



T.C.
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

**ERL-HALKA TIPLİ $\sqrt{s} = 3.77$ GeV OLAN e^-e^+
ÇARPIŞTIRICILARINDA LİNEER OLMAYAN SÜREÇLERİN
VE DİNAMİK ODAKLAMANIN IŞINLIK ÜZERİNE ETKİSİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

İlhami ERKOYUNCU

DANIŞMAN

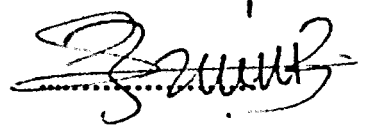
Dr. Öğr. Üyesi Halil İbrahim DURSUN

AKSARAY, 2018

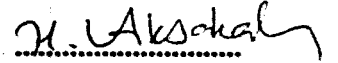
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ONAY BELGESİ

Aksaray Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 142310411 numaralı Yüksek Lisans öğrencisi, "İlhami ERKOYUNCU", ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "ERL-HALKA TIPLI $\sqrt{s}=3.77$ GeV OLAN e^-e^+ ÇARPIŞTIRICILARINDA LİNEER OLMAYAN SÜREÇLERİN VE DİNAMİK ODAKLANMANIN IŞINLIK ÜZERİNE ETKİSİ" başlıklı tezini, aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

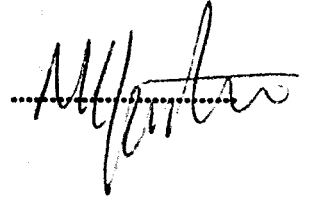
Tez Danışmanı : Dr. Öğr.Üyesi Halil İbrahim DURSUN
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ



Jüri Üyeleri : Doç.Dr. Hüsnü AKSAKAL
SÜTCÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ



Jüri Üyeleri : Doç.Dr.Mustafa YİĞİT
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ



Teslim Tarihi: 02/07/2018

Savunma Tarihi: 24/07/2018

DOĞRULUK BEYANI

Yüksek Lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmanın tamamını; akademik kurallara ve bilimsel araştırma etik değerlerine bağlı kalarak gerçekleştirdim ve sundum. Bu kurallar ve ilkelere aykırı hiç bir yol ve yardıma başvurmadan bizzat kendim hazırladım. Yararlandığım eserlerin kaynaklar dizininde gösterilenlerden oluştuğunu, çalışmamda kullandığım verilerin orijinalliğini ve her türlü intihalden uzak olduğunu beyan ederim.

Tezimle ilgili yaptığım beyana aykırı bir durumda ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçlara katlanacağımı şimdiden kabul ederim.



İlhami ERKOYUNCU

ÖNSÖZ

Hızlandırıcı fiziği alanlarında, ulusal ve uluslararası merkezlerde yapılacak çalışmaların teşvik edilmesi, desteklenmesi ve bu alanlardaki projelere katılım ve katkı sağlama amaçlı projeler bulunmaktadır. Hızlandırıcılar ve kullanım alanları konularında ülkemizin ihtiyacı göz önüne alınarak belirlenen hedef ve stratejiler doğrultusunda çalışmalar yürütmek, bu alanlarda Türkiye içinde yürütülen çalışmalara katkıda bulunmak, dünyanın farklı yerlerindeki çalışmaları ve gelişmeleri takip etmek, ülkemiz açısından önem arz etmektedir. Bu amaçlardan hareketle, dünya ülkelerinin bu konudaki gelişimini yakalayabilmek adına ülkemizdeki var olan çalışmalara hız verilmesi ve desteklenmesi gerekmektedir. 300'den fazla kullanım alanı olan hızlandırıcılar konusunda yeterli gelişimin yakalanması ülkemizi her açıdan zenginleştirecek ve dünyanın sayılı güçleri arasında yükselmesini sağlayacaktır.

Bu tezi, tüm öğrenim ve çalışma hayatım boyunca maddi ve manevi desteğini esirgemeyen sevgili babam Talat ERKKOYUNCU'ya ve sevgili annem Hadice ERKOYUNCU'ya ithaf ediyorum.

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarımı yönlendiren, araőtırmalarımın her aőamasında bilgi, öneri ve yardımlarını esirgemeyerek akademik ortamda engin fikirleriyle yetiőme ve geliőmeme katkıda bulunan danışman hocam sayın Yrd. Doç. Dr. Halil İbrahim DURSUN'a, bana her konuda destek olan sayın hocam Doç. Dr. Hüsnü AKSAKAL'a ve çalıőmalarım sırasında önemli katkılarda bulunan ve yönlendiren sayın Prof. Dr. Kaoru YOKOYA'ya, çalıőmalarım süresince birçok fedakarlık göstererek beni destekleyen eőim Öğr. Gör. Ümran ERKOYUNCU'ya en derin duygularımınla teőekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

SAYFA

DOĞRULUK BEYANI	i
ÖNSÖZ	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ÖZET	vi
ABSTRACT	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
SİMGELER DİZİNİ	xi
KISALTMALAR	xii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	3
2.1. Parçacık hızlandırıcıları.....	3
2.1.1. Dairesel hızlandırıcılar.....	8
2.1.1.1. Betatron.....	8
2.1.1.2. Siklotron.....	9
2.1.1.3. Mikrotron.....	10
2.1.1.4. Sinkrotron.....	11
2.1.2. Lineer hızlandırıcı (Linak).....	12
2.1.2.1. Doğru voltaj (yüksek gerilim) hızlandırıcıları.....	13
2.1.2.2. Wideröe doğrusal hızlandırıcısı.....	13
2.1.2.3. Alvarez doğrusal hızlandırıcısı.....	14
2.2. Parçacık Hızlandırıcılarının Temel Parametreleri.....	15
2.2.1. Kütle merkezi enerjisi.....	15
2.2.2. Işımlık	17
2.2.2.1. Hourglas etkisi	19
2.2.2.2. Işımlık artırma faktörü.....	20
2.3. Kararsızlık Kaynakları.....	21
2.3.1 Linak ve halka demetleri için güç ifadeleri	21
2.3.2. Uzay yükü	22
2.3.3. Demet-demet ayar kayması	23
2.3.4. Bozma parametresi (Disruption).....	24

2.3.5. Betatron salınımları.....	25
2.3.6. Emittans	26
2.3.7. Demet ömrü	28
2.3.7.1. Beamstrahlung ömrü.....	28
2.3.8. Demet içi saçılma.....	29
2.4. Türk Hızlandırıcı Merkezi.....	30
2.4.1. ERL-halka tipli elektron-pozitron çarpıştırıcısı.....	31
2.5. Lineer Olmayan Süreçler.....	32
2.6. Travelling Focus (Dinamik Odaklama).....	34
3. MATERYAL VE METOT	36
4. BULGULAR	37
5. SONUÇ.....	45
KAYNAKLAR	47
EKLER	51
ÖZGEÇMİŞ.....	57

ÖZET

ERL-Halka Tipli \sqrt{s} 3.77 Gev Olan e^-e^+ Çarpıştırıcılarında Lineer Olmayan Süreçlerin ve Dinamik Odaklamanın Işınlık Üzerine Etkisi

Bir çarpıştırıcının performansını belirleyen önemli parametrelerden biri, çarpıştırıcının 1 saniyede 1 cm² alanda etkileşen parçacık sayısını veren ve çarpıştırıcının performansını belirleyen ışınlık değeridir. Işınlık üzerine belirleyici olan birçok etken vardır. Bunlardan bir tanesi lineer olmayan (incoherent) süreçlerdir. Bu çalışmada, ERL-halka tipli kütle merkezi enerjisi 3.77 GeV olan elektron-pozitron çarpıştırıcısı olan Türk hızlandırıcı merkezi parçacık fabrikasında Breit-Wheeler, Breit-Heitler ve Landau-Lifshitz lineer olmayan süreçlerin ışınlık üzerine etkisi incelenmiştir. Bunun yanında dinamik odaklamanın (travelling focus) ışınlık üzerine etkisi ile beraber yengeç geçişi (crab waist) etkisinde yüksek ışınlık elde etmek üzere tartışılmıştır. Çalışmada CAIN 2.42 simülasyon programından yararlanılmıştır. Simülasyon programı kullanılarak elektron-pozitron parametre setlerinde lineer olmayan süreçlerin, dinamik odaklamanın ve yengeç geçişinin (crab waistin) dahil edildiği enerji geri kazanımlı linak (erl)-halka tipli çarpıştırıcılarda ışınlık değerleri hesaplanmıştır.

Anahtar Kelimeler: ERL – halka tipli çarpıştırıcılar, lineer olmayan süreçler, dinamik odaklama, ışınlık, CAIN 2.42

ABSTRACT

The Influence of Nonlinear Processes and Travelling Focus on Luminosity in $e^- e^+$ Erl-Ring Type Collider

One of the most important parameter that determines the performance of an accelerator is the Luminosity that gives the number of particles interacting in a second in the one square centimeter area of the collider and determines the performance of the collider. There are many factors that determine the Luminosity. One of them is incoherent processes. In this study, the effect of nonlinear-processes on luminosity of electron-positron colliders with ERL-ring type collider with center of mass energy 3.77 GeV is investigated in Breit-Wheeler, Breit-Heitler and Landau-Lifshitz processes. Furthermore the crab waist effect and travelling focus (dynamic focus) of colliding beams effects on the Luminosity has been discussed. In this study, CAIN 2.42 computer simulation program was used for Luminosity. Using the simulation program, nonlinear-processes in electron-positron parameter sets were calculated for energy recovery linac (erl)-ring type colliders including travelling focus and crab waist.

Keywords: ERL - ring type colliders, nonlinear processes, travelling focus, Luminosity, CAIN 2.42.

ŞEKİL DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1: DESY hızlandırıcılarının şeması.....	5
Şekil 2.2: HERA tüneline bir görünüm.....	5
Şekil 2.3: CERN şematik gösterimi.....	7
Şekil 2.4: Betatronun enine kesiti	9
Şekil 2.5: İlk siklotron tipi proton hızlandırıcısı.....	10
Şekil 2.6: Mikrotronun gösterimi.....	11
Şekil 2.7: Modern bir sinkrotron gösterimi	12
Şekil 2.8: International Linear Collider (ILC) şematik gösterimi	13
Şekil 2.9: Wideröe doğrusal hızlandırıcısı	14
Şekil 2.10: Alvarez doğrusal hızlandırıcısı	15
Şekil 2.11: θ açısı ile çarpışan iki paketçik	15
Şekil 2.12: Durgun ve hareketli durumda eşit yüklü iki parçacık arasındaki Coulomb itmesi ve magnetik alan çekimi.....	22
Şekil 2.13: Silindirik demet içerisindeki parçacığa üzerine etkiyen elektrik ve manyetik kuvvetler.....	23
Şekil 2.14: Halka paketçığı içerisinde linak paketçığındeki parçacığın geçmesi sırasında yörüngesinin değişimi.....	25
Şekil 2.15: Betatron salınımları için koordinat sistemi.....	26
Şekil 2.16: Elektron-pozitron etkileşimi için Feynman diyagramı.....	33
Şekil 2.17: Elektron-pozitron etkileşiminin Feynman döngü diyagramı.....	33
Şekil 2.18: Lineer Olmayan süreçlerin Feynman diyagramı ile gösterimi.....	34

Şekil 4.1: Lineer olmayan süreçlerde çarpışma açısının toplam ışınık üzerine etkisi	39
Şekil 4.2: Lineer olmayan süreçlerin diferansiyel ışınık üzerine etkisi.....	40
Şekil 4.3: Dinamik odaklamada çarpışma açısın toplam ışınık üzerine etkisi.....	41
Şekil 4.4: Dinamik odaklamanın diferansiyel ışınık üzerine etkisi.....	41
Şekil 4.5: $d\alpha/dt$ dinamik odaklama parametresinin toplam ışınığa etkisi.....	42
Şekil 4.6: Dinamik odaklamada elektronun σ_x ölçüsünün değişimi.....	43
Şekil 4.7: Dinamik odaklamada elektronun σ_y ölçüsünün değişimi.....	43

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 4.1: ERL-halka tipli elektron-pozitron çarpıştırıcısı parametreleri.....38



SİMGELER DİZİNİ

B	Manyetik alan
c	Işık hızı
D	Bozma parametresi
E	Demet enerjisi, elektrik alan
f_c	Çarpışma frekansı
f_r	Dönme frekansı
H_D	Işınlık artırma faktörü
I	Akım
J	Akım yoğunluğu
L_o	Geometrik ışınlık
L	Işınlık
N₁	Linak paketçiğindeki parçacık sayısı
N₂	Halka paketçiğindeki parçacık sayısı
R	Halka yarıçapı
r₀	Klasik parçacık yarıçapı
n_b	Paketçik sayısı
θ	Çarpışma açısı
η	Yük yoğunluğu
σ	Enine paketçik boyutları
γ	Lorentz faktörü
β	Betatron fonksiyonları
ε	Demet emitansları
Υ	Beamstrahlung parametresi
ΔQ	Demet-demet ayar kayması
τ	Demet ömrü

KISALTMALAR

DESY	Deutsches Elektronen-Synchrotron
ERL	Enerji Geri Kazandırılmalı Linak (Energy Recovery Linac)
GeV	Giga Elektron Volt
HERA	Hadron Elektron Halka Tesisi (Hadron-Elektron-Ring-Anlage)
ILC	Uluslararası Doğrusal Hızlandırıcı (International Linear Collider)
IP	Etkileşim Noktası
KEK	Asimetrik Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı
LEP	Large elektron pozitron collider
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (Large Hadron Collider)
LINAC	Doğrusal Hızlandırıcı (Linear Accelerator)
MeV	Milyon Elektron Volt
RF	Radyo Frekansı
SEL	Serbest Elektron Lazeri
SLAC	Stanford Lineer Hızlandırıcı
TESLA	Tera-Elektron Volt Enerji Süper İletken Lineer Hızlandırıcı

1. GİRİŞ

Atomaltı parçacıklar, ömürlerinin çok kısa olması nedeni ile normal şartlarda gözlemlenemezler. Bu nedenle parçacıkların kütleye dönüşebilen bir enerjiye sahip olmaları ve çok yüksek hızlarda çarpıştırılmaları gerekir [1].

Yüksek enerji fiziği çalışmalarında, genel olarak ya sabit bir hedef ile hızlandırılan parçacık demeti çarpıştırılmış ya da farklı tiplerde olan ve farklı enerjilere sahip parçacık demetleri çarpıştırılarak incelemeler yapılır. Ayrıca uzaydan gelen dünyayı etkileyen kozmik ışınlarla nükleer çalışmalarında da parçacık fiziğinin alanına giren çalışmalar yapılmaktadır. Fakat yüksek enerji fiziği çalışmalarında hassas duyarlılık ve istenen sayıda olay elde etmek için çarpıştırıcılardan yararlanır. İncelenmek istenen parçacıkları fazlaca üretmek için dizayn edilen çarpıştırıcılara parçacık fabrikaları olarak adlandırılır [2]. Kararsızlıklar ise çarpıştırıcılarda elektromanyetik alanların etkisi ile meydana gelen etkilerdir. Oluşan etkiler ya demetten ya da çevresel etkiler sonucu meydana gelen elektromanyetik alanlardan kaynaklı etkilerdir [2].

Parçacık fiziği açısından önemli değerlerden biri Luminosity, yani ışınlık değeridir. Bunun yanında kütle merkezi enerjisi, demet polarizasyonu, çarpışma frekansı, enerji dağılımı ve toplam ışınlık(integrated luminosity) sayılabilir [2]. Işınlık değerinin ulaşılabilen en yüksek değerde olması yapılan çalışmaların yüksek derecede hassasiyetle ile incelenebilmesi açısından önem taşımaktadır [2].

Yüksek ışınliğa sahip parçacık fabrikaları halka-halka, linak-linak tipli çarpıştırıcıların yanı sıra linak – halka tipli çarpıştırıcı olarak da ele alınmıştır. Bunun sebebi linak – halka tipli çarpıştırıcılarda elde edilen ışınlık değeri diğer iki tip hızlandırıcı ile karşılaştırılabilir sonuçlar verebilmektedir [2].

Çalışmanın öncelikli kısmını, Türk Hızlandırıcı Merkezi projesinin 5 alt projesinden biri olan yüksek ışınlıklı 3.77 GeV'lik kütle merkezi enerjisine sahip ERL-halka tipli elektron-pozitron çarpıştırıcısında maksimum ışınliğa ulaşabilmenin yollarını aramaktır. Bunu yaparken de fizik potansiyeli açısından uygun değerleri bulmaktır.

Çalışmanın 2. bölümünde parçacık hızlandırıcıları, bazı hızlandırıcı tipleri ile ilgili bilgiler verilmiş, parçacık hızlandırıcılarının bazı temel parametreleri ve çarpıştırıcılarda demet kararlılığı üzerine etkin olan bazı sınırlamalar ile kararsızlık kaynakları tartışılmıştır. 3. bölümde kullanılan simülasyon programı açıklanmıştır. 4. bölümde ise ERL - halka tipli 3.77 GeV'lik elektron-pozitron çarpıştırıcılarında parametre seçimi ve hesaplamalar tartışmalarla birlikte verilmiştir. Son bölümde de tartışma ve sonuç yer almaktadır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1 Parçacık Hızlandırıcıları

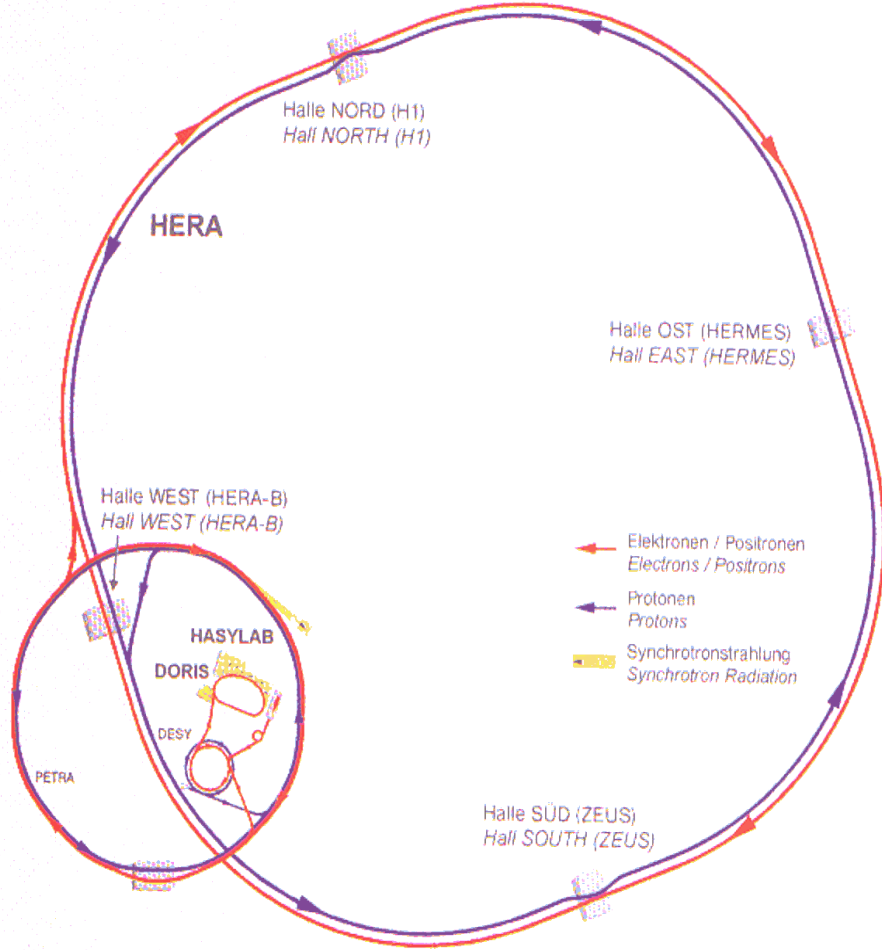
Yüksek enerji fiziğinin çalışma alanlarından birisi de evrenin oluşma şekli hakkındaki sorulara cevap verebilmek veya çözüm bulabilmektir. Bu nedenle maddeyi en küçük parçalarına ayırtmak için yüksek enerjili bir parçacığın başka bir parçacığa çarptırılması veya sabit bir hedefe çarptırılması gerekir. Bu olay içinde parçacık hızlandırıcıları kullanılır [2]. 20. yüzyıl başlarında Rutherford'un açıkladığı atom modeli ile birlikte bilim insanlarının maddenin temel yapısını inceleme düşüncesi ve isteği, parçacık fiziği ve nükleer fizik alanında yapılacak olan çalışmalarda elektron ve proton gibi yüksek hızdaki parçacıkların kullanılmasının önünü açmıştır [3]. Mekanik, elektromanyetizma, istatistik, kuantum ve optik gibi alanlar parçacık hızlandırıcılarının da yapımı esnasında kullanılmaktadır. Parçacık hızlandırıcıları ile ilgili ilk çalışmalar 1920'lerde başlamış ve 1940'lı yılların sonlarına doğru hızla gelişen ve yenilenen teknoloji ile son yıllarda 7 TeV enerjili hızlandırıcı kurulmasına olanak sağlanmıştır [4,5].

Dünyada 15 binden fazla orta ve büyük çaplı hızlandırıcılar kullanılmaktadır. Bu hızlandırıcılardan çok azı, sadece 110 tanesi parçacık ve nükleer fizikte önemli olan araştırmalar için kurulmuş olup, kalanlar ise başta tıp ve sanayi olmak üzere diğer alanlarda da kullanılmaktadır [6].

Parçacık hızlandırıcılarının şimdilerde parçacık fiziği ve nükleer fizik çalışmaları başta olmak üzere malzeme fiziği, x-ışınları, nötron ve proton terapisi, izotop üretimi, toryuma dayalı nükleer santraller, sinkrotron ışınımı, serbest elektron lazerleri gibi biyoteknolojiden nanoteknolojiye birçok kullanım alanı mevcuttur.

Parçacık fiziğinde parçacıklar ışık hızına yakın hızlara kadar hızlandırılmakta ve hedefe uygun olarak çarpıştırılmakta veya ışınım kaynağı olarak kullanılmaktadır. Hızlandırma işlemi lineer olarak veya dairesel yörüngelerde yapılabilir [7,8,9].

Bugün dünyanın birçok yerinde kullanılan hızlandırıcılar vardır. [1,4,5,7]. Parçacık hızlandırıcılarının merkezleri; CERN, FNAL, SLAC, DESY, KEK ve benzeri olarak sıralanabilir. Örneğin, 1959 yılında Hamburg kentinde kurulmuş olan DESY bugün dünyanın en saygın hızlandırıcı laboratuvarlarından biri olup, Almanya'nın 16 ulusal araştırma merkezinin en büyüğüdür (Şekil 2.1).



Şekil 2.1: DESY hızlandırıcılarının şeması [URL-1].

Çevresi 6336 metre olan HERA (Hadron Elektron Halka Hızlandırıcısı) çarpıştırıcısında kurulmuş dört büyük detektör vasıtası ile temel araştırmalar yapılmaktadır ve protonların iç yapısı bugüne kadar ulaşılan en küçük mesafelerde (10^{-18} m) incelenmektedir (Şekil 2.2). Aynı zamanda HASYLAB'da (Hamburg Sinkrotron Isınımı Laboratuvarı) bilim ve teknolojinin birçok alanında çalışmalar yapılmaktadır [URL-1].

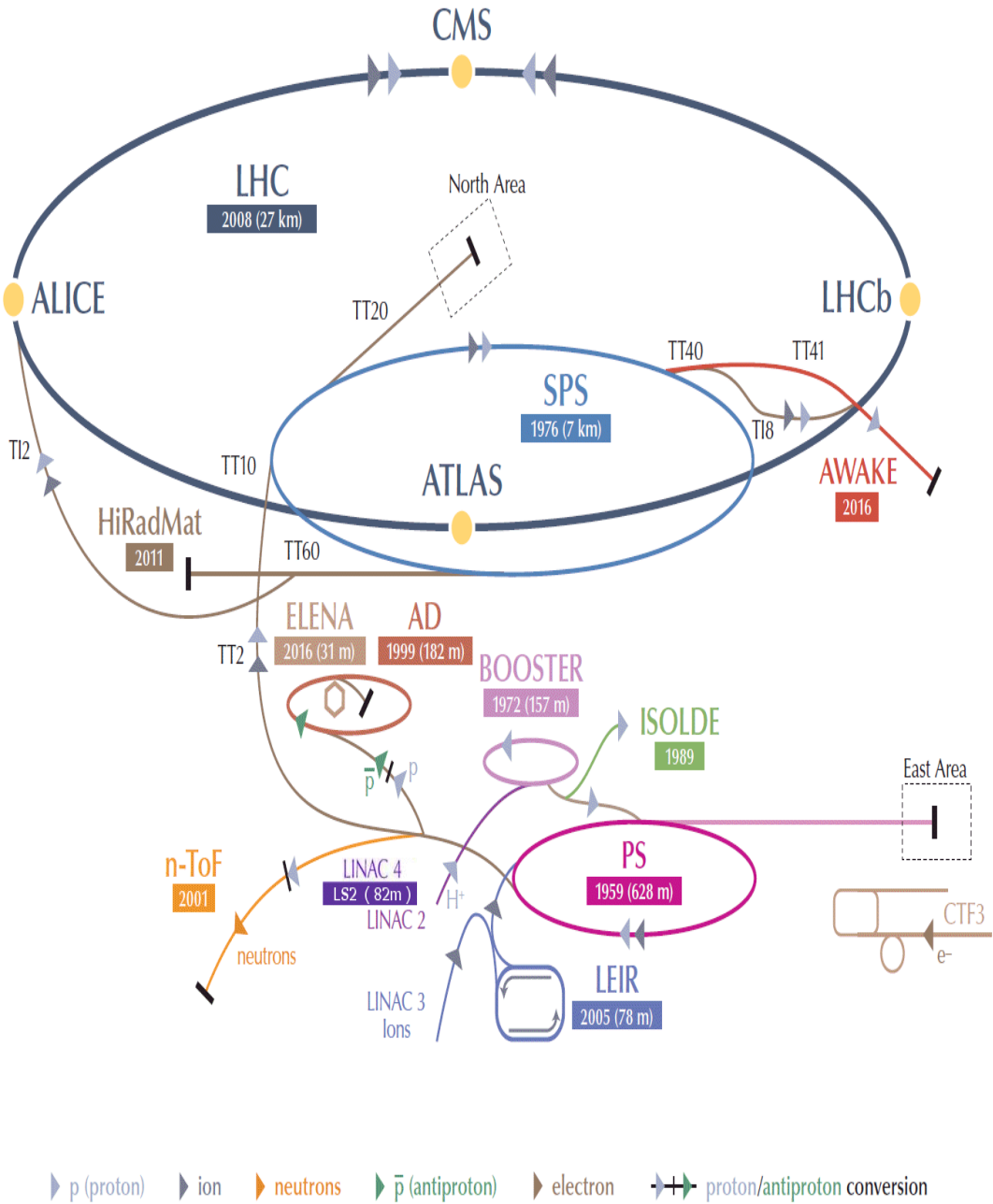


Şekil 2.2: HERA tüneline bir görünüm [URL-2].

Yine bugün en önemli hızlandırıcı laboratuvarlarından olan CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), İsviçre ve Fransa sınırı arasında yer alan önde gelen parçacık fiziği çalışmalarının gerçekleştirildiği hızlandırıcı merkezidir. 1954'te 12 ülkenin katılımıyla kurulan CERN'in günümüzde 20 asil üyesine ek olarak Türkiye'nin de dahil olduğu 8 gözlemci üyesi bulunmaktadır. 2015 yılından itibaren ülkemiz ortak üyeliğe geçmiştir. Bu hızlandırıcı laboratuvarında, yaklaşık olarak 27 kilometre çevresi olan ve yüzeyden 175 metre derinde bulunan dünyanın en büyük hızlandırıcısı; LHC (Large Hadron Collider) bulunmaktadır. Büyük hadron çarpıştırıcısında iki proton demeti 14 TeV'lik (14×10^{12} eV) kütle merkezi enerjisi ile çarpıştırılacaktır. Bu enerji, dünyada ulaşılabilmiş en yüksek çarpışma enerjisi olacaktır; bu sayede de maddeye ilişkin bugüne kadar bilinmeyenlerin anlaşılması açısından önem taşımaktadır [URL-1].

Sistem iki yıllık yenileme çalışmalarından sonra, iki katına ulaşmış enerji mertebesi ile, 5 Nisan 2015'te yeniden aktif hale getirilmiştir. Bilim insanları 20 Mayıs 2015 tarihinde protonları 13 TeV'de çarpıştırarak ilk kez bu çapta bir çarpışma sağlamışlardı. Daha önce 2012 yılında en yüksek 8 TeV'de çarpışma gerçekleştirilmişti [URL-1].

2016 yılında da bu projenin 300TB boyutundaki datası, herkes için erişilir hale getirilmiştir. CERN'e ilişkin şematik gösterim şekil 2.3'te yer almaktadır.



Şekil 2.3: CERN şematik gösterimi (URL-1).

Hızlandırıcı fiziği, yüklü parçacık demetlerinin radyo frekans (RF) kavuklarında elektrik alan ile hızlanmasını sağlayan, odaklayıcı ve dağıtıcı magnetlerle bir yol üzerindeki hareketlerini inceler [6]. Parçacıkları hızlandırma işlemlerinde hızlandırıcı çeşidine göre ya DC gerilim farkı ya da radyo frekanslı (rf) salınımlı elektromanyetik alanlar kullanılır. Hızlandırıcı çeşitleri dairesel ve doğrusal olmak üzere 2 kısımda incelenebilir.

2.1.1 Dairesel hızlandırıcılar

Dairesel hızlandırıcılar yüklü parçacıkları rf kaviteler aracılığı ile hızlanmasını sağlayan ve manyetik alanlar aracılığı ile dairesel yörüngelerde hareket etmesine olanak sağlayan hızlandırıcılardır. Dairesel hızlandırıcılarda parçacıklar, hızlandırıcıyı belirli zaman aralıklarında dolarlar. Her ışımadan dolayı 1 periyotları başına kaybettiği enerjiyi telafi edecek şekilde her defasında belli bir miktar enerjiyi alarak kapalı bir yörünge izler. Bu tip hızlandırıcılarda, elektrik alan yüklü parçacıkların hızlanmasını sağlarken, manyetik alan parçacık yörüngesini daire biçiminde büken merkezci kuvveti sağlamaktadır.

Manyetik alan, parçacığın enerjisini etkilemez. Manyetik alan içinde hareket eden parçacıklara ilerleme yönlerine dik olacak şekilde manyetik kuvvet uygulandığında, parçacıklar doğrusal yörüngelerinden sapar ve dairesel yörüngede dolanırlar.

v hızındaki bir parçacık manyetik alanı B ve elektrik alanı E olan alana girdiğinde q yüküne sahip parçacığa etkileyen kuvvet Lorentz kuvveti olarak bilinir ve aşağıdaki gibi gösterilir.

$$F = q(E + v \times B) \quad (2.1)$$

Parçacık r_1 noktasından r_2 noktasına hareket ettiğinde enerjisindeki değişim,

$$\Delta E = \int_{r_1}^{r_2} F \cdot dr = q \int_{r_1}^{r_2} (E + v \times B) \cdot dr \quad (2.2)$$

ile ifade edilir. Hareket boyunca dr daima hız vektörüne paraleldir. Bu nedenle manyetik alan parçacığın enerjisini değiştirmez. Enerjiyi artıracak olan hızlanma elektrik alanların kullanılması sonucu oluşabilir. Bu durumda kazanılan enerji aşağıdaki gibi ifade edilir.

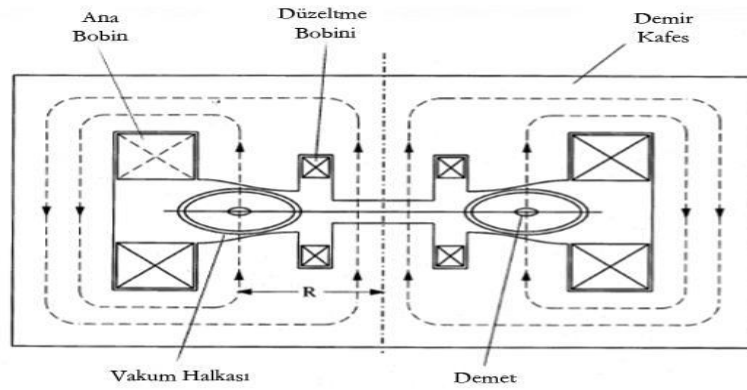
$$\Delta E = q \int_{r_1}^{r_2} E \cdot dr \quad (2.3)$$

Dairesel hareketin yarıçapı uygulanan manyetik alanın şiddeti ile doğru orantılıdır. Yani dairesel hızlandırıcıların yörünge yarıçaplarını belirleyen faktör manyetik alan şiddetinin neden olduğu faktördür. Aşağıda bazı dairesel hızlandırıcılar alt başlıklar halinde kısaca açıklanmıştır.

2.1.1.1 Betatron

Hafif parçacıklar için kullanılır. Sabit yarıçaplı indüksiyon ilkesini temele alır. İlk başarılı betatron 1940 yılında Urbana-Champaign Illinois Üniversitesi'nde, Amerikalı Fizikçi Donald W. KERST'in çalışmaları sonucu ortaya çıkmıştır. Modern kompakt betatron tasarımları, çeşitli uygulamalar için yüksek enerjili X-ışını kirisleri üretmek için kullanılır [10,11,12].

Betatron prensibi tüm enerjiler ve tüm yüklü parçacıklar için geçerli olmasına rağmen proton gibi ağır parçacıklar için uygun bir hızlandırıcı yapısı olarak kullanılmamaktadır [11,12].



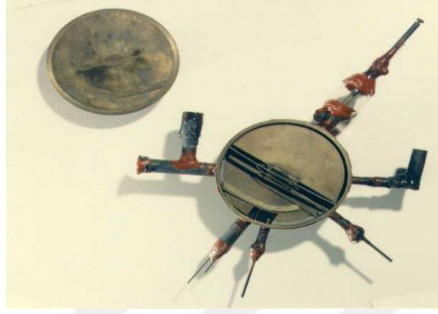
Şekil 2.4: Betatronun enine kesiti [10].

Elektron demeti AC magnetin kutupları arasındaki vakum halkasının iç kısmında hareket etmektedir. Elektronun yörüngesi boyunca zamanla değişen bir elektrik alan vardır. Elektronlar betatronun içinde hareket ettiği her turda değişken manyetik alanın ürettiği elektromotor kuvvete karşı gelen bir enerji kazanmaktadırlar. Betatron indüksiyon yasasının uygulamasına dayandırılmaktadır [11,13].

2.1.1.2 Siklotron

Ağır iyon veya protonların RF gerilimi kullanılarak dairesel magnetler içinde sarmal biçimde hızlandırılması sonucu çalışan düzeneklerdir [14]. 1931'de Lawrence ve

Livingstone tarafından geliştirilmiştir. Bu cihaz sayesinde hızlandırılan yüksek enerjili parçacıklar atom çekirdeğini parçalayarak atomun yapısını incelemede kullanılır. Ayrıca sağlıkta izotop uygulamaları alanında da kullanılmaktadır [12]. Şekil 2.5'te görülen siklotron Ernest O. Lawrence tarafından 1929 yılında yapılmıştır. Düzeneğin çapı yaklaşık 11.5 cm olan ilk hızlandırıcıda, yüklü olduğu için kolay hızlandırılabilen parçacıklardan biri olan, proton hızlandırılmıştır.



Şekil 2.5: İlk siklotron tipi proton hızlandırıcısı (URL-3).

Lawrence bu makine ile protonu 1.1 MeV'e kadar hızlandırabilmiştir. Yüklü parçacıkların sarmal bir yörünge boyunca merkezden dışa doğru hızlandığı bir parçacık hızlandırıcısı türüdür. Parçacıklar statik bir manyetik alanla sarmal bir yörüngeye tutulur ve hızla değişen bir elektrik alanı (radyo frekansı) ile hızlandırılır. Siklotron hızlandırıcısında dairesel bir yolda parçacıkları hareket ettirmek için demir magnetler kullanılmaktadır ve parçacıklar magnetin kutupları arasındaki düzlemde hareket etmektedir. Homojen alanda parçacıkların hareket denklemini elde etmek için bir koordinat sistemi seçilmektedir. Manyetik alan hareket düzlemine diktir ve manyetik alanın varlığında parçacıklar dairesel yörüngeye doğru tepki kuvveti hissetmektedir [12].

$$F = qvB \quad (2.4)$$

$$\sum F_r = ma_r \quad (2.5)$$

$$a_r = \frac{v^2}{r} \quad (2.6)$$

$$F = \frac{mv^2}{r} \quad (2.7)$$

Bu sistemde parçacık için kararlı bir hareket aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır [12].

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m} \quad (2.8)$$

Dikkat edilmelidir ki, ω sadece parçacıkların hızına bağlı değildir. Kütle sabit kalarak ta, daha yüksek bir hız yarıçapı büyütülerek elde edilebilmektedir. Siklotronun yapısı DEEs olarak adlandırılan D şeklindeki magnet, iyon kaynağı, RF üretici, bobin ve vakum pompasından oluşmaktadır [11,12].

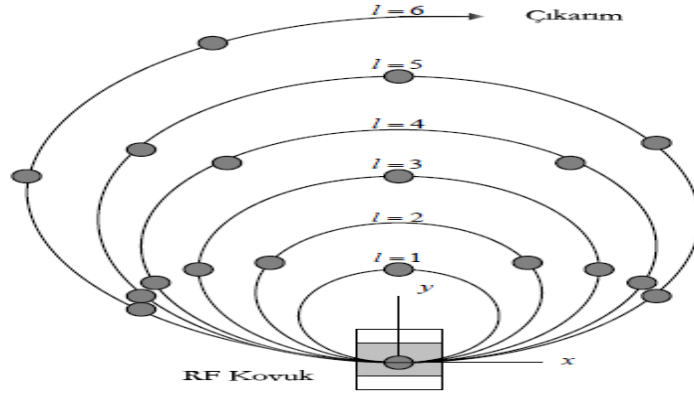
Siklotronların elektronlara doğrudan uygulanamama nedeni, elektronların kalan kütlelerinin çok küçüktür olmasıdır. Kütlelerinin çok küçük olması nedeni ile elektronlar, çok hızlı bir şekilde rölativistik hızlara ulaşabilmektedirler. Sonuçta elektronların kütleleri enerjilerine göre orantılı olarak artar ve siklotronun frekansı ters orantılı olarak düşmektedir. Bahsedilen bu etki, manyetik alanın şekli veya yüksek frekansın çeşitliliği ile eşitlenememektedir [11,12].

2.1.1.3 Mikrotron

Parçacık demetinin yörüngesinin bir tek noktasına uygulanan manyetik alan sayesinde eğrilerek aynı kaviteden pek çok kez ve her seferinde artan yörünge yarıçaplarıyla geçirilmesi ilkesine dayanan bir hızlandırma düzeneğidir [11,12].

1945 yılında Veksler ve McMillan tarafından bulunmuştur. Mikrotron hızlandırıcısında parçacıklar kaynaktan çıkarak delik içinden geçmektedir ve düzgün bir manyetik alan içinde parçacıkları tekrar delik içine yönlendirerek, parçacıkların dairesel hareket etmeleri sağlanmaktadır. Hızlanma işleminin her tekrarında yörüngesinin yarıçapı artmaktadır ve magnetin üst sınırlarına ulaşana kadar devam etmektedir [12,13].

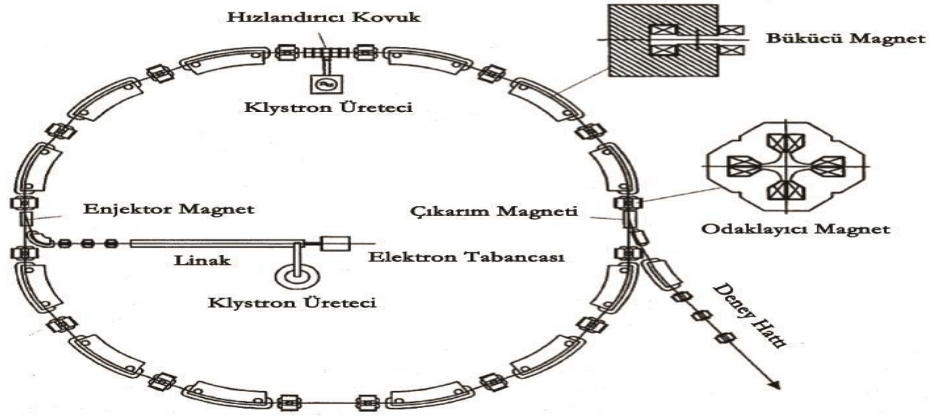
Günümüzde 20 MeV üstü enerjilerde ve medikal uygulamalarda kullanılmaktadır ve çalışan en büyük iki mikrotrondan biri, Mainz Üniversitesi'nde 855 MeV'lik enerjiye ve diğeri ise, Moskova Devlet Üniversitesi'nde 175 MeV'lik enerjiye sahiptir [11,12,13]. Şekil 2.6'da mikotronun şematik gösterimi yer almaktadır.



Şekil 2.6: Mikrotronun gösterimi [12].

2.1.1.4 Sinkrotron

Parçacıkların amaca uygun magnetler ile sabit R yarıçapında olduğu ve RF kaviteeler yardımı ile hızlandırıldığı düzeneklerdir. Sinkrotron halkası olarak bilinen bu dairesel yörüngede amaç, elektronların dairesel hareket yapmasını sağlamak amacıyla belirlenen belli noktalarda çok güçlü manyetik alanlar kullanılarak yörüngede tutulur.



Şekil 2.7: Modern bir sinkrotron gösterimi [11].

Manyetik alanın fizik potansiyeli açısından bir sınırı bulunmaktadır ve manyetik alan magnetler yardımıyla elde edilmektedir. Örneğin, geleneksel magnetlerde $B = 1,5 \text{ T}$ iken süperiletken magnetlerde manyetik alan $B = 5 \text{ T}$ 'dir. Buna göre, enerji 1 GeV'den büyük ise yörünge yarıçapı birkaç metre artabileceği anlamına gelmektedir ve bu boyutta bir magnet üretmek oldukça zordur. Ayrıca, bu kavram istenilen

boyutlarda sabit parçacık yörüngesinden geliştirilmiştir. Yarıçap sabittir ve sadece parçacığın geçtiği birbirine yakın magnetlerde alan vardır [13].

$$F_{merkezci} = F_{manyetik} \quad (2.9)$$

$$F = \frac{mv^2}{r} = qvB \quad (2.10)$$

$$E = mc^2 \quad (2.11)$$

$$R = \frac{E}{qvB} \quad (2.12)$$

Parçacık elektron olduğu için $v=c$ olarak alındığında denklem 2.13'u elde ederiz.

$$R = \frac{E}{qcB} \quad (2.13)$$

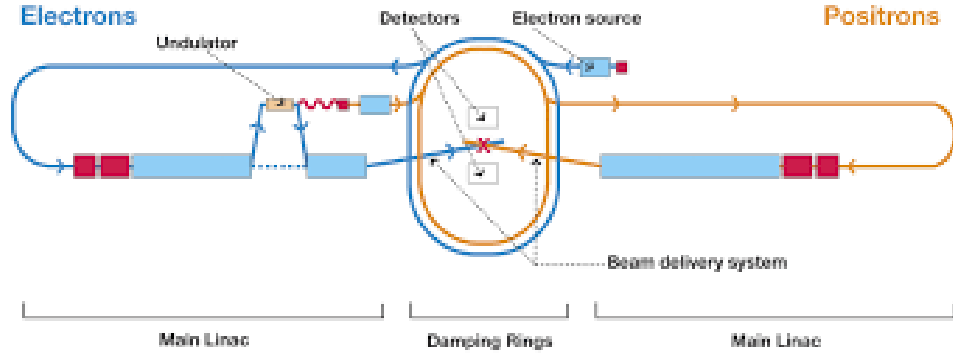
Denklemdaki R sabit olduğu için E/B oranı da sabit olmaktadır. Yani, manyetik alan enerji ile eşzamanlı olarak artmalıdır. Bu şartları sağlayan hızlandırıcı sistemleri sinkrotron olarak adlandırılmaktadır [13].

2.1.2 Lineer hızlandırıcı (LINAC)

Enerji kazanım alanları olan RF kaviteelerin bir çizgi boyunca sıralandığı bir hızlandırıcı tipidir [14]. Lineer hızlandırıcı, klaystron (300-400000 MHz frekansta salınım yaratan elektronik alet) denilen alet sayesinde oluşturulan radyo frekanslı bir elektrik alanı aracılığıyla protonları ve elektronları düz ve havası alınmış bir alanda(odacık) hızlandıran parçacık hızlandırıcısıdır.

Yüksek enerjili modern lineer hızlandırıcılarda klaystron odacık boyunca önceden belirlenmiş zaman dilimlerinde radyo frekansı sağlanır. Radyo frekansı boşlukları arasında, magnetlerle sağlanan küçük bir manyetik alan, parçacıkların aynı doğrultuda kalmasını sağlar. Lineer hızlandırıcıda enerji kazanma ölçüsü metre başına protonlar için 1,5 MeV elektronlar için 7 MeV'dir.

Lineer hızlandırıcılarda parçacıklar hızlandırıcı düzeneğini sadece bir kez geçmektedir. Linaklarda hızlandırma işleminde hafif parçacıklarda günümüzde GeV mertebesinde enerjilere ulaşılmaktadır. Örneğin ILC'de kütle merkezi enerjisi 250-500 GeV arasında değerlerde olabilmektedir.



Şekil 2.8: International Linear Collider (ILC) şematik gösterimi (URL-4).

Lineer hızlandırıcılarda parçacıklar hızlandırıcı düzeneğini sadece bir kez geçmektedir. Linaklarda hızlandırma işleminde hafif parçacıklarda günümüzde GeV mertebesinde enerjilere ulaşılmaktadır. Örneğin ILC’de kütle merkezi enerjisi 250-500 GeV arasında değerlerde olabilmektedir.

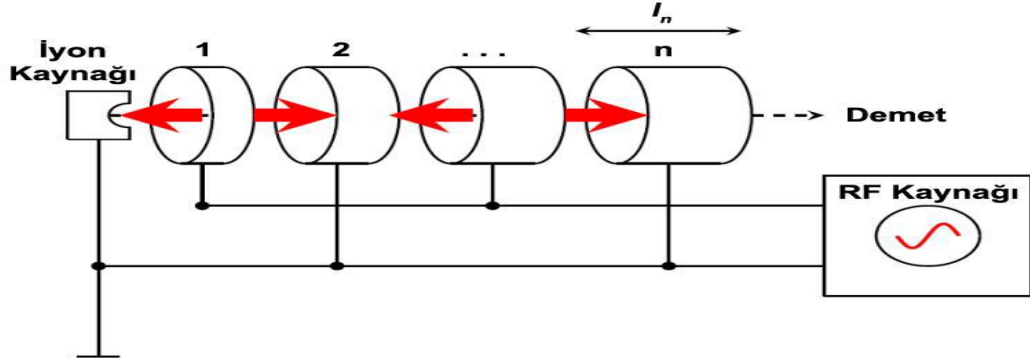
2.1.2.1 Doğru voltaj (yüksek gerilim) hızlandırıcıları

En temel parçacık hızlandırıcısıdır. Düzeneğin elektrotları arasında DC üretici ile üretilen ve değeri sabit olan bir elektrik alan kullanılmaktadır. Elektrotlardan bir tanesinde parçacık kaynağı da bulunmaktadır. Elektron demetleri için bu kaynak termo-iyonik katottur. Protonlar, hafif ve ağır iyonlar, DC elektrik alan ya da yüksek frekanslı AC kaynağı kullanılarak hızlandırılabilir. Hızlandırma bölgesi parçacıkların gaz molekülleriyle çarpışıp enerji kaybetmelerini engellemek amacıyla vakum altında tutulmaktadır. Parçacığın bu teknikte ikinci elektroda kadar enerji kaybetmeden hızlanması hedeflenir. İkinci elektrotu ise genelde parçacığın sabit hızla hareket ettiği bir alan takip eder. Parçacığın bu şekilde hızlandırılmasıyla elde edilebilecek enerji, teknolojik limitler nedeni ile oldukça sınırlıdır [15]. Bu çeşit hızlandırıcıda her parçacık yüksek voltaj üreticinin oluşturduğu potansiyel farkını sadece bir kez geçerek kinetik enerji kazanır.

2.1.2.2 Wideröe doğrusal hızlandırıcısı

Wideröe doğrusal hızlandırıcısı tarihteki ilk başarılı doğrusal hızlandırıcıdır. Sloan-Lawrence yapısı olarak adlandırılmaktadır. Wideröe hızlandırıcısı düşük frekanslarda (1-10 MHz) çalışmaktadır ve günümüzde halen kullanılmaktadır. Demet RF voltajı uygulanan içi boş silindirik kovukların içinde hareket etmektedir. Wideröe doğrusal hızlandırıcısı, işareti ardışık olarak elektrotlarda değişen voltaj prensibine dayanmaktadır. Elektrik alan ardışık hızlanma boşluklarında ters yöndedir [16,17].

Elektrik alanlar birbirine yakın hızlanma boşluklarında toplanmaktadır ve sürüklenme tüplerinin iç kısmına girmemektedir. Elektrik alanlar Şekil 2.9'daki gibi sıralandığında, eşzamanlı parçacığın $t=0$ 'da ilk hızlanma boşluğunu geçtiği kabul edilmektedir [17].



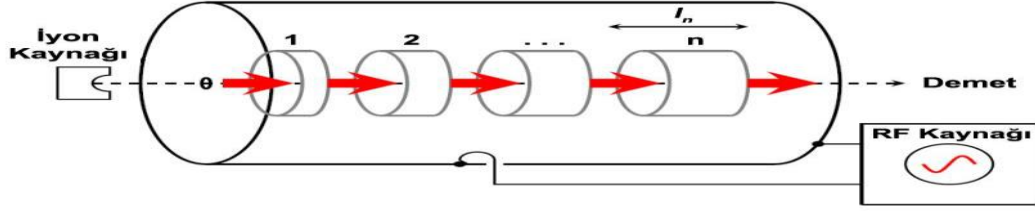
Şekil 2.9: Wideröe doğrusal hızlandırıcısı [18].

Wideröe hızlandırıcısı hafif iyonları hızlandırmak için kullanışlı değildir ve yüksek enerjili ağır iyonları üreteceği anlamına gelmemektedir.

2.1.2.3 Alvarez doğrusal hızlandırıcısı

Luis W. Alvarez ve W. K. H. Panofsky deneysel olarak ilk kez önemli enerjilere ulaşan proton hızlandırıcısını 1946 yılında inşa etmişlerdir. Protonlar Van de Graaff üreticinden 4 MeV'de Alvarez doğrusal hızlandırıcısına gönderilmiş ve 32 MeV'e hızlandırılmıştır. Alvarez'in doğrusal proton hızlandırıcısı dizaynı o zamandan beri neredeyse tüm proton hızlandırıcılarında başlangıç noktası olmuştur ve günümüzde benzer tasarımlar çok sayıda proton ve ağır iyon sinkrotronlarında enjektör olarak kullanılmaktadır [12,17,18].

Bu yapıda, hızlanma boşluğunun mesafesi parçacıkların hareket mesafesinden daha uzun yapıldığında, demet hızlanma ile birlikte dağılıma uğramaktadır. Bunun önüne geçmek için Alvarez eksen boyunca içi boş iletken sürüklenme tüplerini kurmayı önermiştir. Bu öneri Şekil 2.10'da gösterilmektedir. Sürüklenme tüplerinin içerisinde RF elektrik alan sıfırdır. Sanal uzunluk hücreleri, bir sürüklenme tüpünün merkezinden bir sonraki sürüklenme tüpünün merkezine doğru genişleyerek içerisindeki kovuğun bölünmesine izin vermektedir. Parçacık hızları arttığı için, hücre uzunlukları da artmaktadır. Çok hücreli yapının sıfır mod da çalıştığını söylemek için, tüm hücrelerdeki alanlar aynı fazda olmalıdır [16,18].



Şekil 2.10: Alvarez doğrusal hızlandırıcısı [18].

2.2 Parçacık Hızlandırıcılarının Temel Parametreleri

Parçacık hızlandırıcıları, parçacık fiziği ve nükleer fizik çalışmalarında çarpıştırıcı olarak kullanılırlar. Parçacık fizikçilerine göre, çarpıştırıcıların iki önemli parametresi kütle merkezi enerjisi, ve ışınıktır. Bunların yanında demet kutuplanması, enerji dağılımı, çarpışma frekansı, toplam ışınık da sayılabilir. Çarpıştırıcılar karşılıklı olarak yönlendirilmiş parçacık demetleri arasında yüksek enerjide çarpışmalar meydana getirmek amacıyla kullanılır. Karşılıklı olarak hareket eden ve aralarında θ açısı bulunan iki paketçik Şekil 2.11’de gösterilmiştir [2].



Şekil 2.11: θ açısı ile çarpışan iki paketçik.

2.2.1. Kütle Merkezi Enerjisi

Çarpışan demetler için momentum vektörü çarpışma boyunca korunur. Aynı şekilde toplam enerji de korunur ve kütle merkezi enerjisi i sayıda çarpışan parçacık için aşağıda belirtildiği gibi tanımlanır [19].

$$E_{km} = \left(\sum_{i=1}^2 E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 cp_i \right)^2 \quad (2.14)$$

E_1 birinci demetin, E_2 ikinci demetin enerjisi, p_1 birinci ve p_2 ikinci demetin momentumu, c ışık hızıdır.

Bir çarpıştırıcı için önemli değişkenlerden biri, çarpışan iki demetin toplam enerjisini veren enerjidir ve kütle merkezi enerjisi olarak adlandırılır. Kütle merkezi momentumu, P_1 birinci demetin ve P_2 ikinci demetin dörtlü momentumu olmak üzere;

$$P_{km} = P_1 + P_2 \quad (2.15)$$

$$(E_{km}, P_{km} \cdot c) = (E_1 + E_2, P_1 \cdot c + P_2 \cdot c) \quad (2.16)$$

olarak tanımlanır [20].

(2.16)'da her iki tarafın karesi alındığında,

$$(E_{km}^2 - P_{km} \cdot c \cdot P_{km} \cdot c) = (E_1 + E_2)^2 - (P_1 \cdot c + P_2 \cdot c)^2 \quad (2.17)$$

ifadesi elde edilir.

Burada E_1 birinci demetin enerjisi, E_2 ikinci demetin enerjisi, c ışık hızı ve

$c^2 p_i^2 = E_i^2 - (m_i c^2)^2$ ve $i=1,2$ olmak üzere denklem

$$E_{km} = \left[2E_1 E_2 + (m_1^2 + m_2^2) c^4 + 2\sqrt{E_1^2 - m_1^2 c^4} \sqrt{E_2^2 - m_2^2 c^4} \cos \theta \right]^{1/2} \quad (2.18)$$

ifadesine dönüşür. Burada θ Şekil 2.11'de görüldüğü gibi karşılıklı hareket eden parçacıkların doğrultuları arasındaki açıdır. Çarpışmaların bir çoğu simetriktir. Bu durum için $m_1 = m_2$, $E_1 = E_2 = E$ ve $\theta = 0$ olan kafa kafaya çarpışma için kütle merkezi durgundur. Buna göre kütle merkezi enerjisi aşağıda belirtildiği gibi olur.

$$E_{km} = 2E \quad (2.19)$$

Simetrik olmayan çarpışmada ise $E_1 \neq E_2$ ve m_1 ile m_2 ihmal edildiğinde kafa kafaya çarpışmanın olduğu asimetric durumda kütle merkezi enerjisi

$$E_{km} = 2\sqrt{E_1 E_2} \quad (2.20)$$

şeklinde verilir [19,20].

2.2.2. Işınlık

Çarpıştırıcının en önemli parametrelerinden bir diğeri ise birim zamanda birim tesir kesitte etkileşen parçacık sayısını veren ve çarpıştırıcının olay sayısını belirleyen ışınlık değeridir.

Yüksek enerjili yüklü parçacıklar ya belirlenen sabit hedeflere ya da birbirleriyle çarpıştırılır. Sabit hedef deneylerinde elektrik alanla hızlandırılmış bir yüklü parçacık (elektron veya proton) sabit bir hedefle çarpıştırılır. Parçacığın sabit bir hedefle çarpışmasından sonra yeni parçacıklar üretilir. Çarpıştırıcı deneylerinde ise iki yüksek enerjili parçacık demetleri karşılıklı hareket ettirilerek, demetlerin birbirinin içinden geçmesi sağlanır. Çarpışmaları sonucunda daha yüksek kütleli parçacıklar meydana gelir [21].

Her iki durumda da çarpışmaların her biri “olay” olarak adlandırılır. Olay sayısı parçacık fiziğinde önemli bir değişkendir. Sabit hedef deneyleri için olay sayısı(etkileşim oranı), R , hedefe çarpan demet parçacıklarının oranına (n), reaksiyon tesir kesitine (σ) ve hedef kalınlığına (d) bağlıdır ve

$$R = \frac{\sigma N_A \left[\text{mol}^{-1} \right]}{\rho n d \left[\text{s}^{-1} \right]} \quad (2.21)$$

ile verilir [20, 21]

Burada N_A avagadro sayısı, ρ hedef materyalin yoğunluğudur ve (g/cm^3) olarak alınır. [22]. Denklem 2.21’de çarpışan demetler için,

$$R = L\sigma \quad (2.22)$$

olarak yazılabilir. Burada σ üretilen parçacıkların tesir kesiti, L ise ışınlıktır. Işınlık birim zamanda birim yüzeydeki etkileşme sayısıdır [20,22].

Bir çarpıştırıcıda ise ışınlık için en genel ifade aşağıdaki gibi verilir [23].

$$L = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy ds dt \rho_1(x, y, s - ct) \rho_2(x, y, s + ct) \left[(v_1 - v_2)^2 - \frac{v_1 \times v_2}{c^2} \right]^{1/2} \quad (2.23)$$

Burada V_1 ve V_2 sırası ile linak ve halka demetinin hızıdır. Paketçikli yapı düşünüldüğünde ışınlık ifadesi

$$L_0 = 2N_1N_2f_{rev}n_b \cos^2 \frac{\theta}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_x^1(x)\rho_y^1(y)\rho_s^1(s-ct) \rho_x^2(x)\rho_y^2(y)\rho_s^2(s+ct) dx dy ds dt \quad (2.24)$$

şeklindedir. (2.24) denkleminde, $ct = s_0$, N_1 linaktaki demetin paketçığı (bunch) başına parçacık sayısı, N_2 halkadaki demetin paketçığı başına parçacık sayısı, θ çarpışma açısı, f_{rev} dönme frekansı, n_b demetteki paketçik sayısıdır, f_{rev} ile n_b 'nin çarpımı çarpışma frekansı f_c 'yi verir. s_0 paketçığın merkezini, parçacığın alındığı kesiti ise s gösterir. Dolayısıyla hareket eden bir paketçikte seçilen kesite bakmak için s 'nin vt ile değişmesi gerekir. Karşılıklı hareket eden paketçiklerin $v \approx c$ ışık hızı ile hareket ettikleri varsayılmıştır. (2.24) eşitliği hesaplandığında ışınlık için aşağıdaki ifade bulunur.

$$L_0 = \frac{N_1N_2f_c}{2\pi} \cos^2 \frac{\theta}{2} \frac{1}{\sqrt{\sigma_{y1}^2 + \sigma_{y2}^2} \sqrt{(\sigma_{x1}^2 + \sigma_{x2}^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + (\sigma_{s1}^2 + \sigma_{s2}^2) \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (2.25)$$

Tam kafa kafaya çarpışma söz konusu olduğunda çarpışma açısının değeri $\theta=0$ olacağından ışınlık ifadesi

$$L_0 = \frac{N_1N_2f_c}{2\pi \sqrt{(\sigma_{x1}^2 + \sigma_{x2}^2)(\sigma_{y1}^2 + \sigma_{y2}^2)}} \quad (2.26)$$

eşitliği ile verilir. Burada N_1 ve N_2 çarpışan demetlerdeki parçacık sayıları ve 1 ve 2 nolu parçacıklar için σ_x ve σ_y enine demet ebatlarıdır [24].

N_1 ve N_2 'yi belirlemek fiziksel açıdan kolaydır fakat enine demet ebatlarının ölçümü oldukça zordur. Işınlık olay sayısı ile ilişkili olduğu için iyi bilinen bir surecin tesir kesiti ışınlığı belirlemek için kullanılabilir [22].

Linak-halka tipli çarpıştırıcılar için $f_c = n_b f_{rep}$ 'dir. Burada n_b linak'ın bir atmasındaki paketçiklerinin sayısı, f_{rep} ise atmanın tekrarlama oranıdır. Paketçiklerin düşey ve yatay boyutları, demetin faz uzayında kapladığı alanın ölçüsünü veren emitans (emittance) ε değerine, betatron genlik fonksiyonu β olmak üzere $\sigma_{x,y} = \sqrt{\beta \varepsilon_{x,y}}$ eşitliği ile bağlıdır.

Çarpıştırıcı performansını ışınlık açısından tanımlamanın daha etkili bir yolu da toplam aktif çalışma süresi üzerinden hesaplanan toplanmış (integrated) ışınlık değeridir [25]. Bu değer genel olarak anlık ışınlık değeri ile çarpıştırıcının yıldaki ortalama çalışma zamanı, $4 \text{ ay} = 10^7 \text{ sn}$ ile çarpılarak bulunur. pb^{-1} olarak ifade edilir. $1pb^{-1} = 10^{36} \text{ cm}^{-2}$ olarak kabul edilir [25].

2.2.2.1 Hourglass etkisi

Karşılıklı olarak birbirlerine doğru hareket eden paketçiklerin enine demet ebatları etkileşim yani çarpışma bölgesinde kullanılan özel magnetler yardımı ile yapılan odaklama sayesinde küçültülür. Çarpışan iki paketçiğin uzunlukları, çarpışma noktasındaki(etkileşme noktasındaki) betatron fonksiyonlarının β_x^* ve β_y^* değerleriyle karşılaştırıldığında yeterince küçükse, ışınlık değeri eşitlik (2.26)'da verildiği gibidir ve buna geometrik ışınlık denir. Denklem (2.26)'da ifade edilen σ 'lar ulaşılması hedeflenen en küçük demet ebatı boyutlardır. Paketçik uzunlukları, betatron fonksiyonlarının değerleri ile karşılaştırabilir değerlere sahip olduğunda, ışınlık her bir paketçiğin uzunluğu boyunca enine demet ebatları değişmesinin sonucu olarak daha karmaşık bir ifade ile gösterilir. Bu olayın nedeni, çarpışma bölgesinden uzağa gittikçe betatron fonksiyonlarında meydana gelen artıştır. Bu da bilinen ışınlığın geometrik ışınıktan daha küçük olacağı anlamına gelir. Bu olay literatürde "Hourglass" etkisi olarak bilinir [26].

Işınlık için Hourglass azaltma faktörü

$$R(t_x, t_y) \equiv \frac{L}{L_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dt}{\sqrt{\pi}} \frac{\exp(-t^2)}{\sqrt{(1+t^2/t_x^2)(1+t^2/t_y^2)}} \quad (2.27)$$

ifadesi ile verilir [26]. Burada L gerçek ışınlık L_0 ise geometrik ışınlıktır.(2.14)

eşitliğindeki t_x, t_y ifadeleri için,

$$t_x^2 = \frac{2(\sigma_{x1}^{*2} + \sigma_{x2}^{*2})}{(\sigma_{s1}^2 + \sigma_{s2}^2) \left(\frac{\sigma_{x1}^{*2}}{\beta_{x1}^{*2}} + \frac{\sigma_{x2}^{*2}}{\beta_{x2}^{*2}} \right)} \quad (2.28)$$

t_y için x-y dönüşü yapılarak bulunur.

2.2.2.2 Işınlık artırma faktörü

Çarpışan demetlerden bir tanesinin meydana getirdiği elektromanyetik alan diğer demeti çarpışma sırasında etkiler. Çarpışmanın sonucunda demetin enine demet ebatları, normal ebatlarından farklı olan demet ebatlarına sahip olur [27]. Çarpışma noktası etrafında karşılıklı gelen iki paketçiğin birbiri ile etkileşmesi sonucu parçacıkların yörüngelerinde değişim meydana gelir. Bu olay tutam (pinch) etkisi olarak bilinir. Işınlık artırma faktörü, etkin ışınlığın geometrik ışınlığa oranı olarak aşağıdaki gibi tanımlanır. Zıt yüklü parçacıkların çarpışması ışınlığı artırır. Geometrik ışınlıktan farklı olarak yeni bir etkin ışınlığın ortaya çıkmasına neden olur. Çarpışma noktası civarında karşılıklı gelen iki paketçiğin birbiri ile etkileşime girmesi veya çarpışması sonucunda parçacıkların yörüngelerinde değişiklik olur. Işınlık artırma faktörü H_D , etkin ışınlığın geometrik ışınlığa oranı olarak bilinir [27].

$$H_D = \frac{L}{L_0} \quad (2.29)$$

Bu ifadede L etkin ışınlık ise L_0 geometrik ışınlıktır. Bozma parametresi değeri $D \ll 1$, olduğunda Işınlık artırma faktörü aşağıdaki ifadeden hesaplanabilir [27].

$$H_D = 1 + D^{1/4} \left(\frac{D^3}{1 + D^3} \right) \left\{ \ln(\sqrt{D} + 1) + 2 \ln \left(\frac{0.8}{\sigma_s / \beta^*} \right) \right\} \quad (2.30)$$

Bunun dışında kalan durumlarda ise demet-demet etkileşmesi lineer değildir. Lineer olmayan durumlar için hesaplamalarda simülasyon programları kullanılması gerekecektir.

2.3 Kararsızlık Kaynakları

Yüksek mertebede ışınlık değerlerine ulaşabilmek için çok sayıda parçacığı, küçük demet ebatı, kısa paketçik uzunluğu ile kafaya kafaya çarpışmayı gerçekleştirmek gerekir. Ama bunları yaparkende kararsızlık kaynakları nedeni ile ışınlık değerinde bir azalma söz konusudur. Çarpışan paketçikler arasında elektromanyetik etkileşme olur. Bu etkileşmeler demetin kararlılığı üzerine sınırlamalara neden olurlar. Halka ve linak demetleri için temel sınırlamalar aşağıdaki bölümlerde açıklanmıştır.

2.3.1 Linak ve Halka Demetleri İçin Güç İfadeleri

Elektron demeti için sınırlamadan biri, elektron demet gücüdür. Elektron demeti için güç ifadesi,

$$P_1 [MW] = 1.6 \frac{N_1}{10^{10}} \frac{E_1}{GeV} \frac{f_c}{MHz} \quad (2.31)$$

bulunabilir [2].

Bu ifade ile $N_1 f_c$ ifadesinin en büyük değeri hesaplanabilir. Linakta her elektron paketçigi sadece bir kez kullanılır. Kullanıldıktan sonra atılır, sisteme dahil olmaz.

Halkada ise durum farklıdır. Demet halkada depolanacağından, sadece sinkrotron ışınması nedeniyle kaybolan enerjinin telafi edilmesi gerekir. Sinkrotron ışınması sebebi ile kaybolan enerjinin telafisi için gereken güç, aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$P_2 [MW] = \frac{10^3 C_\gamma E_2 [GeV]^4}{R [m]} I [A] \quad (2.32)$$

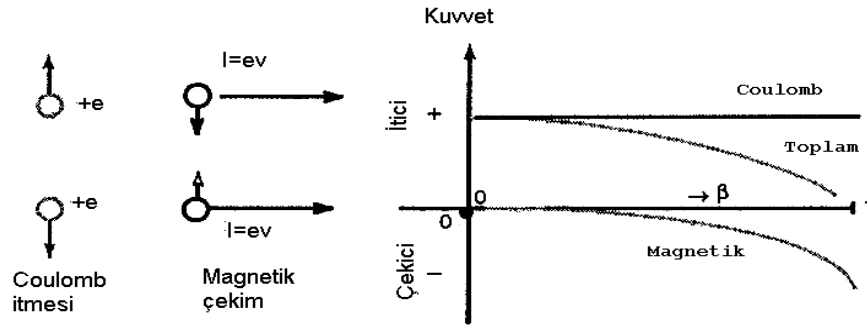
Bu eşitlikte $C_\gamma = 8.846 \times 10^{-5} \frac{m}{GeV^3}$, R halkanın yaklaşık yarıçapı, I ise demet akımıdır [2].

2.3.2 Uzay Yükü

Uzay yükünün etkisi demetin yoğunluğuna bağlıdır. Bir hızlandırıcıdaki yüksek yoğunluklu demetin parçacıkları arasındaki Coulomb kuvvetleri kendi alanlarını oluştururlar. Bu alanlar demet içindeki parçacıklar için dağıtıcı etkiye neden olur. v hızıyla hareket eden bir demete, elektrostatik dağıtıcı etkiyi tamamen olmasa da belirli oranda yok edecek olan bir manyetik alan eşlik eder. Parçacık hızının v, ışık

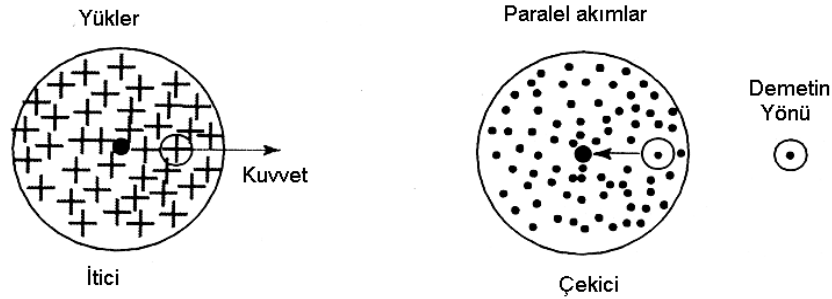
hızı c 'ye yakın olduğu durumda dağıtıcı etki tamamen yok olur. Bu doğrudan uzay yükü etkisi olarak bilinir [2].

Şekil 2.12'de gösterilen eşit yüklü iki parçacık durgun durumda Coulomb kuvveti etkisiyle birbirlerini iterler. $c\beta=v$ hızıyla hareket ettiklerinde ise iki paralel akım gibi düşünülür ve birbirlerinin manyetik alanları etkisiyle birbirlerini çekeceklerdir. Hızın artmasıyla itici etki azalacak, hız ışık hızına ulaşınca da etki eden kuvvetler eşitlenecek ve birbirlerini yok edecektir.



Şekil 2.12: Durgun ve hareketli durumda eşit yüklü iki parçacık arasındaki Coulomb itmesi ve magnetik alan çekimi.

Dairesel kesitli bir demet düşünülürse Coulomb kuvveti nedeni ile parçacık demet merkezinden uzaklaşır. Ancak demetle demetin içindeki parçacıklar paralel akımlar gibi düşünüldüğünde magnetik kuvvetin etkisiyle parçacıklar, demetin merkezine doğru hareket eder.



Şekil 2.13: Silindirik demet içerisindeki parçacığa üzerine etkiyen elektrik ve manyetik kuvvetler.

2.3.3 Demet-Demet Ayar Kayması

Parçacık çarpıştırıcılarında ortaya çıkan ve tutarlı olmayan ayar kaymasıdır. Demetler birbirlerini her geçişte bir demetteki parçacıklar diğer demetteki

parçacıkların meydana getirdiği elektrik ve manyetik kuvvetleri hissederler. Aynı yüklü iki parçacıklardan oluşan iki demet düşünelim. Bir demetteki deneme parçacığının hızı yaklaşmakta olan hızı ile ters yönlü olduğundan elektrik ve manyetik kuvvetler birbirlerini sıfırlamaz ve ek olarak bir dağıtma kuvveti oluştururlar. Bir demette sonsuz küçük betatron salınımlarına etkisinde olan parçacıklar için net kuvvet ifadesi şöyle yazılabilir.

$$F = \frac{e^2 N}{2\pi \epsilon_0 \sigma^2} r \quad (2.33)$$

Deneme parçacığının ayar kayması da

$$\begin{aligned} \Delta v &= \frac{1}{4\pi} \frac{1}{pc} \frac{e^2}{2\pi \epsilon_0} \int \frac{N\beta(s)}{\sigma^2(s)} ds \\ &= \frac{r_0}{2\epsilon_N} \frac{1}{2} \int N ds \end{aligned} \quad (2.34)$$

şeklinde ifade edilir [28].

Demetler ters yönde ilerlerken, varsayılan simetrik dağılımdan dolayı integral sadece bir paketçinin yarı mesafe uzunluğu kadar alınmalıdır. Deneme parçacığı paketçik uzunluğunun yarısı kadar ilerlemez ve yaklaşmakta olan paketçik gelip geçmiş olur. Bir paketçikteki toplam parçacık N ise, çarpışma başına demet-demet ayar kayması

$$\Delta v = \frac{Nr_0}{4\epsilon_N} \quad (2.35)$$

olur. Burada r_0 klasik atom yarıçapı, ϵ_N normalize emittanstır [28].

Yüksek ışınlık elde etmek çok fazla parçacık paketçiklerinin kullanılmasına ihtiyaç duyulur. Bu şekilde çok yoğun parçacık paketçiklerinin kullanılması yüksek elektromanyetik alanlar oluşmasına neden olur. Bunun sonucu olarak paketçikler birbirlerinin oluşturduğu elektromanyetik alanların etkisinde kalabilirler. Demet-demet etkileşmesi neticesinde pozitron demeti için demet-demet ayar kayması sınırlama bakımından etkindir. Elektron demeti ele alındığında bozma parametresinin değeri sınırlama bakımından etkin olur. Demet-demet ayar kayması aşağıdaki gibi ifade edilebilir [21].

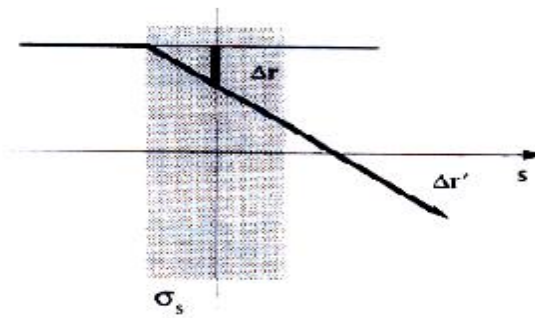
$$\Delta Q = \frac{N_1 r_0 \beta_2^*}{2\pi \gamma_2 (\sigma_{x1} + \sigma_{y1})} \quad (2.36)$$

Burada r_0 klasik parçacık atom yarıçapı, γ_2 halkadaki Lorentz faktörü, β_2^* halka demeti için çarpışma noktasındaki beta fonksiyonu, σ_{x1}, σ_{y1} linak demetinin enine büyüklükleri, N_1 ise linak demetindeki parçacık sayısıdır. Halka-halka çarpıştırıcıları durumunda elektronlar için genel olarak kabul edilen demet-demet ayar kayması için $\Delta Q \leq 0.06$ ve protonlar için $\Delta Q \leq 0.003$ değeri olması gerektiği deneysel çalışmalarla gösterilmiştir. Bu sınırlayıcı değerler linak-halka tipli çarpıştırıcılar için biraz daha büyük olabilmektedir [2].

2.3.4 Bozma Parametresi (Disruption)

Elektron paketçisindeki bir parçacık ele alındığında, diğer paketçikte var olan yüklü parçacıklar topluluğu parçacığa bir lens gibi davranır. Bu olaya bozma denir [29,30]. Karşı demetin elektromanyetik alanının etkisinde kalan demet için bozma değeri karşı demetin paketçik uzunluğunun odak uzaklığına oranı σ_s / f şeklinde ifade edilir ve bu parametre de bozma parametresi olarak tanımlanır. Enine demetlerin birbirine eşit olmadığı durumda bozma parametresi ise aşağıdaki gibi tanımlanır [31].

$$D = \frac{2N_2 r_0}{\gamma_1} \frac{\sigma_{s2}}{\sigma_{x2} (\sigma_{x2} + \sigma_{y2})} \quad (2.37)$$



Şekil 2.14: Halka paketçisi içerisinde, linak paketçisindeki deneme parçacığının geçmesi sırasında yörüngesinin değişimi.

Bu ifade de r_0 klasik atom yarıçapı, σ_{s2} halkadaki paketçik uzunluğu, γ_1 linak demetinin Lorentz faktörü, σ_{x2}, σ_{y2} ise halka demetinin enine ebatlarıdır.

Demetlerden birinin yer değiştirmesi, dūřey salınımı hızlandırır ve D bozma parametresi büyük olduğu zaman, salınım da demet-demet kuvvetini büyütür. Bu olay kink kararsızlığı olarak bilinir. Elektron demeti halka demetindeki parçacıkların kararlılığını bozar. Elektron pozitron çarpışması durumunda bu kararsızlıktan korunmak için bozma değeri $D \leq 25$ olarak seçilmiştir [32]. Proton halkası durumunda ise, lineer yaklaşımda ve halka paketçiğindeki zayıf gelişmeleri ihmal edilerek kink kararsızlığı için sınırlama kriteri

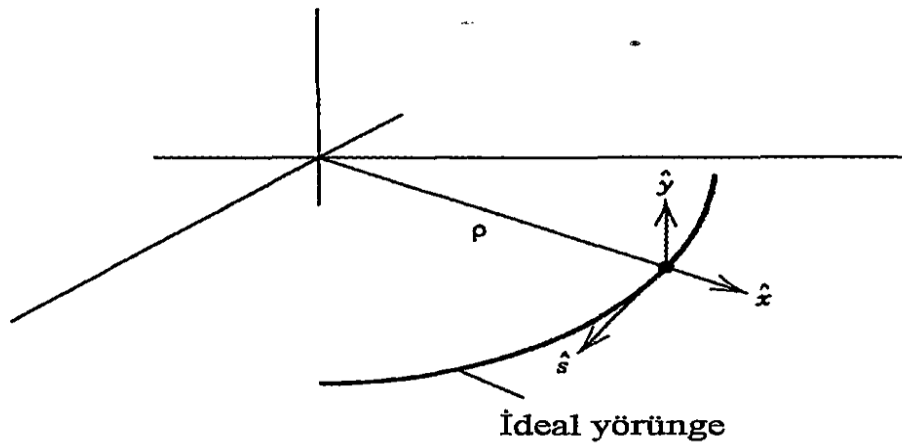
$$D\Delta Q \leq 4v_s \quad (2.38)$$

ifadesi ile verilir [33]. Bu bağıntıda v_s proton demetinin sinkrotron ayarıdır.

2.3.5 Betatron Salınımları

Parçacık hızlandırıcılarda demet dinamiği, demetlerin yörüngeye dik doğrultularda ve hareket doğrultusunda meydana gelen enine (betatron) ve boyuna (Sinkrotron) salınımlardan ve bu salınımlarda meydana gelen süreçlerin demet kalitesi ile olan ilişkilerinden oluşur [2].

şekil (2.15)'te gösterildiği gibi Betatron salınımları, hızlandırılan demetlerin hareket yönüne (s) dik doğrultularda (x, y) yörüngeyi etrafında oluşan salınımlardır. Hızlandırıcılarda enine salınımlara neden olan manyetik kuvvetler asıl olarak demeti dairesel yörüngede tutmak ve odaklama amacıyla kullanılır. Gereklili olan odaklayıcı kuvvetler için yörünge üzerinde dipol ve kuadrapol magnetler kullanılmaktadır.



şekil 2.15: Betatron salınımları için koordinat sistemi.

2.3.6 Emittans

Emittans ε konum-eğim faz uzayında demetin kapladığı alanı ifade eder. β betatron ise salınımların genlik fonksiyonudur. Demet ebatları bu iki değer yardımı ile bulunabilir. Emittans demet kalitesini gösterir ve hadronlar için kaynak kalitesine dayanırken, elektronlar için sinkrotron ışınımına duyarlı paketçiğe dayanır. x konum, x' eğim açısını ifade etmek üzere hızlandırıcının herhangi bir noktasında emittans, σ ve σ' sırasıyla x ve x' doğrultularında yarı eksen uzunlukları olmak üzere emittans

$$\varepsilon = \pi \sigma \sigma' \quad (2.39)$$

olarak tanımlanır [2,7]. $\beta = \frac{\sigma}{\sigma'}$ olarak alınırsa emittans ifadesi

$$\varepsilon = \pi \frac{\sigma^2}{\beta} \quad (2.40)$$

şeklinde yazılabilir. β 'nin etkileşme noktasındaki değeri β^* 'dir. $x-x'$ ve $y-y'$ faz uzayındaki emittans değerleri aşağıdaki gibi olur.

$$\varepsilon_x = \pi \frac{\sigma_x^2}{\beta_x} \quad \text{ve} \quad \varepsilon_y = \pi \frac{\sigma_y^2}{\beta_y} \quad (2.41)$$

eşitlik (2.26) ifadesi kullanıldığında ışınlık ifadesi

$$L = \frac{N_1 N_2}{4 \sqrt{\varepsilon_x \beta_x^* \varepsilon_y \beta_y^*}} f \quad (2.42)$$

olarak yazılabilir. Yüksek ışınlık değerleri için β^* değerinin yeterince küçük olması istenir. Örnek verecek olursak HERA ep çarpıştırıcısında β değeri 30-100 m arasında iken β^* değeri 20-30 cm kadar düşürülebilmektedir. (2.42) eşitliğini dikkate alırsak yüksek ışınlık değeri elde etmek için yüksek yoğunluklu paketçiklerin, düşük emittans, düşük genlik fonksiyonu ile yüksek frekanslarda çarpıtılmaları gerekir. Paketçikler çarpıştırılırken kontrol altında tutulması gereken paketçiklerin emittansıdır.

Enerji ve emittansın artmasına yol açan bir takım etkileri aşağıdaki gibi sıralanabilir [34].

- Demet üzerine etkiyen lineer olmayan kuvvetler
- Momentum değişimine duyarlı sapmalar
- Demet yarıçap salınımlarına neden olan demet uyumsuzlukları
- Hızlandırma ve odaklama elemanlarının ayarsızlığı
- Demet parçacıkları arasındaki Coulomb saçılması
- Uygulanan ya da demet kaynaklı elektromanyetik alanlarla etkileşmeleri içeren kararsızlıklar
- Yüksek enerji çarpıştırıcılarında demet-demet etkileri

Demet kalitesini artırmak veya korumak için en önemli problemlerden birisi emittansta meydana gelen büyümedir. Yüksek enerji çarpıştırıcıları düşük emittansa sahip demetler gerektirir. Düşük enerji bölgesindeki emittans büyümesine uzay yükü kuvvetleri neden olur. Diğer bir süreç ise uzay yükünün dikkate alınmadığı demetler üzerindeki lineer olmayan dış odaklama kuvvetlerinin etkin olduğu emittans büyümesidir.

2.3.7 Demet ömrü

Demet iletim hattı boyunca hareket eden yüklü parçacıklar birçok nedenle kayba uğrarlar. Bu kayıplar saçılmalar ve kararsızlıklar nedeniyle olur. Depolama halkalarında ve doğrusal hızlandırıcılarda demet içinde meydana gelen parçacık saçılmalarının etkileri farklıdır. Lineer iletim hatlarında demet sadece bir defa geçeceğinden dolayı, demet ömründen daha çok enlemesine demet boyutları üzerine etki vardır.

Çarpışan demetler için demet ömürleri iki tane demet kayıp sistemi ile ilgilidir. Bunlardan birincisi çarpışma esnasındaki demet-demet bremsstrahlung etkisidir. İkinci kayıp ise demet içi etkilerden neden olduğu demet gaz saçılması, quantum uyarılması ve Touschek etkisidir [2].

2.3.7.1 Beamstrahlung ömrü

Çarpışan demetler için oluşan olay sayısı aşağıdaki ifade verilir [2,35,36,37]

$$N^{\&} = N_1 N_2 f \cdot \frac{\sigma}{A} = L \cdot \sigma \quad (2.43)$$

Burada N_1 ve N_2 çarpışan demetlerdeki parçacık sayısı, f tek bir tur frekansı, A etkin alan $4\pi\sigma_x\sigma_y$, σ ise parçacık kaybına yol açan sürecin toplam tesir kesitidir. Beamstrahlung ışınması nedeni ile paketçiğin parçacık sayısında meydana gelen kayıp hesaplandığında tesir kesit σ , σ_b ile gösterilir. Bu durumda beamstrahlung demet yarı ömrü için,

$$\frac{1}{\tau_b} = \frac{1}{N_2} \frac{dN_2}{dt} = \frac{1}{N_2} \frac{N_1 N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} f \cdot \sigma_b = \frac{N_1}{4\pi\sigma_x\sigma_y} f \cdot \sigma_b \quad (2.44)$$

ifadesi elde edilir. σ_b , demet-demet beamstrahlung kayıp tesir kesiti,

$$\sigma_b = \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \frac{d\sigma}{dk} \quad (2.45)$$

bağıntısından hesaplanabilir [35].

2.3.8 Demet içi saçılma

Demet içi saçılma, bir paketçik içerisindeki parçacıkların birden fazla Coulomb saçılması olayıdır. Bu olay, sinkrotron ve betatron salınımları arasında enerji değişimine ve yayılıma sebebiyet verir. Bu da paketçik ebatlarında büyümeye neden olur. Dolayısıyla, enerji yayılımına ve her iki yöndeki enlemesine emitansta sürekli bir büyümeye yol açar. Demet boyutları çok büyük olursa, parçacıklar sistemin içindeki kenarları ile ilişki içinde olacağından demetin ömrü azalacaktır. Bu durumlarda ışınlık değerini azaltacağından istenmeyen bir durumdur. Demet içi saçılma genişleme oranları, demetin boyu ve enine emitansları ile çok ilgilidir. Büyük emitans yavaş genişlemeye, küçük emitans ise hızlı genişlemeye sebep olur.

En önemli sınırlamalardan bir tanesi olan demet içi saçılmadan kaynaklanan enerji yayılımındaki ve \mathcal{E}_x ile \mathcal{E}_y düşey ve yatay emitanslardaki demet içi saçılma oranları aşağıdaki gibi tanımlıdır [36,37,38].

$$\frac{1}{\tau_p} = \left\langle A \frac{\sigma_h^2}{\sigma_p^2} f(a,b,c) \right\rangle \quad (2.46)$$

$$\frac{1}{\tau_x} = \left\langle A \left[f\left(\frac{1}{a}, \frac{b}{a}, \frac{c}{a} + \frac{D_x^2 \sigma_p^2}{\sigma_x^2} f(a, b, c) \right) \right] \right\rangle \quad (2.47)$$

$$\frac{1}{\tau_y} = \left\langle A \left[f\left(\frac{1}{b}, \frac{a}{b}, \frac{c}{b} + \frac{D_y^2 \sigma_p^2}{\sigma_y^2} f(a, b, c) \right) \right] \right\rangle \quad (2.48)$$

Yukarıdaki eşitliklerdeki $\langle \rangle$ parantezleri, tüm halka üzerinden ortalama alınmasına karşılık gelir. Demet genişleme zamanlarını bulmak için elde edilen değerlerin iki ile çarpılması gerekir [37]. Bu denklemlerde aşağıdaki bağıntılar kullanılır.

$$A = \frac{r_p^2 c N}{64 \pi^2 \beta^3 \gamma^4 \varepsilon_x \varepsilon_y \sigma_s \sigma_p} \quad (2.49)$$

$$\frac{1}{\sigma_h^2} = \frac{1}{\sigma_p^2} + \frac{D_x^2 \sigma_h^2}{\sigma_{x\beta}^2} + \frac{D_y^2 \sigma_h^2}{\sigma_{y\beta}^2} \quad (2.50)$$

$$\sigma_{x,y}^2 = \sigma_{x\beta,y\beta}^2 + D_{x,y}^2 \sigma_p^2 \quad (2.51)$$

$$a = \frac{\sigma_h}{\gamma \sigma_{x,\beta}}, \quad b = \frac{\sigma_h}{\gamma \sigma_{y,\beta}}, \quad c = \sigma_h \beta \sqrt{\frac{2d}{r_p}} \quad (2.52)$$

$$f(a, b, c) = 8\pi \int_0^1 \left\{ 2 \ln \left[\frac{c}{2} \left(\frac{1}{P} + \frac{1}{Q} \right) \right] - 0.5777 \dots \right\} \frac{1-3x^2}{PQ} dx \quad (2.53)$$

$$P^2 = a^2 + (1-a^2)x^2, \quad Q^2 = b^2 + (1-b^2)x^2 \quad (2.54)$$

$$\sigma_{x\beta,y\beta}^2 = \varepsilon_{x,y} \beta_{x,y}, \quad \sigma_{x\beta,y\beta}^2 = \varepsilon_{x,y} / \beta_{x,y} \quad (2.55)$$

Burada enerji dağılımı σ_p , paketçik uzunluğu σ_s , ε_x ve ε_y sırasıyla yatay ve düşey emittanslar, β görelî hız, γ Lorentz faktörü, c ışığın hızıdır. D_x ve D_y dispersiyon fonksiyonları yaklaşık olarak halkanın yarıçapı R ile momentum sıkıştırma faktörü δ 'nın çarpımı olarak alınmıştır. $D = R\delta \cdot \sigma_{x\beta,y\beta}^2 = \langle \beta_{x,y} \rangle \varepsilon_{x,y}$ betatron genişliği, σ_h

demetin etkin enerji yayılımıdır. Ortalama β fonksiyonları ise x ve y yönündeki betatron salınımlarının sayısı ayar kayması olmak üzere $\langle \beta_{x,y} \rangle = R / \text{ayar}_{x,y}$ şeklinde alınmıştır. Çarpışma parametresi ise d'dir. Bu değer $d \approx \sigma_y$ düşey demet boyutuna eşit alınabilir. Hourglass azaltma faktörü ise her zaman birden küçük değer alır [37].

2.4 Türk Hızlandırıcı Merkezi (TAC)

Ülkemizde, parçacık hızlandırıcıları ile ilgili hem temel hem de uygulamalı araştırmaların yapılması öngörülen linak-halka tipli bir charm-tau fabrikası ve sinkrotron ısınımı kaynağını içeren bölgesel bir proje önerisi 1993 yılında yayınlanmıştır. Buna göre Türk Hızlandırıcı Merkezi projesi ilgili kurum ve kuruluşlar ile bazı üniversiteler tarafından desteklenen ve devam ettirilen bir projedir [14]. Bu projenin 5 alt grubu bulunmaktadır. Bu gruplar:

- IR SEL & Brems. (TARLA)
- SASE SEL (TURKSEL)
- Sinkrotron Işınımı (TURKAY)
- Parçacık Fabrikası (TURKFAB)

Proton Hızlandırıcısı (TURKPRO) şeklindedir.

Bu proje kapsamında TARLA tesisi kurularak elektronun 40 MeV'e kadar hızlandırılması hedeflenmiştir. Bu hedef gerçekleştirildiğinde serbest elektron lazer (SEL) ve bremsstrahlung foton elde edilmesi ile deneysel çalışmaların hızlanması ön görülmüştür. Diğer 4 alt grupta ise bu sistemlerin kurulması için gerekli çalışmalar yapılmaktadır [14].

TAC projesinin linak-halka tipli charm fabrikası kısmında;

- Charm fizigi ile ilgili temel araştırmalar
- e-linak bazında kurulacak serbest elektron lazeri ve pozitron halkası bazında

kurulacak sinkrotron ısınımı kaynağı ile uygulamalı araştırmalar yapılacaktır. Ayrıca, TAC projesinin proton hızlandırıcısı nötron ve müon bölgelerinde uygulamalı araştırmalar yapılacaktır [14].

2.4.1 ERL-halka tipli elektron-pozitron çarpıştırıcısı

Günümüzde hepsi FEL (Free Elektron Laser) olarak kullanılan üç adet sistem bulunmaktadır. Bunlar JLab IR FEL Yükseltmesi, Japonya Atom Enerjisi Ajansı (JAEA) FEL ve Novosibirsk Yüksek Güç THz FEL'dir. ERL tabanlı olan FEL'in en gelişmiş JLab IR FEL'dir [39].

Charm fabrikası olarak çalışması düşünülen yüksek ışınlıklı ERL (energy recovery linac)-halka tipli elektron-pozitron çarpıştırıcısı ele alınmıştır. Tasarımda ışınlık değeri olarak $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{sn}^{-1}$ ve üstünün 3.77 GeV kütle merkezi enerjisi için başarılabileceği gösterilmiştir.

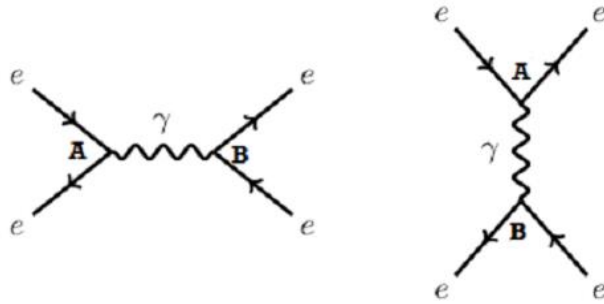
Işınlık değerini kısıtlayan esas sınırlamalardan biri demet gücünden gelen sınırlamadır. Bu sınırlama ERL-enerji geri kazandırmalı linak kullanımı seçilerek çözülmeye çalışılmıştır. ERL kullanımı prensip olarak $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{sn}^{-1}$ ışınlık değerini aşan süper charm fabrikasını kurmaya imkan verecektir. "Türk Hızlandırıcı Merkezi" isimli Ar-Ge amaçlı parçacık hızlandırıcı tesisi kurmayı hedefleyen DPT destekli proje mevcuttur. Bu projenin 4 ana aşamasının sonuncusu parçacık fabrikası kurmayı öngörmektedir. Önerilen charm fabrikası bu proje açısından da değerlendirilebilir. Bununla birlikte $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{sn}^{-1}$ ışınlık değerine yengeç yürüyüşü çarpışma yöntemi kullanılmadan ulaşılabileceği görülmektedir. Yengeç yürüyüşü çarpışma yöntemi kullanıldığında ise ERL-halka tipli charm fabrikası $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{sn}^{-1}$ ışınlık değerine ulaşılması mümkün görülmektedir. Bu ışınlık değeri nadir bozunumları incelemede açık bir avantaj sağlayacaktır. Yapılması hedeflenen tesis, IHEP-BESIII (Çin) tesisinden 10^2 merteye daha yüksek ışınlık değerine sahip olacaktır. Bu da tesisi dünyada en yüksek ışınlık değerine sahip Charm fabrikası yapacaktır.

2.5 Lineer Olmayan Süreçler

Işınlığı etkileyen bir diğer etkide lineer olmayan süreçlerdir. Lineer süreçlere girmeden önce süreçleri şekil olarak tanımlamada yardımcı olan Feynmann diyagramlarını anlamak gerekir.

Feynman Diyagramları

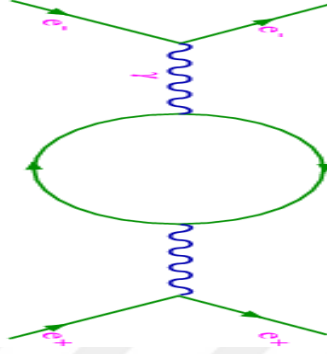
Parçacık fiziğinde, parçacıkların bir kısmı, zamanda ileriye doğru hareket edebileceği gibi, ters yönde de hareket edebilir. Feynman'ın farkına vardığı bu durum, atomaltı dünyasındaki uzay-zaman haritalarının gösterilmesi, parçacıklar arasındaki etkileşimin görsel olarak gösterilmesi ve sonuçların sistematikleştirilmesi için Feynman Diyagramları denilen grafiklerin ortaya çıkmasını sağlamıştır. Bu diyagramlar farklı olayların olasılıklarının hesaplanmasında da kullanılabilir. Feynman Diyagramları, kuantum dünyasında gerçekleşen parçacık davranışları ile ilgili tüm ihtimalleri canlandırabilmemizi sağlamaktadır. Bu diyagramları en basit biçimde açıklamak gerekirse şöyle tanımlamak gerekir. “Elektromanyetik kuvvet ile birbirinden uzaklaşan iki elektronun gideceği bazı olası yönleri görmemizde önemli rol oynar”. Diyagramlarda bulunan düz çizgiler elektronları, dalgalı çizgiler ise fotonları gösterir. Burada da zamanın bir gösterimi vardır ve bir ok ile gösterilir. Zamanın, aşağıdan yukarıya doğru ilerlediği düşünülür. Çizgilerin birleştiği noktalar ise, fotonların oluştuğu veya elektron tarafından soğurulduğu, enerji olarak hapsedildiği noktalardır. Şekil 2.16’ da elektron-pozitron etkileşiminin Feynman diyagramı ile gösterimi verilmiştir.



Şekil 2.16: Elektron-pozitron etkileşimi için Feynman diyagramı.

Yukarıdaki soldaki Feynman diyagramında, bir elektron ve bir pozitronun birbirlerini yok etmesi sonucu bir foton açığa çıktığı, daha sonra bu fotondan tekrar bir elektron pozitron çifti yaratıldığı gösterilir. Sağdaki diyagramda ise bir elektron ile bir pozitron arasında bir foton alış-verişi gerçekleştiği gösterilir. Aslında birbirinden tamamen farklı olarak gerçekleşen bu iki süreçte bir elektron ile bir pozitron elektromanyetik kuvvet sonucu birbirleriyle etkileşime girip saçılmışlardır [URL-5].

Şekil 2.17’de benzer bir fiziksel süreç temsil edilmektedir. Fakat burada foton alış-verişi sırasında foton vakumla etkileşime girerek bir parçacık çiftinin oluşmasına neden olur. Sonra bu parçacık çifti tekrar yok olur ve yeni bir foton oluşur. Bu süreç daha önceki süreçlere göre daha karmaşık bir süreç olduğundan gerçekleşme ihtimali daha azdır. Dolayısıyla fiziksel sürece katkısı da minimumdur. Feynman diyagramları, kompleks yapıda oldukça fiziksel katkıları da daha az olmaktadır.



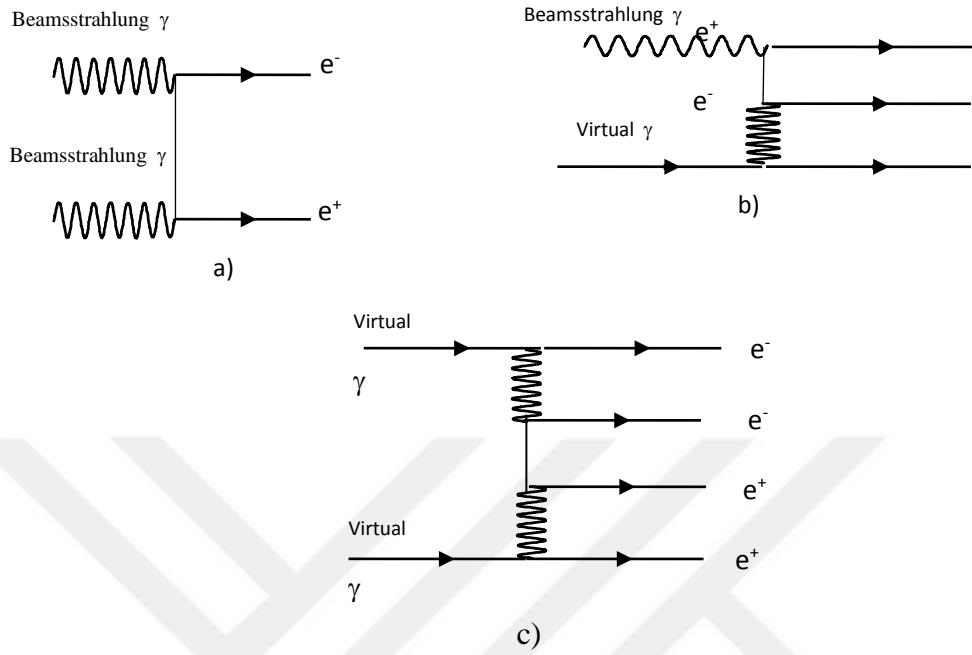
Şekil 2.17: Elektron-pozitron etkileşiminin Feynman döngü diyagramı ile gösterimi.

Çalışmada ışınlığa etkisi bulunan lineer olmayan süreçlerden üç farklı durumu göz önünde bulunduracağız. Bunlar;

- Breit-Wheeler $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$
- Bethe-Heitler $e\gamma \rightarrow ee^+e^-$
- Landau-Lifshits $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$

Bu 3 sürecinde temelde yapısı aynıdır. Breit-Wheeler(BW) sürecinde her ikisi de gerçek beamstrahlung fotonları etkileşime girer. Bethe-Heitler (BH) süreci içinse bir gerçek beamstrahlung fotonu ve bir sanal foton (virtual) etkileşimdedir. Landau-Lifshits(LL) süreci ise iki sanal foton kullanılır. Gerçek fotonlar beamstrahlungdur. Sanal fotonlar ise yüksek enerjili ışın elektronuna veya pozitronuna eşlik eden kabuksuz bir bulut olarak resmedilebilir.

Lineer süreçte ışınla sarılmış fotonların zıt demetin ortak elektromanyetik alanı ile etkileşiminden kaynaklanan etki söz konusu iken, lineer olmayan süreç ise hem gerçek hem de sanal fotonların etkileşiminden ve diğer demetin bireysel parçacıkları ile ortaya çıkmaktadır. Aşağıda bahsedilen 3 lineer olmayan sürecin Feynman diyagramı gösterilmiştir.



Şekil 2.18: Lineer olmayan süreçlerin Feynman diyagramı a) Breit-Wheeler b) Bethe-Hietler c) Landau-Lifshitz

2.6 Travelling Focus (Dinamik Odaklama)

Işınlığı artırmanın bir diğer yolu dinamik odaklamadır (travelling focus). Biraz karmaşık bir parametre olan dinamik odaklamayı yapmanın CAIN 2.42 kodu ile iki yolu vardır. Bunlardan ilki alfa twiss parametresini enerji bağımlı olarak almak ($d\alpha/d\varepsilon \neq 0$) ikincisi ise alfa twiss parametresini zamana göre değişken almaktır ($d\alpha/dt \neq 0$).

Bu çalışmada ikinci opsiyon kullanılmıştır. Bu durumda $\alpha_{x(y)}$ (1/m) demetin konumuna bağımlı olup paketçik odak noktasının demet konumuna bağımlılığını gösterir. Parçacıkların $x(y)$ düzlemindeki odak noktası parçacıkların paketçik içindeki konumu t ($t > 0$ paketçik kuyruğundaki değer) olmak üzere $t \cdot \beta_{x(y)} \times d\alpha/dt$ ile belirlenir. Burada ($d\alpha/dt$) değeri normal odak noktasının ilerisinde ise pozitif gerisinde ise negatif olarak alınır. Bu opsiyon yengeç geçiş (crab cavity) çarpışmasının bir sextupol magnet ile beraber kullanılmasıyla elde edilir.

Yengeç kavitesi demeti kafadan kuyruğa doğru demetin ilerleme yönünden farklı bir yönde saptırır. Örneğin demetin kafası +x kuyruğu ise -x yönünde saptırır. Belli bir mesafe sonrasında bu saptırma demetin yatay doğrultusunda $\pm a$ kadar bir yer değiştirme oluşturur. Ardından bir sextupole (altı-kutuplu) magnet yerleştirilir. Bu magnetin manyetik alanı $x^3 - 3xy^2$ ile orantılıdır. Bu ifadede x yerine $x \pm a$ yazılacak olursa $\mp a(x^2 - y^2)$ elde edilir. Bu ise bir kuadrupol magnetin alanına eşdeğerdir (demet kafasını odaklar kuyruğunu ise dağıtır) [41,42].

Dinamik odaklama ışınlığı azaltan hourglass etkisini azaltıcı etkiye sahiptir. Odaklama durumu, odak noktasının karşı demetin baş kısmı ile aynı hızda olmasını sağlayan dinamik bir kaydırma ile sağlanır. Dinamik odaklamanın demetler çarpıştıktan sonraki dağılımı (distruption) değerini artırması beklenir. Dinamik odaklama yaparken dağılım değeri ve demet-demet ayar kayması değerinin pozitron için istenilen limitler içinde kalması tekrar kullanılması için önemlidir. Ancak ERL elektron demeti ya enerjisini tekrar kullanım için yavaşlatılır ya da hızlandırıcıdan çıkartılarak durdurulur. Her iki durumda da elektron demeti için dağılım çok önem arz etmemektedir [43].

3. MATERYAL VE METOT

Çalışmada linak-halka tipli 3.77 GeV kütle merkezi enerjisine sahip elektron-pozitron çarpıştırıcısı üzerinde durulmuştur. Linakta elektronlar, halkada ise pozitronlar hızlandırılmıştır. 3.77 GeV kütle merkezi enerjisine sahip elektron-pozitron çarpışmasının ışınlığını, ışınlık spektrumunu, beamstrahlung enerji spektrumunu, virtual fotonların enerji değişimi gibi değerleri görebilmek amacı ile CAIN 2.42 [URL-4] simülasyon programı kullanılmıştır. Bu program kullanılarak elektron, pozitron ve foton çarpışmaları için simülasyonlar yapılabilmektedir.

CAIN fortran dilinde yazılmış bir programdır. Programı çalıştırmak için girdi dosyası hazırlamak gerekmektedir. Ek kısmında verilen bu girdi dosyasında elektron ve pozitronun kullanılacak olan özellikleri ile çarpışmada kullanılacak olan tüm veriler verilmelidir. Programın çalışması bittiğinde aynı klasörde .tdr uzantılı bir dosya oluşmaktadır. Bu dosya Topdrawer grafik çizim programına uygun bir girdi dosyasıdır. Işınlık sonuçları CAIN 2.42 ile bir dosyaya yazdırılarak Gnuplot grafik çizdirme programı kullanılarak grafikler elde edilmiştir [URL-5].

4. BULGULAR

Demet paketçisindeki parçacıkların 10^{10} mertebesinde olması nedeni ile bu kadar çok sayıda parçacığın kullanılarak simülasyon yapılması zordur. Bu zorluğu aşmak için parçacıklar eşit sayıda paylaştırılır ve makro parçacık denilen parçacıklarla temsil edilirler. Böylece paketçideki parçacıkların makro parçacıklarla temsil edilmesi sağlanmış olur. Girdi dosyasında enerji GeV, parçacık sayısı 10^{10} , beta fonksiyonu değeri milimetre, emittans değeri mikrometre, paketçik uzunluğu değeri ise nanometre cinsinden girilebilir. Ayrıca CAIN ile coulomb alanından kaynaklanan etkileşmeleri, elektron-pozitron sinkotron ışınması, demet-demet etkileşmeleri gibi olaylar incelenebilmektedir.

Bu çalışmada Türk Hızlandırıcı Merkezi için tasarlanmış yüksek ışınlıklı ERL-halka tipli elektron-pozitron çarpıştırıcısının parametreleri temel alınarak çalışmalar yapılmıştır. Tablo 1'de elektron ve pozitron demetleri için parametre seti verilmiştir. Türk Hızlandırıcı Merkezinin ERL-Halka tipli çarpıştırıcısı için tasarlanan ve Tablo 1'de verilen parametrelerden halka için betatron $\beta_y = 0.3$ mm ve emittans $\varepsilon_y^N = 0.06$ μm , linak için emittans $\varepsilon_y^N = 0.02$ μm değerleri [40]'tan alınmış ve CAIN 2.42 simülasyon programı kullanılarak ışınlık hesaplanmıştır.

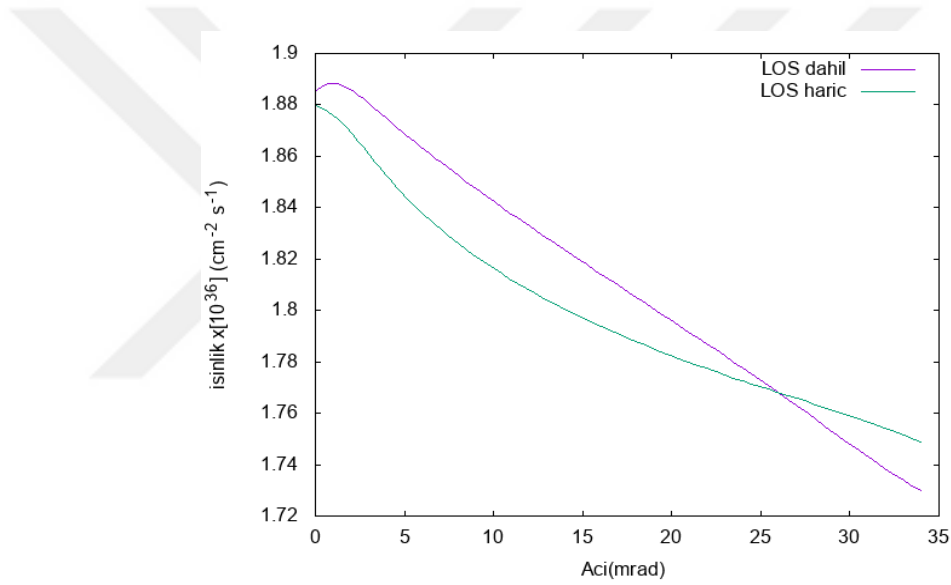
Çizelge 4.1: ERL-Halka Tipli Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı Parametreleri

Parametreler	Pozitron Halkası
Pozitron demet enerjisi E_{e^+} , (GeV)	3.56
Paketçikteki parçacık sayısı (10^{11})	2
Beta fonksiyonları (IP) β_x / β_y (mm)	80/5
Normalize emitanslar $\varepsilon_x^N / \varepsilon_y^N$ (μm)	110/0.36
σ_x / σ_y (μm)	36/0.5
σ_z (mm)	5
Demet-demet ayar kayması (ξ_x / ξ_y)	0.012/0.13
Tur başına enerji kaybı (MeV)	1.7
Paketçik sayısı n_b	125
Çevre, C(m)	250
Elektron	Linak
Elektron demet enerjisi E_{e^-} , GeV	1
Paketçikteki parçacık sayısı 10^{10}	2
Beta fonksiyonları (IP) β_x / β_y (mm)	80/5
Normalize emitanslar $\varepsilon_x^N / \varepsilon_y^N$ (μm)	31/0.1
σ_x / σ_y (μm)	36/0.5
σ_z (mm)	5
Çarpıştırıcı Parametreleri	
Çarpışma açısı θ (mrad)	34
Çarpışma frekansı (MHz)	150
Geometrik Işınlık ($cm^{-2}s^{-1}$)	10^{35}
Işınlık ($cm^{-2}s^{-1}$)	$1.4 * 10^{35}$

Simülasyon ışınlık değerinin geometrik ışınlık değerine oranı ışınlık artırma faktörü olarak bilinir. Bu değer charm fabrikası için 1.4 olarak hesaplanmıştır. Çarpışma noktasındaki β^* 'nin küçük olmasına bağlı olarak ışınlık artırılabilir. β^* 'nin küçük olması mümkün olduğunca kısa paketçiklerle olabilmektedir. Elektron-pozitronu kafa kafaya çarpıştırdığımızda daha yüksek ışınlık değeri elde edildiği görülmüştür.

Hareket halinde odaklamanın ışınığa etkisinin, lineer olmayan süreçlerde oluşan parçacıkların ışınığa katkısı ile karşılaştırıldığında dinamik odaklama ile daha yüksek ışınlık değeri elde edilebileceği görülmüştür.

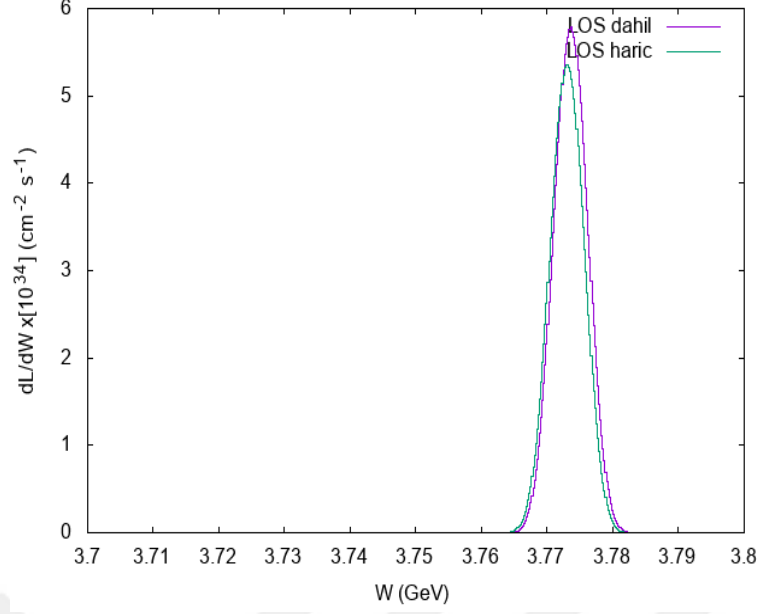
Lineer olmayan süreçlerin oluşan yeni parçacıklar sebebi ile ışınığı artırması beklenir. Tasarlanan çarpıştırıcıda kütle merkezi enerjisinin düşük olması sebebi ile beklenen artışın sınırlı kaldığı görülmüştür. Lineer süreçlerin dahil olduğu ve dahil edilmediği çarpıştırıcıda çarpışma açısı değerlerine göre elde edilen ışınlık değerleri şekil 4.1'de verilmiştir. Her iki süreçte de yengeç geçişi değeri çarpışma açısının yarısı olarak alınmış ve dinamik odaklama dahil edilmemiştir. Burada çarpışma x ekseninde alınmıştır.



Şekil 4.1: Lineer olmayan süreçlerde çarpışma açısının toplam ışınlık üzerine etkisi.

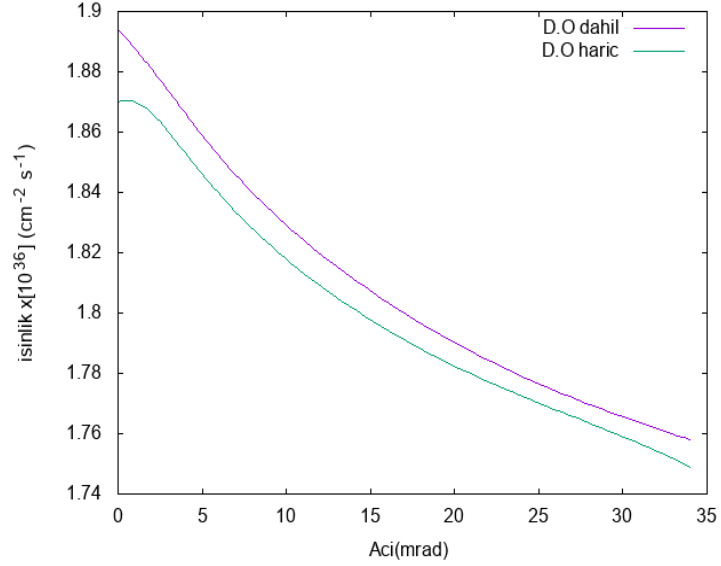
Simülasyon programı ile hesaplanan değerlerde lineer olmayan süreçlerin, yengeç yürüyüşü ve dinamik odaklanmanın dahil olduğu çarpışmalarda $1.95 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$ ışınlık değeri elde edilmiştir. Lineer olmayan süreçlerin dahil edilmediği çarpışmalarda ise $1.80 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$ ışınlık değeri elde edilmiştir. Yengeç geçişinin ışınığa katkısı 10^2 mertebesinde dir. Lineer olmayan süreçler (LOS) dahil ve hariç olduğu durumlarda ışınıktaki değişimin % 1 seviyesinde olduğu görülmektedir.

Şekil 4.2'de ise lineer olmayan süreçlerin dahil olduğu ve olmadığı durumların 3 mrad çarpışma açısındaki diferansiyel ışınlık değerlerinin karşılaştırmalı grafikleri verilmiştir. Şeklin altında kalan alan toplam ışınığı ifade etmektedir.



Şekil 4.2: Lineer olmayan süreçlerin diferansiyel ışınım üzerine etkisi.

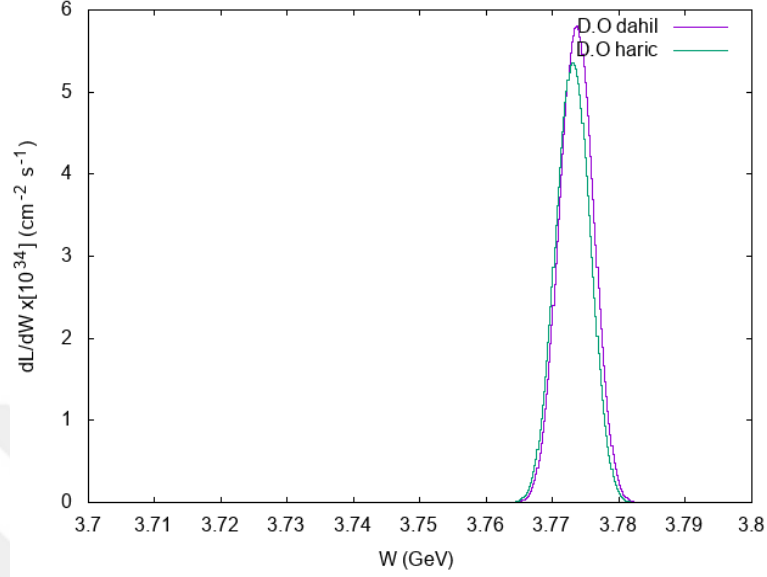
Şekil 4.3'te grafikte bulunan farklı çarpışma açılarında dinamik odaklamanın ışınım üzerine etkisi incelenmiştir. Lineer olmayan süreçler dahil edilmemiştir. Yengeç geçişi ise dahil edilmiştir.



Şekil 4.3: Dinamik odaklamada çarpışma açısının toplam ışınım üzerine etkisi.

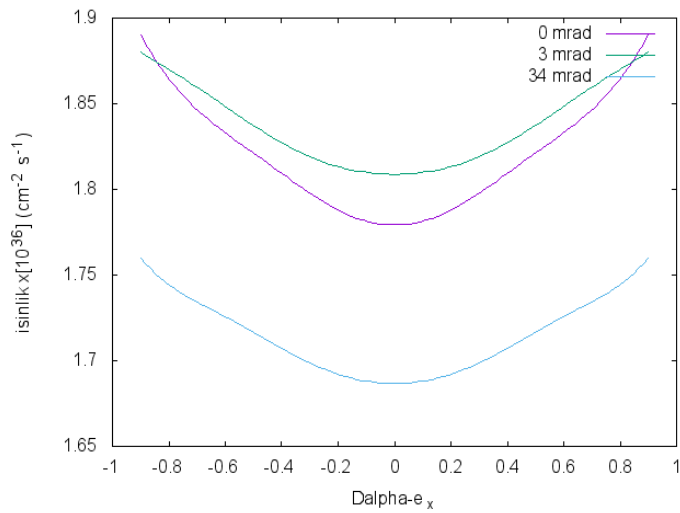
Şekil 4.4'te dinamik odaklamanın 3 mrad çarpışma açısında ışınımı nasıl etkilediği diferansiyel ışınım değerleri verilerek gösterilmiştir. Uygun DALPHADT parametresi seçilebilirse dinamik odaklama yapıldığında ışınım değerinde % 30'a

kadar bir artış sağlanabilmektedir [40,41,42]. Ancak bu çalışmada artış miktarı % 5 mertebesindedir. Lineer olmayan süreçlerle karşılaştırıldığında dinamik odaklamanın daha fazla katkı verdiği görülmüştür.



Şekil 4.4: Dinamik odaklamanın diferansiyel ışınım üzerine etkisi.

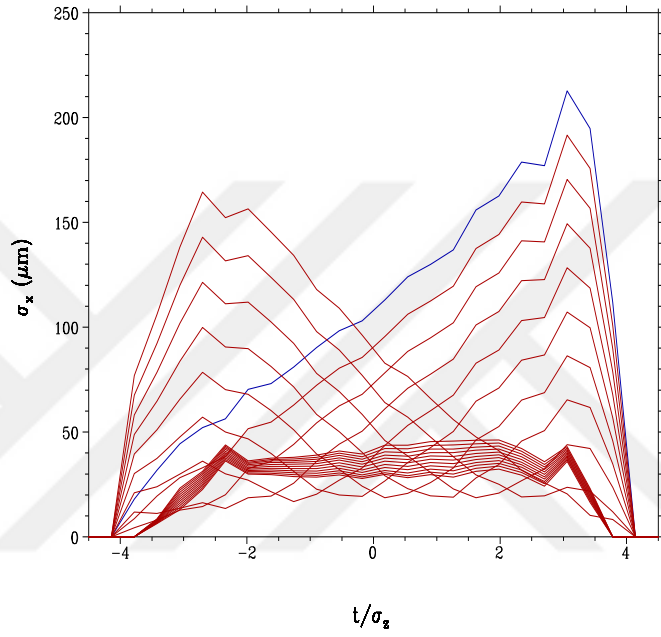
Şekil 4.5'te ise dinamik odaklama parametre değerinin ışınımına etkisi gösterilmiştir. Grafikten anlaşılacağı üzere bu parametrenin aynı pozitif ve negatif değerinde benzer ışınım değerleri elde edilmiştir.



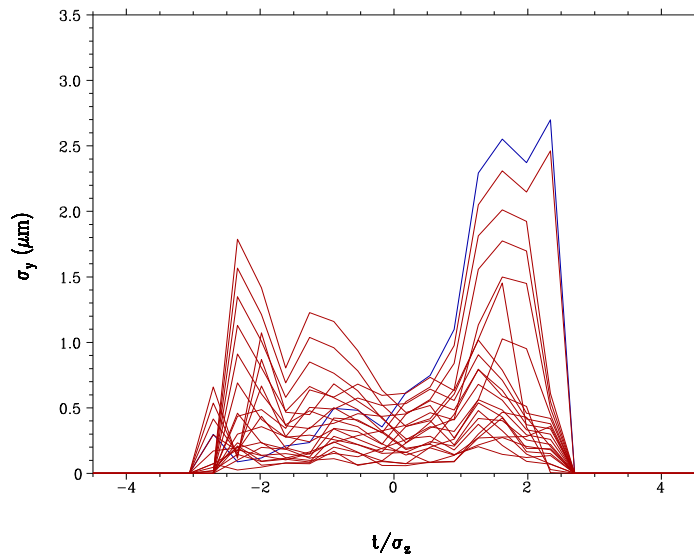
Şekil 4.5: $d\alpha/dt$ dinamik odaklama parametresinin toplam ışınımına etkisi.

Dinamik odaklama yapıldığında, çarpışma bölgesi s_0 dışında bir yer olarak seçilirse, demetler bu bölgeyi geçtikten seçile DALPHADT parametresinin değerine göre σ_x ve

σ_y büyümeye başlar. Çarpışma bölgesinde ise olabildiğince küçük ebatlara düşürülmeye çalışılır. Bu çalışmada dinamik odaklama elektronun x eksenine için yapılmış ve dinamik odaklama parametresi $d\alpha_{hadte_x} = -0.50$ ve $d\alpha_{hadtp_x} = -0.32$ olarak seçilmiştir. Aşağıda elektronun σ_x 'nin ve σ_y 'nin zamana göre değişimi sırasıyla şekil 4.6 ve şekil 4.7'de gösterilmiştir. Şekilde mavi renkteki eğri elektronu, kırmızı renkte olanı ise pozitronun demet ebatının zamana göre değişimini göstermektedir.



Şekil 4.6: Dinamik odaklamada elektronun σ_x ölçüsünün değişimi.



Şekil 4.7: Dinamik odaklamada elektronun σ_y ölçüsünün değişimi.

Odaklamanın dahil olmadığı çarpışmalarda ise $1.73 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$ ışınlık değeri elde edilmiştir. Dahil edildiği durumlarda ise $1.91 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$ ışınlık değeri görülmüştür.

Işınlığa katkıda bulunan dinamik odaklamanın dahil edilmesi ile gözlenen artışlar 0.1×10^{36} ile $0.3 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$ arasında değişmektedir. Ancak asıl önemli değişkenin ise kafaya kafaya çarpışmaya yakın çarpışma açısı değerlerinde lineer olmayan süreçlerin ve dinamik odaklamanın dahil edilerek demetlere yengeç yürüyüşü yaptırabilmek olduğu görülmüştür.



5. SONUÇ

Bu çalışmada linak-halka tipli çarpıştırıcı için kararsızlık kaynakları çerçevesinde Erl-halka tipli çarpıştırıcısı baz alınarak parametre hesabı yapılmış, elde edilebilecek yüksek ışınlık ve fizik araştırma potansiyeli tartışılmıştır.

Tasarlanan çarpıştırıcıda lineer olmayan süreçler, dinamik odaklama ve yengeç geçişi dahil edilerek $1.91 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ yüksek ışınlık değeri elde edilmiştir. Bu değer ERL-halka tipli elektron-pozitron çarpıştırıcısından yüksek bir değerdir. Bahsedilen çarpıştırıcıda dinamik odaklama ve lineer süreçlerin etkisi dahil edilmemiştir. Bu çalışmada yüksek ışınlık değerine ulaşırken disruption yani bozma parametresinin maksimum değerini aşmamaya özen gösterilmelidir. Bozma değeri parametresini etkileyen sebeplerin en önemlileri olarak halkadaki paketçik boyu ve halka demetinin enine büyüklükleridir. Bozma değerinin sınırları dikkate alındığında tasarlanan çarpıştırıcıda en büyük sorun olarak bozma değeri parametresinin sınırları aşacak şekilde değer almasıdır. Bunun üstesinden gelebilmenin en olası yolu halkadaki demetlerin enine büyüklüğünü mümkün mertebe küçültelmektir. Bunu yapabilmek ise dinamik odaklamayı yapabilmektir. Kullanılan kütle merkezi enerjisi 3.77 GeV, lineer olmayan süreçlerde meydana gelen ışınıktaki artış açısından önemsizdir. Ancak olaya dinamik odaklama dahil edildiğinde ışınıktaki artış açısından önemsizdir. Ancak olaya dinamik odaklama dahil edildiğinde ışınıktaki artış % 5'e yakın bir artış görülmüştür. Bir diğer etki olan yengeç geçişi ise her değerde ışınlığın artmasına neden olmuş ve asıl etkiyi yengeç geçişinin yaptığı görülmüştür. Olaya yengeç geçişi dahil olduğunda 10^2 mertebesinde bir artış gerçekleşmiştir.

Kütle merkezi enerjisinin artırılması halinde ise elde edilen ışınlık değerlerden daha fazlası elde edilebilecektir. Ama buradaki amaç kütle merkezi enerjisini çok artırmadan en iyi ışınlık değerine ulaşabilmektir. Bir diğer önemli husus ise betatron fonksiyonlarının fiziki olarak uygulanabilir değerde olmasına dikkat edilmelidir. Çünkü betatron fonksiyonlarını küçültmek ışınlık değerini artırabilir ancak uygulanabilirlik açısından çok zor bir işlemdir.

Son zamanlarda $L= 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ışınlık değerli yengeç geçişi çarpışmasına dayalı halka-halka tipli tau-charm fabrikası Novosibirsk Budker Institute of Nuclear Physics'de önerilmiştir. Bu çalışmada daha yüksek ışınlıklı çarpıştırıcı hedeflenerek charm fiziği açısından az görülen bozunumların incelenmesi mümkün olacaktır. Çalışılan çarpıştırıcının $L= 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ışınlıkla bile birçok sürecin incelendiği süper-B ile karşılaştırıldığında, $L= 1.91 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ışınlık değeri ile süper-B'den daha ileride charm fiziği uygulamaları yapılabileceği görülmüştür. Yengeç yürüyüşü ise her değerde yani her çarpışma açısında ışınlığın artmasına neden olmuştur.

Bu alanda ileride olan ülkelerin çalışmaları şunu göstermektedir; hızlandırıcı teknolojilerinde yaşanan gelişmeler bilim ve teknolojinin bir çok alanını etkisi altına almakta her alanda önemli gelişmelere neden olmaktadır. Bu nedenle ülkemizdeki hızlandırıcı fiziği konularındaki AR-GE çalışmalarına da öncelik verilmeli, devletin tüm imkanları seferber edilmeli, gerekli eğitim olanakları artırılmalıdır.

KAYNAKLAR

- [1] Yavaş, Ö., 2004. Parçacık hızlandırıcıları, II. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi,
<http://thm.ankara.edu.tr/uphuk/2/linkler/parcacik.html>, Ankara.
- [2] Receptoğlu, E., 2004. Linak-halka tipli çarpıştırıcılarda demet kararlılığı, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- [3] Lee, S.Y., 2004. Accelerator physics, 2nd ed., World Scientific, Singapur.
- [4] Braibant, S., Giacomelli, G. ve Spurio, M., 2009. Particles and Fundamental Interactions: An Introduction to Particle Physics. Springer, ISBN 978-94-007-2463-1, s. 313-314.
- [5] Nakamura, K., Hagiwara, K., Hikasa, K., Murayama, H., Tanabashi, M., Watari, T., Amsler, C., Antonelli, M., Asner, D. ve Baer, H., 2010. (Particle Data Group), Review of Particle Physics, Journal of Physics G: Nuclear Particle Physics.
- [6] Karadeniz, H., 2007. LHC ve VLHC Bazında Lepton-Hadron Çarpıştırıcıları: E-Linak İle E-Halka Karşılaştırılması, Doktora tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- [7] Perkins, D. H., 2000. Introduction to high energy physics, 4th ed., Cambridge University Press, United Kingdom.
- [8] Yavaş, Ö., 2006. Sinkrotron ışınımı ve serbest elektron lazeri üretimi ve kullanımı için genel tasarım, pp.1-125, Proje sonuç raporu, Ankara.
- [9] Yavaş, Ö., 2006. Parçacık hızlandırıcılarının tipleri ve fiziği, II. Uluslararası parçacık hızlandırıcıları ve detektörleri yaz okulu, Bodrum.
- [10] Castro, P., 2011. Introduction to accelerator physics, DESY.
- [11] Wille, K., 2005. The Physics of Particle Accelerators, INFN, İtalya.
- [12] Steere, A. R., 2005. A timeline of major particle accelerators, Michigan State University, Department of Physics and Astronomy, Master of Science in Physics.
- [13] Yavaş, Ö., 2011. VII. Uluslararası Katılımlı Parçacık Hızlandırıcıları ve Detektörleri Yaz Okulu Ders Notları.
- [14] Yavaş, Ö., 2012. Türk hızlandırıcı merkezi projesi: 2013 ve sonrası, XI. Türk Hızlandırıcı Merkezi YUUP Çalıştayı, Ankara.

- [15] Ertürk, S. ve Boztosun, İ., 2004. Nükleer fizik araştırmalarında kullanılan hızlandırıcıları ve uygulamaları, Ankara.
- [16] Wangler, T., 2005. RF Linear Accelerators, 2nd, Completely Revised and Enlarged Edition.
- [17] Humphries, S. Jr., 1999. Principles of charged particle acceleration, Albuquerque, New Mexico.
- [18] Gerigk, F., 2011. Cavity types, CERN, Switzerland.
- [19] Wiedemann, H., 1993. Particle accelerator physics: Basic principles and linear dynamics. Springer Verlag, Vol I.
- [20] Aksakal, H., 2007. CLIC-LHC'ye Dayalı Gama Proton Çarpıştırıcısının İncelenmesi, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- [21] Türk Çakır, İ., 2007. Parçacık hızlandırıcıları ve detektörler, III. Uluslar arası Parçacık Hızlandırıcıları ve Detektörleri Yaz Okulu, Bodrum.
- [22] Grupen, C. ve Shwartz B., 2008. Particle Detectors, Genel Editorler, Ericson, T. and Landshoff, P.V., Cambridge University Press, ISBN-13 978-0-511-38866-8, New York.
- [23] Suzuki, T., 1976. General Formulae of Luminosity for Various Types of Colliding Beam Machines. KEK-76-3.
- [24] Aksakal, H., Çiftçi, A. K., Nergiz, Z., Zimmerman, F. ve Schulte, D, 2007. Conversion efficiency and luminosity for gamma-proton colliders based on the LHC-CLIC or CLIC-LHC QCD Explorer scheme. Nucl. Instr. Meth A 576, 287-293.
- [25] Olgar, T., 1999. Demet Dinamiğinde Dağılıma Süreçleri ve Soğutma Teknikleri, Yüksek Lisans Tezi, Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- [26] Furman, M. 1991. The Hourglass Reduction Factor for Asymmetric Colliders. ABC21EESG-technote-161.
- [27] Chao, A.W., Moser, H.O. ve Zhao, Z., 2004. Accelerator Physics, Technology ve Applications. world scientific, 639 s, Singapore.
- [28] Edwards, D. A. ve Syphers, M.J., 1993. An introduction to the physics of high energy accelerators. John Wiley and Sons, Inc., 292p., New York.
- [29] Hollebeck, R., 1980. Disruption limits for linear colliders. SLAC-PUB-2535AATF/80/23.
- [30] Rivkin, L.Z., 1995. Beamstrahlung and Disruption. Fifth Advanced Accelerator Physics Course, CAS Proceedings, Ed. S.Turner, Vol II.

- [31] Chen, P., Tauchi, T. ve Schroeder D.V., 1990. Pair Creation At Large Inherent Angles, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA 94309.
- [32] Chin, Y.H. 1987. Stability of a colliding beam in a linear collider. DESY-87-011,11p.
- [33] Merminga, L., Douglas, D. ve Krafft, G., 2003. "High-Current Energy-Recovering Electron Linacs," Annual Reviews of Nuclear and Particle Science, 53:387-429.
- [34] Reiser, M. 1994. Theory ve design of charged particle beams. John Wiley and Sons, Inc., 607p. New York.
- [35] Burkhardt, H. ve Kleiss, R. 1994. Beam lifetimes in LEP. Proc. of the 4th European Particle Accelerator Conference EPAC94, Volume 2, page 1353-1355.
- [36] Evans, L.R. ve Zotter, B. 1980. Intrabeam scattering in the SPS. CERN-SPS-80-15.
- [37] Chou, W. ve Piwinski, A. 1992. Intra-beam scattering in the SSC collider and in the boosters SSCL-574. 10 p.
- [38] Zorzano, M.P. ve Wanzenberg, R. 2000. Intrabeam scattering and the coasting beam in the hera proton ring. CERN-SL-200-072-AP.
- [39] Benson S., 2007. "High Power Operation of the JLab IR FEL Driver Accelerator," Proc. PAC07.
- [40] Recepoğlu E., 2011, A high luminosity on ring elektron-positron collider for super charm factory, Turk J Phys 35, 257 – 263
- [41] V. Balakin, 1991, Travelling focus, LC-91.
- [42] Okunev, I., 1992. Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy, wepp046, p. 2623.
- [43] L.Malysheva, O.S.Adeyemi, V.Kovalenko, G.A. Moortgat-Pick ve A.Ushakov, 2011, "The Luminosity for The ILC Travelling Focus Regime With Offsets and Angular Scans" Proc. Of IPAC, San Sebastian, Spain.
- [44] Yokoya, K. 1985. A Computer Simulation Code for the Beam-Beam Interaction in Linear Colliders. KEK Report 85-9.

URL-1<<http://project-integration-accelerateurs.web.cern.ch>>, alındığı tarih: 18.03.2016.

URL-2<http://www.desy.de/index_eng.html>, alındığı tarih: 05.03.2016.

URL-3<<http://www.aip.org/history/lawrence>>, alındığı tarih: 10.04.2016

URL-4<<https://ilc.kek.jp/RDR>>, alındığı tarih: 27.04.2016

URL-5<<http://plato.stanford.edu/entries/quantum-field-theory/qfthistory.html>>.
alındığı tarih: 25.05.2016.



EKLER

Ek A: CAIN 2.42 girdi dosyası.

```
! -----  
! Beam parameter for alternative TAC at 3.77 GeV with 3mrad crossing angle.  
! Prepared by Ilhami ERKOYUNCU, 10-June-2017  
! -----
```

```
ALLOCATE MP=1200000, MVPH=120000;  
SET incpair=1;  
SET figure=1;  
FLAG ON SPIN;
```

```
SET mm=1E-3, micron=1E-6, nm=1E-9, nx=4, ny=4, nt=4, ne=2.5;
```

```
SET ep=3.56E9,  
    gammap=ep/Emass, anp=2E11,  
    sigzp=5*mm, betaxp=80*mm, betayp=5*mm,  
    emitxp=111.D-6/gammap, emityp=6.0D-8/gammap,  
    sigxp=Sqrt(emitxp*betaxp), sigyp=Sqrt(emityp*betayp),  
    sigxprimep=sigxp/betaxp, sigyprimep=sigyp/betayp,  
    sigep=0.001;
```

```
SET ee=1.0E9, nbunch=300, nfreq=150e6/nbunch,  
    fcoll=nbunch*nfreq,  
    gamma=ee/Emass, an=2E10,  
    sigz=5*mm,  
    emitx=31.0D-6/gamma, emity=2.0D-8/gamma,  
    sigx=sigxp, sigy=sigyp,  
    betax= sigx^2/emitx,  
    betay= sigy^2/emity,  
    sigxprime=sigx/betax, sigyprime=sigy/betay,  
    sige=0.001, slopey=0.0E-3, slopex=34.0E-3; !34.0E-3
```

```
SET s0=(Sqrt(2.23)/2)*sigz, dalphadtx_e=-0.50/betax,  
    dalphadty_e=-0.0/betay, dalphadtx_p=-0.2/betaxp, dalphadty_p=-0.0/betayp;
```

```
SET disp_x=(2*anp*Reclass/gamma)*(sigzp/(sigxp*(sigxp+sigyp)));  
SET bbtshift_x=(an*Reclass*betaxp)/(2*Pi*gammap*sigxp*(sigxp+sigyp));  
SET bbtshift_xp=(an*Reclass*betax)/(2*Pi*gammap*sigxp*(sigxp+sigyp));
```

```
SET disp_y=(2*anp*Reclass/gamma)*(sigzp/(sigyp*(sigxp+sigyp)));  
SET bbtshift_y=(an*Reclass*betayp)/(2*Pi*gammap*sigyp*(sigxp+sigyp));  
SET bbtshift_yp=(an*Reclass*betay)/(2*Pi*gammap*sigyp*(sigxp+sigyp));
```



```

SET NumTimeStep=60, StartTimeInt=-
nt*s0/Cos(sloplex/2),EndTimeInt=nt*s0/Cos(sloplex/2);
! SET NumTimeStep=160, StartTimeInt=-
nt*s0/Cos(slopey/2),EndTimeInt=nt*s0/Cos(slopey/2);

SET MsgLevel=1;

! Define electron/positron beams at IP
BEAM RIGHT, KIND=2, NP=50000, AN=an, E0=ee,
  ! EUNIFORM,
  SIGE=sige,
  DALPHADT=(dalphadtx_e,dalphadty_e),
! TXYS=(-s0,0,0,-s0),
  TXYS=(-s0/Cos(sloplex/2),s0*Tan(sloplex/2),0,-s0/Cos(sloplex/2)),
! TXYS=(-s0/Cos(slopey/2),0,s0*Tan(slopey/2),-s0/Cos(slopey/2)), ! yde crap
  ! SPIN=(0,0,-1),
!DALPHADE=1,
!ESLOPE=0.001,
  BETA=(betax,betay), EMIT=(emitx,emity), SIGT=sigz,GCUT=(nx,ny),
  GCUTT=nt, GCUTE=ne,
  SLOPE=(sloplex/2,slopey/2), CRAB=(sloplex/2,slopey/2);

BEAM LEFT, KIND=3, NP=50000, AN=anp, E0=ep,
  !EUNIFORM,
  SIGE=sige,
  DALPHADT=(dalphadtx_p,dalphadty_p),
! TXYS=(-s0,0,0,s0),
  TXYS=(-s0/Cos(sloplex/2),s0*Tan(sloplex/2),0,s0/Cos(sloplex/2)),
! TXYS=(-s0/Cos(slopey/2),0,s0*Tan(slopey/2),s0/Cos(slopey/2)), ! y de crap

  !SPIN=(0,0,1),
!DALPHADE=1,
!ESLOPE=0.001,
  BETA=(betaxp,betayp), EMIT=(emitxp,emityp), SIGT=sigzp,GCUT=(nx,ny),
  GCUTT=nt, GCUTE=ne,
  SLOPE=(sloplex/2,slopey/2), CRAB=(sloplex/2,slopey/2);

! Longitudinal mesh size for luminosity and beam-field calculation.
SET Smesh=sigz/3;

! Define luminosities to be calculated
LUMINOSITY KIND=(2,3), W=(3.70E9,3.80E9,500), WX=8*sigx, WY=8*sigy,
  FREP=nbunch*nfrep;
  ! E1=(0,1.001*ee,50), E2=(0,1.001*ep,50); !,HELICITY, ALLPOL
!
IF figure>0;
LUMINOSITY KIND=(2,1), W=(0,3*ee,50);
LUMINOSITY KIND=(3,1), W=(0,3*ee,50);
LUMINOSITY KIND=(1,1), W=(0,3*ee,50);
LUMINOSITY KIND=(1,2), W=(0,3*ee,50);

```

```

LUMINOSITY KIND=(1,3), W=(0,3*ee,50);
LUMINOSITY KIND=(2,2), W=(0,3*ee,50);
LUMINOSITY KIND=(3,3), W=(0,43*ee,50);
ENDIF;

! Define parameters for beam-beam field calculation
BBFIELD NX=32, NY=32, WX=5*sigx, R=sigx/sigy/4;
! Turn on beamstrahlung
CFQED BEAMSTRAHLUNG, POL ;
! CFQED POLARIZATION;
! CFQED PAIRCRETION;
! Turn on incoherent pair
IF incpair > 0;
  SET enhpp=1;
! Output ten bunches of data
  PPINT VIRTUALPHOTON, FIELDSUP,EMIN=0;
  PPINT BREMSSTRAHLUNG, ENHANCE=enhpp;
  PPINT BW, ENHANCE=enhpp;
  PPINT BH, ENHANCE=enhpp;
  PPINT LL, ENHANCE=enhpp;
ENDIF;

SET MsgLevel=0;

FLAG OFF ECHO;
SET it=0;
! SET Debug=2;

PUSH Time=( StartTimeInt, EndTimeInt,NumTimeStep);
! plot (s,x) profile at 200th time step
IF figure>0;
  IF it=(NumTimeStep)/2;
    PLOT SCAT, KIND=2, H=S/mm, V=X/mm,
      HSCALE=(-20,20), VSCALE=(-0.65,0.65),
      TITLE='Electron Profile at t=0;',
      COLOR=RED,
      HTITLE='s(Mm); G ;',
      VTITLE='y(nm)';
    PLOT SCAT,NONEWPAGE, KIND=3, H=S/mm, V=X/mm,
      HSCALE=(-20,20), VSCALE=(-0.65,0.65),
      TITLE='positron Profile at t=0;',
      COLOR=BLUE,
      HTITLE='s(Mm); G ;',
      VTITLE='y(nm)';

  ENDIF;
ENDIF;

! clear opposite-charge paricles to save cpu time
! IF incpair > 0;
! CLEAR BEAM, INCP, KIND=2, RIGHT;

```

```

! CLEAR BEAM, INCP, KIND=3, LEFT;
! ENDIF;
IF Mod(it,20)=0;
  PRINT it, FORMAT=(' +++ ',F5.0,'-th time step +++');
  PRINT STAT, SHORT;
  IF incpair > 0;
    PRINT STAT, INCP, SHORT;
  ENDIF;
ENDIF;
SET it=it+1;
ENDPUSH;
! IF incpair > 0;
! CLEAR BEAM, INCP, KIND=2, RIGHT;
! CLEAR BEAM, INCP, KIND=3, LEFT;
! ENDIF;
FLAG ON ECHO;
! Pull all particles back to the plane s=0
DRIFT S=0;
PRINT STAT;
PRINT STAT, INCP;

IF figure >0;
PLOT HIST, KIND=1, H=En/1E9,
  HSCALE=(0,0.101*ep/1E9,50), VLOG,
! VSCALE=(0,1.001*ep/1E9),
  TITLE='Beamstrahlung Energy Spectrum;',
  HTITLE='E0G1 (GeV); X X   ';

PLOT HIST, KIND=2, H=En/1E9,
  HSCALE=(0,0.1*ep/1E9,50), VLOG,
! VSCALE=(0,1.001*ep/1E9),
  TITLE='Final Electron-positron Energy Spectrum;',
  HTITLE='E0e1 (GeV); X X   ';

PLOT HIST, KIND=3, H=En/1E9,
  HSCALE=(0.5*ep/1E9,ep/1E9,50), VLOG,
! VSCALE=(0,1.001*ep/1E9),
  TITLE='Final Electron-positron Energy Spectrum;',
  HTITLE='E0e1 (GeV); X X   ';

PLOT SCAT, INCP, MAXNP=4000,
  H=En/1E9, V=Sqrt[(Px^2+Py^2)/Ps^2]/mm,
  HSCALE=(0,0.5*ep/1E9),
  VSCALE=(0,3.5),
  TITLE='Incoherent Pair Energy-Angle Distribution;',
  HTITLE='E (GeV);',
  VTITLE='Q (mrad);G   ';

PLOT SCAT, INCP, MAXNP=4000,
  H=S/mm, V=Y/mm,
  HSCALE=(-10,10),

```

```

VSCALE=(-2,2),
TITLE='Incoherent Pair xy;',
HTITLE='S (mm);',
VTITLE='Y (mm);G    ';

PLOT HIST, INCP, MAXNP=4000,
H=En/1E9, V=Sqrt[(Px^2+Py^2)/Ps^2]/mm,
HSCALE=(0,0.5*ep/1E9),
VSCALE=(0,60),
TITLE='Incoherent Pair Energy-Angle Distribution;',
HTITLE='E (GeV);',
VTITLE='Q (mrad);G    ';

PLOT SCAT, KIND=3, MAXNP=2000,
H=Px/Ps/mm, V=Py/Ps/mm,
HSCALE=(-5,5),
VSCALE=(-5,5),
TITLE='Final positron Angle Distribution;',
HTITLE='X" (Mrad); G    ',
VTITLE='Y" (Mrad); G    ';

ENDIF;
PLOT LUMINOSITY, KIND=(2,3), VLOG;
PLOT LUMINOSITY, KIND=(1,3), VLOG;
PLOT LUMINOSITY, KIND=(1,2), VLOG;
PLOT LUMINOSITY, KIND=(1,1), VLOG;
PLOT LUMINOSITY, KIND=(3,1), VLOG;
PLOT LUMINOSITY, KIND=(2,1), VLOG;
PLOT LUMINOSITY, KIND=(3,3), VLOG;
PLOT LUMINOSITY, KIND=(2,2), VLOG;

PRINT LUMINOSITY, KIND=(2,3), FILE='ilhami_ep_tf_mr.txt';
PRINT LUMINOSITY, KIND=(1,3), FILE='ilhami_gp.txt';
PRINT LUMINOSITY, KIND=(1,2), FILE='ilhami_ge.txt';
PRINT LUMINOSITY, KIND=(3,1), FILE='ilhami_pg.txt';
PRINT LUMINOSITY, KIND=(2,2), FILE='ilhami_ee.txt';
PRINT LUMINOSITY, KIND=(3,3), FILE='ilhami_pp.txt';

PRINT Lum(1,1),FORMAT=('luminosity_gam_gam=',1pd15.8);
PRINT Lum(2,1),FORMAT=('luminosity_gam_e1=',1pd15.8);
PRINT Lum(3,1),FORMAT=('luminosity_gam_e2=',1pd15.8);
PRINT Lum(1,2),FORMAT=('luminosity_gam_e1=',1pd15.8);
PRINT Lum(1,3),FORMAT=('luminosity_gam_e2=',1pd15.8);

FILE OPEN, UNIT=2, NAME='muftelif.txt';

```

```

PRINT
sigxp,sigyp,betax,betay,s0,StartTimeInt,FORMAT=('sigxp,sigyp,betax,betay,s0,Start
TimeInt=',1pd15.8,1pd15.8,1pd15.8,1pd15.8,1pd15.8,1pd15.8),FILE=2;
FILE CLOSE, UNIT=2;

FILE OPEN, UNIT=3, NAME='mu_1.txt';
PRINT disp_x, bbtshift_xp, bbtshift_x,disp_y, bbtshift_yp, bbtshift_y,
FORMAT=('disp_x, bbshift_xp, bbtshift_x,disp_y, bbtshift_yp,
bbtshift_y,=',1pd15.8,1pd15.8,1pd15.8,1pd15.8,1pd15.8,1pd15.8),FILE=3;
FILE CLOSE, UNIT=3;

!PRINT sigx,sigy,sigz,
FORMAT=('sigx=',1PD11.4,'sigy=',1PD11.4,'sigz=',1PD11.4),FILE=2, APPEND;

! Write particle data onto file
! WRITE BEAM, KIND=2, FILE='thm3.77-34mrad-incbr.dat';

IF incpair > 0;
  WRITE BEAM, INCP, KIND=1, FILE='ilhami_thm_g_right_icp.txt';
  ! WRITE BEAM, INCP, KIND=1, LEFT, FILE='ilhami_thm_g_left_icp.txt';

  WRITE BEAM, INCP, KIND=2, FILE='ilhami_thm_e_right_icp.txt';
  ! WRITE BEAM, INCP, KIND=2, LEFT, FILE='ilhami_thm_e_left_icp.txt';

  WRITE BEAM, INCP, KIND=3, FILE='thm_p_right_icp.txt';
  ! WRITE BEAM, INCP, KIND=3, LEFT, FILE='thm_p_left_icp.txt';

PLOT SCAT, KIND=2, MAXNP=2000,
  H=Px/Ps/mm, V=Py/Ps/mm,
  HSCALE=(-5,10),
  VSCALE=(-3,3),
  TITLE='Final Electron Angle Distribution;',
  HTITLE='X" (Mrad); G ;',
  VTITLE='Y" (Mrad); G ;';

PLOT HIST, KIND=(2,3), INCP, H=En/1E9,
  HSCALE=(0,1.001*ep/1E9,50), VLOG,
  TITLE='Final Electron-positron_INCP Energy Spectrum;',
  HTITLE='E0e1 (GeV); X X ;';

PLOT HIST, KIND=1, INCP,
  H=En/1E9, HSCALE=(0,0.1*ep/1E9,50), VLOG,
  TITLE='Final gamma_INCP Energy Spectrum;',
  HTITLE='E0e1 (GeV); X X ;';

ENDIF;
!
!===== burasi dinamik odak beam size
grafigi=====
SET t0=-1.65*sigz, t1=1.65*sigz, nt=10, dt=(t1-t0)/nt;

```

```

SET i=0;

PUSH Time=(t0,t1,nt);
FLAG OFF ECHO;

SET t=Time/sigz;
SET $t=$FtoA(t,'(F5.2)');
SET $ttlt='Electron Vertical Beam Size t/S0Z1='+$t+';    GX X    ';
IF i==0;
PLOT FUNCTION, PARAMETER=z, H=z,
  V=SigY(1,2,'Abs((T-S)/sigz-z)<0.0215')/micron,
  RANGE=(-4.5,4.5,25), COLOR=BLUE,
  HSCALE=(-4.5,4.5), VSCALE=(0,3.5),
  HTITLE='t/S0z1; GX X', VTITLE='S0y1 (Mm);GX X G ';
! TITLE=$ttlt;
ELSE;
PLOT FUNCTION, NONEWPAGE, PARAMETER=z, H=z,
  V=SigY(1,2,'Abs((T-S)/sigz-z)<0.0215')/micron,
  RANGE=(-4.5,4.5,25),
  HSCALE=(-4.5,4.5), VSCALE=(0,3.5),
  HTITLE='t/S0z1; GX X', VTITLE='S0y1 (Mm);GX X G ';
ENDIF;
! SET $ttlt='Positron Vertical Beam Size t/S0Z1='+$t+';    GX X    ';
PLOT FUNCTION, NONEWPAGE, PARAMETER=z, H=z,
  V=SigY(2,3,'Abs((T+S)/sigz-z)<0.0215')/micron,
  RANGE=(-4.5,4.5,25), COLOR=RED,
  HSCALE=(-4.5,4.5), VSCALE=(0,3.5),
  HTITLE='t/S0z1; GX X', VTITLE='S0y1 (Mm);GX X G ';
SET i=i+1;
ENDPUSH;

! Output differential luminosity
! SET m1=LumEEbin(2,3,1,0), m2=LumEEbin(2,3,2,0);
! WRITE
((LumEEbin(2,3,1,n1),LumEEbin(2,3,2,n2),LumEE(2,3,n1,n2),n1=1,m1),n2=1,m2),
! FORMAT=(G15.7," ",G15.7," ",G15.7);
STOP;

```

ÖZGEÇMİŞ

Adı ve Soyadı : İlhami ERKOYUNCU
Adres : Bingöl Üniversitesi Rektörlük Binası
E-posta adresi : ierkoyuncu@bingol.edu.tr

EĞİTİM BİLGİLERİ

Lisans : Yüzüncü Yıl Üniversitesi, 1999-2004
Yüksek Lisans : Aksaray Üniversitesi, 2014-2018

MESLEKİ DENEYİM VE ÖDÜLLERİ

1. Van Milli Eğitim Müdürlüğü Mehmet Akif Ersoy Lisesi/ Öğretmenlik Stajı
2. Siirt İl Milli Eğitim Müdürlüğü 14 Eylül İlköğretim Okulu / Öğretmenlik

TEZDEN ÜRETİLEN YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER

Ulusal Hakemli Dergilerde Yayınlanan Makaleler

1. Erkoyuncu, İ., Aksakal, H., Dursun, H.İ., 2018. Kütle merkezi enerjisi 3.77 GeV olan elektron-pozitron çarpıştırıcılarında lineer olmayan süreçlerin ve dinamik odaklamanın ışınlık üzerine etkisinin incelenmesi, Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Dergisi.