlılığın sınırını belirlemek için benimsenmekte olan Hamilton formalizmi kullanılarak, lineer olmayan kuvvetlerin varlığında parçacığın hareketinin karakteristiğini (özelliğini) daha iyi anlamak ve kararlı hareketin genlik sınırlarını elde etmek için analitik metot ve dinamik aralığın belirlenmesi amacıyla parçacıkların hareketinin doğrudan izlenmesine dayanan sayısal (numerical) metot incelenmiştir. Sayısal metot ile parçacıkların izlenmesi ve dinamik aralığın belirlenmesi sırasında “BETA, OPA , MADX ve ELEGANT” gibi simülasyon programları kullanılmıştır. Sonuçta analitik metot ile yapılan hesaplamalarda dinamik aralık değeri,  $A_{dyna,sext} \approx \pm 38,7 \text{ mm}$  olarak bulunmuştur. Nümerik metot ile yapılan ölçümlerde ise  $A_{dyna,sext} \approx \pm 40 \text{ mm}$  olarak bulunmuştur.

**Kasım 2010, 58 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Dinamik Aralık, Depolama Halkası, Elektron Hızlandırıcısı, Pozitron Halkası, Sinkrotron Işınımı, Fiziksel Aralık, Magnetler

## ABSTRACT

Master Thesis

### CALCULATION OF THE DYNAMIC APERTURE IN THE SYNCHROTRON RING OF TURKISH ACCELERATOR CENTER

Hüseyin YILDIZ

Ankara University  
Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. A.Kenan ÇİFTÇİ

In this thesis, first, some information on accelerator types and magnets will be given. Afterwards the dynamic aperture calculations for the TAC Synchrotron Storage Ring is studied while describing dynamic aperture and emphasizing the importance of dynamic aperture for modern accelerators. At this stage, I study analytic and numerical methods by using the Hamiltonian formulation which is often adopted to describe the stability of particle motion and to determine the limit of the stability. Analytic methods try to obtain the criteria used to calculate the amplitude threshold of stable motion of particles and numerical simulation based on the particle tracking aims at determining the dynamic aperture. In applications of numerical simulation, I used simulation programs, such as BETA, OPA, MADX, ELEGANT. As a result, I have obtained  $A_{dyna,sext} \approx \pm 38,7 \text{ mm}$  at the calculations with analytic method and I have obtained  $A_{dyna,sext} \approx \pm 40 \text{ mm}$  at the calculations with numerical method.

**November 2010, 58 pages**

**Key Words:** Dynamic Aperture, Electron Accelerator, Positron Ring, Storage Ring, Synchrotron Radiation, Physical Aperture, Magnets

## TEŐEKKÖR

Çalışmalarımı yönlendiren, araştırmalarımın her aşamasında bilgi, öneri ve yardımlarını esirgemeyerek akademik ortamda engin fikirleriyle yetişme ve gelişmeme katkıda bulunan danışman hocam sayın Prof. Dr. A.Kenan ÇİFTÇİ'ye, çalışmalarım sırasında önemli katkılarda bulunan ve yönlendiren doktora öğrencisi Kahraman ZENGİN'e, çalışmalarım süresince birçok fedakarlıklar göstererek beni destekleyen aileme en derin duygularla teşekkür ederim.

Bu tez çalışması, DPT2006K-120470 No'lu "Türk Hızlandırıcı Merkezinin Teknik Tasarımı ve Test Laboratuvarları" isimli Yaygınlaştırılmış Ulusal ve Uluslararası Projesi (YUUP) tarafından desteklendi.

Hüseyin YILDIZ

Ankara, Kasım 2010

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	2
2.1 Parçacık Hızlandırıcıları.....	2
2.1.1 CERN.....	3
2.1.2 Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM).....	4
2.2 Hızlandırıcı Tipleri.....	7
2.3 Magnetler.....	9
2.3.1 Bükücü magnetler.....	9
2.3.2 Odaklayıcı magnetler.....	10
2.4 Dinamik Aralık.....	16
2.4.1 Dinamik aralığın önemi.....	16
2.4.2 Fiziksel Aralık.....	17
2.4.3 Dinamik aralığın tanımı.....	18
2.4.4 Faz uzayında dinamik aralık.....	19
2.5 Dinamik Aralığı Belirlemek.....	23
2.5.1 Hamilton formalizmi.....	23
2.5.2 Analitik yaklaşım.....	30
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	39
3.1 Sayısal Yaklaşım.....	39
3.1.1 Sayısal yaklaşım sınırlamaları.....	40
4. BULGULAR.....	41
4.1 Analitik Sonuçlar.....	41
4.2 Sayısal Sonuçlar.....	42
4.2.1 Tune (ayar) grafiği.....	42
4.2.2 Beta salınımları.....	43
4.2.3 Dinamik aralık ölçümleri.....	44
5. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	47
KAYNAKLAR.....	49
EKLER.....	50
EK 1 OPA programı ile yapılan ölçümler.....	50
EK 2 THM Sinkrotron Işınımı Halkası için örnek bir BETA programı dosyası.....	52
EK 3 Ek 2'deki örnek dosya için yapılan hesaplamaların program dökümü.....	54
ÖZGEÇMİŞ.....	58

## SİMGELER DİZİNİ

SI	Sinkrotron ışınımı
RF	Radio frekansı
GeV	Giga electron Volt
keV	Kilo electron Volt
eV	electron volt
m	Metre
mm	Milimetre
nm	Nanometre
pm	Pikometre
rad	Radyan
$\beta$	Betatron salınımı
E	Enerji
F	Kuvvet
v	Hız
B	Manyetik alan
q	Konum
P	Momentum
$\Delta P$	Momentum farkı
QF	Odaklayıcı magnet
QD	Dağıtıcı magnet
$\phi_0$	Parçacığın fazı
$A_0$	Parçacığın salınım genliği
H	Hamiltonyen
$H_1$	Tedirgeme Hamiltonyeni
A	Vektör potansiyeli
$\Phi$	Elektrik potansiyeli
c	Işığın boşluktaki hızı
$k_x$	x yönündeki lineer odaklama şiddeti
$k_y$	y yönündeki lineer odaklama şiddeti
t	Zaman
$\kappa$	Eğrilik
$\rho$	Eğrilik yarıçapı
$\tau$	Torsiyon (burulma)
L	Depolama halkasının çevresi
$J_1$	Hareket değişkeni
$\Psi_1$	Açı değişkeni
s	Magnetin bulunduğu konum
$\beta_x$	Yatay betatron salınımı
$\beta_y$	Dikey betatron salınımı

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 İlk proton hızlandırıcısı.....	2
Şekil 2.2 CERN'ün gökyüzünden görünümü.....	3
Şekil 2.3 LHC'ye tepeden bakış ve Türkiye'nin LHC'deki konumu.....	4
Şekil 2.4 Türk Hızlandırıcı Merkezinin temsili halka tasarımı.....	5
Şekil 2.5 Parçacık Çarpıştırma deneyinin temsili gösterimi.....	7
Şekil 2.6 Parçacığın çember etrafındaki hareketi.....	8
Şekil 2.7 Parçacıkların dairesel yörüngede dolanması için gereken kuvvet.....	8
Şekil 2.8 Dipol magnetler.....	10
Şekil 2.9 Kuadropol magnet kesiti .....	11
Şekil 2.10 Kuadropol magnetler.....	11
Şekil 2.11 Sekstupol magnetler.....	12
Şekil 2.12 Bir sekstupolün momentum kaymalarına göre davranışı.....	12
Şekil 2.13 Sekstupol magnetler kullanılmadığında oluşan durum.....	13
Şekil 2.14 Sekstupol magnetler kullanıldığında oluşan durum.....	14
Şekil 2.15 FODO hücresi şematik gösterimi.....	15
Şekil 2.16 Fiziksel aralığa örnekler.....	17
Şekil 2.17 Dinamik aralığın tanımı.....	18
Şekil 2.18 Faz uzayında, karalı bölgede ve dışında dinamik aralık.....	19
Şekil 2.19 Dinamik ve Fiziksel aralığın karşılaştırılması.....	20
Şekil 2.20 Dinamik aralığın şematik bir gösterimi.....	22
Şekil 3.1 Frenet-Serret koordinat sistemi.....	25
Şekil 4.1 Tune (ayar) diyagramı.....	43
Şekil 4.2 Beta salınımları grafiği.....	44
Şekil 4.3 Dinamik aralık grafiği.....	45
Şekil 4.4 Dinamik aralığın çeşitli momentum kaymalarına göre grafiği.....	45

## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Türk Hızlandırıcı Merkezi Sinkrotron halkasının ana parametreleri.....	6
Çizelge 2.2 NSLS II için Dinamik aralık yönergeleri.....	21
Çizelge 5.1 Dinamik aralık sonuçları.....	48



## 1. GİRİŞ

Modern dairesel hızlandırıcılarda, karmaşık lineer olmayan (non-linear) kuvvetler parçacık demetleri üzerinde kararsız hareketlere neden olurlar. Dolayısıyla modern dairesel hızlandırıcıların tasarımı sürecinde tasarımcıların önemli görevlerinden biri, bir parçacığın hareketi üzerine lineer olmayan kuvvetlerin etkisini belirlemektir. Bu lineer olmayan kuvvetlerin, kromatikliğin düzeltilmesi için kullanılan sekstupoller ve parçacıkların toplu hareketini dengede tutmak için kullanılan (dengeleyici) oktupoller gibi optik elemanlardan gelen sistematik ve gelişigüzel hatalardan veya lineer olmayan demet-demet etkileşim kuvvetlerinden kaynaklandığı açıkça görülmektedir.

Eğer yüklü parçacığın enine salınımının genliği, makinenin genlik eşiğinden büyük olur ise enine hareket kararsız olabilir ve sonuçta parçacık vakum odasında kaybedilebilir.

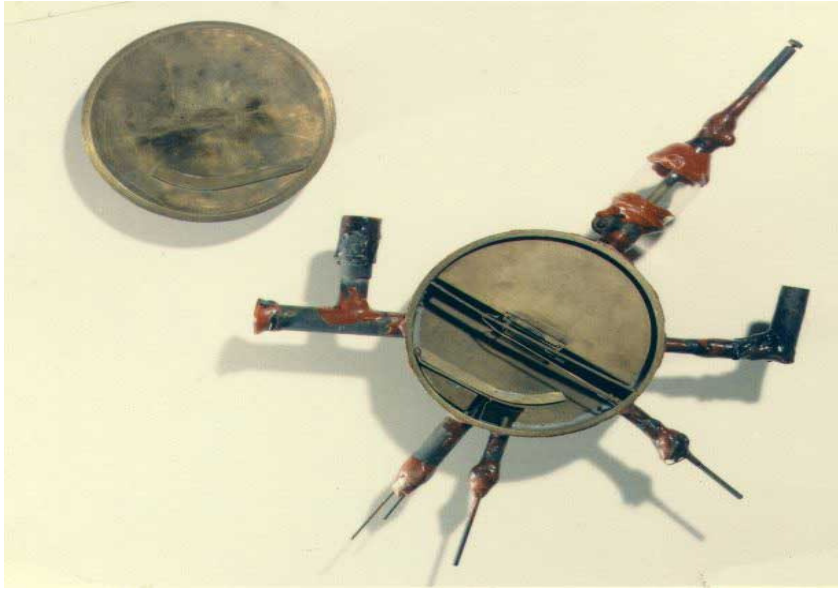
Bu yüzden ki dairesel hızlandırıcılarda dinamik aralık problemi, hızlandırıcı fizikçileri için en zorlu araştırma ve inceleme konularından biridir. Analitik ve sayısal (numerical) olarak analizi farklılık gösteren bu problemi ele almak için uygun metotlar benimsenmiştir. Bu aşamada Hamilton formalizmi kullanılarak, dinamik aralık limitleri belirlenirken, bir makinede bir veya birden fazla sekstupol, oktupol ve dekapol gibi lineer olmayan (non-linear) eleman varsa bunların ayrı ve birleşik etkisinin ne kadar olduğu incelenecektir.

## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1 Parçacık Hızlandırıcıları

Parçacık hızlandırıcıları, çekirdeğin içyapısına doğru yöneltilmiş dev mikroskoplar gibidir. Nasıl ki optik mikroskoplar, normalde görüntüsünü alamadığımız küçük cisimler üzerine çok sayıda foton gönderip, cismin görüntüsünü elde etmeyi sağlıyorsa, hızlandırıcılar da, çekirdeğin üzerine parçacıklar gönderip, çarpışma sonrasındaki sapma veya saçılma biçimlerini belirleyerek, hedefin içyapısı hakkında önemli bilgiler verir. Bu nedenle bazen çekirdekler birbirleriyle çarpıştırılır, Bazen de, elektron, pozitron ve proton gibi, kolay hızlandırılabilen yüklü parçacıklar kullanılır. Elbette burada tek amaç parçacıkların çarpıştırılması ve içyapılarının incelenmesi değil! Aynı zamanda ışınım üretmek de en önemli amaçlardan biridir.

Şekil 2.1’de görülen ve Ernest O. Lawrence tarafından 1929 yılında yapılan, çapı 4.5 inç yani yaklaşık olarak 11.5cm (1 inç~2.54 cm) olan ilk hızlandırıcıda, ilk olarak yüklü olduğu için kolay hızlandırılabilen parçacıklardan biri olan, proton hızlandırılmıştır. Lawrence bu makine ile Protonu  $1.100.000 \text{ eV} = 1.1 \text{ MeV}$  ‘e kadar hızlandırmıştır.



Şekil 2.1 İlk siklotron tipi proton hızlandırıcısı (<http://www.aip.org/history/lawrence>)

### 2.1.1 CERN

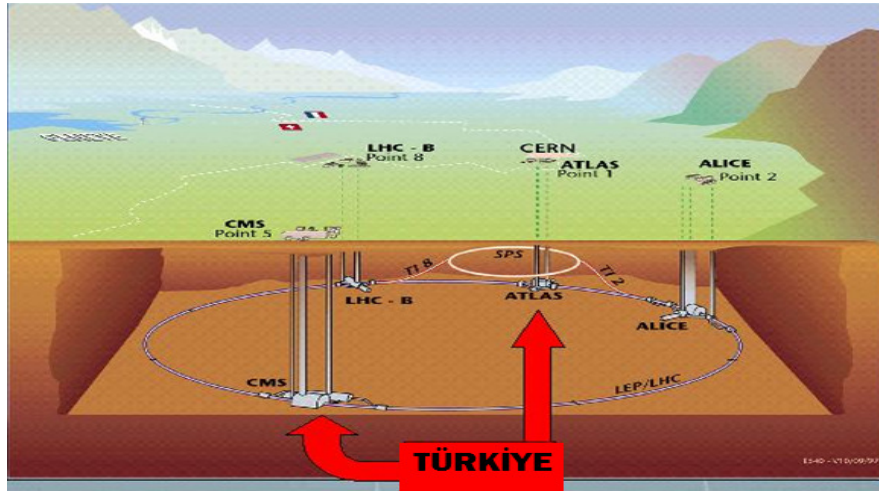
Lawrence'nin bu başarısıyla birlikte yeni hızlandırıcı projeleri ile çeşitli hızlandırıcı modelleri geliştirilmiş ve bu çalışmalar günümüze kadar artarak ve birçok hızlandırıcı merkezi laboratuvarı kazandırarak gelmiştir. Bu hızlandırıcı merkezi laboratuvarlarından günümüzde en büyük öneme sahip olan CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) İsviçre ve Fransa sınırında yer alan dünyanın en büyük parçacık fiziği laboratuvarıdır. 1954 yılında 12 ülkenin katılımıyla kurulmuş olan CERN'in günümüzde 20 asil üyesine ilaveten Türkiye'nin de aralarında bulunduğu 8 gözlemci üyesi vardır.



Şekil 2.2 CERN'in gökyüzünden görünümü (<http://cdsweb.cern.ch/collection/photos>)

Bu hızlandırıcı laboratuvarında, 26.659 metre (yaklaşık 27 km) çevresi ile yer yüzeyinden 100 metre derinlikte olan dünyanın en büyük hızlandırıcısı LHC (Large Hadron Collider) bulunmaktadır. LHC'de çok yoğun iki proton demeti 14 TeV'lik ( $14 \times 10^{12}$  eV) kütle merkezi enerjisinde çarpıştırılacaktır. Proton demetleri vakum ( $10^{-13}$  atm) altında ışık hızına yakın bir hızda (ışık hızının %99,99'u kadar) çarpışacaklar ve

her saniyede yaklaşık 600 milyon çarpışma meydana gelecektir. Sistem, süper iletken teknolojisi kullanarak mutlak sıfırın hemen biraz üstünde  $-271\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de çalışacaktır. Bu enerji, dünyada erişilmiş en yüksek çarpışma enerjisi olacaktır; dolayısıyla bu sayede maddeyle ilgili bugüne kadar bilinmeyenlerin gün ışığına çıkması mümkün olacaktır. Bu tezin yazıldığı tarih itibariyle 3,5 TeV'lik iki proton demeti çarpıştırılarak 7 TeV'lik kütle merkezi enerjisine ulaşılmıştır. Ülkemiz de on'u aşkın üniversite ile LHC'de şekil 2.3'te de görüldüğü gibi ATLAS ve CMS detektörleriyle birlikte daha bir çok projede görev almaktadır.



Şekil 2.3 LHC'ye tepeden bakış ve Türkiye'nin LHC'deki konumu

(<http://cdsweb.cern.ch/collection/photos>)

### 2.1.2 Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM)

THM'nin tarihi, Ankara Üniversitesi Fizik ve Fizik Mühendisliği Bölümlerinde 1994'te başlatılan Hızlandırıcı Fiziği çalışmaları ile başlayıp bugünlerde ilk tesis olarak Gölbaşı kampüs alanı içinde inşa edilen hızlandırıcı "kızılötesi (Infrared) Serbest Elektron Lazeri ve Bremstrahlung (THM IR SEL&Brems)" tesisi ve Hızlandırıcı Teknolojileri Enstitüsü (HTE) binalarının inşası ile sürmektedir. Bu tesislerin Aralık 2010'da tamamlanması öngörülmektedir. Teknik Tasarım çalışmaları sürdürülen Türk Hızlandırıcı Merkezi'nde yer alacak hızlandırıcı tesisleri ve amaçları kısaca aşağıda verilmiştir:

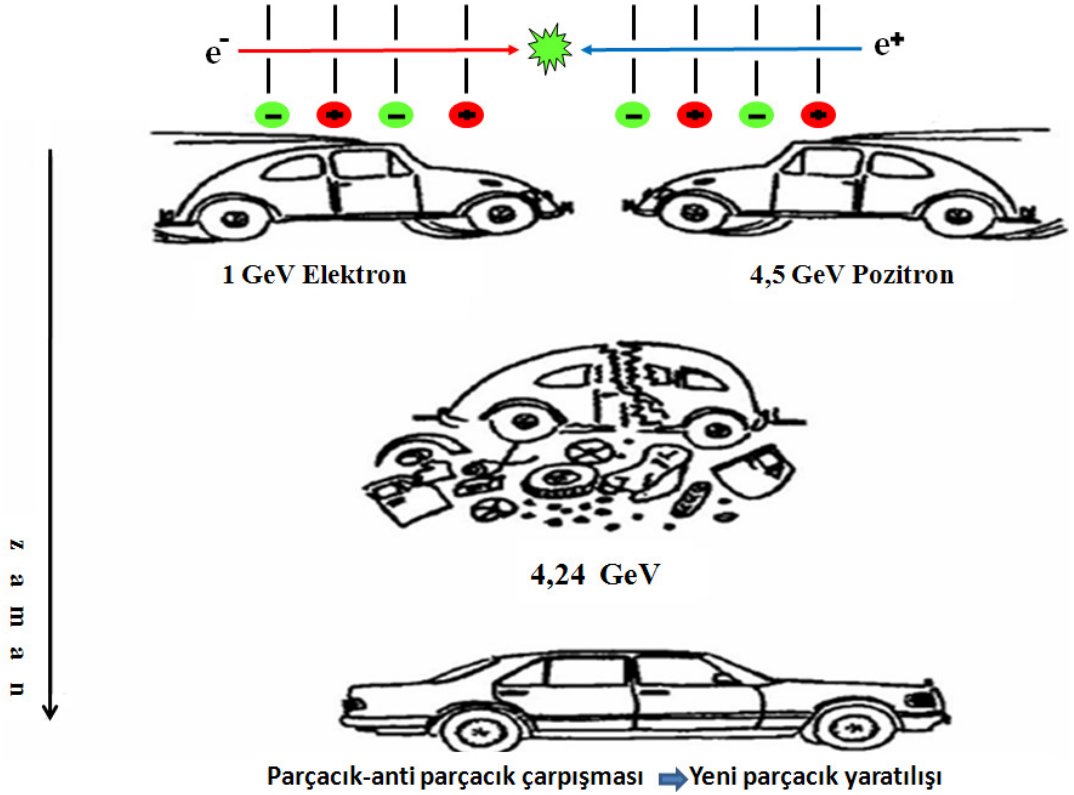


Aynı zamanda projenin Uluslararası Bilimsel Danışma Komitesinin (UBDK) tavsiyesi ve yapılan çalışmalar sonucunda Türk hızlandırıcı merkezi sinkrotron halkasının enerjisi, çizelge 2.1’de de görüldüğü gibi, 3,56 GeV’den 4,5 GeV’e çıkarılması uygun görülmüştür. Bunun temel nedenlerinden biri 20-50 keV’ lik X-ışını bölgesinde etkin bir kaynak yaratmaktır.

Çizelge 2.1 Türk Hızlandırıcı Merkezi Sinkrotron Halkası’nın ana parametreleri

		Eski	Yeni
Enerji	GeV	3,56	4,5
Periyot		12	12
Çevre	m	370,56	611,28
Enerji kaybı (tur başına)	keV	846,357	1938
Enerji yayılması	%	0,0916	0,0915
Momentum sıkıştırma faktörü		0,0008	0,0005
Yatay yayılım (Emittance) ( $\epsilon_x$ )	nm.rad	8,824	3,654
Dikey yayılım (Emittance) ( $\epsilon_y$ )	pm.rad	88,243	31,21
Betatron ayarı ( $Q_x, Q_y$ )		20,19/9,7	31,6/13,2
Kromatiklik ( $\xi_x, \xi_y$ )		-29,6/-47,7	-65,7/-32,9

Diğer taraftan THM’de yapılacak Linak-halka tipi çarpıştırıcıda gerçekleştirilecek elektron-pozitron çarpışmasının temsili mizahi olarak aşağıdaki gibi şekil 2.5’de verilmiştir.



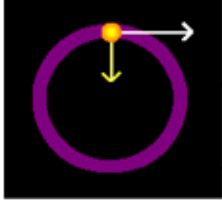
Şekil 2.5 Parçacık Çarpıştırma deneyinin temsili gösterimi

## 2.2 Hızlandırıcı Tipleri

Hızlandırıcılar lineer (doğrusal) ve dairesel hızlandırıcılar olmak üzere iki gruba ayrılır. Lineer hızlandırıcılarda ( linak) parçacıklar tanıma uygun olarak doğrusal yörüngeler boyunca, elektrostatik alanlar ile veya salınımlı rf alanlarla hızlandırılır.

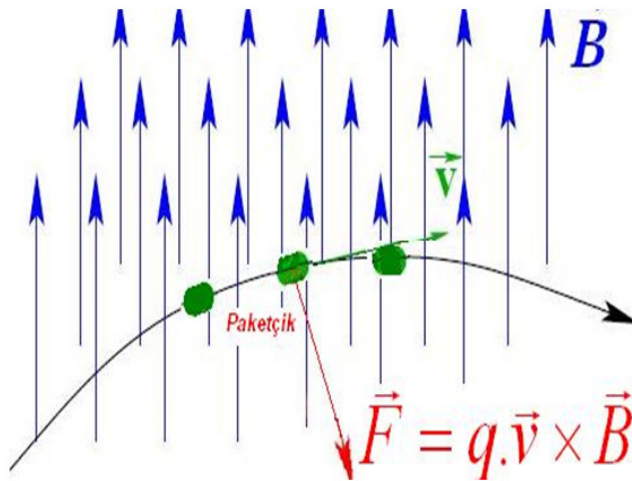
Dairesel hızlandırıcılar ise yüklü parçacıkları rf kaviteler yardımıyla hızlandıran ve manyetik alanlar yardımıyla dairesel yörüngelerde hareket etmesini sağlayan hızlandırıcılardır.

Dairesel hızlandırıcılarda, parçacıklar hızlandırıcı yapıyı periyodik olarak dolanarak, tur başına kaybettiği enerjiyi de telafi ederek her defasında belli bir miktar enerji alarak kapalı bir yörünge izler. Yine bu hızlandırıcılarda, elektrik alan yüklü parçacıkları hızlandırırken, dipol magnetler ise parçacık yörüngesini daire biçiminde bükecek merkezci kuvveti sağlar. Bir cismin şekil 2.6’da da görüldüğü gibi bir çember etrafında yani dairesel yörüngede hareketini devam ettirmesi için, çemberin merkezine doğru sabit bir kuvvet etki ettirilmelidir.



Şekil 2.6 Parçacığın dairesel yörüngedeki hareketi

Aynı zamanda manyetik alan, parçacık enerjisine etki etmez ve genellikle parçacıkları hızlandırıcı kavite boyunca bükmeye yarar, kısacası manyetik alan ile dairesel yörüngeler oluşturulur. Bunu şekil 2.7deki gibi örnekleyecek olursak, manyetik alan içine giren paketçiklere hareket yönlerine dik doğrultuda manyetik kuvvet uygulanırsa, paketçikler doğrusal yörüngelerinden saparak dairesel yörüngede dolanırlar.



Şekil 2.7 Parçacıkların dairesel yörüngede dolması için uygulanan manyetik kuvvet



Dairesel hareketin yarıçapı uygulanan manyetik alanın şiddeti ile doğru orantılıdır. Yani dairesel hızlandırıcıların yörünge yarıçaplarını belirleyen etken manyetik alan şiddetidir.

Diğer taraftan bir makinede (hızlandırıcıda) yüklü parçacıklar genellikle senkronize (eşzamanlı, aynı yörüngede hareket eden) parçacıklara nazaran bir takım enerji sapmalarına sahiptirler. Bununla birlikte magnetler ise, alan hataları, yanlış sıralanma gibi hatalara sahiptirler. Bütün bu ve bunların dışındaki hatalar ideal alandan gerçek manyetik alanın sapmasına yol açabilir. Demetlerin yüksek kalitede tutulabilmesi ve bu sapmaların düzeltilebilmesi için hızlandırıcılara bazı düzeltme elemanları eklenmektedir. Bunun için genellikle yönlendirme dipolleri kapalı yörünge sapmalarını önlemek için, kuadropoller demetleri odaklamak için ve sekstupoller ise kromatikliği düzeltmek için kullanılırlar.

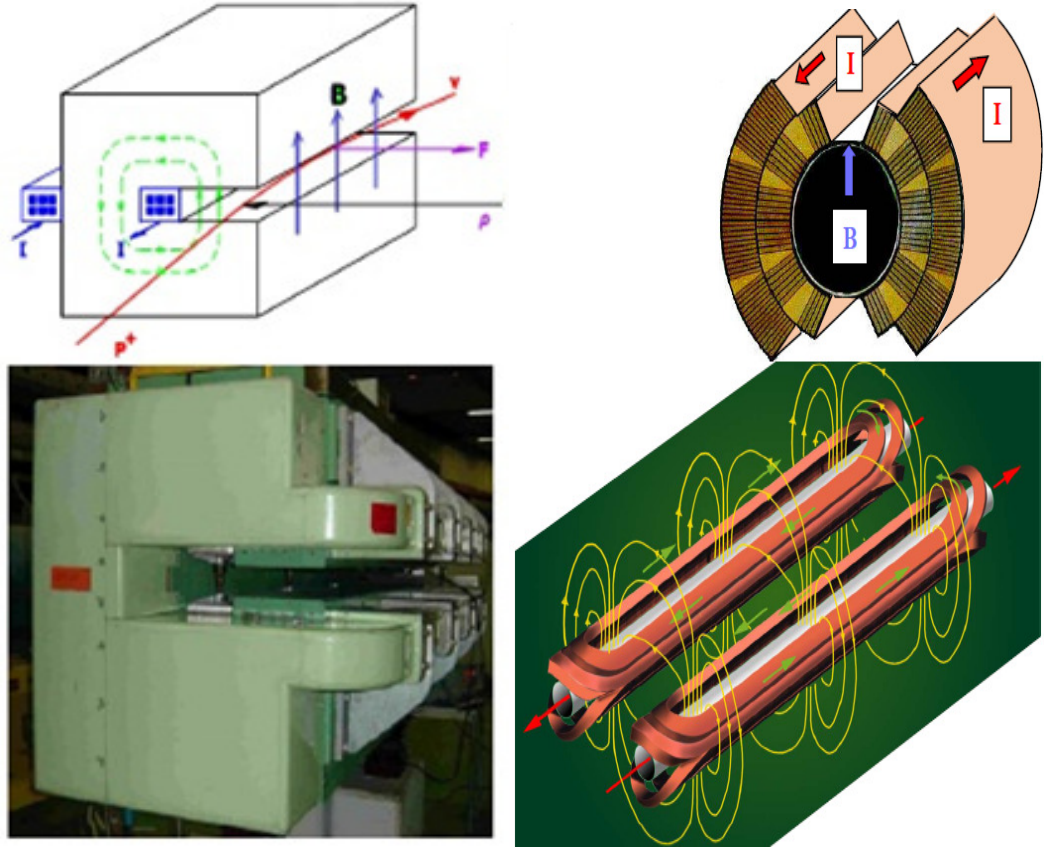
## **2.3 Magnetler**

Parçacıkları dairesel yörüngede tutmak için eğici (bükücü) magnetler, odaklamak için ise odaklayıcı magnetler kullanılır.

### **2.3.1 Bükücü magnetler**

Parçacıkların dairesel yörüngede dolanabilmesi için demetleri bükmeye yarayan magnetler bükücü magnetler olarak adlandırılır. Bu özellikteki magnetlerin başında ise dipol magnetler gelir.

Dipol magnetler, şekil 2.8'de de görüleceği gibi çift kutuplu magnetlerdir, sabit alanlıdır ve demeti saptırırlar. Bir hızlandırıcı halkasında dipol magnetlerin görevi, enjekte edilen ve halkada dairesel hareket yapan demet yörüngelerini merkezi bir yörüngede birleştirmek ve uyumlu olmasını sağlamaktır. Çeşitli kesitlerde dipol magnetler şekil 2.8'de gösterilmiştir.

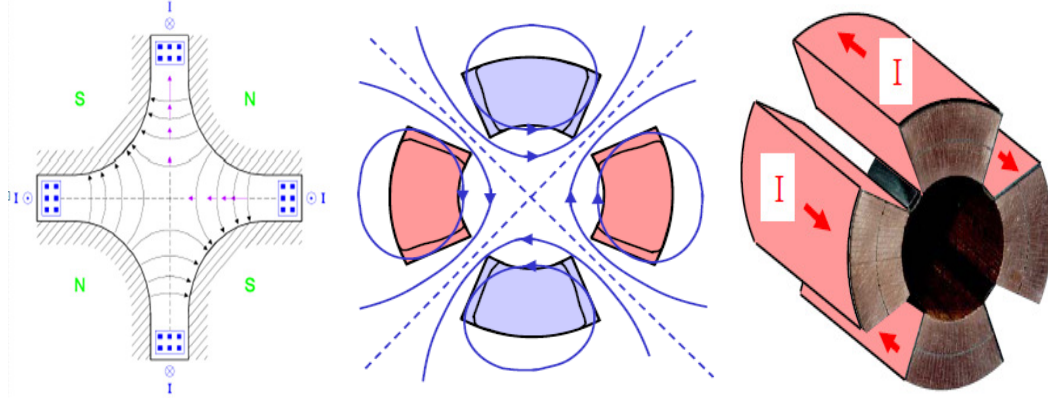


Şekil 2.8 Dipol Magnetler (Wilson 2008)

### 2.3.2 Odaklayıcı magnetler

Radyasyon kayıpları, yerçekimi, yerin hareketi, aletlerin hizalanması, alanların mükemmel olmayışı, güç kaynakları ve ölçümlene hataları gibi etkenler bizi ideal bir dairesel hızlandırıcıdan oldukça uzaklaştırmaktadır, bu yüzden odaklayıcı alanlara yani magnetlere ihtiyaç vardır. Bu çalışmada odaklayıcı magnet olarak kuadrupol ve sekstupol magnetler incelenecektir.

Kuadrupol magnetler şekil 2.9 ve şekil 2.10'da görüldüğü gibi dört kutuplu magnetlerdir, demetleri bir düzlem boyunca odaklayıcı, diğer düzlem boyunca dağıtıcı özelliği vardır. Aynı zamanda istenen odaklama alanını sağlayan en uygun magnet kuadrupol magnettir.

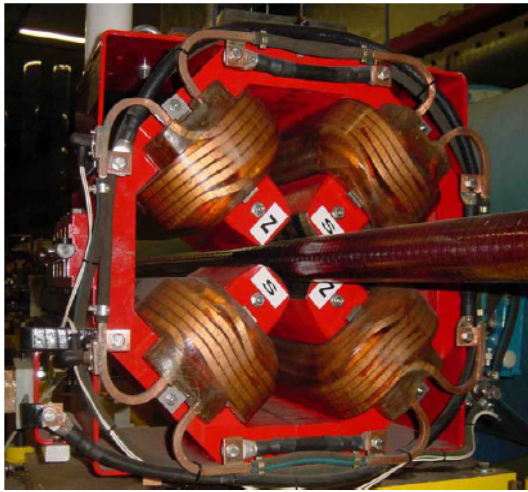


Şekil 2.9 Kuadrupol magnet kesitleri (Wilson 2008)

Yukarıdaki ifadeyi biraz daha açmak istersek, parçacıklar genellikle kendi yörüngelerini tam olarak takip etmeyip bu yörünge etrafında salınım yaparlar. Bu enine salınımlara betatron salınımları denir. Betatron salınımlarını sağlayan kuvvet, yüklü parçacıklar için odaklayıcı olarak davranan kuadrupollerle sağlanır. Kuadrupol Magnetler bir düzlemde demeti odaklarken, diğerinde dağıtma görevi görür. Bu durum aşağıdaki gibi kısaltmalarla ifade edilmektedir.

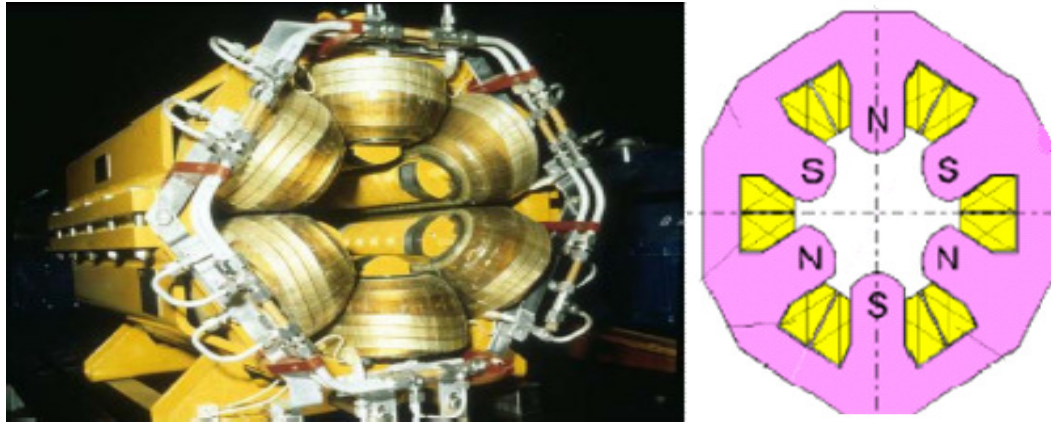
OK : Odaklayıcı Kuadrupol (Focusing Quadrupole)

DK : Dağıtıcı Kuadrupol (Defocusing Quadrupole)



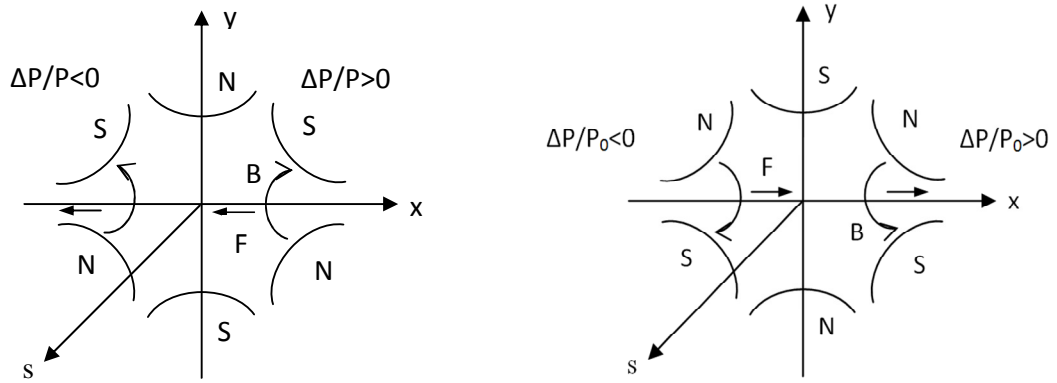
Şekil 2.10 Kuadrupol magnetler (Brandt 2008)

Diğer taraftan Sekstupol magnetler ise şekil 2.11’de de görüldüğü gibi altı kutuplu magnetlerdir ve kuadrupol magnetlerde olduğu gibi demeti odaklayıp, dağıtmasının yanı sıra, köşelerde demete etki ederek, kromatik sapmayı düzelteren bir optik lens gibi davranmaktadır. Kısacası kromatikliği dengelemek için gereklidir ve kullanılmaktadır. Aynı zamanda kromatiklik tanımlanmak istenirse, Kromatiklik demetteki parçacıkların aynı enerjide olup olmadıklarının ölçüsüdür. Yani demetteki parçacıkların enerji ve frekans değerlerindeki değişimi ifade etmektedir.



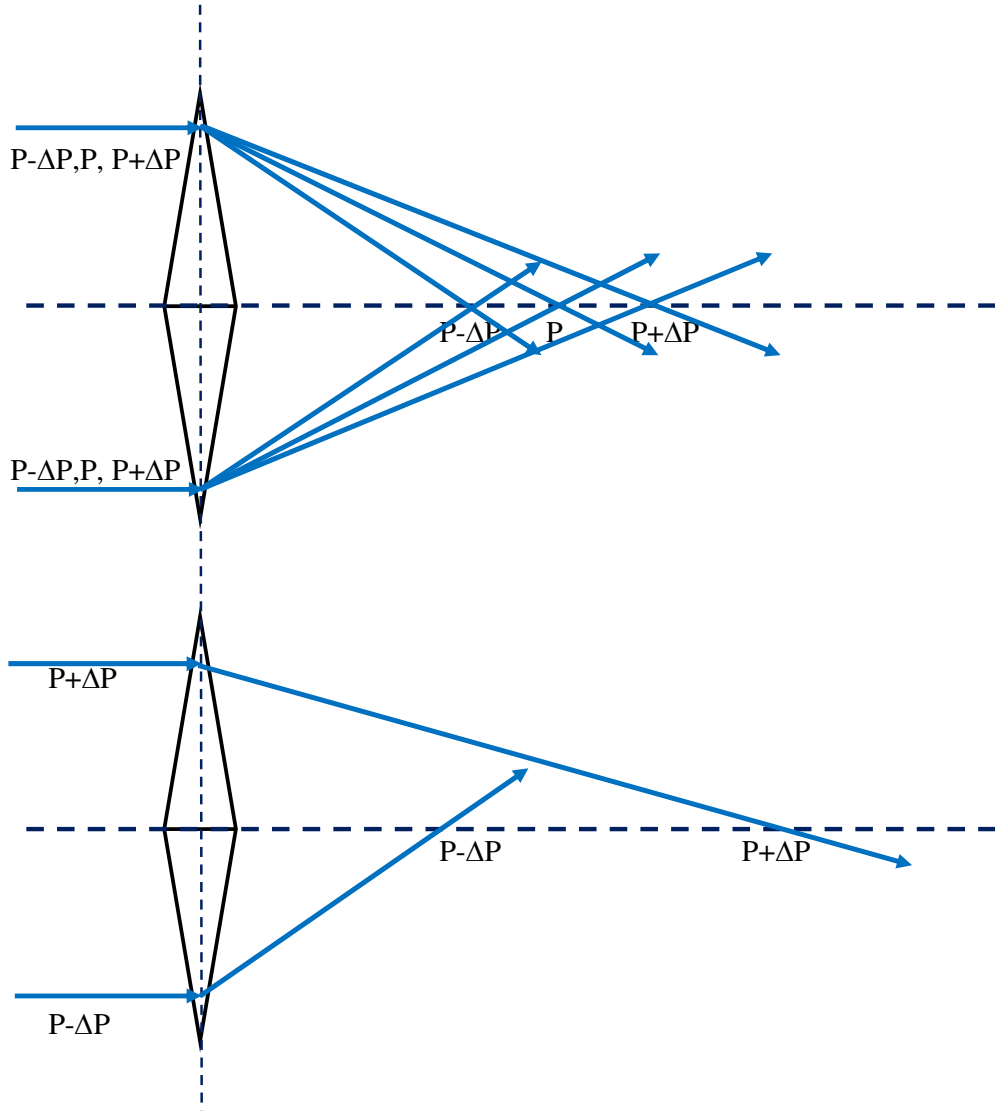
Şekil 2.11 Sekstupol magnetler (Brandt 2008)

Şekil 2.12’de gösterildiği gibi OS: Odaklayıcı Sekstupol (Focusing Sextupol),  $\Delta p/p > 0$  olan durumlar için odaklama yaparken,  $\Delta p/p < 0$  olan durumlar için ise odağı dağıtır. DS: Dağıtıcı Sekstupol (Defocusing Sextupol) için ise durum tam tersidir.



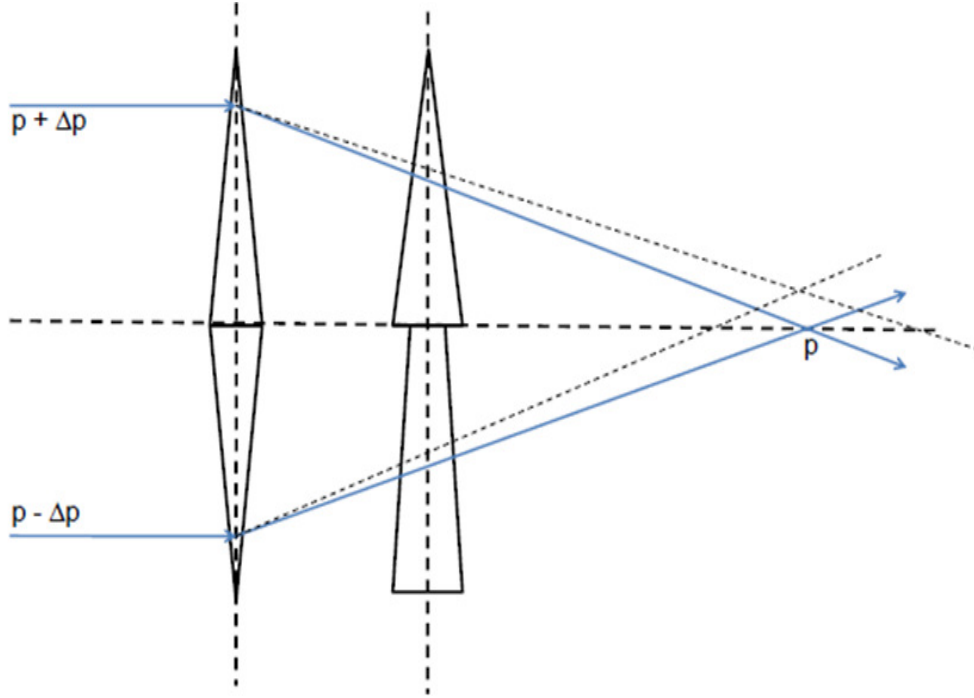
Şekil 2.12 Bir sekstupolün momentum kaymalarına göre davranışı

Aynı zamanda sekstupol magnetlerin bir halkadaki katkısı şekil üzerinde gösterilirse bu magnetlerin önemi daha da anlaşılır olacaktır. İlk olarak şekil 2.13’de bir örgüde sekstupol magnet kullanılmadığı zaman oluşan durum gösterilmektedir. Burada rahatlıkla görüleceği gibi momentum farklarından dolayı parçacıklar farklı noktalara odaklanmaktadır ve dolayısıyla farklı enerji değerlerine sahip olacaktırlar.



Şekil 2.13 Sekstupol magnetler kullanılmadığında oluşan durum

İkinci olarak ise şekil 2.14'te bir örgüde sekstupol magnet kullanıldığında oluşan durum gösterilmektedir. Bu durumda ise parçacıklar momentum farklarına rağmen aynı noktaya odaklanmaktadır ve dolayısıyla aynı enerji değerindedirler. Sonuç olarak bu iki şekil (Şekil 2.13 ve 2.14) karşılaştırıldığında, sekstupol magnet kullanılmasının gerekliliği ve önemi açıkça ortaya çıkmaktadır.

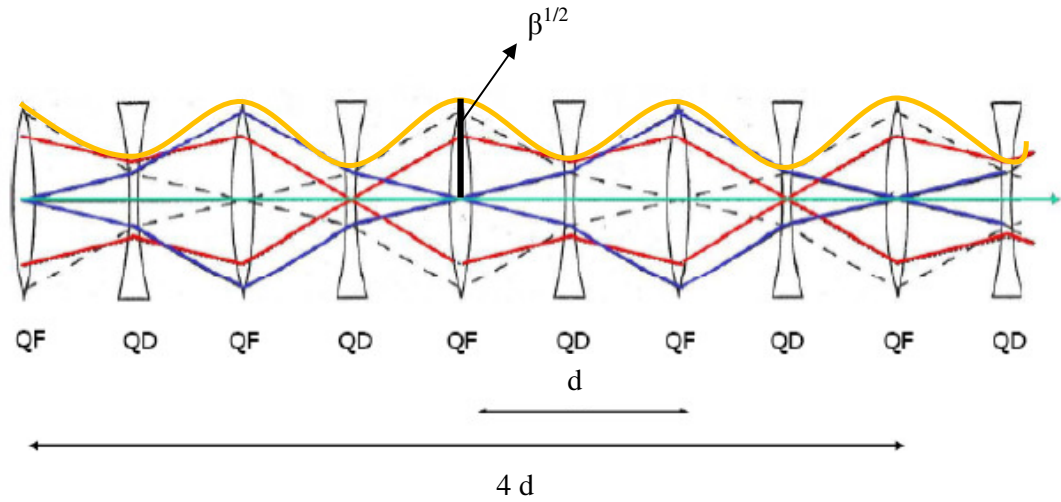


Şekil 2.14 Sekstupol magnetler kullanıldığında oluşan durum

Diğer taraftan magnetlerdeki hatalara da değinilecek olursa, bu hatalar; çok kutuplu alanlar ve sürekli mevcut alanlar gibi alan hataları ile yanlış hizalanmalar olarak sıralanabilir. Örneğin LHC'de yüksek enerjilere ulaşmak için süper iletken magnetler ve rf kavitelemeler kullanılmaktadır. Bu tür hızlandırıcılarda süper iletken magnetlerin zayıf alan yapısı nedeniyle, magnetlerin üst düzey alan hataları, lineer olmayan etkilerin ana kaynağıdır. Bu hatalar düşük uyarımda sürekli mevcut alan bükülmeleri tarafından oluşturulan sistematik alan hataları ve üretim sırasındaki toleranstan gelen rastgele hatalardan ibarettir. Dolayısıyla dinamik aralık bu hatalar tarafından sınırlandırılmaktadır, bu nedenle daha ideal bir dinamik aralık için bu hataların telafi edilerek düzeltilmesi gerekmektedir.



Dinamik aralığa geçmeden önce son olarak magnetlerin bir örgüde nasıl sıralandığını gösteren FODO hücre yapısına, “ $\beta$ ” fonksiyonuna ve yayınım (emittance) kısaca değinmek yararlı olacaktır.



Şekil 2.15 FODO hücresi şematik gösterimi

Focusing + Boşluk + Defocusing+ Boşluk = FODO

$\beta$  fonksiyonu şekil 2.15’de görüldüğü gibi (turuncu renkli çizgi) FODO örgüsündeki parçacıkların yörüngeleri etrafındaki zarftır, Periyodik bir fonksiyondur, salınımlarına Betatron hareketi veya Betatron salınımı denir, dolayısıyla  $\beta$  fonksiyonu örgünün net odaklama etkisini sağlayacak şekilde QD’ de minimum ve QF’ de maksimumdur.

Yayınım ( $\epsilon$ ) ise, parçacıkların ideal yörüngeden ne kadar saptığının ölçüsüdür ve demetin kalitesini belirler. Demet dinamiği çalışmalarında, yayınının küçük olması yoğun ve kararlı bir demet anlamına gelmektedir. Demetin gerçekleştireceği çeşitli saçılmalar ve difüzyon süreçleri, demetin kararlılığını bozmaktadır. Demet parçacıklarının vakum odasındaki atık gazlarla etkileşmesi sonucu oluşan saçılmalar yayınının büyümesine ve demet kayıplarına yol açmaktadır. Ayrıca bir proton hızlandırıcısı için, belirli bir yayınım değerinde tutulmak istenen proton parçacıkları arasındaki Coulomb itmesinden kaynaklanan ve uzay yükü kayması (etkisi) olarak bilinen saçılmalar da, yayınının büyümesine yol açacaktır.

## 2.4 Dinamik Aralık

### 2.4.1 Dinamik aralığın önemi

Dinamik aralığı belirlemek hızlandırıcı tasarımı için en önemli konulardan biridir, sinkrotron ışınım kaynaklarında, yüksek parlaklığa sahip elektron pozitron çarpıştırıcılarında ve büyük hadron çarpıştırıcısı gibi modern hızlandırıcı tasarımlarında çok ciddi olarak dikkate alınması gerekmektedir.

Ancak dairesel hızlandırıcıların ilk günlerinde dinamik aralık, fiziksel aralıktan genelde daha büyüktü ve bu yüzden bu hızlandırıcıların tasarımında dinamik aralığı araştırmak çok önemli bir konu değildi. Ama modern dairesel hızlandırıcılarda, artık lineer olmayan kuvvetler etkili olmaktadır ve bu karmaşık lineer olmayan kuvvetler parçacık demetleri üzerine etki edebilir ve bu da kararsız harekete yol açar.

Lineer olmayan etkilerin çoğu sekstupollerden gelir ve bunlara da mıknatıs hatalarından kaynaklanan enine çok kutuplu alanları ve doğal kromatikliği denkleştirmek için ihtiyaç vardır ve bu süper iletken mıknatıslarda çok daha önemlidir. Bu yüzden ki birçok laboratuvarında çeşitli dairesel makinelerin tasarım çalışmaları için esas çaba dinamik aralığı sınırlandırmak ve düzeltmektir, bu da dinamik aralığın incelenmesinin önemini ortaya koymaktadır.

Dinamik aralık üzerine çalışmalar, analitik yaklaşım, sayısal (numerical) simülasyon veya bu iki metotun kombinasyonunu kapsar. Analitik metotlar, lineer olmayan kuvvetlerin varlığında parçacıkların hareketinin karakteristiğini daha iyi anlamak ve parçacıkların kararlı hareketinin ulaşılması gereken genlik değerinin hesaplanması için kullanılan ölçütü elde etmek için uygulanır. Sayısal simülasyon ise dinamik aralığı belirlemek için güçlü bilgisayarlar ile parçacıkların hareketinin izlenmesi (particle tracking) ve simüle edilmesi üzerine dayalı bir metottur. Bu nedenle dinamik aralığın simülasyonu için farklı laboratuvarlarda birçok bilgisayar kodu geliştirilmiştir.



## 2.4.2 Fiziksel aralık



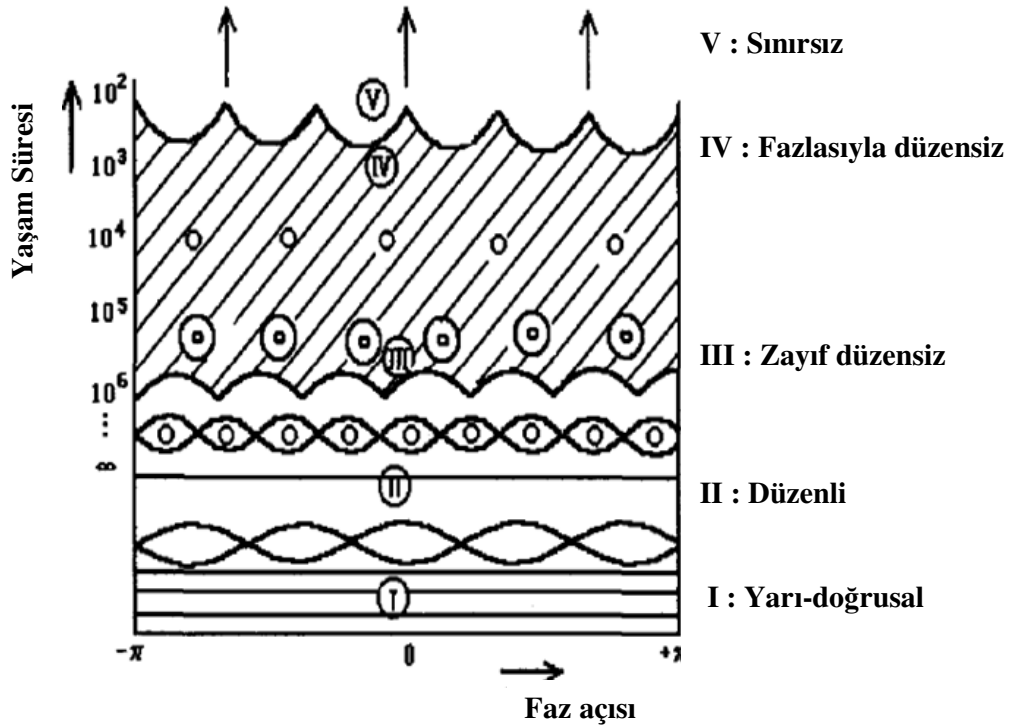
Şekil 2.16 Fiziksel aralığa örnekler (Rumolo 2006)

Fiziksel aralık şekil 2.16’da da görüldüğü gibi bir cismin hareket alanını kısıtlayan bir aralıktır. Bu tanımı bir hızlandırıcı halkası için genişletmek istersek; bir depolama halkasında, bir vakum odası; vakum borusu, vanalar, körükler, tablalar, tekmeleyici (kicker), elektrostatik ayırıcılar, rf kaviteler, kontrol aletleri vs. gibi çeşitli vakum bileşenlerinden oluşur. Böyle bir odada yüklü parçacıklar kapalı bir yörünge boyunca hareket ederler. Bu vakum bileşenlerinin enine aralıkları, fiziksel aralık olarak adlandırılır ve bu parçacıkların yolu boyunca demet hareketini sınırlar.

Bu da açıkça gösterir ki daha büyük fiziksel aralık, daha az parçacık kaybı demektir. Ama diğer taraftan, büyük fiziksel aralıklı bir dairesel makinenin anlamı büyük miktarda bütçenin yanı sıra makinenin kendisinin de büyük ölçekli olması demektir. Sonuç olarak mıknaatıslar ve diğer elemanlar için büyük boşluklar ve yüksek alanlar da gereklidir. Dolayısıyla dairesel bir makine için uygun bir fiziksel aralık seçmek çok önemlidir.

### 2.4.3 Dinamik Aralığın Tanımı

Dinamik aralık bir çeşit genlik eşiği olarak veya en büyük salınım genliği olarak tanımlanabilir ve bu genlik lineer olmayan yapılarda maksimum kararlıdır. Yüklü parçacığın hareketinin genliği bu eşikten küçük olduğunda, tek bir parçacığın dinamik etkisinin bir sonucu olarak parçacık kaybolmayacak. Ancak genlik bu eşiği geçtiğinde parçacığın betatron salınımı herhangi bir sınıra sahip olmayacak ve dolayısıyla hareket kararsız olacak. Bu nedenle parçacık hızlandırıcı içinde yayılmayacak ve dolayısıyla kaybolacaktır. Diğer taraftan dinamik aralık şekil 2.17'de şekil üzerinde tanımlanmıştır. (Burada dairesel hızlandırıcıda parçacığın hareketi için farklı bölgeler gösteriliyor)



Şekil 2.17 Dinamik aralığın tanımı (Chao 2004)

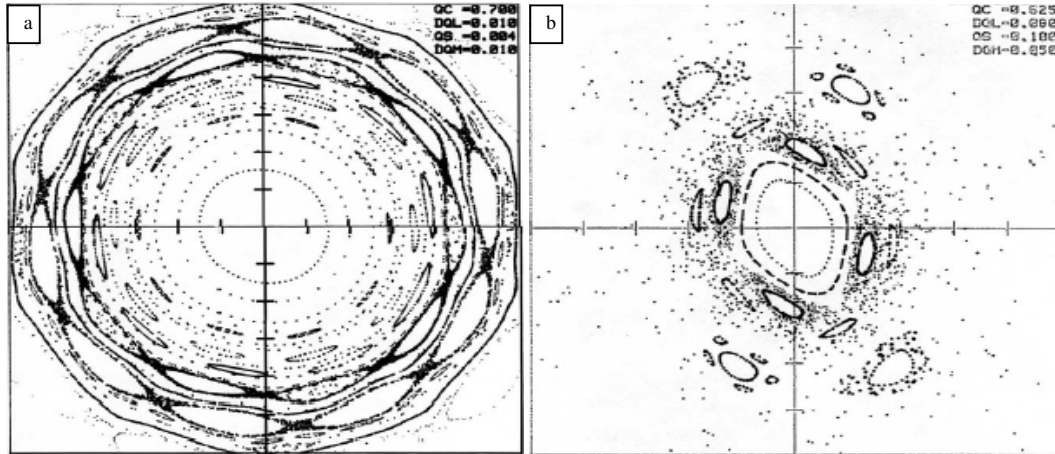
- Yarı doğrusal (lineer) ve düzenli bölgelerde parçacıklar vakum odasında hayatta kaldığı sürece hareketleri yeteri kadar kararlıdır.
- Kararlı bölgeler dışında, zayıf düzensiz bölgede sadece az sayıda kararlı ada vardır ve burada kararlılık parçacığın hareketinde saklıdır.

- Fazlasıyla düzensiz bölgelerde çok az kararlı ada vardır, bu düzensiz bölgelerin ötesinde parçacıkların hareketi sınırsız olmaktadır ve burada artık hayatta kalma süresi yaklaşımı yoktur.

Böylece dinamik aralık, düzenli ve zayıf düzensiz bölgeler arasındaki sınırdır ve bu bölge parçacığın hareketinin kararlı olduğu bölge olarak tanımlanabilir.

#### 2.4.4 Faz uzayında dinamik aralık

Faz uzayında dinamik aralık gözlemlenmek istenirse aşağıdaki gibi iki durum ile karşılaşılabilir, şekil 2.18.a'da görüldüğü gibi kararlı bölgede gayet düzenli bir hareket gözlenirken, şekil 2.18.b'deki gibi kararlı bölge dışında ise küresel karmaşa, hızlı dağılma ve parçacık kaybı gözlenir.



Şekil 2.18 Faz uzayında dinamik aralık (Zimmermann 2007)

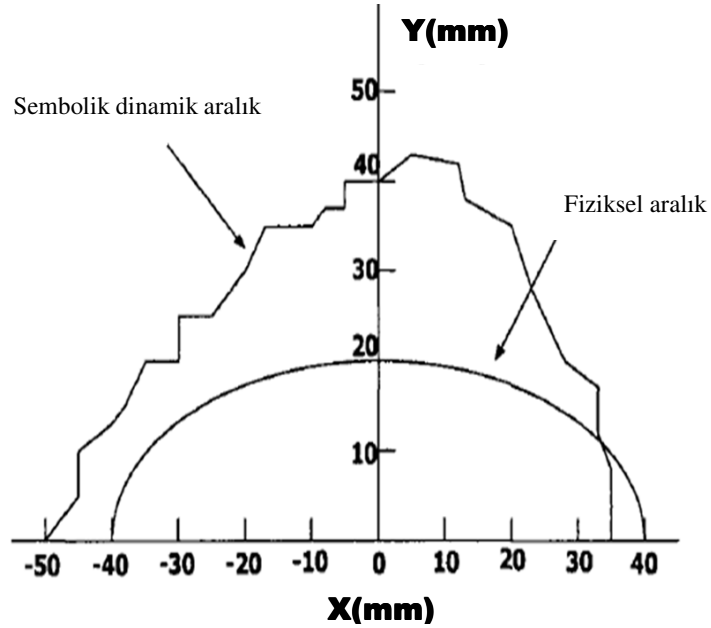
a. kararlı bölgede oluşan durum, b. kararlı bölge dışında oluşan durum

Hızlandırıcı tasarımında demetin hareketini oldukça uzun bir süre içerisinde sınırlandırılmasını sağlamak (demet kaybı olmadan) çok önemlidir, bu yüzden hareketli parçacığın başlangıç genliği " $A_0$ " ve fazı " $\theta_0$ " ile verilirse burada gereken genliğin herhangi bir " $t$ " zamanında " $|A(t)| < B$ " şartını karşılamasıdır, burada " $B$ " ölçülebilir (sınırlı) bir limittir.

Eğer herhangi bir " $\phi_0$ " fazı için maksimum bir " $A_0$ " bulunabilirse, yeteri kadar uzun bir süre için " $A(t)$ " sınırlı tutulur ve " $A_0$ "dan daha küçük bir başlangıç genliği olan betatron hareketi karalı olur. Böyle bir " $A_0$ " dinamik aralık olarak adlandırılır.

Normalde kromatikliğin hâkim olduğu makinelerde (örneğin üçüncü nesil sinkrotron ışınımı depolama halkası) uzun bir demet ömrü sağlamak ve dağınık parçacıkların salınımlarına uyum sağlamak için büyük dinamik aralık gereklidir. İdeal durumda dinamik aralık, depolama halkasının fiziksel aralığından büyük veya denk olmalıdır, bu da çoğunlukla vakum odasının boyutuna göre belirlenir.

Dinamik aralık genelde büyük olmalıdır fakat bazen demet aktarımından dolayı kasten küçültülmüş olabilir, bu da genellikle demet çıkışı (extraction) ve enjeksiyonu (injektion) sırasında uygulanmaktadır. Eğer dinamik aralık çok küçük ise onu geliştirmek ve lineer olmayan etkileri azaltmak için bazı çalışmalar yapılmak zorunda, bu çalışmalarda dinamik aralık, daha çok sekstupoller (harmonik sekstupoller) kullanılarak veya kromatik sekstupollerin etkisini kaldırmak için oktopoller kullanılarak düzeltilebilir. Bununla birlikte dinamik ve fiziksel aralığın karşılaştırılması simüle edilecek olursa şekil 2.19'deki gibi bir durum oluşacaktır.



Şekil 2.19 Dinamik ve Fiziksel aralığın karşılaştırılması

Diğer taraftan dinamik aralık araştırmalarına bir örnek vererek devam etmek yararlı olacaktır. Top-up enjeksiyonu ve touschek ömrü için yeterli dinamik aralığı elde etmek, kuvvetli örgü odaklanması için tasarımın çözümlenmesi gereken sorunlarından biridir, bu nedenle Brookhaven ulusal laboratuvarında inşa edilmekte olan ve çevresi yaklaşık olarak 790 m olacak olan 3 GeV enerjili NSLS II depolama halkası için yapılan araştırmada, daire çevresinin uzunluğu korunduğuunda, istenen lineer optik itmeyi dengelemek için aşağıdaki yönergeler sağlanmışır (Bengtsson 2006).

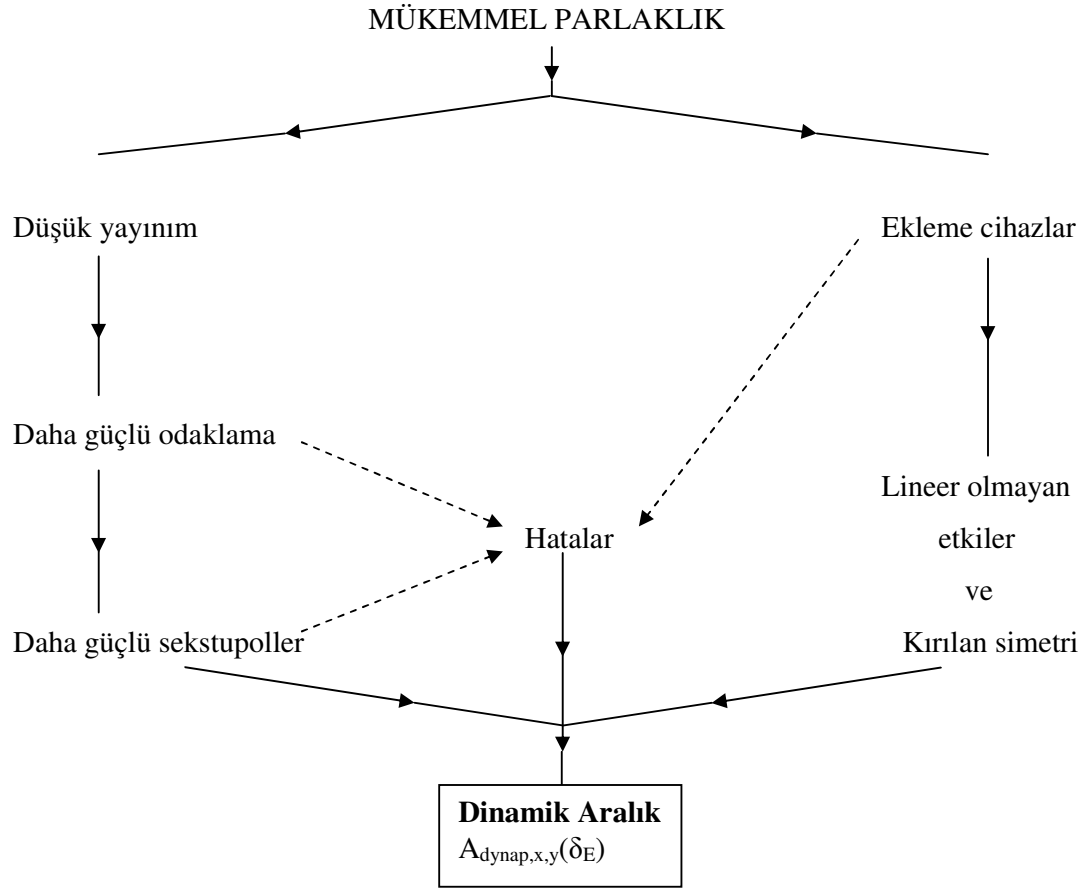
- hücre başına yatay kromatiklik,  $\xi_x \sim 3$ ,
- pik dağılımı  $\eta_x \sim 0.3m$ .

Yine NSLS II için yapılan araştırmalarda, özellikle ekleme cihazlar nedeniyle lineer olmayan etkilere, müsaade edilen manyetik alan ve uyum için bazı zaman kayıplarına önlem almak için, dinamik aralık gereksinimleri çizelge 2.2'deki gibi özetlenmiştir.

Çizelge 2.2 NSLS II için dinamik aralık yönergeleri

	Yatay ve dikey Dinamik Akseptans (acceptance) [mm·mrad]	Yatay Dinamik Aralık [mm]	Momentum Akseptansı (acceptance) [%]
Sade ( bare) örgü (serbestlik derecesi 2.5 )	~25	$\pm 20$	$\pm 3$
Gerçek (Real) örgü (serbestlik derecesi 3)	~20	$\pm 15$	$\pm 3$

Son olarak Dinamik aralık – Işınım kaynağı ve kalitesi arasındaki ilişkiyi şekil 2.20'deki gibi bir diyagram ile ifade etmek, konunun daha iyi anlaşılması için faydalı olacaktır.



Şekil 2.20 Dinamik aralığın şematik bir gösterimi

Şekil 2.20'den de anlaşılacağı gibi, düşük yayınım elde etmek, daha güçlü odaklama, daha güçlü sextupoller ve ekleme cihazların olumlu ve olumsuz etkileri (hatalar), lineer olmayan etkiler ve kırılan simetrisinin hesaba katılması ile bir halka için ideal dinamik aralığın hesaplandığını ve bunun sonucunda da ışınım elde edilmesinde mükemmel parlaklığa ulaşılabileceği görülmektedir.

## 2.5 Dinamik Aralığı Belirlemek

Hamilton formalizmi, kararlılık sınırını belirlemek ve parçacık hareketinin kararlılığını tanımlamak için sık sık benimsenmekte ve kullanılmaktadır. Parçacığın hareketi  $\{ X(t), P_x(t), Y(t), P_y(t), Z(t), P_z(t) \}$  vektörü tarafından verilebilir ve bu altı boyutlu faz uzayında zamanla değişmektedir. Burada " $P_x(t), P_y(t), P_z(t)$ " sırasıyla " $x,y,z$ " bileşenlerinin kanonik momentumudur. Bu koordinat sistemi altında ve lineer olmayan alan yapılarında parçacığın betatron hareketi aşağıdaki gibi bir Hamiltonyen ile ifade edilebilir.

$$H = 1/2(p_x^2 + k_x x^2 + p_y^2 + k_y y^2) + H_1 \quad (2.1)$$

Burada " $k_x, k_y$ " sırasıyla " $x$  ve  $y$ " yönündeki lineer odaklama şiddetidir ve " $H_1$ " ise tedirgeme Hamiltonyenidir.

### 2.5.1 Hamilton formalizmi

Elektrik " $\vec{E}$ " ve manyetik " $\vec{B}$ " alandaki yüklü bir parçacığın hareketi aşağıda verildiği gibi Lorentz kuvveti ile kontrol edilir.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.2)$$

Burada " $\vec{p} = \gamma m \vec{v}$ " görel momentum, " $\vec{v} = \frac{d\vec{q}}{dt}$ " hız, " $m$ " kütle, " $e$ " yük ve " $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ " görel Lorentz faktörüdür. Parçacığın enerjisi ise bilindiği gibi " $\vec{E} = \gamma m c^2$ " dir.

Aynı zamanda yukarıdaki denklem(2.2) aşağıdaki gibi Lagrangian ile sağlanabilir.

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \vec{v}} \right) - \frac{\partial L}{\partial \vec{q}} = 0 \quad (2.3)$$

Burada kanonik momentum ve enerji aşağıdaki gibi alındığında Lagrangian daha kolay elde edilebilir.

$$\vec{P} = \gamma m \vec{v} + e \vec{A} \quad (2.4)$$

$$\vec{E} = \gamma m c^2 + e \Phi \quad (2.5)$$

$$L = (\gamma m \vec{v} + e \vec{A}) \vec{v} - (\gamma m c^2 + e \Phi) \quad (2.6)$$

Ayrıca " $v^2 = c^2 \beta^2$ " ve " $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ " olduğundan Lagrangian aşağıdaki gibi elde edilir.

$$L = -m c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2} - e \Phi + e \vec{v} \vec{A} \quad (2.7)$$

Diğer taraftan elektrik ve manyetik alanın sıklar ve vektör potansiyeller cinsinden ifadesi aşağıdaki gibidir.

$$\vec{E} = -\nabla \Phi - \partial \vec{A} / \partial t \quad (2.8)$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (2.9)$$

Kanonik momentum ise denklem(2.4)'de ifade edildiği gibi " $\vec{P} = \partial L / \partial \vec{v} = \vec{p} + e \vec{A}$ "dir. Sonuç olarak bir parçacığın hareketi için Hamiltonyen aşağıdaki gibi elde edilir.

$$H = \vec{P} \vec{v} - L = c \left\{ (\vec{P} - e \vec{A})^2 + m^2 c^2 \right\}^{1/2} + e \Phi \quad (2.10)$$

Bununla birlikte Hamiltonyen, durgun kütleli " $m_0$ " bir parçacık için genelleştirilerek yeniden yazılmak istenirse, manyetik vektör potansiyeli " $A$ ", yükü " $e$ " ve elektrik(sıklar) potansiyeli " $\Phi$ " olmak üzere aşağıdaki gibi ifade edilir.

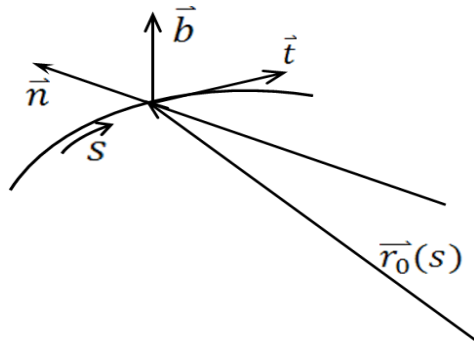
$$H(q, p, t) = e \Phi + c \left\{ (\vec{p} - e \vec{A})^2 + m_0^2 c^2 \right\}^{1/2} \quad (2.11)$$



Eğer “ $q_i$ ” uzay koordinatının momentum eşleniği “ $p_i$ ” olarak alınırsa, hareket denklemleri kolayca Hamilton denklemleri formunda aşağıdaki gibi yazılabilir.

— —  
— —

Bir dairesel hızlandırıcıda bizim özel dinamik problemlerimiz için Kartezyen koordinatların yerine eğrilerden oluşan (eğrisel) koordinatların kullanılması daha uygun olacaktır. Bunun için şekil 3.1’deki gibi Frenet-Serret koordinat sistemi kullanılabilir.



- (s) = teğet
- (s) = normal
- (s) = binormal

Şekil 3.1 Frenet-Serret koordinat sistemi

Eğer referans eğrisi olarak alınırsa, herhangi bir noktası civarındaki ifade; olur ve buda aşağıdaki özelliklere sahiptir.

—  
—

$$\vec{n} = -\rho \frac{d\vec{t}}{ds} \Rightarrow \frac{d\vec{n}}{ds} = \frac{1}{\rho} \vec{t} + \tau \vec{b} \quad (2.16)$$

$$\vec{b} = \vec{n} \times \vec{t} \Rightarrow \frac{d\vec{b}}{ds} = -\tau \vec{n} \quad (2.17)$$

Burada " $\kappa = -1/\rho$ " eğrilik ve " $\tau$ " referans eğrisinin torsiyonu (burulması) dır. Üretici fonksiyondan elde edilen " $\vec{r}$ " koordinat sisteminde " $\vec{p}$ " momentumunun kanonik eşleniği aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$\begin{aligned} G(r, p) &= \vec{p} \cdot \vec{r} \\ &= \vec{p} \cdot [\vec{r}_0(s) + x\vec{n}(s) + y\vec{b}(s)] \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$p_k = \frac{\partial G}{\partial r_k} = P_k \quad (2.19)$$

$$Q_k = \frac{\partial G}{\partial P_k} = r_k \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial G}{\partial t} = 0 \quad (2.21)$$

İse yukarıdaki denklemlerden " $p_s$ " kanonik momentumu aşağıdaki gibi elde edilebilir.

$$\begin{aligned} p_s &= \frac{\partial G}{\partial s} = \vec{p} \cdot \left[ \frac{d\vec{r}_0}{ds} + x \frac{d\vec{n}}{ds} + y \frac{d\vec{b}}{ds} \right] \\ &= \vec{p} \cdot [\vec{t} + x(\tau \vec{b} - \kappa \vec{t}) - y \tau \vec{n}] \\ &= \vec{p} \cdot [(1 - \kappa x)\vec{t} + \tau(x\vec{b} - y\vec{n})] \end{aligned} \quad (2.22)$$

Eğer şimdi referans eğrisi düzlem olarak tanımlanırsa “ $\tau$ ” torsiyon (burulma) sıfıra gider ve dolayısıyla yukarıdaki (2.19) denkleminde diğer kanonik momentumlar aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} p_x &= \vec{p} \cdot \vec{n} \\ p_y &= \vec{p} \cdot \vec{b} \\ p_s &= \vec{p} \cdot \vec{t} (1 - \kappa x) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Benzer olarak vektör potansiyeli dönüşümleri de aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} A_x &= \vec{A} \cdot \vec{n} \\ A_y &= \vec{A} \cdot \vec{b} \\ A_s &= \vec{A} \cdot \vec{t} (1 - \kappa x) \end{aligned} \quad (2.24)$$

Dolayısıyla Hamiltonyen aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$H_t(q, p, t) = e\Phi + c \left( (p_x - eA_x)^2 + (p_y - eA_y)^2 + \left( \frac{p_s - eA_s}{1 + \frac{x}{\rho}} \right)^2 + m_0^2 c^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.25)$$

Burada “ $\rho$ ” eğrilik yarıçapıdır ve aynı zamanda kapalı yörüngenin torsiyonu “ $\tau$ ” her yerde sıfırdır. Diğer taraftan Hamilton denklemleri aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_s} \quad \text{ve} \quad \frac{dp_s}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial s} \quad (2.26)$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_x} \quad \text{ve} \quad \frac{dp_x}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x} \quad (2.27)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_y} \quad \text{ve} \quad \frac{dp_y}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial y} \quad (2.28)$$

Şimdi “t” zaman değişkeni yerine, bağımsız değişken olarak “s” değişkeninin kullanılması daha yararlı olacaktır. Bunun için aşağıdaki bağıntılar kullanılacaktır.

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial p_x}\right) dp_x + \left(\frac{\partial H}{\partial p_s}\right) dp_s = 0 \quad (2.29)$$

Veya

$$x' = \frac{dx}{ds} = \frac{dx/dt}{ds/dt} = \frac{\partial H/\partial p_x}{\partial H/\partial p_s} = \frac{\partial(-p_s)}{\partial p_x} \quad (2.30)$$

$$t' = \frac{dt}{ds} = \frac{\partial p_s}{\partial H} \text{ ve } H' = \frac{dH}{ds} = -\frac{\partial p_s}{\partial t} \quad (2.31)$$

$$x' = -\frac{\partial p_s}{\partial p_x} \text{ ve } p'_x = \frac{\partial p_s}{\partial x} \quad (2.32)$$

$$y' = -\frac{\partial p_s}{\partial p_y} \text{ ve } p'_y = \frac{\partial p_s}{\partial y} \quad (2.33)$$

Aynı zamanda burada “s”ye bağlı Hamilton denklemleri de verilmiş oldu. Son olarak sıklar (elektrik) ve vektör potansiyeller “ $\vec{A}, \Phi$ ” zamandan bağımsız olduğu gibi, yeni Hamiltonyen “ $-p_s$ ” de zamandan bağımsızdır. Sonuç olarak yeni Hamiltonyen “ $H_s = -p_s$ ” aşağıdaki gibi elde edilir.

$$H_s = -eA_s - \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \left(\frac{1}{c^2} (H - e\Phi)^2 - m_0^2 c^2 - (p_x - eA_x)^2 - (p_y - eA_y)^2\right)^{1/2} \quad (2.34)$$

$$E = H - e\Phi \quad (2.35)$$

$$H_s = -eA_s - (1 + x/\rho) \left(\frac{1}{c^2} (E^2 - m_0^2 c^4) - (p_x - eA_x)^2 - (p_y - eA_y)^2\right)^{1/2} \quad (2.36)$$

Olarak ifade edilir. Burada faz uzay koordinatları "x,p<sub>x</sub>,z,p<sub>z</sub>,t,-H"dir. Diğer taraftan "(1/c<sup>2</sup>)(E<sup>2</sup> - m<sub>0</sub><sup>2</sup>c<sup>4</sup>) = P<sup>2</sup>" olarak alındı ve burada bilindiği gibi "P" parçacığın toplam mekanik momentumu ve "E" toplam enerjisidir. Aşağıdaki gibi küçük bir kanonik dönüşüm kullanarak;

$$\bar{q} = q, \quad \bar{s} = s, \quad \bar{p}_{x,y} = \frac{p_{x,y}}{P_0}, \quad H = \frac{H_s}{P_0} \quad (2.37)$$

$$H = -\frac{eA_s}{P_0} - \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \left(\frac{P}{P_0} - \left(\bar{p}_x - \frac{eA_x}{P_0}\right)^2 - \left(\bar{p}_y - \frac{eA_y}{P_0}\right)^2\right)^{1/2} \quad (2.38)$$

elde edilir. Burada "P<sub>0</sub>" referans parçacığının mekanik momentumu ve "P = P<sub>0</sub> + ΔP" dir. Diğer taraftan;

$$\frac{eA_s}{P_0} = -\frac{B_y x^2}{2\rho^2 B_0} - \frac{1}{B_0 \rho} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{\partial^{n-1} B_y}{\partial x^{n-1}} \Big|_{x=0,y=0} (x + iy)^n \quad (2.39)$$

İfadesi denklem(2.38)'de yerine konduktan sonra, dairesel hızlandırıcılara ilişkin dinamik problemlerin çoğunda başlangıç noktası olarak ele alınan Hamiltonyenin son hali;

$$H = \frac{x^2 B_y|_{x=0,y=0}}{2\rho^2 B_0} + \frac{1}{B_0 \rho} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{\partial^{n-1} B_y}{\partial x^{n-1}} \Big|_{x=0,y=0} (x + iy)^n$$

$$-(1 + x/\rho) \left(1 + \frac{\Delta P}{P_0} - \left(\bar{p}_x - \frac{eA_x}{P_0}\right)^2 - \left(\bar{p}_y - \frac{eA_y}{P_0}\right)^2\right)^{1/2} \quad (2.40)$$

olarak ifade edilir. Burada "B<sub>0</sub>" referans parçacığının yörüngesi üzerindeki manyetik alan bükmesidir ve "B<sub>y</sub>" ise genelde kompleks bir değişkendir.

### 2.5.2 Analitik yaklaşım

Yatay düzlemde ( $y=0$ ) referans parçacığının lineer yatay hareketi dikkate alındığında (enerji sapması yok), manyetik alanın sadece enine olduğu farz edilip ( $A_x = A_y = 0$ ) aynı zamanda eğri alanlara da sahip olmadığı düşünülürse ve diğer taraftan “ $\Phi$ ” değeri de sabit ise Hamiltonyen basit bir şekilde aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$H = \frac{P^2}{2} + \frac{K(s)}{2} x^2 \quad (2.41)$$

Burada “ $x$ ” normal düzlem koordinatı ve “ $P=dx/ds$ ” dir. “ $K(s)$ ” ise aşağıdaki bağıntıya karşılık gelen periyodik bir fonksiyondur.

$$K(s) = K(s + L) \quad (2.42)$$

Burada ise “ $L$ ” halkanın çevresidir. Diğer taraftan sapmanın ( $x$ ) çözümü aşağıdaki gibi bulunur (Gao 2001).

$$x = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x(s)} \cos(\phi(s) + \phi_0) \quad (2.43)$$

Burada;

$$\phi(s) = \int_0^s \frac{ds}{\beta_x(s)} \quad (2.44)$$

olarak alınmaktadır. Temel bir adım olarak, lineer olmayan pertürbasyon kuvvetlere bağlı hareketler üzerine tartışmanın daha ileriye götürülmesi için, denklem (2.45) ve (2.46)’daki hareket-açı değişkenleri ele alınarak, Hamiltonyen bu yeni değişkenlerle ifade edilecektir.

$$\Psi = \int_0^s \frac{ds'}{\beta_x(s')} + \phi_0 \quad (2.45)$$

$$J = \frac{\varepsilon_x}{2} = \frac{1}{2\beta_x(s)} \left( x^2 + \left( \beta_x(s)x' - \frac{\beta'_x x}{2} \right)^2 \right) \quad (2.46)$$

$$H(J, \Psi) = \frac{J}{\beta_x(s)} \quad (2.47)$$

“ $H(J, \Psi) = J/\beta_x(s)$ ” olduğu için hala “s” bağımsız değişkeninin bir fonksiyonudur, bunun için başka bir kanonik dönüşüm yapılarak yeni bir Hamiltonyen elde edilecektir;

$$\Psi_1 = \Psi + \frac{2\pi\nu}{L} - \int_0^s \frac{ds'}{\beta_x(s')} \quad (2.48)$$

$$J_1 = J \quad (2.49)$$

$$H_1 = \frac{2\pi\nu}{L} J_1 \quad (2.50)$$

Hamiltonyen yazılmadan önce, hareket-açı değişkenleri ile parçacık sapması ( $x$ ) arasındaki bağıntı aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$x = \sqrt{2J_1\beta_x(s)} \cos \left( \Psi_1 - \frac{2\pi\nu}{L} s + \int_0^s \frac{ds'}{\beta_x(s')} \right) \quad (2.51)$$

Parçacığın hareketinin kararlılığı üzerine lineer olmayan kuvvetlerin sınırlamalarının bulunması ve öncelikle problemimizin analitik çözümünün kolaylaştırılması için bu aşamada sadece sekstupoller ve oktopoller hesaba katılacaktır. Farzedelim ki bir halkada sekstupollerden ve oktopollerden gelen katkılar, bir sekstupol ve bir Oktupol noktası için eşdeğer yapılabiliyorsa, bir boyutlu tedirginmiş (perturbed) Hamiltonyen aşağıdaki gibi ifade edilebilir (Gao 2001).

$$\begin{aligned}
H = & \frac{P^2}{2} + \frac{K(s)}{2}x^2 + \frac{1}{3!B\rho} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} x^3 L \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(s - kL) \\
& + \frac{1}{4!B\rho} \frac{\partial^3 B_z}{\partial x^3} x^4 L \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(s - kL)
\end{aligned} \tag{2.52}$$

Yukarıdaki denklemdeki üçüncü ifade sekstupollerden gelen katkıyı, dördüncü ifade ise oktipol'den gelen katkıyı göstermektedir. Eğer bu denklem (denk 2.52) hareket-açı değişkenleri ( $J_1$  ve  $\psi_1$ ) cinsinden ve “ $B_z = B_0(1 + xb_1 + x^2b_2 + x^3b_3)$ ” alınarak yeniden yazılırsa aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\begin{aligned}
H = & \frac{2\pi v}{L} J_1 + \frac{(2J_1\beta_x(s_1))^{3/2}}{3\rho} b_2 L \cos^3 \psi_1 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(s - kL) \\
& + \frac{(J_1\beta_x(s_2))^2}{\rho} b_3 L \cos^4 \psi_1 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(s - kL)
\end{aligned} \tag{2.53}$$

Burada “ $s_1$  ve  $s_2$ ” sekstupol ve oktipol pertürbasyonlarının yerlerini ayırt etmek için kullanılmıştır. Hamiltonyenin özelliğinden, “ $\Psi_1$  ve  $J_1$ ” için aşağıdaki diferansiyel denklemler elde edilecektir.

$$\frac{dJ_1}{ds} = -\frac{\partial H_1}{\partial \Psi_1} \tag{2.54}$$

$$\frac{d\Psi_1}{ds} = \frac{\partial H_1}{\partial J_1} \tag{2.55}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dJ_1}{ds} = & -\frac{(2J_1\beta_x(s_1))^{3/2}}{3\rho} b_2 L \frac{d\cos^3 \psi_1}{d\Psi_1} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(s - kL) \\
& - \frac{(J_1\beta_x(s_2))^2}{\rho} b_3 L \frac{d\cos^4 \psi_1}{d\Psi_1} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(s - kL)
\end{aligned} \tag{2.56}$$



$$\begin{aligned} \frac{d\Psi_1}{ds} = & \frac{2\pi v}{L} + \frac{\sqrt{2}J_1^{1/2}\beta_x(s_1)^{3/2}}{\rho} b_2 L \cos^3 \Psi_1 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(s - kL) \\ & + \frac{2\beta_x(s_2)^2}{\rho} J_1 b_3 L \cos^4 \Psi_1 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(s - kL) \end{aligned} \quad (2.57)$$

Bu diferansiyel denklemleri fark denklemlerine dönüştürmek tahmini başlangıç olasılığını incelemeye uygundur. Pertürbasyonlar (tedirginlikler) “L”nin doğal bir frekansına sahip olduğundan, iki ardışık adyabatik değişmezlik arasındaki karakteristik zaman bozulma aralıklarının “L/c”den daha kısa olduğu farz edilerek, sabit mesafe “L ile s<sub>i</sub>”nin bir serisinde dinamik nicelikler örnek olarak denenecektir. Denklem (2.56) ve (2.57)’deki diferansiyel denklemler aşağıdaki şekle indirgenir (Gao 2001).

$$\bar{J}_1 = \bar{J}_1(\Psi_1, J_1) \quad (2.58)$$

$$\bar{\Psi}_1 = \bar{\Psi}_1(\Psi_1, J_1) \quad (2.59)$$

Ve bu denklemler aşağıdaki değerleri alır.

$$\bar{J}_1 = J_1 - \frac{(2J_1\beta_x(s_1))^{3/2}}{3\rho} b_2 L \frac{d\cos^3 \Psi_1}{d\Psi_1} - \frac{(J_1\beta_x(s_2))^2}{\rho} b_3 L \frac{d\cos^4 \Psi_1}{d\Psi_1} \quad (2.60)$$

$$\bar{\Psi}_1 = \Psi_1 + 2\pi v + \frac{\sqrt{2}\beta_x(s_1)^{3/2}J_1^{-1/2}}{\rho} b_2 L \cos^3 \Psi_1 + \frac{2\beta_x(s_2)^2}{\rho} J_1 b_3 L \cos^4 \Psi_1 \quad (2.61)$$

Bu denklemler sekstupol ve oktopol pertürbasyonları (tedirginlikleri) dikkate alınırsa olasılığın başlangıcı ve lineer olmayan rezonansın incelenmesi için temel fark denklemleridir. Şimdi trigonometrik bağıntılar kullanılarak;

$$\cos^m \theta \cos n\theta = 2^{-m} \sum_{r=0}^m \frac{m!}{(m-r)! r!} \cos(n - m + 2r)\theta \quad (3.62)$$

Yukarıdaki 3.62 formülünden  $m=3$ ,  $m=4$  ve  $n=0$  değerleri için;

$$\cos^3 \theta = \frac{1}{4} (\cos 3\theta + 3\cos \theta) \quad (2.63)$$

$$\cos^4 \theta = \frac{1}{2^4} \left( 2\cos 4\theta + 8\cos 2\theta + \frac{4!}{((4/2)!)^2} \right) \quad (2.64)$$

bağıntıları elde edilir. Eğer ayar ( $\nu$ ) rezonans çizgileri " $\nu = m/n$ " den uzak ise, sakin (tedirginmesiz) hareketin değişmez halkaları, Kolmogorov-Arnold-Moser (KAM) teoreminin etkisiyle küçük pertürbasyonların varlığı altında korunur. Ancak  $\nu$  yukarıda bahsedilen rezonans çizgisine yakın ise, bazı şartlar altında KAM değişmez halkaları kırılabilir.

Burada ilk durum olarak, " $\beta_x(s_1)$ " li yani " $s = s_1$ "e yerleştirilmiş yalnız bir sekstupol dikkate alınır, Üçüncü basamak rezonansı ( $m/3$ ) alınarak, örneğin denklem (2.61) deki bağımsız lineer olmayan terimler ve denklem(2.60) deki sadece " $3\Psi_1$ " fazlı sinüsel fonksiyon ele alınabilir ve sonuç olarak denklem (2.60) ve (2.61) aşağıdaki hale gelir.

$$\bar{J}_1 = J_1 + A \sin 3\Psi_1 \quad (2.65)$$

$$\bar{\Psi}_1 = \Psi_1 + B\bar{J}_1 \quad (2.66)$$

ise;

$$A = \frac{(2J_1\beta_x(s_1))^{3/2}}{4} \left( \frac{b_2L}{\rho} \right) \quad (2.67)$$

$$B = \sqrt{2}\beta_x(s_1)^{3/2}J_1^{-1/2} \left( \frac{b_2L}{\rho} \right) \quad (2.68)$$

olarak ifade edilir. Burada " $\cos^3 \Psi_1$ " in maksimum değeri "1" alındı ve denklem (2.61)'deki sabit faz ihmal edildi. Bu durumda standart planlama (mapping) olarak adlandırılan forma, denklem (2.67) ve (2.68)'i dönüştürmek faydalı olacaktır ve bu aşağıdaki gibi elde edilebilir (Gao 2001).

$$\bar{I} = I + K_0 \sin \theta \quad (2.69)$$

$$\bar{\theta} = \theta + \bar{I} \quad (2.70)$$

Burada, " $\theta = 3\Psi$ " " $I = 3BJ_1$ " ve " $K_0 = 3AB$ " ye karşılık gelmektedir. Chirikov kriterleri nedeniyle bu durum " $|K_0| \geq 0.97164$ " iken parçacıkların tahmini hareketleri ve yayılma süreçlerindeki sonuçların rezonans örtüşmesini ortaya çıkardığı bilinir. Bu nedenle makinenin dinamik aralığının belirlenmesi için doğal bir kriter olarak,

$$|K_0| \leq 1 \quad (2.71)$$

alınabilir. Bununla birlikte " $K_0 = 3AB$ " denklemindeki "A ve B" değerleri yerine konulursa;

$$|K_0| = 3J_1 \beta_x(s_1)^3 \left( \frac{|b_2|L}{\rho} \right)^2 \leq 1 \quad (2.72)$$

Olarak elde edilir. Ve dolayısıyla bir "m/3" rezonansına uyan maksimum bir " $J_1$ " bulunur.

$$J_1 \leq J_{max,sext} = \frac{1}{3\beta_x(s_1)^3} \left( \frac{\rho}{|b_2|L} \right)^2 \quad (2.73)$$

Sonuç olarak bütün bu yaklaşım ve kanonik dönüşümlerden sonra bir halkanın dinamik aralık değerinin hesaplanması için aşağıdaki dinamik aralık formülü elde edilmektedir:

$$A_{dyna,sext} = \sqrt{2J_{max,sext}\beta_x(s)} = \frac{\sqrt{2\beta_x(s)}}{\sqrt{3\beta_x(s_1)^{3/2}}} \left( \frac{\rho}{|b_2|L} \right) \quad (2.74)$$

Buradaki denklem (2.74) bize kuvvetli kararlı durum sekstupolünün dinamik aralığını vermektedir.

İkinci olarak " $\beta_x(s_2)$ " ile " $s = s_2$ " ye yerleştirilmiş tek bir oktupolün olduğu durum incelenecektir. Bunun için dördüncü basamak rezonansı (m/4) alınarak, örneğin denklem(2.61)'deki bağımsız lineer olmayan terimler ve denklem (2.60)'deki sadece " $4\Psi_1$ " fazlı sinüsel fonksiyon ele alınabilir ve sonuç olarak denklem (2.60) ve (2.61)'nin indirgenmiş hali aşağıdaki gibi elde edilebilir.

$$\bar{J}_1 = J_1 + A \sin 4\Psi_1 \quad (3.75)$$

$$\bar{\Psi}_1 = \Psi_1 + B\bar{J}_1 \quad (3.76)$$

ise;

$$A = \frac{(J_1\beta_x(s_2))^2}{2} \left( \frac{b_3L}{\rho} \right) \quad (3.77)$$

$$B = 2\beta_x(s_2)^2 \left( \frac{b_3L}{\rho} \right) \quad (3.78)$$

burada " $\cos^4 \Psi_1$ " in maksimum değeri "1" alındı ve denklem (2.61) deki sabit faz ihmal edildi. Sonuç olarak Chirikov kriteri kullanılarak maksimum bir " $J_1$ " değeri aşağıdaki gibi elde edilir.

$$J_1 \leq J_{max,oct} = \frac{1}{2\beta_x(s_2)^2} \left( \frac{\rho}{|b_3|L} \right) \quad (2.79)$$

Bununla birlikte oktupol için uygun dinamik aralık;

$$A_{dyna,oct} = \sqrt{2J_{max,oct}\beta_x(s)} = \frac{\sqrt{\beta_x(s)}}{\beta_x(s_2)} \sqrt{\frac{\rho}{|b_3|L}} \quad (2.80)$$

olarak elde edilir. Aynı şekilde dekapol içinde benzer işlemler yapılarak, “s = s<sub>3</sub>”e yerleştirilmiş bir dekapol için dinamik aralık;

$$A_{dyna,deca} = \sqrt{2\beta_x(s)} \left( \frac{1}{5\beta_x^5(s_3)} \right)^{1/6} \left( \frac{\rho}{|b_4|L} \right)^{1/3} \quad (2.81)$$

olarak elde edilir. Burada b<sub>4</sub> dekapol şiddetinin katsayısıdır.

Sonuç olarak, yalnız “2m(m ≥ 3)” kutuplu bir bileşen için yatay düzlemde (z=0) dinamik aralığın genel ifadesi aşağıdaki gibi toparlanabilir.

$$A_{dyna,2m} = \sqrt{2\beta_x(s)} \left( \frac{1}{m\beta_x^m(s(2m))} \right)^{1/2(m-2)} \left( \frac{\rho}{|b_{m-1}|L} \right)^{1/(m-2)} \quad (2.82)$$

Burada “s(2m)” çok kutuplunun konumunu ifade etmektedir. Aslında burada denklem(2.82) bize “A<sub>dyna,2m</sub> ∝ [1/mβ<sub>x</sub><sup>m</sup>(s(2m))]<sup>1/2(m-2)</sup>” ve “A<sub>dyna,2m</sub> ∝ (ρ/|b<sub>m-1</sub>|L)<sup>1/(m-2)</sup>” gibi kural niteliğindeki faydalı bağıntıları vermektedir.

Bu değerler bulunduktan sonra, eğer burada birden fazla lineer olmayan eleman varsa bunların ortak etkisi nasıl tahmin edilebilir? Bunun için iki yöntem vardır, birincisi eğer bileşenler bağımsız ise yani aralarında belirli bir faz ve genlik bağıntısı yoksa toplam dinamik aralık aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\frac{1}{A^2_{dyna,total}} = \sum_i \frac{1}{A^2_{dyna,sext,i}} + \sum_j \frac{1}{A^2_{dyna,oct,j}} + \sum_k \frac{1}{A^2_{dyna,dec,k}} + \dots \quad (2.83)$$

$$A_{dyna,total} = \frac{1}{\sqrt{\sum_i 1/A^2_{dyna,sext,i} + \sum_j 1/A^2_{dyna,oct,j} + \sum_k 1/A^2_{dyna,dec,k} + \dots}} \quad (2.84)$$

İkincisi ise eğer lineer olmayan elemanlar bağımlı ise, yani aralarında belirli bir faz ve genlik bağıntısı varsa, önceki formül gibi kullanılacak genel bir formül yok. Bunun için yatay ve dikey düzlemler arasında bağıntı varken, iki boyutta dinamik aralığı bulmak için öncelikle “s=s<sub>1</sub>” e yerleştirilen bir sekstupol için uygun Hamiltonyen aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$H = \frac{p_x^2}{2} + \frac{K_x(s)}{2}x^2 + \frac{p_y^2}{2} + \frac{K_y(s)}{2}y^2 + \frac{1}{3!B\rho} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} (x^3 - 3xy^2)L \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(s - kL) \quad (2.85)$$

Bununla birlikte özel durumlarda denklem (2.85)’de elde edilen Hamiltonyen ile literatürde çokça üzerinde çalışılmış olan Henon ve Helis probleminin Hamiltonyeni arasındaki benzerliğin kullanılması faydalı olacaktır. Bunun için öncelikle Henon ve Helis probleminin Hamiltonyeni aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$H_{H\&H} = \frac{1}{2}(x^2 + p_x^2 + y^2 + p_y^2 + 2y^2x - \frac{2}{3}x^3) \quad (2.86)$$

Burada dikkat edilecek bir nokta, “H<sub>H&H</sub>>1/6” olduğunda hareket kararsız olur. Yani iki boyutta kararlı harekette sahip olmak için “H ≤ H<sub>max</sub>” olmalıdır. “H<sub>max</sub>” ı bulmak için önceki denklemin bize yardımcı olacaktır, “y=0 iken, x ≤ A<sub>dyna,sext,x</sub>” olduğundan, “H<sub>max</sub> ∝ A<sup>2</sup><sub>dyna,sext,x</sub>” dir. Sonuç olarak “A<sub>dyna,sext,y</sub>”, “y” düzleminde dinamik aralık olarak tanımlanırsa aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\beta_x(s_1)A^2_{dyna,sext,x} = \beta_y(s_1)A^2_{dyna,sext,y} + \beta_x(s_1)x^2 \quad (2.87)$$

$$A_{dyna,sext,y} = \sqrt{\frac{\beta_x(s_1)}{\beta_y(s_1)}(A^2_{dyna,sext,x} - x^2)} \quad (2.88)$$

Burada “β<sub>y</sub>(s<sub>1</sub>)” sekstupol’ün bulunduğu yerin dikey beta fonksiyonu ve “A<sub>dyna,sext,x</sub>” ise daha önce denklem (2.74)’de bulunan değerdir.

### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

Türk Hızlandırıcı Merkezi sinkrotron ışınımı depolama halkasının dinamik aralık hesabının sayısal yaklaşım ile hesaplanmasında BETA, OPA, MADX ve ELEGANT programları kullanılmıştır.

#### 3.1 Sayısal Yaklaşım

Genel olarak analitik yaklaşımlar sadece temel durumlarla sınırlandırılır. Dolayısıyla her türlü hata ve tedirginmeleri (pertürbasyonları) içeren bir makinenin sayısal modellemeye sahip olması için sayısal yaklaşım gereklidir. Sayısal metot, hızlandırıcıda parçacıkların hareketini simüle etmek için kullanılır. Böyle bir modelleme izleme olarak adlandırılır. Faz uzayının kararlı bölgelerini belirlemek ve tek bir parçacığın hareketini doğrudan izleme işlemi bu metot ile yapılmaktadır. Bu izleme süreci aşağıdaki gibi tanımlanabilir:

- Belirli başlangıç koşullarını vermek.
- Uygun bir konumda bir test parçacığı fırlatmak.
- Bir turdan sonra parçacığın konumunu kaydetmek ve bunu bir sonraki dönüşü için başlangıç şartı olarak almak.
- Faz uzayının kararlı bölgesini belirlemek için farklı başlangıç koşulları ile test parçacıkları için yukarıdaki yöntemleri tekrarlamak.
- Maksimum kararlı genliği bulmak, yani dinamik aralığı belirlemek.

Parçacığı izlemek için ve yukarıdaki yineleme süreçlerini gerçekleştirmek için bir çok kod geliştirilmiştir. Bu kodlardan biri olan ince lens modeli aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

İnce lens modeli, transfer sürecini tanımlamak için en uygun uygulamalı metottur ve aynı zamanda “kick” yaklaşımı olarak da adlandırılmaktadır. Bu modelde, dipol ve kuadropol gibi lineer elemanlar, lineer transfer matrisleri ile temsil edilir. Sekstupol ve oktopol gibi lineer olmayan elemanlar itme (impuls) yaklaşımında ele alınırlar. Bu manyetik elemanlardan parçacık geçtiğinde, parçacığın enine koordinatları değişmeden korunur. Dolayısıyla hızlandırıcılar lineer olmayan itici dönüşümler ve sırayla birleştirilmiş lineer matrislerin bir serisinden meydana gelmektedir.

Diğer taraftan ince lens modeli bütün tedirginme (pertürbasyon) derecelerini ifade edebilir ve böyle dönüşümler kolaylıkla ölçülüp değerlendirilebilir. Bu model çoğu hızlandırıcı tasarımında çok yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu metot ile “BETA, PATRİCA ve TEAPOT” gibi çok sayıda program geliştirilmiştir.

### **3.1.1 Sayısal yaklaşım sınırlamaları**

Sınırlamalardan birincisi bilgisayarların hesaplama gücü ve izleme için gerekli olan süreden gelir. Farklı tipte hızlandırıcılar için farklı düşünceler vardır. Işınım sönüm etkisi nedeniyle, elektron depolama halkaları kısa vadeli makinelerdir ve sadece  $10^2$  ile  $10^4$  arasındaki turlar izlenebilir ve buda bir enine sönüm zamanına eşdeğerdir. Fakat proton halkaları veya büyük hadron çarpıştırıcısı gibi halkalar uzun vadeli makinelerdir ve parçacıklar  $10^8$  ile  $10^9$  turlara kadar izlenebilir.

Diğer sınırlama ise simülasyonda hareketin simplektik (symplectic) tutulması gerekliliğinden gelmektedir. Bunun anlamı simülasyonda kullanılan kodlar kanonik olmalıdır, yoksa dinamik aralığın yanlış tahmini sonucunda, fiziksel olmayan sönüm veya faz uzayı büyümesi ortaya çıkacaktır.



## 4. BULGULAR

### 4.1 Analitik Sonuçlar

Oluşturulan örgünün simüle edilmesi sonucunda,  $\beta_x$  salınımının başlangıç değeri; " $\beta_x(s) = \beta_x(0) = 9,988 \text{ m}$ " olarak ve bir hücrede kullanılan sekstupollere karşı gelen " $\beta_x(s_1)$ " değerleri ise aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\begin{aligned}\beta_x(1) &= 1,767 \text{ m} & \beta_x(2) &= 3,286 \text{ m} & \beta_x(3) &= 11,854 \text{ m} \\ \beta_x(4) &= 13,855 \text{ m} & \beta_x(5) &= 3,558 \text{ m} & \beta_x(6) &= 2,021 \text{ m}\end{aligned}\quad (4.1)$$

bulunan bu değerler aşağıdaki gibi denklem (2.74)'de yerine konursa;

$$\begin{aligned}A_{dyna,sext_1} &= \sqrt{2J_{max,sext}\beta_x(s)} = \frac{\sqrt{2\beta_x(s)}}{\sqrt{3}\beta_x(s_1)^{3/2}} \left( \frac{\rho}{|b_2|L} \right) \\ &= \frac{\sqrt{2 \cdot (9,988)}}{\sqrt{3}(1,767)^{3/2}} (1) \cong 1,098 \text{ m} \\ A_{dyna,sext_2} &= \frac{\sqrt{2\beta_x(0)}}{\sqrt{3}\beta_x(2)^{3/2}} \left( \frac{\rho}{|b_2|L} \right) \\ &= \frac{\sqrt{2 \cdot (9,988)}}{\sqrt{3}(3,286)^{3/2}} (1) \cong 0,433 \text{ m}\end{aligned}$$

Benzer şekilde diğer değerler aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned}A_{dyna,sext_3} &\cong 0,063 \text{ m} & A_{dyna,sext_4} &\cong 0,050 \text{ m} & A_{dyna,sext_5} &\cong 0,384 \text{ m} \\ A_{dyna,sext_6} &\cong 0,898 \text{ m}\end{aligned}\quad (4.2)$$

Olarak elde edilir. Şimdi sekstupollerin ortak etkisinin hesaplanması için yukarıdaki değerler aşağıdaki gibi denklem(2.84)'de yerine konursa;

$$A_{dyna,total} = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \left( \frac{1}{1,098^2} + \frac{1}{0,433^2} + \frac{1}{0,063^2} + \frac{1}{0,050^2} + \frac{1}{0,384^2} + \frac{1}{0,898^2} \right)}}$$

$$A_{dyna,total} \cong \frac{1}{\sqrt{666}} = \frac{1}{25,8} = 0,0387 \text{ m} \cong 38,7 \text{ mm} \quad (4.3)$$

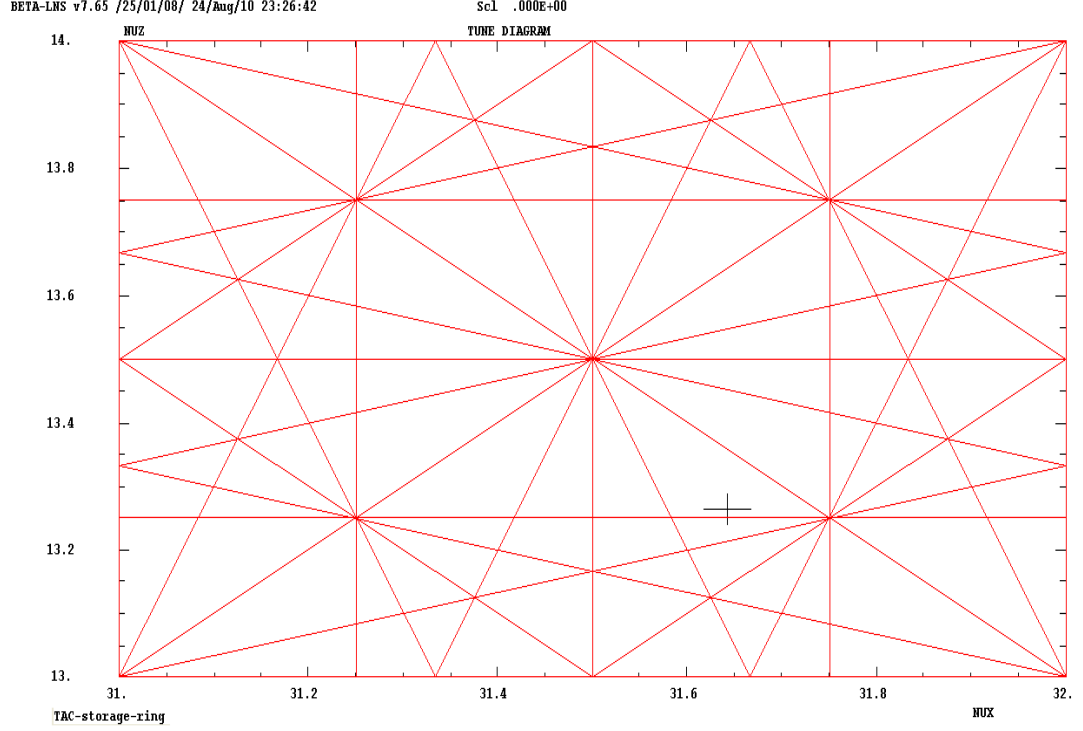
Olarak bulunmaktadır. Örgümüzün yapısı nedeniyle yapılan hesaplamalarda dinamik aralığı belirlemek için sadece sekstupol magnetlerin katkıları hesaplanmıştır. Bunun anlamı dipol ve kuadrupol magnetler dinamik aralığa bir katkı vermemektedir. Aynı zamanda örgümüzde oktipol ve dekapol magnetler kullanılmamıştır.

## 4.2 Sayısal Sonuçlar

Bu çalışma için sayısal simülasyon ölçümleri beta programı ile yapıp sonuçları aşağıdaki gibidir.

### 4.2.1 Tune (ayar) grafiği

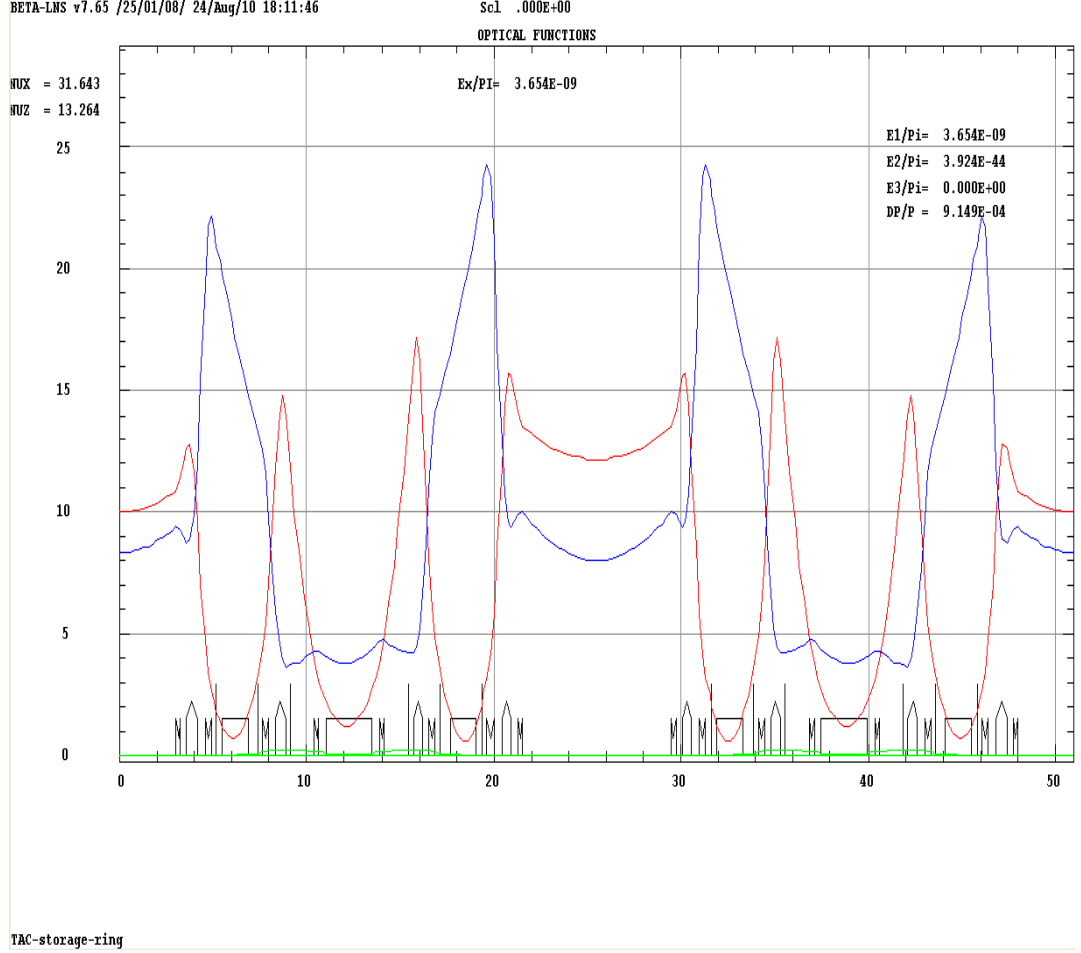
Burada oluşturulan örgü yapısına göre, halkanın beta programında tune(ayar) grafiği çizdirilmiştir, burada görülen “+” işareti halkanın tune diyagramındaki yerini göstermektedir. Bunun önemi eğer “+” işareti şekil 4.1’de görüldüğü gibi diyagramda bulunan rezonans çizgileri ile çakışmıyor ise demetin kararlılığından söz edilir ve hızlandırıcı sorunsuz bir şekilde çalışabilir demektir, ancak rezonans çizgileri ile kesişmesi durumunda demetin kararsızlığı söz konusudur.



Şekil 4.1 Tune (ayar) diyagramı

#### 4.2.2 Beta( $\beta$ ) salınımları

Diğer taraftan parçacıklar genellikle kendi yörüngelerini tam olarak takip etmeyip bu yörünge etrafında salınım yaparlar. Bu enine salınımlara betatron salınımları denir. Şekil 4.2'de görüldüğü gibi x ve y için beta salınımları beta programı ile çizdirilmiştir. (Burada kırmızı renkli salınım  $\beta_x$ , mavi renkli salınım ise  $\beta_y$  salınımlarını göstermektedir.)

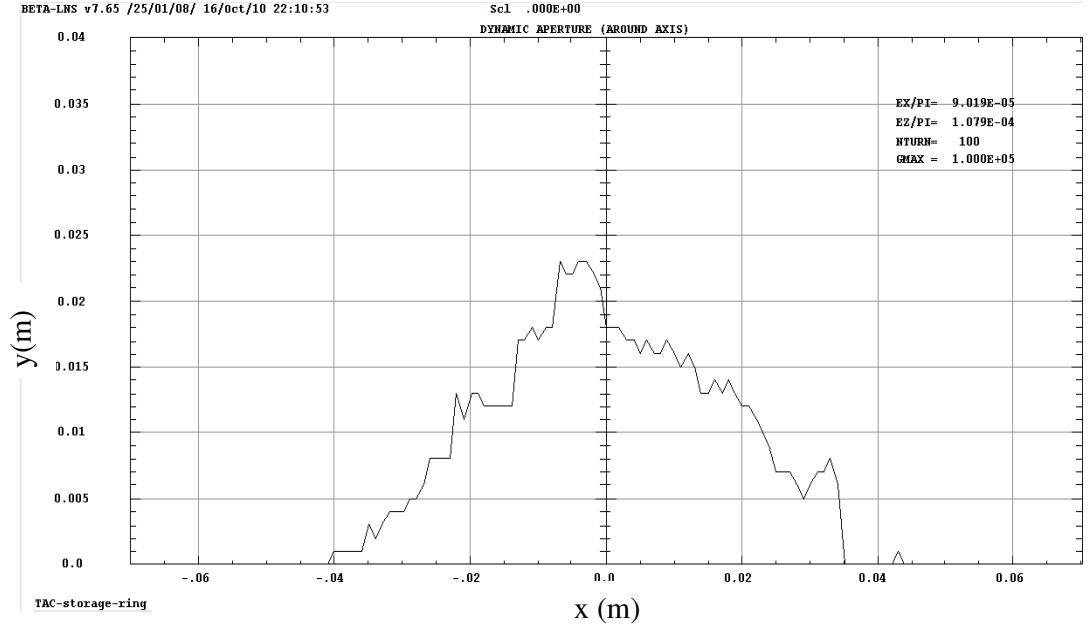


Şekil 4.2 Beta salınımları grafiği

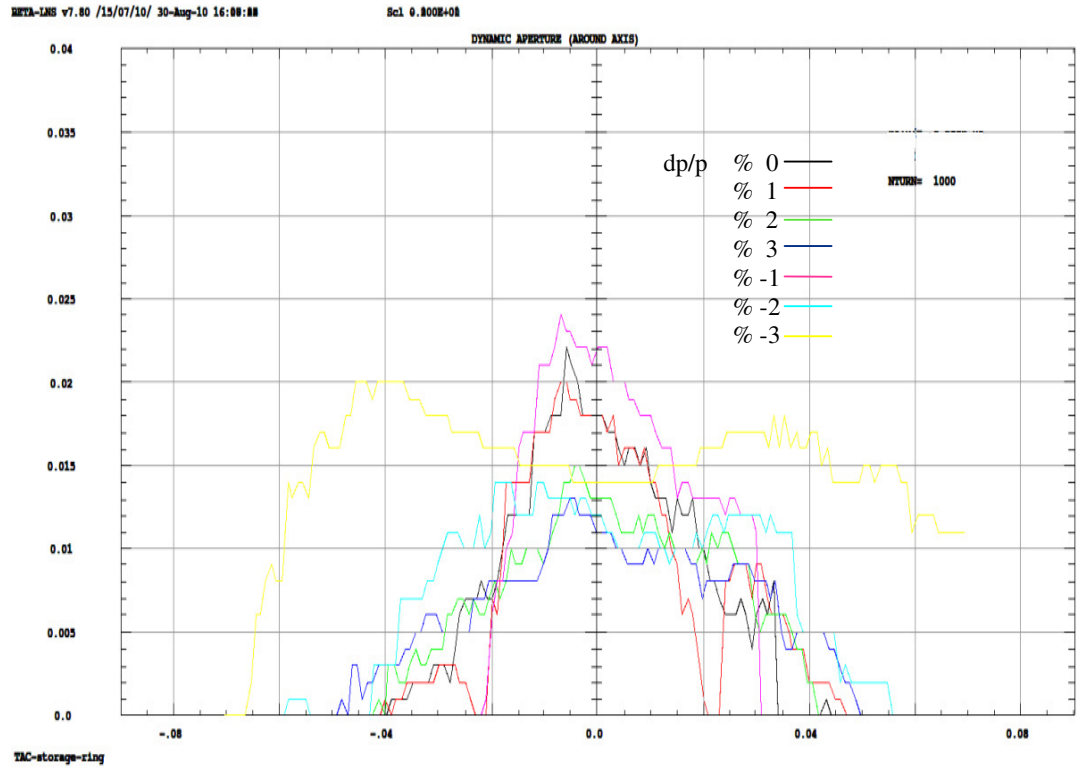
Aynı zamanda şekil 4.2’de görüldüğü gibi, beta salınımları grafiğinin alt kısmında örgü yapısı da verilmektedir. Buradaki yeşil çizgi ise halkanın dispersiyonunu ifade etmektedir.

#### 4.2.3 Dinamik aralık ölçümleri

Son olarak dinamik aralık grafiği şekil 4.3’te görüldüğü gibi yine beta programı ile hesaplanıp, çizdirilmiştir. Bu aşamada halkaya gönderilen test parçacıklarına belli sayıda (bu çalışma için 1000 tur) tur attırılmaktadır, bu turlar boyunca parçacıkların taradığı noktalar işaretlenmekte ve bu turlar sonunda hayatta kalan parçacıkların taradığı noktalar birleştirilerek dinamik aralığın boyutu verilmektedir.



Şekil 4.3 Dinamik aralık grafiği



Şekil 4.4 Dinamik aralığın çeşitli momentum kaymalarına göre grafiği

Burada siyah renkli çizgi momentum kayması % 0 iken, kırmızı çizgi % 1, yeşil % 2, mavi % 3, pembe % -1, çıyan % -2, sarı % -3 olduğu durumu göstermektedir. Buradan görüleceği gibi momentum kayması pozitif olarak artığında yatay ekseninde 50 mm'ye kadar genişlerken dikey ekseninde 13 mm'ye kadar daralmaktadır. Ancak negatif yöndeki momentum kaymalarında ilk olarak % -1'de aralık yatay ekseninde daralıp dikey ekseninde genişlerken % -2 ve -3'de yatay ekseninde genişleyip dikey ekseninde daralmaktadır.

-Bütün bu hesaplamalarla ilgili ayrıntılı program çıktısı ekler kısmında verilmiştir.

## 5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Dinamik aralık hızlandırıcı teknolojisinin en önemli konularından biridir, çünkü dinamik aralık halkamızın çapı ile doğrudan bağlantılıdır, çünkü iyi bir dinamik aralık demek uzun demet ömrü, yani demet için uzun yaşam süresi demek ve tabii ki ışınım kaynağı için mükemmel parlaklık demek.

Dolayısıyla ile hızlandırıcı teknolojisinin hızla geliştiği bu günlerde, ülkemizde inşasına başlanan THM (Türk Hızlandırıcı Merkezi)'de kurulması planlanan Sinkrotron ışınımı depolama halkası için en ideal dinamik aralığı bulmak ve uygulamak için çalışmalar yapıldı ve devam etmektedir.

Bunun için öncelikle 4,5 GeV'lik depolama halkasının enerjisine göre ideal örgü yapısı oluşturulup bu yapıya bağlı olarak da halkanın çevresi ve ana parametreleri belirlendikten sonra, halkaya eklediğimiz ekleme cihazlara (ör: Sekstupol, oktopol, dekapol, v.s.) göre önce analitik yaklaşım ile dinamik aralık hesaplanıp, daha sonra elimizdeki simülasyon programları (parçacıkların izlenmesine dayanan) ile dinamik aralık simüle edilmiştir.

Sonuç olarak analitik yaklaşım metodu ile yapılan hesapta dinamik aralık değeri 38,7 mm olarak bulunmuştur. Diğer taraftan Sayısal (numerical) metot için "BETA, OPA, MADX ve ELEGANT" programları kullanılarak yapılan simülasyon sonucunda dinamik aralık değeri yaklaşık olarak "40 mm" olarak bulunmuştur. Aynı zamanda % 0,  $\pm 1$ ,  $\pm 2$  ve  $\pm 3$  momentum kaymalarına karşılık gelen dinamik aralık değerleri de simüle edilmiştir. Bulunan bu değerler hemen hemen yeterince büyük ve ideal bir dinamik aralığı karşılamaktadır. Bütün bu değerler yan tarafta görüldüğü gibi çizelge 5.1'de tablo olarak verilmiştir.

Çizelge 5.1 Dinamik aralık sonuçları

	Analitik sonuç	Sayısal sonuçlar (momentum kaymalarına göre ortalama değerler)						
		% 0	%1	%-1	%2	%-2	%3	%-3
Dinamik aralık değeri $A_X$ (mm)	38,7	40	43,5	27,5	42	50	49	-

Ancak ileriki aşamalarda dinamik aralığın biraz daha geliştirilip düzeltilmesi için yeni örgü optimizasyonları yapılarak;

- Dinamik aralık hesaplamalarında eklenti araçlarının dikey düzlemdeki lineer olmayan alan etkilerinin hesaba katılması,
- Yanlış sıralama (misalignment) gibi magnet hatalarının hesaba katılması,
- Optimizasyon için düz bölgelerdeki dispersiyonun  $<0.15$  nm'den  $0.2$  nm'ye çıkarılması,
- Lineer olmayan etkilerin azaltılması için, harmonik sekstupollerin kullanılması veya kromatik sekstupollerin etkisinin kaldırılması için oktupollerin kullanılması gibi çalışmalar yapılabilir.

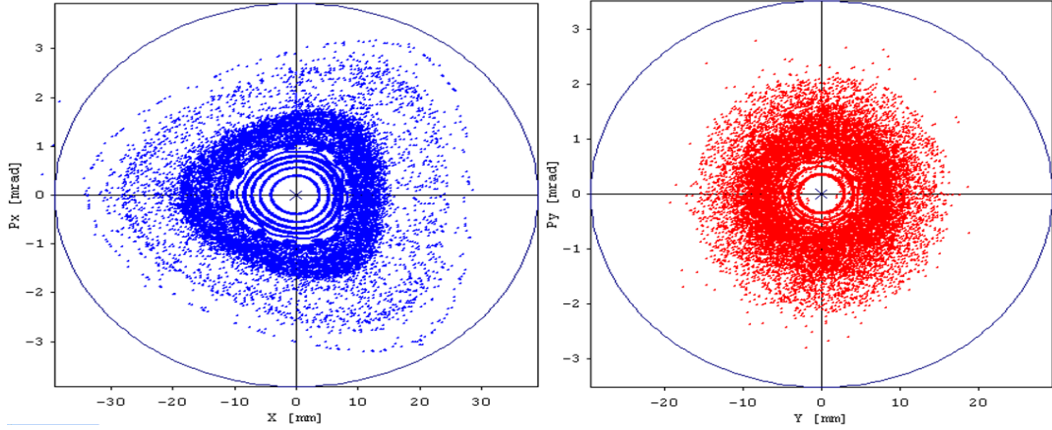


## KAYNAKLAR

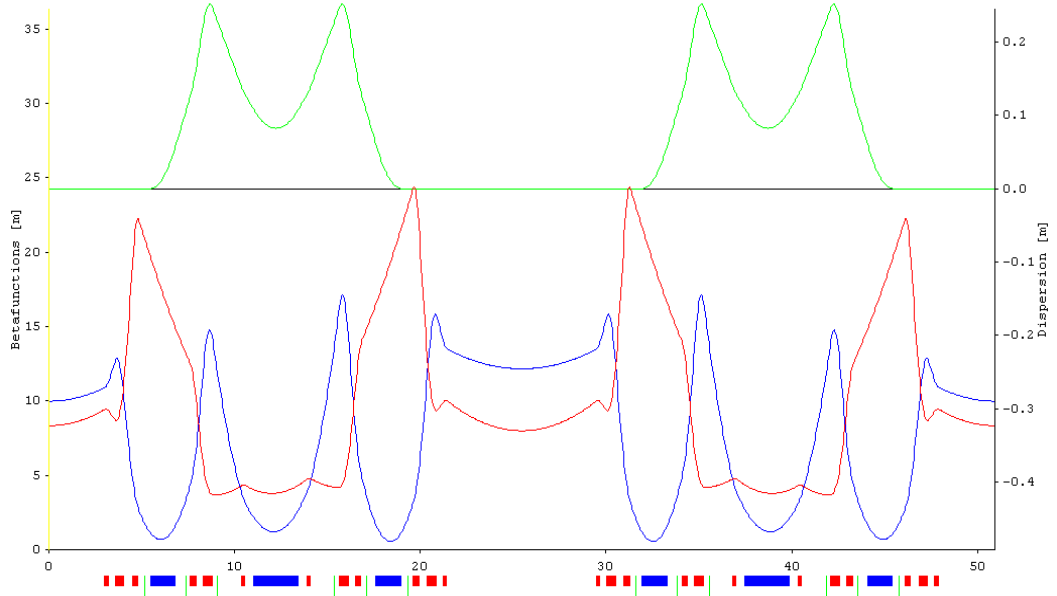
- Aksoy, A., Çiftçi, A.K., Karlı, Ö., Ketenoğlu, B., Sultansoy, S. and Yavaş, Ö. 2008. The Status of Turkish Accelerator Complex Project. EPAC08, Genova, İtalya.
- Bengtsson, J. 2006. Dynamic Aperture. ASAC(Accelerator Systems Advisory Committee), 35 s, Amerika.
- Bocchetta, C. J. 2003. Synchrotron Radiation and Free Electron Lasers. CAS, 64 s, Baden, Austria.
- Brandt, D. 2008. Accelerators for Newcomers. CAS, 40 s, Frascati-İtalya.
- Chao, A.W., Moser, H.O. and Zhao, Z. 2004. Accelerator Physics, Technology and Applications. world scientific, 639 s, Singapore.
- Chao, A.W. and Tigner, M. 1998. Handbook of Accelerator Physics and Engineering. world scientific, 650 s, Singapur.
- Çiftçi, R., Çiftçi, A.K. and Zengin, K. 2009. A Study of Lattice Structure and İnsertion Devices at the Positron Ring of the TAC Project. PAC, Vencouver, Kanada.
- Gao, J. 2001. Analytical Estimation of The Dynamic Apertures of Circular Accelerators. Particle Accelerator Conference proceedings, s.1799, Chicago.
- Greiner, W. 2010. Classical Mechanics. Springer, 579 s, Almanya.
- Robert, A. 1990. Dynamic Aperture. Proc. of CERN Acelerator School, s.27, CERN.
- Robert, A. and Günzel, T. F. 2001. Beta User's Guide. Grenoble, 88 s, CERN.
- Rumolo, G. 2006. Machine Apertures. CAS, 49 s, Zakapone-Poland.
- Wiedemann, H. 1995. Particle Accelerator Physics II. Springer, 464 s, Berlin.
- Wilson, M. N. 2008. Magnets. CAS, 58 s, Frascati-İtalya.
- Zimmermann, F. 2007. Collective Effects in Particle Accelerators. III.UPHDYO, 135 s, Bodrum-Türkiye.
- Anonymous. 2009. Web Sitesi: <http://web.cern.ch>, Erişim tarihi : 10.11.2009
- <http://cas.web.cern.ch/cas>, Erişim tarihi : 01.12.2009
- <http://www.aip.org/history/lawrence/epa.htm>, Erişim tarihi: 23.04.2010
- Anonim.2009. Web Sitesi: <http://thm.ankara.edu.tr>, Erişim tarihi : 29.10.2009

## EKLER

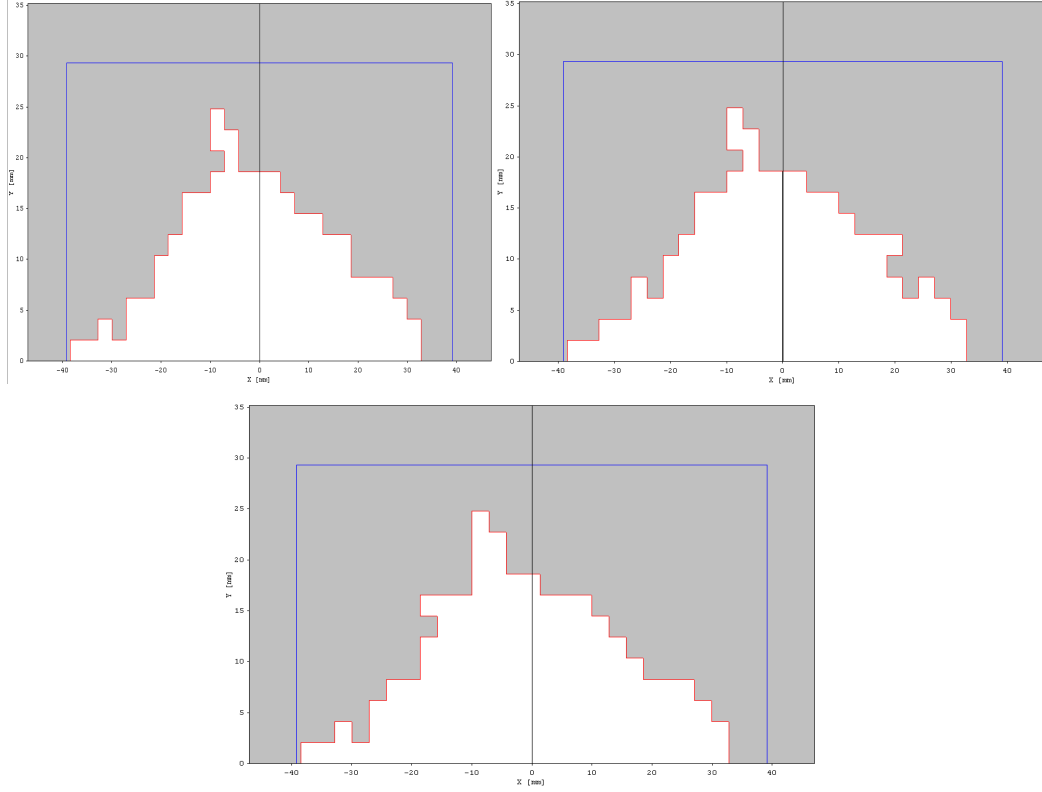
### Ek 1 OPA programı ile yapılan ölçümler



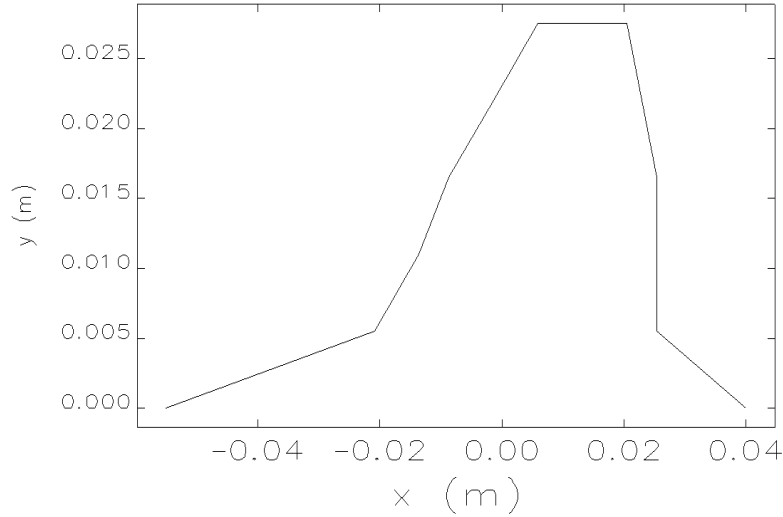
Burada Parçacıkların 1000 tur boyunca faz uzayında x ve y eksenlerindeki davranışları simüle edilmiştir.



Burada sinkrotron halkasının beta salınımları görülmektedir. Buradaki mavi renkli salınım  $\beta_x$ , kırmızı renkli salınım ise  $\beta_y$  salınımlarını göstermektedir. Yeşil renkli salınım ise dispersiyon değerini göstermektedir.



OPA programı ile % 0,1,-1 momentum kaymalarına göre yapılan dinamik aralık ölçümleri.



many-particle aperture search--input: dyna.ele lattice: tac2.lte

Yukarıdaki şekilde ise OPA programına ek olarak ELEGANT program ile yapılan dinamik aralık ölçümü verilmiştir.

## Ek 2 THM Sinkrotron Işını Halkası için örnek bir beta programı dosyası

Burada öncelikle örgüde kullanılmak istenen elemanların, liste halinde kodları, uzunlukları ve şiddetleri yazılır ve devamında örgü tipi seçilerek bu örgü tipine göre bu elemanların örgüdeki dizilimi yazılır ve daha sonra halkanın periyodu, parçacık tipi ve enerjisi gibi değerler yazılarak program çalıştırılır.

```
** VERSION ***
BETA-LNS v7.8 /14/05/10/

*** TITRE ***
Tac-storage-ring

*** LIST OF ELEMENTS ***
28
M_ID      SD 0.3000000E+01
D22      SD 0.3200000E+00
D33      SD 0.4200000E+00
D44      SD 0.6000000E+00
D55      SD 0.5000000E+00
D66      SD 0.2500000E+00
D77      SD 0.3400000E+00
D88      SD 0.1270000E+01
S_ID      SD 0.2750000E+01
D10      SD 0.5000000E+00
D11      SD 0.1000000E+00
L_ID      SD 0.4000000E+01
D13      SD 0.2500000E+00
D14      SD 0.3000000E+00
QD1      QP 0.2400000E+00 -.571800000E+00 0.0000000E+00
QF1      QP 0.5300000E+00 .151772680E+01 0.0000000E+00
QD2      QP 0.3500000E+00 -.165278925E+01 0.0000000E+00
QD3      QP 0.3500000E+00 -.137440000E+01 0.0000000E+00
QF2      QP 0.5300000E+00 .174950000E+01 0.0000000E+00
QD4      QP 0.2400000E+00 -.804700000E+00 0.0000000E+00
DIP      DI 0.0872200E+00 0.160513640E+02 0.0000000E+00
DIP1     DI 0.0872200E+00 0.280898876E+02 0.0000000E+00
SF1      SX 0.1000000E-05 0.260000000E+06 0.0000000E+00
SF2      SX 0.1000000E-05 0.260000000E+06 0.0000000E+00
SD1      SX 0.1000000E-05 -0.980000000E+06 0.0000000E+00
SD2      SX 0.1000000E-05 -0.980000000E+06 0.0000000E+00
SD3      SX 0.1000000E-05 -1.680000000E+06 0.0000000E+00
SD4      SX 0.1000000E-05 -1.680000000E+06 0.0000000E+00

*** STRUCTURE ***
86
M_ID  QD1  D22  QF1  D33  QD2  D14  SD3  D14  DIP  D55  SD1  D66  QD3
D77  QF2  D66  SF1  D88  QD4  D33  DIP1 D33  QD4  D88  SF2  D66  QF2
D77  QD3  D66  SD2  D55  DIP  D14  SD4  D14  QD2  D33  QF1  D22  QD1
L_ID  L_ID  QD1  D22  QF1  D33  QD2  D14  SD4  D14  DIP  D55  SD2  D66
QD3  D77  QF2  D66  SF2  D88  QD4  D33  DIP1  D33  QD4  D88  SF1  D66
QF2  D77  QD3  D66  SD1  D55  DIP  D14  SD3  D14  QD2  D33  QF1  D22
QD1  M_ID

*** PERIOD ***
12
```

\*\*\* OPTION \*\*\*

BETA

\*\*\* BEAM-MATRIX \*\*\*

```
1.1195784433E+01
3.2007855283E-15  8.9319333180E-02
7.2442531029E-15  2.0710742185E-30  5.9287672148E+00
0.0000000000E+00  0.0000000000E+00 -3.8240502916E-15  1.6866912863E-01
0.0000000000E+00  0.0000000000E+00  0.0000000000E+00  0.0000000000E+00
0.0000000000E+00  0.0000000000E+00  0.0000000000E+00  0.0000000000E+00
```

\*\*\* DISPERSION \*\*\*

```
1.4660241E-01 -3.9955285E-17
0.0000000E+00  0.0000000E+00
```

\*\*\* PARTICLE TYPE \*\*\*

E

\*\*\* ENERGIE CINETIQUE (MeV) \*\*\*

4.5000000E+03

0.511003435

\*\*\* EMITTANCE \*\*\*

```
5.8620659E-09  0.0000000E+00  0.0000000E+00
```

\*\*\* PARAMETERS OF FIT \*\*\*

\*\*\* ENDFILE \*\*\*

### EK 3 Ek 2'deki örnek dosya için yapılan hesaplamaların program dökümü

\*\* BETA-LNS v7.65 /25/01/08/ 09/oct/10 15:27:13 \*\*

TAC-storage-ring

FIRST-ORDER MATRIX (SCALING .000E+00)

```
-6.5237E-01-7.5632E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 1.2936E-04
7.5949E-02-6.5237E-01 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00-5.9457E-06
0.0000E+00 0.0000E+00 7.8876E-01 5.1258E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 0.0000E+00-7.3718E-02 7.8876E-01 0.0000E+00 0.0000E+00
5.9457E-06-1.2936E-04 0.0000E+00 0.0000E+00 1.0000E+00-2.3021E-02
0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 1.0000E+00
```

6x6 Determinant .10000E+01

1ST ORDER SYMPLECTIC CONDITION U\*J\*UT=J

```
3.8381E-16 1.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00-1.4832E-15 0.0000E+00
-1.0000E+00-1.0334E-18 0.0000E+00 0.0000E+00-1.6398E-16 0.0000E+00
0.0000E+00 0.0000E+00 3.6863E-16 1.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 0.0000E+00-1.0000E+00 1.0063E-18 0.0000E+00 0.0000E+00
1.4832E-15 1.6398E-16 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 1.0000E+00
0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00-1.0000E+00 0.0000E+00
```

R \* SIGMA \* RT = EMITTANCES

```
1.0000E+00 7.9098E-16-1.4475E-03-1.3131E-02 0.0000E+00 0.0000E+00
8.3013E-16 1.0000E+00 1.3131E-02-1.4475E-03 0.0000E+00 0.0000E+00
-1.4475E-03 1.3131E-02 1.0003E+00-5.8658E-16 0.0000E+00 0.0000E+00
-1.3131E-02-1.4475E-03-6.6058E-16 1.0003E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
```

MACHINE RADIUS = 97.340080 m  
CELL LENGTH = 50.940010 m  
STRUCTURE ANGLE (H) = .523320 rad

DETERMINANTS : Dxx = 1.000000, Dxz = .000000, Dxl = .000000  
Dzx = .000000, Dzz = 1.000000  
Dlx = .000000, Dll = 1.000000

NUX= .642646 NUZ= .264351 NUS=\*\*\*\*\*

BEAM MATRIX

```

9.9790974283E+00
7.3243395434E-16 1.0020946355E-01
1.3260070304E-14 9.7008048147E-31 8.3385978900E+00
9.3442031166E-33 0.0000000000E+00 1.8061047645E-15 1.1992423825E-01
0.0000000000E+00 0.0000000000E+00 0.0000000000E+00 0.0000000000E+00
0.0000000000E+00 0.0000000000E+00 0.0000000000E+00 0.0000000000E+00

X ,Z INVARIANTS 1.00000E+00 1.00000E+00
XDP,ZDP INVARIANTS 0.00000E+00 0.00000E+00
    
```

CLOSED ORBIT

```

0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
    
```

MATRIX CLOSED ORBIT

```

0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
    
```

CHROMATIC CLOSED ORBIT

```

7.8286E-05 5.8027E-17 0.0000E+00 0.0000E+00
    
```

```

ALPHAP= 4.519E-04          ETA = 4.519E-04
    
```

```

W= 4.500E+09          E0 = 5.110E+05
V/C= 1.000E+00        GAMMA = 8.807E+03
    
```

```

BRo= 1.5012E+01 T.m
ERo= 4.5005E+09 V
    
```

DAMPING PARTITION NUMBERS

DAMPING TIMES (s)

```

          9.98292E-01          9.49177E-03
          1.00000E+00          9.47556E-03
          2.00171E+00          4.73374E-03

      <Hx> dipole (m) 3.36205E-03, <Hz> dipole (m) 0.00000E+00
I1  2.76259E-01      NATURAL EMITTANCE          3.65375E-09
I2  3.35343E-01      ENERGY SPREAD            9.14863E-04
I3  1.89022E-02      ENERGY LOSS/TURN (MeV)       1.93793E+00
I4  5.72698E-04
I5  4.11525E-05
    
```

COUPLING CALCULATION

```

9.9791E+00
7.3243E-16 1.0021E-01
1.3260E-14 9.7008E-31 8.3386E+00
9.3442E-33 0.0000E+00 1.8061E-15 1.1992E-01
0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00 0.0000E+00
    
```

	9.49177E-03		3.65375E-09	3.65375E-09	3.65375E-09
	9.47556E-03		3.92364E-44	1.72766E-41	1.72766E-41
	DAMPING	PARTITION		EMITTANCE	
	TIME (s)	NUMBER	INVARIANT	PROJECTION	DP/P=0
X	9.49177E-03	9.98292E-01	3.65375E-09		
Z	9.47556E-03	1.00000E+00			
S	4.73374E-03	2.00171E+00			
X	9.49177E-03		3.65376E-09	3.65376E-09	3.65376E-09
Z	9.47556E-03		3.92364E-44	1.72766E-41	1.72766E-41
	COUPLING		1.07386E-35	4.72844E-33	4.72844E-33
	ENERGY SPREAD		9.14863E-04		
	BUNCH LENGTH		0.00000E+00		
	ENERGY LOSS/TURN (MeV)		1.93690E+00		
I1			2.76259E-01		
I2			3.35343E-01		
I3			1.89022E-02		
I4			5.72698E-04		
I5			4.11525E-05		

QUADRUPOLE ERRORS - RMS EFFECTS AT STRUCTURE END

MISALIGNMENT SIGMY=1

SIGMX	= 4.37199E+01	SIGMXP	= 4.29285E+00
SIGMZ	= 4.52904E+01	SIGMZP	= 5.05793E+00

GRADIENT ERROR SIGMK/K=1

SIGMBETX=	5.93712E+02	SIGMNUX =	1.03722E+01	
SIGMD	= 8.15356E+00	SIGMDP =	7.87070E-01	SIGMU56= 4.05210E-01
SIGMBETZ=	3.48584E+02	SIGMNUZ =	9.36314E+00	

ANALYTIC SUM

D	.20505E+03	lambda D	-.15657E+01
F	-.13177E+03	lambda F	-.58194E+01
G	.30725E+05	lambda G	.15712E+02
DG	-.19796E+04		
L	.61469E+03	lambda L	-.17868E+01
H	.14889E+05	lambda H	-.94463E+01

BETATRON TUNES

NUX=	31.642645	NUZ=	13.264348
------	-----------	------	-----------

TUNE SHIFTS WITH AMPLITUDE

DNUX/(EX/PI)=	.14268E+03	DNUZ/(EX/PI)=	.81271E+04
DNUX/(EZ/PI)=	.81271E+04	DNUZ/(EZ/PI)=	-.11557E+05



1st ORDER CHROMATICITY CALCULATION  
CSIX= -1.976559 CSIZ= -1.817601

1st ORDER NATURAL CHROMATICITY  
CSIX0= -2.076461 CSIZ0= -2.511868

SEXTUPOLES

NAME	HL	TETA	BETAX	PSIX	BETAZ	PSIZ
SD3	-1.6800E+00	5.3010E-02	1.76749E+00	6.88148E-01	2.09165E+01	5.20261E-01
SD1	-9.8000E-01	7.5611E-02	3.28624E+00	2.68524E+00	1.32563E+01	6.52768E-01
SF1	2.6000E-01	9.3281E-02	1.18538E+01	2.91061E+00	3.69547E+00	9.39459E-01
SF2	2.6000E-01	1.5811E-01	1.38545E+01	5.25275E+00	4.20569E+00	2.47431E+00
SD2	-9.8000E-01	1.7578E-01	3.55835E+00	5.45273E+00	1.48474E+01	2.72748E+00
SD4	-1.6800E+00	1.9838E-01	2.02136E+00	7.63603E+00	2.29829E+01	2.84686E+00
SD4	-1.6800E+00	3.2494E-01	2.02136E+00	8.93202E+00	2.29829E+01	4.09834E+00
SD2	-9.8000E-01	3.4754E-01	3.55835E+00	1.11153E+01	1.48474E+01	4.21772E+00
SF2	2.6000E-01	3.6521E-01	1.38545E+01	1.13153E+01	4.20569E+00	4.47088E+00
SF1	2.6000E-01	4.3004E-01	1.18538E+01	1.36574E+01	3.69547E+00	6.00574E+00
SD1	-9.8000E-01	4.4771E-01	3.28624E+00	1.38828E+01	1.32563E+01	6.29243E+00
SD3	-1.6800E+00	4.7031E-01	1.76749E+00	1.58799E+01	2.09165E+01	6.42494E+00

AREA OF THE NORMALIZED DYNAMIC APERTURE : 8.36435211E-005  
RADIUS OF THE NORMALIZED DYNAMIC APERTURE : .00543030351

## ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Hüseyin Yıldız

Doğum Yeri : İmranlı

Doğum Tarihi : 10.11.1984

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu :

Lise : İncirli Lisesi, Keçiören-Ankara, 2001

Lisans : Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Anabilim Dalı,  
Ankara, 2003-2007

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Anabilim Dalı,  
Ankara, 2008-2010