

**T.C.
SÜLEYMAN DEMİREL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**TÜRK HIZLANDIRICI MERKEZİ SERBEST ELEKTRON
LAZERİ TESİSİ İÇİN UNDULATÖR VE REZONATÖR
OPTİMİZASYONU**

Halime TUGAY

**Danışman
Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU**

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
ISPARTA - 2014**

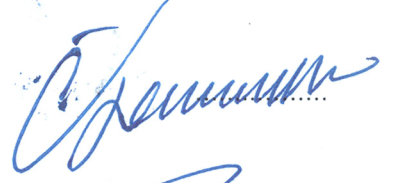
© 2014 [Halime TUGAY]

TEZ ONAYI

Halime Tugay tarafından hazırlanan "Türk Hızlandırıcı Merkezi Serbest Elektron Lazeri Tesisi İçin Undulatör ve Rezonatör Optimizasyonu" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri üyeleri önünde Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda DOKTORA TEZİ olarak başarı ile savunulmuştur.

Danışman

Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU
İstanbul Üniversitesi



Jüri Üyesi

Prof. Dr. Ömer YAVAŞ
Ankara Üniversitesi



Jüri Üyesi

Prof. Dr. İlhan TAPAN
Uludağ Üniversitesi



Jüri Üyesi

Doç. Dr. Abdullah KAPLAN
Süleyman Demirel Üniversitesi



Jüri Üyesi

Yrd. Doç. Dr. M. Ertan KÜRKÇÜOĞLU
Süleyman Demirel Üniversitesi



Enstitü Müdürü

Doç. Dr. Ahmet ŞAHİNER

.....

TAAHHÜTNAME

Bu tezin akademik ve etik kurallara uygun olarak yazıldığını ve kullanılan tüm literatür bilgilerinin referans gösterilerek tezde yer aldığını beyan ederim.

Halime TUGAY

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
İÇİNDEKİLER	i
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	x
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ	6
3. KURAMSAL TEMELLER	12
3.1. Geleneksel Lazerler ve Serbest Elektron Lazeri	12
3.1.1. Geleneksel lazerlere göre SEL'lerin avantajları.....	16
3.1.2. Geleneksel lazerlerdeki anlık yayım ve SEL'de eşfazlı yayım.....	17
3.2. SEL'in Ana Bileşenleri	21
3.2.1 Elektron tabancası.....	22
3.2.2. Paketleyici.....	23
3.2.3. Elektron hızlandırıcısı.....	24
3.2.4. Undulatör	27
3.2.4.1. Düzlem undulatörün manyetik alanı	32
3.2.4.2. Undulatörde elektronun hareketi.....	33
3.2.4.3. Undulatörde elektronun ikinci derecedeki hareketi	35
3.2.4.4. Undulatörde hareket eden koordinat sistemindeki radyasyon	36
3.2.4.5. Undulatörde laboratuvar sisteminde radyasyonun dönüşümü	38
3.2.4.6. Undulatör radyasyonunun yoğunluk-enine-kesiti (lineshape) ve spektral enerjisi	41
3.2.4.7. Undulatörde daha yüksek harmonikler	42
3.2.4.8. Undulatörde enerjinin spektral dağılımı	45
3.2.4.9. Undulatörde paket bağlanma etkisi.....	48
3.2.5. Optiksel kavite (rezonatör)	49
3.2.5.1. Optiksel rezonatörler ve ışın transfer matrisleri.....	50
3.2.5.2. Bir boyutlu optiksel sistemlerde Gaussian demetleri.....	56
3.2.5.3. Gaussian demetlerinin serbest uzay yayılması	57
3.3. SEL Fiziği ve Çalışma Prensibi.....	60
3.4. SEL Kazancı ve Madey Teoremi	69
3.5. Serbest Elektron Lazerinin Yardımcı Parçaları.....	71
3.5.1. Vakum sistemi	71
3.5.2. Güç sistemleri	72
3.5.3. Soğutma sistemleri.....	73
3.5.4. Diagnostik.....	73
3.5.5. Kontrol Sistemi	75
3.6. SEL'in Temel Parametreleri	75
3.6.1. Dalga boyu.....	75
3.6.2. Enerji ve Güç	76
3.6.3. Akı, Parlaklık ve Aydınlik.....	78
3.6.4. Emittans	79
3.6.5. Demet boyutu.....	80
3.6.6. Paket uzunluğu (bunch length)	81
3.6.7. Enerji yayılımı	81

3.6.8. Pik paketçik akımı ve ortalama akım.....	81
4. MATERYAL VE YÖNTEM	83
4.1. Mathematica	84
4.2. FELO	85
4.2.1. feloPlotOptical.....	86
4.2.2. feloPlotTimeSeries	87
4.2.3. feloPlotPhaseSpace	89
4.3. RADIA	89
4.3.1. RADIA'nın hesaplama metodu	90
4.3.2. RADIA'nın uygulama özellikleri.....	91
5. ARAŞTRIMA BULGULARI	92
6. TARTIŞMA VE SONUÇLAR	121
KAYNAKLAR	129
ÖZGEÇMİŞ	137

ÖZET

Doktora Tezi

TÜRK HIZLANDIRICI MERKEZİ SERBEST ELEKTRON LAZERİ TESİSİ İÇİN UNDULATÖR VE REZONATÖR OPTİMİZASYONU

Halime TUGAY

**Süleyman Demirel Üniversitesi
Fen bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı**

Danışman: Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU

Serbest Elektron Lazeri (SEL), rölativistik bir elektron demetinin çok kutuplu birim undulatör magnet içinde salınımlarıyla oluşan elektromanyetik ışınının optik kavite düzeneği içinde doyuma ulaştırılarak dışarı alınması yoluyla elde edilir.

SEL'ler nanoteknoloji, tıp, savunma sanayi gibi pek çok alanda uygulama alanına sahiptirler. Türk Hızlandırıcı Merkezi'nin (THM) ilk tesisi olarak kurulumu devam etmekte olan osilatör modda çalışacak "Turkish Accelerator and Radiation Laboratory at Ankara" (TARLA) tesisi bu uygulama alanları dikkate alınınca ülkemiz için büyük önem taşımaktadır. Bu tesiste, 15-40 MeV enerjili süperiletken doğrusal elektron hızlandırıcısına dayalı olarak 2.5-250 mikrometre dalga boyu aralığında kızılötesi SEL'in üretilmesi planlanmaktadır.

Elde edilmesi planlanan lazerin arzu edilen parametrelerini elde etmek için optimizasyon ve benzetim çalışması yapılmalıdır. Bu tez çalışmasında TARLA için undulatör ve optik rezonatör (kavite) parametreleri hesaplanmış ve simülasyon çalışmaları ile parametre optimizasyonu gerçekleştirilmiştir. Öncelikle, SEL optimizasyonu için gerekli olan dalga boyu, ayna yarıçapı, Rayleigh uzunluğu, güç, tek geçiş kazancı, verimlilik gibi parametreler Mathematica 7.0 programı ile analitik olarak hesaplanmış ve hesaplanan bu değerler kullanılarak FELO ve RADIA ile SEL için benzetim çalışması yapılmıştır.

Anahtar kelimeler: THM, TARLA, Serbest Elektron Lazeri, Kızılötesi, Optimizasyon, Benzetim Çalışması, Analitik Hesaplamalar

2014, 138 sayfa

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

UNDULATOR AND RESONATOR OPTIMIZATION STUDIES FOR TURKISH ACCELERATOR CENTER FREE ELECTRON LASER FACILITY

Halime TUGAY

**Süleyman Demirel University
Graduate School of Applied and Natural Sciences
Department of Physics**

Supervisor: Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU

Free Electron Laser (FEL) is obtained taking out the electromagnetic radiation produced by a relativistic electron beam oscillating in a multi-pole undulator magnet reaches to saturation in an optical cavity system.

FELs have a wide range of applications in nanotechnology, medicine, defense industry etc. The first facility of Turkish Accelerator Center (TAC) called “Turkish Accelerator and Radiation Laboratory at Ankara” (TARLA) working in oscillator mode is now under construction and has a great importance for our country when all these application areas are considered. In this facility the plan is to scan 2.5-250 μ m wavelengths in infrared region by using a superconducting linear accelerator with 15-40 MeV beam energy.

In order to get desired parameters for the laser that is being planned optimization and simulation works must be carried out. In this thesis, TARLA resonator and optical cavity parameters were calculated and simulation studies were carried out for optimization. First of all, parameters such as wavelength, mirror radius, Rayleigh length, power, single pass gain and efficiency, which are necessary for FEL optimization, are calculated analytically with Mathematica 7.0 and simulation studies are performed with FELO and RADIA by using this calculated parameters.

Key words: TAC, TARLA Free Electron Laser, Infrared, Optimization, Simulation, Analytical Calculations.

2014, 138 pages

TEŞEKKÜR

Doktora öğrenimim süresince beni daima destekleyen, yönlendiren ve her konuda yardımcı olan tez hocam Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU'ya sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmamda analitik hesaplamalar ve benzetim programlarının kullanımı çalışmaları Ankara Üniversitesi Hızlandırıcı Teknolojileri Enstitüsü'nde gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmalarım esnasında hem benzetim çalışmaları hem de analitik hesaplamalar konusunda bana her zaman yardımcı olan Ankara Üniversitesi Hızlandırıcı Teknolojileri Enstitüsü Öğretim Üyesi Yrd. Doç. Dr. Avni AKSOY'a çok teşekkür ederim. Ayrıca, Türkiye açısından büyük öneme sahip YUUP projesinin başkanlığını yaparak bizlere yol gösteren ve destek olan Ankara Üniversitesi Hızlandırıcı Teknolojileri Enstitüsü Öğretim Üyesi Prof. Dr. Ömer YAVAŞ'a teşekkür ederim.

Hayatım boyunca benden yardımlarını, maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen annem Muzaffer TUGAY'a, babam Nurittin TUGAY'a ve Dicle Üniversitesi Diyarbakır MYO Elektrik-Elektronik Bölümü Öğretim Görevlisi kardeşim Mehmet TUGAY'a ve ailemin tüm fertlerine ve arkadaşlarıma teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez çalışması, “Türk Hızlandırıcı Merkezi Teknik Tasarımı ve Test Laboratuvarları (DPT2006K-120470)” konulu DPT projesi ve Süleyman Demirel Üniversitesi 3154-D-12 No'lu BAP projesi tarafından desteklenmiştir. Desteklerinden dolayı Devlet Planlama Teşkilatı'na ve Süleyman Demirel Üniversitesi'ne teşekkürlerimi sunarım.

Halime TUGAY
ISPARTA 2014

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 3.1. Farklı parçalarıyla birlikte serbest elektron lazerinin şematik tasarımı	17
Şekil 3.2. Kuantum lazer prensibi	19
Şekil 3.3. (a) Düşük kazançlı SEL prensibi, (b) kendiliğinden genlik atımlı eşzamanlı yayım (SASE) mekanizması	21
Şekil 3.4. TARLA tesisinin elektron tabancasının şematik tasarımı	22
Şekil 3.5. Mikrodalga içinde hareket eden elektronların voltaj altında hareketi	23
Şekil 3.6. RF lineer hızlandırıcı yapısı ve rezonatör sistemi	25
Şekil 3.7. Dairesel hızlandırıcının şematik tasarımı.....	27
Şekil 3.8. λ_u uzaysal periyotlu undulator yapısı	28
Şekil 3.9. Eşzamanlılık için koşulun türetilmesi. Dalga A'dan D'ye doğru hareket ederken elektron A'dan B'ye hareket eder.....	29
Şekil 3.10. Düzlem undulatorün şematik gösterimi	32
Şekil 3.11. $K=1$ (sürekli kırmızı çizgi) ve $K=5$ (kesikli mavi çizgi) undulator parametresi için hareket eden koordinat sisteminde elektronun yörüngesi.	37
Şekil 3.12. Laboratuvar sisteminde durağan (sol) ve yatay olarak $v=0.9 c$ hızıyla hareket eden (sağ) radyasyon karakteristikleri. Dipol düşey yönde salınmaktadır.	39
Şekil 3.13. Undulator parametresi $K=1$ olan $v=0.9c$ 'li elektronun undulator radyasyonu (dalgalı eğri undulatordeki elektron yörüngesini gösterir).	40
Şekil 3.14. Sonlu dalga katarı ve undulator radyasyonunun yoğunluk enine kesitinin (lineshape) fonksiyonu (örneğin; frekansın fonksiyonu olarak şiddet).	41
Şekil 3.15. Farklı K değerleri için ($K=0.2$ ve $K=2$) ileri yönde ve uygun frekans spektrumunda küçük dedektör tarafından gözlenen elektriksel ışık dalgası alanının şematik gösterimi.....	43
Şekil 3.16. 10 periyotlu undulator radyasyonunun çiftlenimli foton enerjisi spektrumu (sol) ve m 'inci harmoniğin $\Omega_m(\omega)$ spektral enerjisi (sağ) grafikleri.	45
Şekil 3.17. Optik kavite çeşitleri	50
Şekil 3.18. Optiksel sistem düzleminde giriş ve çıkış ışınlarıyla birlikte ABCD (şın transfer) matrisinin gösterimi.....	52
Şekil 3.19. Optiksel rezonatördeki bir gidiş geliş benzer şekilde eşdeğer lens çifti dalga kılavuzundan geçiş.....	53
Şekil 3.20. Küresel aynalı üç çeşit optiksel rezonatör a) Kararsız rezonatör, b) kararlılık sınırındaki rezonatör (örnek olarak düzlem rezonatör), c) kararlı rezonatör	54
Şekil 3.21. İki küresel aynalı optiksel rezonatörlerin kararlılık diyagramı.....	56
Şekil 3.22. Gaussian demetinin serbest uzay yayılması.....	58
Şekil 3.23. SEL konfigürasyonları; (a) yükselteç, (b) osilatör, (c) SASE	61
Şekil 3.24. Elektrondan ışık dalgasına enerji transferi (ışık dalgası elektron yörüngesinin her bir yarım periyodu için $\lambda/2$ artışa sahiptir).....	64
Şekil 3.25. Azaltılmış ayar bozma parametresi $\tilde{C}$ 'ye karşı küçük sinyalli (small-signal) kazanç fonksiyonu, $f(\tilde{C})$	68

Şekil 3.26. Undulatör radyasyonunun $\omega_1 \equiv \omega_r$ ilk harmoniği için $I(\omega)$ spektral çizginin yoğunluk enine kesiti eğrisi ve düşük kazançlı SEL'in $G(\eta)$ tipik kazanç fonksiyonu (sağ taraf)	70
Şekil 3.27. OTR kameranın kullanım düzeneği	74
Şekil 3.28. Enine hareketin rölativistik pertürbasyonundan dolayı sinüzoidal hareketin bozulması (distortion).	76
Şekil 4.1. TARLA IR-SEL tesisi	83
Şekil 4.2. FELO kullanılarak benzetim çalışmalarını gerçekleştirme sürecini gösteren diyagram	86
Şekil 4.3. FELO giriş dosyası örneği	86
Şekil 4.4. feloPlotOptical programı kullanılarak elde edilen konum-çıkış gücünün değişimi grafiği.....	87
Şekil 4.5. feloPlotTimeSeries kullanılarak geçişe karşı paketteki (a) maksimum şiddet, (b) tek geçiş kazancı ve (c) ortalama elektron momentumu grafikleri.....	88
Şekil 4.6. feloPlotPhaseSpace kullanılarak elektron fazına karşı elektron momentumunun grafiği.....	89
Şekil 5.1. Undulatör magnette eksene göre gap (g) ve yükseklik (h)	93
Şekil 5.2. (a) U25 ve (b) U90 için farklı gap değerlerinde hesaplanan B_u manyetik alan	94
Şekil 5.3. (a) U25 ve (b) U90 için farklı gap değerlerinde hesaplanan K parametresi	94
Şekil 5.4. (a) U25 undulatöründe ve (b) U90 undulatöründe λ_β değerinin değişimi	97
Şekil 5.5. Undulatörde elektronun hareketi ve radyasyon konisi.....	98
Şekil 5.6. (a) U25 için ve (b) U90 için doyumdaki şiddetin demet enerjisine göre değişimi.....	99
Şekil 5.7. (a) U25 için ve (b) U90 için elektron demet şiddetinin demet enerjisine göre değişimi	100
Şekil 5.8. (a) U25 undulatörü ve (b) U90 undulatörü için demet enerjisi ve manyetik alan B_u 'ya göre radyasyon dalga boyunun değişimi (metre biriminde)	101
Şekil 5.9. (a) U25 undulatöründe ve (b) U90 undulatöründe demet enerjisi ve K parametresine göre radyasyon dalga boyunun değişimi (metre biriminde).....	101
Şekil 5.10. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için farklı harmoniklik değerlerine ve elektron demet enerjisine göre harmoniklik enerjisinin değişimi	102
Şekil 5.11. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji-gap aralığı grafiğinde tek geçiş kazancının değişimi.....	104
Şekil 5.12. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji-gap değişimine karşı ışınımın spot boyutunun değişimi	105
Şekil 5.13. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji-gap değişimine göre ayna eğrilik yarıçapının değişimi	106
Şekil 5.14. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji ve gap aralığına göre ışınımın spot boyutundan hesaplanan Rayleigh uzunluğunun değişimi	107
Şekil 5.15. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için ayna eğrilik yarıçapına bağlı olarak enerji ve gap aralığına göre hesaplanan Rayleigh uzunluğunun değişimi	108

Şekil 5.16. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji ve gap aralığına göre emittansın değişimi	109
Şekil 5.17. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji ve gap aralığına göre normalize emittansın değişimi	109
Şekil 5.18. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için azaltma (attenuation) faktörü ile birlikte tek geçiş kazancının değişimi.....	111
Şekil 5.19. (a) U25 undulatörü için ve (b) U90 undulatörü için farklı paket uzunluğuna ve enerjiye göre elektron verimliliğinin değişimi.....	112
Şekil 5.20. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için ortalama çıkış gücünün enerji ve paket uzunluğuna göre değişimi.....	113
Şekil 5.21. U25 undulatör magnetin RADIA ile tasarımı.....	114
Şekil 5.22. U25 undulatörü için manyetik alanın (a) y-yönündeki ve (b) x-yönündeki değişimi grafikleri	114
Şekil 5.23. U25 undulatörü için (a) kutup materyalinde ve (b) magnet materyalinde manyetizasyonun alan şiddetine (H) göre değişimi grafikleri.....	115
Şekil 5.24. U90 undulatör magnetin RADIA ile tasarımı.....	115
Şekil 5.25. U90 undulatörü için manyetik alanın (a) y-yönündeki ve (b) x-yönündeki değişimi grafikleri	116
Şekil 5.26. U90 undulatörü için (a) kutup materyalinde ve (b) magnet materyalinde manyetizasyonun alan şiddetine (H) göre değişimi grafikleri.....	116
Şekil 5.27. U25 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide doyumdaki SEL çıkış gücünün boyuna profili.....	117
Şekil 5.28. U25 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide doyumdaki SEL çıkış gücünün geçiş sayısına göre değişimi	117
Şekil 5.29. U90 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide doyumdaki SEL çıkış gücünün boyuna profili.....	117
Şekil 5.30. U90 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide doyumdaki SEL çıkış gücünün geçiş sayısına göre değişimi	118
Şekil 5.31. U25 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide maksimum şiddetin geçiş sayısına göre değişimi	118
Şekil 5.32. U90 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide maksimum şiddetin geçiş sayısına göre değişimi	118
Şekil 5.33. U25 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide tek geçiş kazancının) geçiş sayısına göre değişimi	119
Şekil 5.34. U90 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide tek geçiş kazancının geçiş sayısına göre değişimi	119
Şekil 5.35. U25 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide maksimum enerji yayılımının geçiş sayısına göre değişimi	119
Şekil 5.36. U90 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide maksimum enerji yayılımının geçiş sayısına göre değişimi	120
Şekil 5.37. U25 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide ortalama elektron momentumunun geçiş sayısına göre değişimi	120
Şekil 5.38. U90 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide ortalama elektron momentumunun geçiş sayısına göre değişimi	120

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 3.1. Bazı önemli geleneksel lazerler	13
Çizelge 4.1. FELO programının içerdiği dosyalar	85
Çizelge 5.1. U25 ve U90 için hesaplamalarda kullanılan undulatör parametreleri ...	92
Çizelge 5.2. U25 ve U90 için Lazer parametreleri.....	92
Çizelge 5.3. U25 ve U90 için hesaplamalarla ve benzetim çalışmaları ile elde edilen undulatör ve rezonatör parametreleri.....	126

SİMGELER VE KISALTMALAR

CCD	Yük-çiftlenimli cihaz
ERLP	Enerji kazanç linak prototipi
F_f	Foton akısı
g_1, g_2	Ayna kararlılıklarını ifade eden 1 ve 2 aynaları üzerindeki kazanç dağılımı
HHG	Yüksek derece harmonik üretimli
IR	İnfrared
J_m	m'inci derece Bessel fonksiyonu
K	Boyutsuz undulatör parametresi
k	Dalga sayısı
k_u	Undulatör dalga sayısı
L_u	Undulatör uzunluğu
MCT	Mercury kadmiyum tellerüd
OTR	Optik geçiş radyasyonu
Pa	Pascal
P_R	Radyasyon şiddeti
R_1, R_2	Ayna eğrilik yarıçapları
RF	Radyo-frekans
S	Aydınlık
SASE	Kendiliğinden genlik atımlı eşzamanlı yayım
SEL	Serbest Elektron Lazeri
T	Tesla
THM	Türk Hızlandırıcı Merkezi
THM	Türk Hızlandırıcı ve Radyasyon Laboratuvarı
UV	Ultraviyole
VUV	Vakum-ultraviyole
v_p	Faz hızı
XUV	X-ışını ultraviyole
$w(z)$	z-eksenine göre demet belinin değişimi
w_0	Demet beli
z_0	Rayleigh uzunluğu
β	Hızın ışık hızına göre değişim oranı olan Beta parametresi
λ	Dalga boyu
h	Planck sabiti
λ_u	Rayleigh uzunluğu
$\mathcal{A}$	Enine hareketin genliği
γ_z	z-yönünde Lorentz faktörü
γ	Lorentz faktörü
τ	Dalga periyodu (saniye biriminde)
ρ_e	Eğicilik yarıçapı
θ	Elektronun izlediği yol ile dalganın faz cephesi arasındaki açı
ϵ_0	Vakumun permitivitesi
Φ_{mag}	Manyetik potansiyel
$\mathcal{E}$	Elektronun toplam rölativistik enerjisi
ω_m	m'inci harmoniğin açısal frekansı
Ω	Katı açı
η	Verimlilik
σ_θ	Açısal genişlik açısı (undulatör çıkışında radyasyon açısı)
ω_u	$2\pi v_z/\lambda_u$ olarak verilen açısal frekans

n	Kırılma indisi
r_e	Elektronun klasik yarıçapı
$\mathcal{B}$	Parlaklık
$\sigma'_{x,z}$	Demet diverjansı
$\sigma_{x,z}$	Demet boyutu
ε	Emittans
σ_z	Paketçik uzunluğu

1. GİRİŞ

Serbest Elektron Lazerleri (SEL) elektronların atomik veya moleküler yapıya bağlı olmadığı ve elektron kaynağı olarak lineer hızlandırıcıların (LINAC) kullanıldığı lazerlerdir. Işık hızında hareket eden bu rölativistik elektronlar değişken bir manyetik alana sahip salındırıcı içerisinden geçerken bu alandan dolayı hareket yönlerine dik bir hız kazanırlar. Hızın bu dik bileşeni elektronların radyasyon alanıyla etkileşmesini sağlar. Böylece iki alan arasında bir enerji değişimi olur. Elektronların sahip olduğu kinetik enerjinin bir kısmı salındırıcıların sahip olduğu manyetik alan sayesinde, SEL'de elektromanyetik ışıma yoluyla ayarlanabilir dalga boyu, yüksek akı ve parlaklık değerlerine sahip, monokromatik (tek renkli) ve eş fazlı elektromanyetik ışımaya dönüştürülür (Huang, 2006; Aksakal ve Kocaöz, 2009). SEL'ler lineer hızlandırıcılardan veya sinkrotrondan elde edilen IV. Nesil ışınım kaynaklarıdır.

SEL'de yayınlanan radyasyonun dalga boyu elektron enerjisine, undulatör magnetin dalga boyuna ve manyetik alana bağlıdır. Yayınlanan radyasyon “uyarılmış” radyasyondur. Uyarılma süreci doğal olarak meydana gelir. Şayet undulatörden geçiş süresince yayınlanan fotonlar optiksel kavite (rezonatör) tarafından tuzaklanırsa ve yeni bir elektron demetiyle tekrar etkileşirse, bu elektronlar uyarılmış radyasyon yaymaya zorlanır. Bu süreci kazançla ilişkilendirebiliriz. Şayet kazanç kavite kayıplarından daha büyükse lazer yayımı meydana gelir ve doyuma ulaşıldığı zaman optiksel kavitede oldukça eş fazlı enine (transverse) ve boyuna (longitudinal) yayım meydana gelir. Kazanç, dalga boyuyla ve artan elektron enerjisiyle (daha kısa dalga boyu radyasyon) azalır. Bu durumda SEL osilatörünün çalışması oldukça yüksek kaliteli elektron demetini gerektirir (Dattoli vd., 1998).

SEL'lerin dünya çapında;

- nanoteknoloji (nano kristallerin yapısı, küçük nesnelerin görüntülenmesi, düşük dirençli elementlerin araştırılması, fotoelektronların spektroskopisinde yeni yaklaşımlar, çevirme simetrisine sahip olmayan makro moleküler altyapılar, mikro ve iki boyutlu kristaller, biyomoleküllerin fonksiyonu, makro moleküllerin dinamiği, hücresel yapılar),

- nokta kusurların ve safsızlıkların, nanokristallerdeki homojen olmayan dağılımların, sıvılardaki dinamik değişimlerin yapısının ölçülmesi,
- savunma sanayi (çok yüksek çözünürlüklerde radarlara göre eş zamanlı sayılabilecek hızda görüntü elde etme mümkün olabilir),
- atom fiziği (çoklu iyonlaşma, çoklu deşik oluşumu, iç kabukların çoklu foton iyonizasyonu, yüklü iyonların uyarımı ve iyonizasyonu, rezonans elastik saçılma ve lineer olmayan etkilerin araştırılması, yığınların çoklu iyonizasyonu, yığın titreşimleri ve reaksiyonları, faz geçişleri ve yığın eritilmesi, elastik olmayan nükleer rezonans saçılma, mezo sistemlerin üç boyutlu yapısal karakterizasyonu, dinamik süreçler ve zaman çözümlemeli araştırmalar, yapısal değişimlerin incelenmesi),
- plazma fiziği (yapı yoğunluğunda plazma oluşumu, denge dışı plazma durumları, az yoğun maddenin araştırılması, plazma spektroskopisi, plazma durumunun tayini, az yoğun maddelerin araştırılması, plazma spektroskopisi) ve yoğun madde fiziği (manyetizma, faz dönüşümleri, manyetik bölgeler, yüzeyler ve ince filmler, jel manyetizması),
- malzeme bilimi (nano spektroskopisi, polimerlerin dinamiği ve polimer maddelerin özellikleri),
- X-ışınları saçılması yoluyla zaman çözümlemeli yapı tayini, plazmanın X-ışınları ile etkileşmesi, X-ışını atmalarına hidrodinamik tepkinin incelenmesi, X-ışını lazer geçişlerinin araştırılması, yüzeylerden zaman çözümlemeli X-ışını saçılması, lazer kaynaklı süreçlerin X-ışını ile kısa süreli izlenmesi, eş fazlı elastik olmayan X-ışını saçılması,
- faz dönüşümleri, faz geçişlerinin dinamiği, alternatif fazlama metodu, sıvılar ve düzensiz sistemler, yumuşak ara yüzeyler, sıvılardaki dinamik değişimlerin yapısının ölçümü, biyolojik sistemler, yumuşak malzemeli filmlerin incelenmesi, sıvı filmler, lokalize sıvılar, elektrolitik ara yüzeyler, deneysel düzenekler, düşük boyutlarda kolektif uyarılmalar, yüksek basınç ve sıcaklık fazları, ekstra koşullar altındaki malzemeler, faz geçişleri esnasında kısa süreli ara durumlar, katı fazın kararlılığı ve erimenin doğası sürtünme ve kaymanın zaman çözümlemeli yapısal analizi,
- uyarılmalar, elektron gevşeme süreçleri, yoğun madde içinde çoklu foton uyarılmaları, kolektif uyarılmalar,

- örgü kararsızlıklarına dayalı akıllı malzemeler, örgü kararsızlıkları ve yüksek yoğunluklu birleşmeler, nano mertebeli sürtünmeler, mikro yapılar içinde ısısal taşınım,
- polimerlerin dinamiği,
- alternatif fazlama metodu,
- lineer olmayan optik ve kuantum optiği, lineer olmayan süreçler ve kuantum optiği,
- serbest elektronlar, foton ekleme ve çıkarımı, parametrik büyütme, bir lazer alanı içinde kuantum elektrodinamiği,
- atom optiği, dipol kuvvetleri, atom örgüleri, atom girişim ölçümü,
- yüzey ve arayüzey fiziği,
- medikal fizik,
- fotokimyasal süreçlerin incelenmesi

gibi birçok uygulama alanı mevcuttur. Daha çok dünyanın gelişmiş ülkelerinde Almanya (ELBE), Hollanda (FELIX), Japonya (JAERI), Fransa (CLIO), ABD (JEFFERSON) vs.) mevcut olan dünya çapında yaklaşık 35 civarında SEL Laboratuvarı bulunmaktadır. Ancak ülkemizde teşhis ve tedavi amaçlı kullanılan medikal linak ve küçük ölçekli siklotronlar mevcut olmakla birlikte parçacık hızlandırıcılarının Ar-Ge amaçlı kullanıldığı ve çalışır durumda olan bir tesis mevcut değildir. Ülkemizde Kalkınma Bakanlığı (DPT) desteği ile kurulumuna devam edilen Elektron Hızlandırıcısı ve SEL tesisi (TARLA) ülkemizin ilk Ar-Ge amaçlı hızlandırıcı tesisidir ve araştırmacılara Serbest Elektron Lazeri (SEL) ve frenleme ışınımı (Bremsstrahlung) kullanımı sağlayacaktır.

Türk Hızlandırıcı Merkezi'nin Teknik Tasarımını ve ilk tesisin (TARLA) kurulumunu hedefleyen YUUP projesi Ankara Üniversitesi koordinatörlüğünde Devlet Planlama Teşkilatı'nın (DPT) desteğiyle 2006 yılında başlatılmıştır. THM Projesi Ulusal ve Uluslararası Yaygınlaştırılmış Proje (YUUP) formatında yürütülmektedir. Ankara Üniversitesi koordinatörlüğünde yürütülen projede toplam 12 üniversiteden (Ankara, Gazi, Boğaziçi, Doğuş, İstanbul, Uludağ, Erciyes, Osmangazi, Dumlupınar, Niğde, Süleyman Demirel ve Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü) yaklaşık 170 araştırmacı yer almaktadır (Yavaş, 2011).

Türk Hızlandırıcı Merkezi'nde (THM) kurulumu sürmekte olan kızılötesi SEL üreten TARLA tesisinin yanında aşağıda belirtilen hızlandırıcı tesislerinin de bulunması hedeflenmiştir (Yavaş, 2013):

- a) Sinkrotron Işınımı Tesisi
- b) Elektron lineer hızlandırıcısına dayalı SASE-SEL tesisi
- c) Proton Hızlandırıcısı Tesisi
- d) Elektron-Pozitron Çarpıştırıcı Tesisi (Parçacık Fabrikası)

TARLA IR-SEL tesisi içerisinde ise ön planda 3 tane deney istasyonunun kurulması planlanmaktadır. Bu deney istasyonlarında SEL kullanarak SEL fiziği, katı, sıvı ve gaz numuneler için titreşim ve dönme spektroskopisi, malzeme ve yarı iletken çalışmaları için Toplam Frekans Jenerasyonu (SFG) ve Pompa- Sonda tekniklerinin kullanıldığı kızılötesi spektroskopi ve mikroskopi uygulamaları, nanoteknoloji, lineer olmayan optik, fotokimya, biyoteknoloji, malzeme bilimi, tıp, kimya, biyoloji, ziraat ve iletişim alanlarında araştırmaların yapılması mümkün olacaktır.

TARLA tesisinde kurulması planlanan tüm deney istasyonları ise aşağıda ifade edilmektedir (Arıkan, 2013).

- Zamanlama ve senkronizasyon istasyonu (foton diyagnostiği),
- PPT/SFG: Molekül fiziği, malzeme bilimi,
- İnfrared FTTR: Dedektör karakterizasyonu ve geliştirilmesi,
- Biyolojik araştırmalar istasyonu,
- Nanoteknoloji ve malzeme bilimi,
- Fotokimya ve biyoteknoloji istasyonu.

Diğer lazerlere göre geniş frekans aralığı, mikrodalgadan terrahertz radyasyonuna ve kızılötesine hatta görünür, ultraviyole ve X-ışını bölgesine kadar geniş dalga boyu aralığı, eş fazlılık, yüksek şiddet, kutuplanabilirlik ve atmalı zaman yapısı SEL'in avantajlarıdır. Özellikle elektron enerjisini değiştirerek dalga boyunun ayarlanması, yüksek şiddet, yüksek güç, yüksek akı ve parlaklık özelliğinden dolayı SEL'ler

geleneksel lazerlere göre daha avantajlıdır. Bu sebeple Türk Hızlandırıcı Merkezi'nin (THM) ilk aşamasını osilatör modda çalışacak olan bir Ulusal Serbest Elektron Lazeri Test Laboratuvarı oluşturmaktadır. SEL test laboratuvarında 15-40 MeV enerji aralığındaki bir lineer elektron hızlandırıcısı (linak) ile 2.5-250 mikrometre dalga boyu aralığında bir kızılötesi serbest elektron lazerinin elde edilmesi planlanmaktadır ve bu sebeple elde edilecek olan bu lazerin optimizasyonu oldukça önem taşımaktadır.

Kurulacak olan tesis Türkiye'nin ilk Ar-Ge amaçlı tesisi olduğundan ve ülkemiz için birçok alanda yarar sağladığından dolayı, kurulacak olan SEL laboratuvarının optimizasyon çalışmaları ve SEL'in fiziksel özelliklerinin hesaplanması (dalga boyu, kazanç, ortalama güç gibi) büyük önem taşımaktadır. Bu tez çalışmasında SEL'in optimizasyonu için gerekli olan parametreler ile ilgili analitik denklemlerin çözümünde osilatör modda çalışan İnfrared Serbest Elektron Lazeri (IR-SEL), SEL fiziği, Undulatörler ve Rezonatörler konulu kaynak kitaplar ve makaleler incelenmiş, Ankara'daki Türk Hızlandırıcı ve Radyasyon Laboratuvarındaki (TARLA) Serbest Elektron Lazeri'nin kazancı, radyasyon dalga boyu, ortalama gücü, çıkış gücü, verimliliği, şiddeti, ayna yarıçapları, emittans, noormalize emittans, ışıının spot boyutu, Rayleigh uzunluğu gibi fiziksel parametreleri MATHEMATICA programıyla analitik olarak hesaplanmış ve yapılan bu analitik hesaplamalardan yararlanılarak optimizasyon ve benzetim çalışmaları için FELO ve RADIA paket programları kullanılmıştır.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

Serbest Elektron Lazeri (SEL) enerji alışverişinin geleneksel lazerlerdeki gibi sınır elektronlarının kuantum geçişleri ile değil salındırıcıda bir manyetik alan içerisinde serbest olarak hareket eden rölativistik elektron demetindeki elektronlar ile ortam arasındaki manyetik etkileşmeler ile gerçekleştiği dördüncü nesil ışınım kaynaklarıdır.

Serbest Elektron Lazeri, gerek temel ve uygulamalı araştırmalarda gerek endüstriyel ve teknolojik uygulamalar gibi çok geniş bir alanda uygulama alanına sahiptir. Günümüzde araştırmacılar, diğer ışık kaynaklarında olmayan kullanışlı performanslar sergilediği, elektron enerjisinin değiştirilerek dalga boyunun geniş bir ölçek aralığında ayarlanabildiği, diğer lazerlerde bulunmayan dalga boylarında çalışılabildiği, yüksek pik gücüne bağlı olan yüksek tekrarlanabilirlik oranları ve frekans modülasyonlu atmalara ihtiyaç duyulduğu için SEL kullanımına yönelmektedirler. Bu yüzden SEL ile ilgili günümüze kadar pek çok çalışma yapılmıştır.

Kim vd. (1991), Kimyasal Dinamik Araştırma Laboratuvarı'nda (CDRL) İnfrared Serbest Elektron Lazeri'nin (IR-SEL) tasarımını yapmışlardır. Bu tasarımda 50 MeV enerjiye sahip elektron demetleri kullanılarak, yoğun (her bir mikro atımda 100 μ J) ve dar band genişliğine sahip (% 1'den daha az) 3-50 μ m dalga boyunda lazer elde etmişlerdir. Elektron demet enerjisindeki ve ayarlanabilirlikteki değişimler sırasıyla % 0.05'ten daha az olarak ve 1 ps olarak belirlenmiştir. % 10-50 arasında kazanç elde edilmiştir. Çalışmada, paketleyiciler ve hızlandırıcı parçaları üzerinde çeşitli kaynakların dalgalanmaları ve bu dalgalanmaları azaltmak için geri besleme ve ileri besleme opsiyonlarını da tartışmışlardır. Benzetim çalışmalarında kendi geliştirdikleri benzetim kodlarını kullanmışlardır.

Travish vd. (1995), "UCLA Yüksek Kazançlı Kızılötesi SEL adlı çalışmada yüksek kazanç bölgesinde çalışan kısa periyotlu SEL'i ele almışlardır. Çalışmanın odak noktasını kısa dalga boylu SEL'ler için yüksek parlaklıklı elektron demetinin üretimi oluşturmaktadır. Kullanılan hibrid undulatör 1.5 cm periyotludur, 60 cm uzunluğundadır ve 5 cm gap aralıklıdır. K undulatör parametresi 1'dir ve pik alanı 1

kG'dur. Çalışmada analizler sonucunda kazanca karşı akım için benzetim çalışması yapılmış ve akımda % 10'luk bir artış (azalma) çıkış gücünde % 40'lık bir artış (azalma) olduğu gözlemlenmiştir. Bu çalışmada TDA3D kodu kullanmışlardır.

Shizuma vd. (2000),"JAERI-FEL Enerjisinin Geri Dönüşümünün Aktarımı İçin Enjektör Tasarımı" adlı çalışmada enerjinin geri dönüşümü deneylerini lazer şiddetini arttırmak için gerçekleştirmişlerdir. Çalışmada ana demet hattı iki adet 7.5 MV süperiletken hızlandırıcıdan ve 52 periyotlu salındırıcı ile birlikte optiksel rezonatörden meydana gelmektedir. Laboratuvarında uzak infrared SEL (20-30 μm) elde etmek amaçlanmıştır. Çalışmada 500 μs makro atım süresinde ve 10 MHz tekrarlama oranında 1.7 kW çıkış gücü belirlemişler ve $\Delta E = \pm 150 \text{ keV}$, $\Delta E = \pm 50 \text{ keV}$, $\Delta E = \pm 10 \text{ keV}$ enerji yayılımında, $\Delta\theta = \pm 30$, $\Delta\theta = \pm 50$, $\Delta\theta = \pm 200$ derecede boyuna faz uzayı değişimlerini grafiksel olarak elde etmişlerdir. Çalışmada PARMELA ve TRANSPORT kodlarını kullanmışlardır.

Nagai vd. (2001), çıkış çiftlenimini biçimlendiren optiksel rezonatörün performansını JAERI Uzak İnfrared Serbest Elektron Lazeri için ölçmüşlerdir. Ayrıca çıkış çiftlenimi miktarı kullanılarak ve optiksel mod hesaplama kodu (bu kod Fox-Li prosedürü olarak adlandırılan tekrarlamalı hesaplamayı kullanır) kullanılarak hesaplanan optiksel rezonatörün kırınım kayıplarını kullanarak rezonatörün verimlilik (efficiency) faktörünü de türetmişlerdir. Bu hesaplamaların sonucu olarak portatif çiftlenimleyicinin Uzak İnfrared Serbest Elektron Lazerleri için en uygun yapı olduğunu ifade etmişlerdir.

Asgekar vd. (2003), 3-10 μm dalga boyları üreten IR-SEL için S-DALINAC IR-SEL'deki deneysel verilerle yaptıkları çalışmaları karşılaştırmışlardır. Ayrıca benzetim çalışmalarını şiddete karşı farklı eşzamansızlık ve gitgide azalan parametreler için yapmışlardır. Burada, atımlı elektron demeti 2.7 A pik akımına sahiptir ve %5 küçük sinyal kazancı sağlamaktadır. Ayrıca, arka fondan (background) bağımsız ölçüm sağlayan karmaşık otokorelasyon sistemini tanımlamışlardır. Bu çalışmada 0.0-1.3 mm kavite ayarsızlığında ve 9.05-9.20 μm arasında değişen kavite uzunluğunda 152-305 mW güç elde etmişlerdir.

Michel vd. (2004), "ELBE Orta Kızılötesi SEL'in İlk Lazer Yayımı" adlı çalışmada 7 Mayıs 2004'te ilk lazer yayımını elde etmişlerdir. Çalışmada, elektron linak 18 MeV'e kadar elektron demet enerjisi sağlamak ve 1 mA (cw) akım değerinde elektron demetleri üretmektedir. Bu linakta çok çeşitte ikincil radyasyonun üretimine izin verilmiştir. Osilatör SEL, 27.3 mm periyotlu hibrid permanent magnetten meydana gelen iki adet düzlem undulatör biriminden oluşmaktadır. Çalışmada 19.6 μm 'de 16.1 MeV elektron demet enerjisinde 0.6 ms mikro-atımda 3 W optiksel güç elde etmişlerdir. Enerji yayılımını ise, 100 keV'den daha az olarak gözlemlemişlerdir ve mikro-atım yükünü 50 pC olarak ölçmüşlerdir. Bu çalışmada GLAD kodu kullanmışlardır.

Lehnert vd. (2005), ELBE'deki Orta-İnfrared Serbest Elektron Lazerinin optiksel demet özelliklerini ve performansını araştırmışlardır. IR-SEL 4-22 μm dalga boyu aralığında ve 13-35 MeV elektron demet enerjisinde çalışmaktadır. Çalışmalarında 20 μm 'nin aşağısındaki tüm dalga boylarında 50 pC paket yüküne sahip 1W'dan daha yüksek optiksel güç elde etmişlerdir. Optiksel atım genişliğini 11 μm 'de 0.9 ps olarak ölçmüşlerdir ve bu değer optiksel kavite ayarsızlığı ile 4 ps'ye yükseldiğini gözlemlemişlerdir. Optiksel atım genişliğinin tüm durumlarda Fourier limitine yakın olduğunu ifade etmişlerdir.

Lehnert vd. (2006), ELBE'deki U27 SEL undulatörlü lazer için, lazer kazancını ve iç kavite kayıplarını hesaplamışlardır. Yaptıkları çalışmada U27 SEL'in radyasyon kaynağının dış çiftlenimli deliğe sahip beş aynayı kullanmayı sağladığını, bunun arzu edilen lazer kazancını sağlamaya, dış çiftlenimli lazer şiddetini elde etmeye ve optiksel rezonatörün arzu edilen dalga boyu aralığına ulaşmaya izin verdiğini gözlemlemişlerdir. Çalışmalarında elde edilebilir lazer kazancını ve çıkış şiddetini etkileyen diğer faktörün optiksel kavite olduğunu ifade etmişlerdir. CW (Sürekli Dalga) çalışması için, yaklaşık bir dalga boyu kavite ayarsızlığında atımlı mod çalışmasında dış çiftlenimli şiddeti ve lazer kazancını maksimum yapan ve en iyi lazer kararlılığı veren minimum ayarsızlık noktasını seçmişlerdir. Optiksel rezonatörün davranışını anlamak için gidiş geliş kayıplarını ve lazer kazancını ölçmüşler ve her ikisini de, hesaplanan değerlerle karşılaştırmışlardır. Elektron demeti mikro atım katarında, 10 ps kırılmanın sebep olduğu dış çiftlenimli infrared demetinin bozunma ve artış süresini ölçmede MCT dedektörü kullanmışlardır. Tipik

ayarsızlık eğriliğine sahip 5, 10 ve 20 μm dalga boylarında kazanç ve kayıp gözlemlenmişlerdir. Çalışmada 0.06 (% 6) kazanç, %30 maksimum kayıp ve 50 MW güç elde etmişlerdir. Optiksel kavite içindeki gidiş-geliş kayıplarını hesaplamada GLAD programı kullanmışlardır.

Dunning vd. (2006), farklı dalga boyu aralığında çalışan SEL cihazlarını çalışmışlardır. Yükselteç SEL'ler 8-100 MeV foton enerji aralığında (XUV-SEL) ve 3-10 eV enerji aralığında (VUV-SEL) çalışmaktadır. Osilatör SEL ise 2.5-200 μm dalga boyu aralığında (IR-SEL) çalışmaktadır. XUV-SEL kısa ayarlanabilir yüksek parlaklıklı atım üretmektedir, pik çıkış gücü 2-8 GW'tır ve FWHM atım uzunluğu < 50 fs'dir. IR-SEL çıkış gücü 100 fs'de 1.5×10^9 - 1.5×10^9 W olarak elde edilmiştir. SEL undulatörü demet odaklama elemanlarıyla ayrılan undulatör modülü örgülerinden meydana gelmektedir. SEL'in ilk sekiz undulatör modülü düzlemseldir, son beş tanesi ise eliptik olarak polarize olmuş radyasyon üretmektedir.

Dumming vd. (2007), yapmış oldukları diğer çalışmada ise; Duresbury Laboratuvarı'ndaki Enerji Kazanç Linak Prototipi (ERLP) tesisinde inşa edilen IR-SEL için üç boyutlu zamana bağlı modelleme hazırlamışlardır. Benzetim çalışmaları için uygun kavite ayarsızlığı (detuning) çalışmalarını bir boyutlu kod olan FELO kullanılarak gerçekleştirmişlerdir. Aynı analizler GENESIS ve OPC programı ile yapılarak da tekrarlanmış ve karşılaştırılmıştır. İki kod ile aynı 4.4 μm kavite ayarsızlığı (cavity length detuning) değerlerinde 15 MW çıkış gücü ve 5 μm kavite ayarsızlığı değerinde 10 MW çıkış gücü elde edilmiştir. Fakat 5 μm 'den sonra her iki kod ile elde edilen çıkış gücünde az da olsa farklılıklar olduğu gözlenmiştir.

Juhao vd. (2007), Yüksek-Seviye Harmonik Üretimli (HHG) infrared lazerin SEL yayımının özelliklerini ve uygulanabilirliğini incelemişlerdir. Çalışmada HHG beslemesinin boyuna profilinin ve spektral band genişliğinin doyumdan önce SEL etkileşimleriyle önemli ölçüde düzenlendiğini ve bu durumun attosaniye (10^{-18} s) atımlı yapıyı ortaya çıkardığını gözlemlenmiştir.

Zen vd. (2008), 4-13 μm eş fazlı orta infrared radyasyonlar üreten S-band linaklı lazerde 29.5 MeV demet enerjili undulatörde eşzamanlı radyasyonu ölçmüşler ve farklı pik akımlarında optiksel rezonatörün SEL şiddetinin zamana göre değişimini

incelemişlerdir. Gözlemlerinde 29.5 MeV elektron demetinde undulatörde 9.2 μm eşzamanlı yayım elde etmişlerdir. SEL'de kullandıkları linak 10 MV ve 20 MV RF şiddetli harmonik katoda sahip 4.5 hücreli RF tabancadan ve 3 m ilerleyen dalga tipli hızlandırıcı tüpten meydana gelmektedir. Araştırmacılar çalışmalarında 40 MeV, 40 mA ve 3 μs 'lik elektron demetleri elde etmeyi başarmışlardır.

Sei vd. (2009), NIJI-IV depolama halkası kullanan infrared serbest elektron lazerinin lazer yayımını incelemişlerdir. Kullandıkları lazer 1392-1502 nm dalga boyu aralığında çalışmaktadır ve göreceli çizgi genişliği (linewidth) 3×10^{-4} 'tür. Vakum penceresi boyunca geçen IR-SEL'in maksimum şiddeti 0.3 mW'tır ve iç kavite şiddeti yaklaşık 2 W'tır.

Asgekar vd. (2010), Forschungszentrum Dresden-Rossendorf'da (ELBE) uzak infrared SEL için konik (tapered) undulatör deneyleri yapmışlar, rezonatörde dalga kılavuzu şeklindeki ayırıcı ortamın (dispersive medium) varlığının elde edilen SEL sonuçlarında herhangi bir etkisinin olup olmadığına bakmışlar, pozitif ve negatif undulatör alan genliği konisinin (tapering) fonksiyonu olarak doymuş şiddet (saturated power) ve dalga boyu kaymalarını ölçmüşlerdir. Çıkış şiddetinin yararını kanıtlayan pozitif koniklik (tapering) olduğu (örneğin, demet yolu çevresinde undulatör alan genliğinin azalması) tipik yüksek kazançlı SEL'lerin aksine negatif koniklikte (tapering) artış gözlemlemişlerdir. Bu deneyler süresince çıkış pik şiddetinin negatif koniklik için en yüksek değerde olduğunu gözlemlerken, kavite ayarsızlığı eğrilerinin özelliklerini çalışmışlardır. Bu deneylerde eğrilerin genişliklerinin sıfır koniklik için maksimum küçük sinyal kazancı gösterdiğini gözlemlemişlerdir. Doymuş (saturated) çıkış şiddetinin ve kavite ayarsızlık eğrisinin teorik hesaplananlarla uyum içinde olduğunu fakat dalga boyu kaymalarının beklenen değerlerden saptığını gözlemlemişlerdir. Konik undulatör şiddetindeki kazancın salınımın başladığı düşük şiddet seviyelerinde küçük olduğunu gözlemlemişlerdir. Bu deneyde demetleri, 13 MHz atım tekrarlama frekansında, 10.8 A pik akımında ve iki adet 20 MeV süperiletken hızlandırıcı kullanarak hızlandırmışlardır.

Yoon vd. (2011), kısa periyotlu süperiletken undulatöre dayanan IR-SEL'i kullanmışlardır. Deneylerinde kullandıkları yeni tasarlanmış süperiletken undulatör

Lawrence Berkeley Ulusal Laboratuvarı'nda (LBNL) geliştirilmiştir ve büyük undulator parametresine, "cm" mertebesinde dalga boyuna ve geniş gap aralığına sahiptir. Doyumda (kararlı halde) radyasyon şiddetini ve undulatordeki ortalama beta fonksiyonuna bağlı olarak doyum uzunluğunu (saturation length) incelemişler ve maksimum şiddeti $\beta=0.2$ m'de gözlemlemişlerdir. Uzay yükü etkilerinin varlığında undulatordeki beta fonksiyonlarının değişimini incelemişler ve z eksenine göre iki adet beta fonksiyonu gözlemlemişlerdir. Uzay yükü etkilerinin varlığında undulatorün z eksenine göre (görelî) enerji yayılımının (energy spread) % 0.08-% 0.138 arasında değiştiğini gözlemlemişlerdir.

Bluem vd. (2012), 4-500 μm dalga boyu aralığında IR ve THz SEL için Fritz Haber Enstitüsündeki (FHI) elektron hızlandırıcısı ve demet hattını kullanmışlardır. Elektronlar 15-40 MeV demet enerjisinde hızlandırılmıştır. 1 GHz mikro atım tekrarlama frekansında 20 pC'dan daha büyük paket yükünde boyuna emittans (<50 keV ps) ve enine emittans ($<20 \pi$ mm-mrad) gözlemlemişlerdir.

3. KURAMSAL TEMELLER

Bu bölümde lazerin ve SEL'in tanımı yapılacak, geleneksel lazerlere göre SEL'in farkı ve avantajları anlatılacak, SEL'in ana ve yardımcı bileşenleri, SEL fiziği ve düşük kazançlı SEL teorisi gibi konularda bilgiler verilecektir.

3.1. Geleneksel Lazerler ve Serbest Elektron Lazeri

Lazerler elektromanyetik spektrumun kızılötesi (infrared), görünür veya ultraviyole bölgelerinde eş fazlı radyasyonu üreten ve yükseltgeyen cihazlardır. Lazer kelimesi "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" (Radyasyonun Uyarılmış Yayımıyla Işığın Yükseltgenmesi) kelimesinin baş harflerinin birleşiminden oluşmaktadır. Lazer mikrodalga frekanslarında keşfedilen ve radyasyonun uyarılmış yayımıyla mikrodalga ışığının yükseltgenmesi veya kısaca "maser" olarak adlandırılan cihazdaki gibi aynı genel prensiple çalışır. Optiksel frekanslara genişletildiği zaman lazer adını almıştır (Siegman, 1986).

Lazer flaş ışığından pek farklı değildir; fakat lazerden yayınlanan ışık flaş ışığına göre farklılık gösterir. En büyük farkın lazerlerin flaş ışığına göre çok daha güçlü olması olduğu düşünülebilir. Ancak bu durum genellikle yanlıştır. Çünkü bazı lazerler oldukça güçlü olduğu gibi, birçoğu en küçük flaş ışığından bile çok daha zayıftır. Lazerden yayılan ışık ve flaş ışığı arasında üç temel fark vardır. İlki lazer demeti flaş ışığı demetine göre çok daha dardır. İkincisi flaş ışığı demetinin beyaz ışığı çok farklı renklerde ışık içerirken, lazer demeti sadece tek bir renktedir. Üçüncüsü, flaş ışığından olan ışık dalgaları rastgele sıralanırken, lazerler iğne deliğine sığabilecek kadar küçük ince diod lazerlerden çok katlı binaları doldurabilecek kadar büyük, ordu ve araştırma lazerlerine kadar çok çeşitli boyutlarda olabilirler. Farklı lazerler çok farklı renklerde ışık üretebilirler ve ışığın rengi dalga boyuna bağlıdır. Lazer demetindeki tüm ışık dalgaları birbiri ardına sıralanırlar. Karbon dioksit lazerleri ve neodinyum lazerleri tarafından üretilen ışık spektrumun infrared bölgesinde olduğu için insan gözüyle görülemezler. Ruby veya helyum-neon lazerinden elde edilen kırmızı ışık ve argon lazerinden elde edilen mavi ışık insan gözüyle görülebilirler fakat kripton-florid lazeri 248 nm'de ışık yayar ve

ultraviyole bölgede olduğu için direk görsel olarak belirlenemezler. Çizelge 3.1'de bugün mevcut olan lazerlerin bazıları görülmektedir. (Ewing ve Hecht, 2012).

Çizelge 3. 1. Bazı önemli geleneksel lazerler

Lazer	Dalga boyu	Ortalama Şiddet Aralığı
Karbon dioksit	10.6 μm	Mili watt'tan 10 kilo watt'a kadar
Nd:YAG	1.06 μm	Mili watt'tan 100 watt'a kadar
	532 nm	Mili watt'tan watt'a kadar
Nd:Glass	1.05 μm	Watt
Diodlar	Görünür ve IR	Mili watt'tan kilo watt'a kadar
Argon-iyon	514.5 nm	Mili watt'tan 10 Watt'a kadar
	488.0 nm	Mili watt'tan Watt'a kadar
Fiber	IR	Watt'tan kilo watt'a kadar
Excimer	Ultraviyole	Watt'tan 100 watt'a kadar

Lazer radyasyonu akkor lambası veya florasan lamba gibi bilinen ışık kaynaklarından elde edilmeyen pek çok özelliklere sahiptir.

- Düşük frekans band aralığı (10^3 Hz kadar az) ve yüksek geçici eş fazlılık,
- Düşük demet ıraksaması (miliradyan düzeyinde) ve yüksek uzaysal eş fazlılık,
- Odak noktalarında yüksek şiddet (10^{12} W/cm²).

Bu demet karakteristiklerinden dolayı lazer teknolojide birçok uygulama alanı bulmuştur (örneğin lazer cerrahisi, materyal işleyişi). Ek olarak lazer diyotları eşsiz özelliklere sahip olduğu için (küçük boyut, yüksek verim, yüksek kiplenim oranları) optiksel haberleşme gibi alanlarda tercih edilmektedirler (Hodgson ve Weber, 2005; Milloni ve Eberly, 2010).

Optiksel rezonatör olmadan lazer ortamı tarafından yayınlanan radyasyon (katı hal materyali, gaz ya da sıvı) herhangi bir uygulama için güçlkle kullanılır. Aktif atomlar doğal yayım yöntemi süresince çoğunlukla foton ürettiği için, uzaysal eş fazlılık ve odaklanabilirlik göz önüne alındığında, radyasyon termal ışık kaynakları

tarafından yayınlanan ışıktan tamamen farklı değildir. Bunun sebebi, fotonların lazer materyalinin karakteristiği olan ışık frekansları aralığında bağımsız olarak yayınlanmasıdır. Lazer demetlerinin uyarıcı özelliklerini elde etmede, yayınlanan fotonlar aktif ortama geri doldurularak uyarıcı atomlar arasındaki bu eşzamanlılığın olmaması durumunun üstesinden gelinebilir (Hodgson ve Weber, 2005)

İlk lazer, foto uyarımlı ruby ile eş fazlı radyasyonun üretilmesi ile ilgili araştırmalar yapan T. Maiman tarafından 1960'ta inşa edilmiştir. Bundan önce ise N.G. Basov ve A.M. Prohorov (1958), daha sonra C.H. Townes ve A.L. Schawlow da lazer ve maser ile ilgili çalışmalar yapmıştır. Lazer radyasyonunun 1960'ta teorik ve deneysel araştırmalarla keşfi XX'inci yüzyılda bilim ve teknolojiye çığır açan bir buluş olmuştur. Bundan sonra, lazerler fizikte kayda değer bir yere sahip olmuş ve hemen hemen tüm bilimsel çalışmalarda kullanılmaya başlanmıştır. Lazerlerden yayınlanan veya yükseltgenen radyasyon demetleri yönlülük, spektral parite ve yoğunluk gibi önemli özelliklere sahiptir (Ion, 2005).

Serbest elektron lazeri veya SEL, rölativistik hızlarda hareket eden elektron demetlerinin kutupları arasında sinüsel bir manyetik alan bulunan salındırıcı magnetlerden geçirilmesi sonucunda elektron demetinin enerjinin bir kısmını optik alana aktarması ile elde edilir. Elde edilen bu eş fazlı lazer ayarlanabilir dalga boyuna ve yüksek parlaklığa sahiptir. Lazerin üretildiği bu ortama optik rezonatör denir. Tüm lazer sistemlerinde geri besleme optiksel rezonatörlerle yerine getirilmektedir. Uzaysal yoğunluk yapısı, çıkış gücü ve odaklayıcı lensle elde edilebilen minimum odak noktası boyutu gibi demet özellikleri yoğunlukla optiksel rezonatör tarafından belirlenir (Hodgson ve Weber, 2005; Saldin vd., 1999).

SEL geleneksel lazerlerle aynı optiksel özelliklere sahiptir. Fakat demeti şekillendirmede geleneksel lazerlerden çok farklı çalışma prensiplerine sahiptir. Elektronların bağlı atomik veya moleküler seviyelerde uyarıldığı gaz, sıvı ya da katı hal gibi geleneksel lazerlerden farklı olarak SEL'lerde manyetik yapı boyunca serbest olarak hareket eden rölativistik elektron demetleri kullanılır. SEL'deki elektronlar, vakumdaki elektron demetlerinin davranışını sergilerler. Atomlara ve molekülere bağlı olan elektronlar sadece belirli frekanslarda titreşirler. Bu yüzden, bağlı elektronları kullanan konvansiyonel lazerlerdeki lazer ışığı sadece bu belirli

frekanslarda gözlenir. Diğer taraftan SEL'deki elektronlar değişen manyetik alandan geçişleri sırasında titreşime zorlanırlar. Bu yüzden, titreşim frekansı manyetik alanın değerini değiştirerek veya manyetik alanı geçen elektronların hızını değiştirerek ayarlanabilir. Bu özellik lazer frekansını veya eşdeğer şekilde dalga boyunu değiştirebilir. SEL'ler bu özelliklerinden dolayı milimetreden X-ışınına kadar olan herhangi bir dalga boyunda güçlü eş fazlı radyasyon üretirler (Saldin vd., 1999).

Bir SEL'de enerji alışverişi valans elektronlarının kuantum geçişleri ile değil, bir manyetik alan içerisinde serbestçe salınan bir elektron demetindeki elektronlar ile ortam arasında gerçekleşen manyetik etkileşmeler aracılığıyla olduğu için SEL'ler çok geniş bir dalga boyu aralığını kapsayabilmektedirler. Bu serbest elektronların kaynakları linak veya sinkrotron gibi elektron hızlandırıcılarıdır. SEL'ler yüksek kazançlı ve düşük kazançlı SEL olarak ikiye ayrılır. Yüksek kazançlı SEL'lerde uzun salındırıcı magnetler mevcuttur. Düşük kazançlı SEL'lerde ise, kısa salındırıcı magnetler vardır (Schmüser vd., 2008).

SEL prensibi 1970'te John Madey tarafından keşfedilmiştir. 1970'lerin ortalarında 12 µm infrared dalga boyu aralığında çalışan ilk SEL John Madey ve arkadaşları tarafından Stanford Üniversitesi'nde inşa edilmiştir (Elias vd, 1976; Deacon vd, 1977). SEL lazer olarak belirtilmesine rağmen SEL'in çalışma prensibinin geleneksel vakum tüpü aygıtlarına benzediğini belirtmek uygun olur. Bu prensip vakumdaki elektron demetlerinin radyasyonla etkileşimine dayanır. Ayrıca SEL'ler vakum tüpü aygıtlarının sahip olduğu tüm özelliklere sahiptir. SEL radyasyonu daima tamamen polarize olmuştur. SEL'ler elektron demet şiddetinin yüksek verimlilikle radyasyon şiddetine dönüştürülmesini sağlama yeteneğine sahiptir. SEL'ler geleneksel lazerlere göre infrared veya VUV mertebesinde ayarlanabilir eş fazlı radyasyon gerektiren bilimsel uygulamalar için benzersiz bir aygıt olarak kabul edilmektedirler. SEL'in geleceksel bakış açısını dikkate alarak, birçok endüstriyel firma materyal oluşumu, litografi, izotop ayrıştırması ve kimyasal uygulamalar gibi endüstriyel uygulamalar için güçlü UV SEL'ler inşa etmeyi amaçlayan SEL teknolojisindeki yoğun araştırmalara girişmektedir (Saldin vd., 1999; Schmüser vd., 2008).

IR-SEL'ler ise günümüzde hem temel ve uygulamalı araştırmalar için hem de endüstriyel ve teknolojik uygulamalar için kullanılmaktadır.

3.1.1. Geleneksel lazerlere göre SEL'lerin avantajları

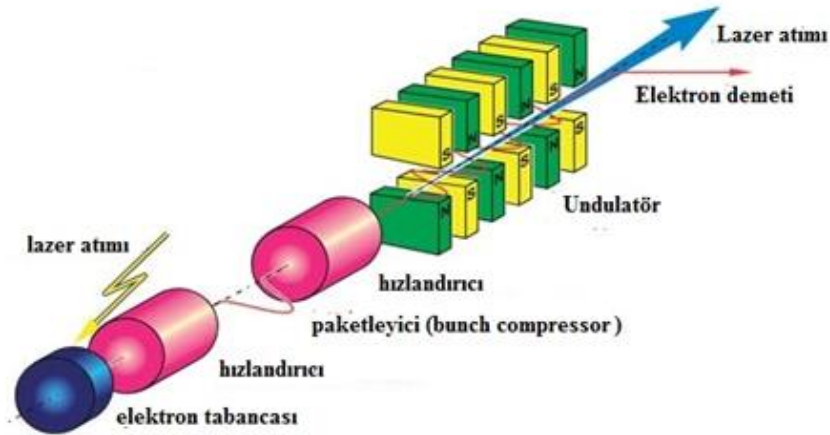
SEL'lerin vakum tüpü aygıtlarının farklı sınıflarını biçimlendirdiğinden bahsettik. Bu bakış açısından yukarda bahsedilen kuantum lazerlerine göre SEL'in avantajlarını anlamak kolaydır. SEL'in ana avantajı radyasyonun ayarlanabilirliğidir. Kuantum lazerinde, dalga boyu aktif ortamın atom veya moleküllerinin kuantum seviyeleri arasında farklı enerji geçişleriyle tanımlanır. Şu ana kadar keşfedilen aktif ortam biçiminin çeşitliliğine rağmen, kuantum seviyelerinin sayısı sonlu kalacaktır. SEL'in çalışma frekansı tasarımıyla, başka bir deyişle elektromanyetik yapının karakteristiği ile (dalga kılavuzu duvarları, rezonatör aynaları vs.), elektron demet parametreleriyle, etkileşme bölgesindeki elektrik ve manyetik alanların karakteristiğiyle tanımlanır. Bu sebeplerden dolayı, prensipte herhangi bir arzu edilen çalışma frekansında SEL'ler ayarlanabilir özelliktedir (Freund ve Antonsen, 1996).

SEL'in bir diğer önemli özelliği; radyasyonun daima eş fazlı olması, kırınım ve dağılım gibi özelliklere sahip olmasıdır. Başka bir deyişle, SEL radyasyonu daima, radyasyonun boyutunun tamamen kırınım etkileriyle tanımlandığı nokta (spot) üzerinde odaklanır. SEL'in bu özelliği elektromanyetik alan oluşumunun vakumda gelişmesinden dolayıdır. Bu durum, büyük uzaklıklar boyunca lazerin taşınmasında ve yüksek yoğunluk elde etmede SEL uygulamaları için geniş oranda olanaklar ortaya çıkarır. SEL'in aksine güçlü lazerlerin radyasyon dağılımı genellikle kırınım limiti değerini önemli ölçüde aşar. Radyasyon dağılımının büyümesine sebep olan temel etkiler termal etkilerden dolayı aktif ortamın kırılma indisinin ve aktif ortamdaki lineer olmayan etkilerin değişken yapıda olmasıdır (Saldin vd, 1999).

Ortalama çıkış gücünün yüksek seviyesine ulaşmada SEL'ler geleneksel lazerlere göre önemli ölçüde avantajlı hale gelir. Geleneksel lazerlerde pompalanan enerjinin kullanılmayan bölümü aktif ortamda yok olur. Böylece ortalama çıkış gücünü arttırma olasılığı ısı eliminasyon problemiyle sınırlandırılır. Bunun aksine SEL yükseltecinde radyasyon için elektron demet enerjisi değişimi yöntemi vakumda meydana gelir. Elektron demetinin kullanımı hızlandırıcı teknolojisinde rutin bir durumdur (Saldin vd, 1999).

Net elektriksel gücü, radyasyon gücüne dönüştürmede SEL bir birime yakın yüksek verim sağlayabilir ve böyle yüksek verime ulaşmayı engelleyen temel fiziksel sınırlamalar yoktur. Kuantum lazerlerinin aksine SEL’de çok fazla sayıda elektronlar eş fazlı olarak yayınlanırlar. Çünkü ışık dalga boyunun ölçeği üzerinde mikro paketlenme adı verilen, kendi kendine düzenlenme mevcuttur. Radyasyon gücü bu yüzden bu parçacıkların sayısı ile kuadratik olarak ölçeklenir.

SEL’in ana bileşenleri elektron kaynağı, paketleyiciler, paketlenmiş rölativistik elektron demeti sağlayan hızlandırıcı, undulatör (salındırıcı) magnet ve optik kavitedir (rezonatör) (Şekil 3.1). Kaynaktan çıkan elektronlar istenilen zaman yapısına sahip olabilmeleri için paketleyiciler ile sıkıştırıldıktan sonra ana hızlandırıcılara yönlendirilirler. Ana hızlandırıcılarda yüksek enerjilere ulaştırılan elektronlar salındırıcılara sokulurlar. Salındırıcıdan geçerken salınım hareketi yapan elektronlar enerjilerinin bir kısmını optik alana bırakırlar ve ayarlanabilir dalga boylu, yüksek akı ve parlaklık değerlerine sahip monokromatik ışınım oluştururlar (Saldin vd., 1999; Schmüser vd., 2008).



Şekil 3.1. Farklı parçalarıyla birlikte serbest elektron lazerinin şematik tasarımı

3.1.2. Geleneksel lazerlerdeki anlık yayım ve SEL’de eş fazlı yayım

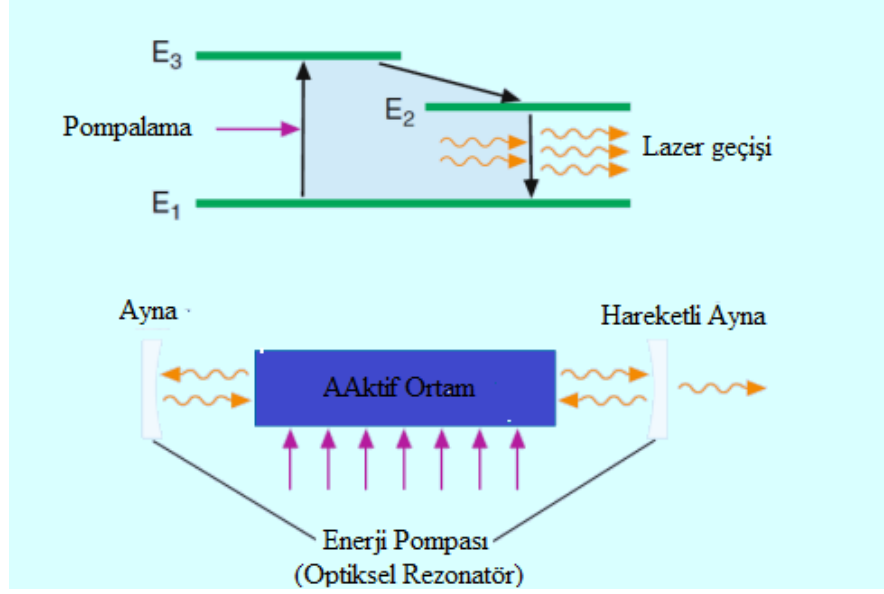
Bir geleneksel lazer üç ana bileşenden oluşur. Bu ana bileşenler; en az üç enerji seviyeli lazer ortamı, popülasyon terslenmesini oluşturan enerji pompalanması ve optiksel rezonatördür. Mono-mod bir lazerde aslında kavitenin bir optiksel öz modu uyarılır. Bu moddaki fotonların hepsi aynı ω frekansına, aynı yöne ($\mathbf{k} = (k_1, k_2, k_3)$)

dalga vektörü ile tanımlanır), aynı polarizasyona ve aynı faza sahiptir. Bu kuantum sayıları $|a\rangle$ Dirac ket vektörü ile belirtilen iyi tanımlanmış kuantum seviyelerini karakterize ederler. Fotonların spini 1'dir ve Bose-Einstein istatistiğine uyarlar; bunlar aynı kuantum seviyesini işgal etme eğilime sahiptirler (Schmüser vd., 2008).

Rezonatörün içinde E_1 taban durumuna giderek $\omega = (E_2 - E_1)/\hbar$ frekanslı radyasyon yayınlatabilen E_2 uyarılmış durumda birçok atom mevcuttur. Lazer ışını yayma sürecinin başlangıcında $|a\rangle$ kuantum seviyesinde sıfır foton mevcuttur. p_{spont} 'u bu kuantum seviyesinde eşzamanlı yayımla atomun kendi fotonunu yayınladığı olasılık olarak farz edelim. Bu foton aynalar arasında ileri ve geri yönde ilerleyecektir ve kavite içinde kalacaktır. Fakat $|b\rangle$ kuantum seviyesindeki rezonatör ekseninden farklı yönde aynı p_{spont} olasılıkla yayınlanan herhangi diğer bir foton optiksel rezonatörden hemen kaçacaktır. Bu yüzden $|a\rangle$ seviyesindeki fotonların sayısı zamanla artar. Şayet $|a\rangle$ seviyesinde (state) n foton daha önceden mevcutsa, bu seviyeye giden $(n + 1)$ foton sayısı, diğer herhangi bir $|b\rangle$ seviyesindeki yayım için p_{spont} olasılığından $(n + 1)$ kez daha büyüktür (Schmüser vd., 2008).

$$p_n = (n + 1)p_{\text{spont}} \quad (3.1)$$

Burada, n faktörü, $|a\rangle$ kuantum seviyesinde daha önceden mevcut olan fotonlar tarafından indüklenen uyarılmış yayım için ve 1 faktörü enerji korunumunda izin verilen herhangi bir son seviye için aynı p_{spont} olasılığına sahip kendiliğinden (spontaneous) yayım ifade etmek amacıyla konulmuştur. Kuantum alan teorisinden türetilen bu denklem lazerin fiziksel temelini ifade eder. Lazer ışını yayan süreç gürültüden başlar. Yani uyarılmış atomlarla gerçekleşen kendiliğinden yayım ve uyarılmış yayım, ışık yoğunluğunda eksponansiyel büyümeyle sonuçlanır (Schmüser vd., 2008).



Şekil 3.2. Kuantum lazer prensibi

Kuantum mekaniği çerçevesinde uyarılmış yayım için olasılığın daha önceden mevcut olan foton sayısı ile orantılı olduğu anlaşılabılır. Kuantum mekaniğindeki optiksel geçişleri hesaplamak için alışlagelmiş bir metod olan pertürbasyon teorisi kullanılır. Atomdaki elektron Schrödinger denkleminin uyan dalga fonksiyonuyla tanımlanır. Taban durumundan uyarılmış duruma geçişe veya uyarılmış durumdan taban duruma geçişe, temelde dışarıdan gelen ışık dalgasının alanında, elektronun potansiyel enerjisi olarak ifade edilen pertürbe edici Hamiltonyen sebep olur. Bu elektromanyetik alan, yine de, klasik elektrodinamik kanununu kullanarak klasik bir nicelik olarak ele alınır. Atomun iki seviyesi arasındaki geçiş için matris elemanı, ışık dalgasının E_0 elektrik alanıyla ve Fermat'ın Altın Kuralı'nı kullanarak hesaplanabilen geçiş olasılığı E_0^2 ile orantılıdır. Optiksel rezonatörün $\mathcal{V}$ hacmi içindeki alan enerjisi;

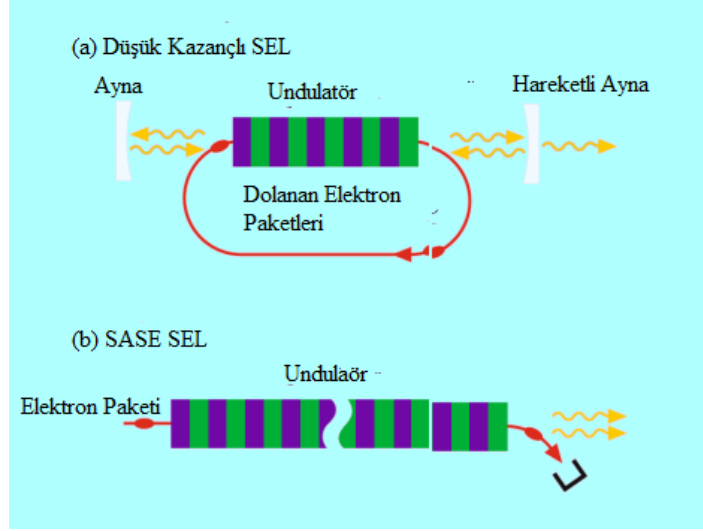
$$\frac{\epsilon_0}{2} E_0^2 \mathcal{V} = n \hbar \omega \quad (3.2)$$

ile verilir, burada n optiksel kavitedeki foton sayısıdır. Bu yüzden uyarılmış yayım için olasılık gerçekte $|a\rangle$ kuantum seviyesinde daha önceden mevcut olan n sayısı ile orantılıdır. Kuantum mekaniksel pertürbasyon teorisi için erişilebilir olan iki ışınlımsal süreç; radyasyonun soğurulması ve radyasyonun eşzamanlı yayımıdır. Her iki süreç de aynı olasılığa sahiptir. Denklem (3.1)'deki "1" faktörü ne kuantum

mekanikleriyle ne de klasik elektrodinamikte açıklanamayan kendiliğinden yayıma uyar. Kendiliğinden yayımın teorik açıklaması için sadece elektronlar değil aynı zamanda radyasyon alanı da “kuantize edilmelidir”. Bu durum, Kuantum Elektrodinamiği’ne ve elektromanyetik etkileşimlerin kuantum alan teorisine öncülük eder. Kuantum alan teorisinde taban durumu, “vakum” olarak adlandırılmasına rağmen, matematikteki boş seriyle (empty set) aynı anlamda değildir. Tam tersi olarak, taban durumu birçok aktivite ile doludur. Yani daima kısa-ömürlü sanal fotonlar ve parçacık-anti parçacık çiftleri yaratılır ve yok edilir. Bu vakum dalgalanmaları olarak adlandırılan durum atomik enerji seviyelerinde teorik olarak iyi anlaşılan ve deneysel olarak da kanıtlanan etkiye sahiptir. Undulatör boyunca hareket eden uyarılmış atomla veya elektronla radyasyonun uyarılmış yayımı vakum dalgalanmalarıyla uyarılan yayım olarak yorumlanabilir (Saldin vd., 1999).

Geleneksel kuantum lazerindeki elektronlar atomik, moleküler veya katı-hal enerji seviyelerine bağlıdır (Şekil 3.2). Bu yüzden, elektronların vakumda hareket ettiği serbest elektron lazerinin aksine bu cihaz bağlı-elektron lazeri olarak adlandırılabilir (Saldin vd., 1999).

SEL’de (Şekil 3.3), aktif lazer ortamının ve enerji pompasının rolünün her ikisi de rölativistik elektron demeti tarafından üstlenilir. Kızılötesi ve optiksel dalga boylarında çalışan SEL optiksel rezonatörle donatılabilir, fakat dalga boyu 100 nm’nin aşağısına düşürülürse, bu artık mümkün değildir. Çünkü, burada metallerin ve diğer ayna kaplamalarının yansıtıcılığı normal tekrar oranında hızla sıfıra düşer. En uç-ultraviyole ve X-ışını bölgesinde büyük lazer kazancı uzun undulatör magnetin tek bir geçişinde başarılmalıdır. Kendiliğinden Genlik atımlı Eşzamanlı Yayım (SASE) bu kısa dalga boylarında yüksek-kazanç SEL’lerini gerçekleştirmeye izin verir (Dattoli ve Renieri, 1990).



Şekil 3.3. (a) Düşük kazançlı SEL prensibi, (b) kendiliğinden genlik atımlı eşzamanlı yayım (SASE) mekanizması

Düşük kazançlı SEL teorisinde undulatordeki elektronlar ve daha önceden mevcut ışık dalgası arasındaki çiftlenim ışık dalgasının E_0 elektrik alanıyla orantılıdır ve lazer kazancı ise E_0^2 ile orantılıdır. Örneğin; ışık dalgasındaki foton sayıları için bu durum geçerlidir. Bu yüzden, SEL ile ilgili konuşurken, radyasyonun uyarılmış yayımıyla ışığın yükseltgenmesi şeklinde ifade edilmesi çok doğrudur. Ayrıca, SEL'den ortaya çıkan ışık geleneksel lazer ışığıyla aynı özelliklere sahiptir. Bu ışık hemen hemen tek renkli, polarize olmuş, oldukça parlak, sıkı şekilde kolime edilmiş, yüksek derecede enine eş fazlılığa sahiptir (Bonifacio ve Casagrande, 1984).

SEL denklemleri kuantum teorisi metodlarını kullanmadan klasik rölativistik elektrodinamikten türetilir. Atomlardaki optiksel geçişlerden farklı olarak, undulatorde veya SEL'de yayınlanan şiddetin hesaplanmasında hiçbir kuantum mekaniksel matrise gerek yoktur. Fakat radyasyon için hızlandırıcı vasıtasıyla klasik Larmor formülü izlenebilir. Elbette foton sayılarıyla veya elektronun foton yayımını gerçekleştirdiği enerji değişimi ve momentum ile ilgilenildiği zaman $E=\hbar\omega$ ana Planck bağıntısı kullanılmalıdır (Schroeder vd., 2001).

3.2. SEL'in Ana Bileşenleri

Serbest elektron lazeri elde edebilmek için bir elektron kaynağı (elektron tabancası), bu elektron kaynağından çıkan elektronları sıkıştırmak için paketleyici, paketlenmiş

elektronları rölativistik hızlara çıkarabilecek bir hızlandırıcı, hızlandırılan bu elektronların salınım yapmasını sağlamak için bir salındırıcı ve oluşacak ışınımı yönlendirmek için bir optik kaviteye ihtiyaç vardır. Bu parçalar detaylı olarak aşağıda tartışılmıştır.

3.2.1 Elektron tabancası

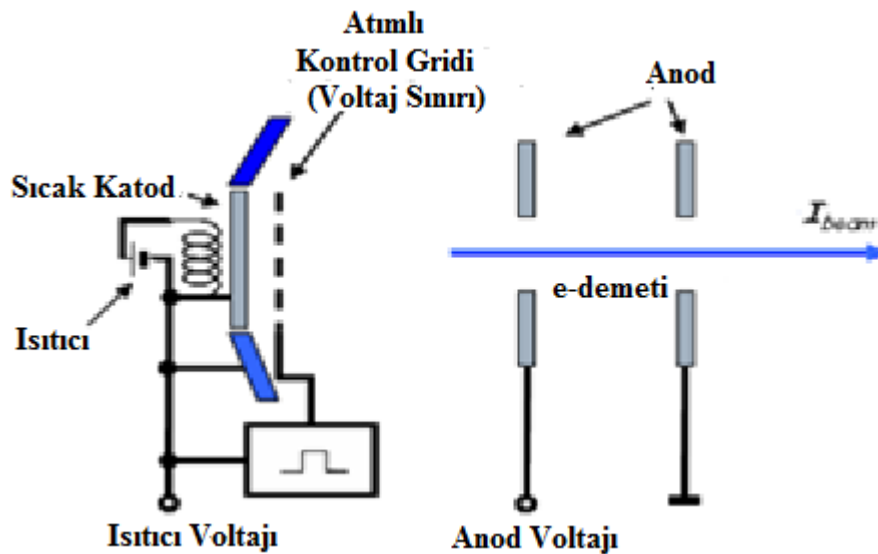
Elektron tabancası elektron üreten ve bunları kullanılabilir demete dönüştüren bir cihazdır. Elektron tabancasında sürekli elektron kaynağı üretmek için termoiyonik yayım kullanılır. Bunun için katod ve anod arasında bir enerji farkı oluşturulur. Bu elektrik enerjisi W_e ;

$$W_e = Q_e V = eV \quad (3.3)$$

ile verilir. Burada $Q_e = e = (1.6 \times 10^{-19})$ elektronun yükü ve V katod ve anod arasındaki hızlandırıcı voltaj farkıdır. Bu enerji elektronun ϵ_k kinetik enerjisine dönüştürülür. Elektronun hızı v ;

$$\epsilon_k = \frac{1}{2}mv^2 \quad (3.4)$$

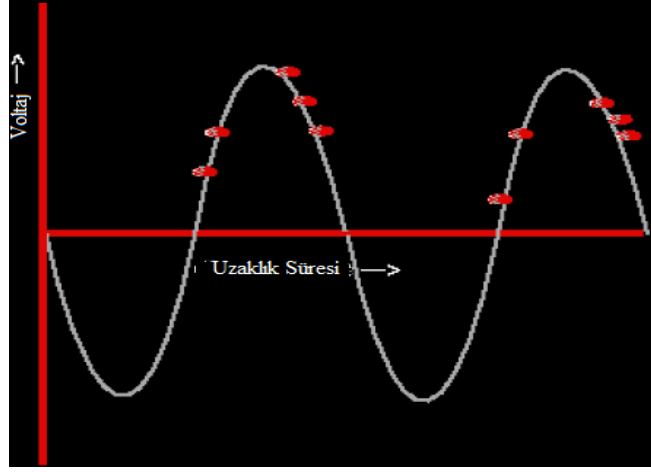
kinetik enerji formülünden hesaplanır (Avison, 1989).



Şekil 3.4. TARLA tesisinin elektron tabancasının şematik tasarımı

3.2.2. Paketleyici

Elektron tabancasından çıkan elektron demeti, sıkıştırılarak etkin bir şekilde hızlandırılmak için alt harmonik paketleyici adı verilen RF oyuklara aktarılır. Paketleyicinin amacı, elektron tabancasından çıkan elektron demetini paketlemektir. Şekil 3.5'te gösterildiği gibi elektronlar, mikrodalganın tepesinde iken dalgadan daha fazla enerji alırlar ve daha fazla hızlanırlar. Öyle ki, dalga üzerinde yüksek seviyelerde bulunan elektronlar, daha alçakta yavaş ilerleyen elektronlara yetişirler. Dalganın alçak seviyelerinde bulunan elektronlar ise, hızlarını yavaşlatırlar ve elektron paketçisine geri çekilirler. Böylece mikrodalganın etkisiyle paketçikler biçimlenmeye başlarlar.



Şekil 3.5. Mikrodalga içinde hareket eden elektronların voltaj altında hareketi

Alt harmonik paketleyicide biçimlenen elektron paketçiklerinin frekans değerleri lineer hızlandırıcıya girmek için yeterli değildir. Alt harmonik paketleyiciden çıkan paketçikler daha yüksek frekans değerlerine çıkmak için ana paketleyiciye girerler. Ana paketleyici ile alt harmonik paketleyicinin çalışma sistemi benzerdir. Fakat ana paketleyiciler, daha yüksek RF frekansına sahiptir ve elektron demetlerinin yayınımlarını daha da küçülterek paketçığı sıkıştırmaya çalışırlar. Dolayısıyla sıkışan paketçiklerin hızları bir miktar daha artar. Daha sonra elektronlar artan hızları ile lineer hızlandırıcıya sokulurlar (Gezgin, 2009).

3.2.3. Elektron hızlandırıcısı

Lineer hızlandırıcı (linak) yüklü parçacıkların düz bir yol boyunca hareket ettiği ve zamana bağlı elektromanyetik alanla hızlandırıldığı hızlandırıcılardır. RF Linak'da demet zamana harmonik olarak bağlı şekilde RF elektromanyetik alanlarla hızlandırılır. İlk lineer hızlandırıcı Rolf Wideröe tarafından 1928'de yapılmıştır. Lineer hızlandırıcının tasarımı klasik fizik, klasik mekanik, elektromanyetizma ve rölativite teorisini gerektirir. Lineer hızlandırıcı yüksek kaliteli ve yüksek enerjili demetler sağlar (Wangler, 2008). Lineer hızlandırıcının boyutları birkaç metreden birkaç km'ye kadar değişir. Düşük enerjili hızlandırıcılarda çalışan SEL'ler için (MeV mertebesinde) mikrodalga ve kızılötesi bölgede kullanılan hızlandırıcıların en popülerleri RF lineer hızlandırıcılardır (Onuki ve Elleaume, 2003). Şekil 3.6 böyle bir hızlandırıcıyı, bu hızlandırıcıda kullanılan rezonatörü, mikro atma, makro atma ve rezonatör çıkış grafiklerini göstermektedir. Lineer hızlandırıcıda yayınlanan radyasyonun şiddeti;

$$P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2 \dot{v}^2}{3c^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{3m^2 c^3} \left(\frac{dp}{dt} \right)^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{3m^2 c^3} \left(\frac{dE_t}{dx} \right)^2 \quad (3.5)$$

ile verilir. Burada dE_t/dx her bir birim uzaklıkta enerji değişimi oranıdır. Radyasyon şiddet kaybının dış hızlandırıcı kaynaktan olan şiddet kaynağına oranı;

$$\frac{P}{dE_t/dt} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{3m^2 c^3 v} \left(\frac{dE_t}{dx} \right) \approx \frac{2}{3} \frac{r_e}{mc^2} \left(\frac{dE_t}{dx} \right) \quad (3.6)$$

ile verilir. $r_e = 2.82 \times 10^{-15}m$ elektronun klasik yarıçapıdır. Şayet ϵ hızlandırıcı boşluğundaki maksimum elektrik alan ise, hızlandırıcı alan;

$$E_z = \epsilon \cos \omega t \quad (3.7)$$

ile verilir.

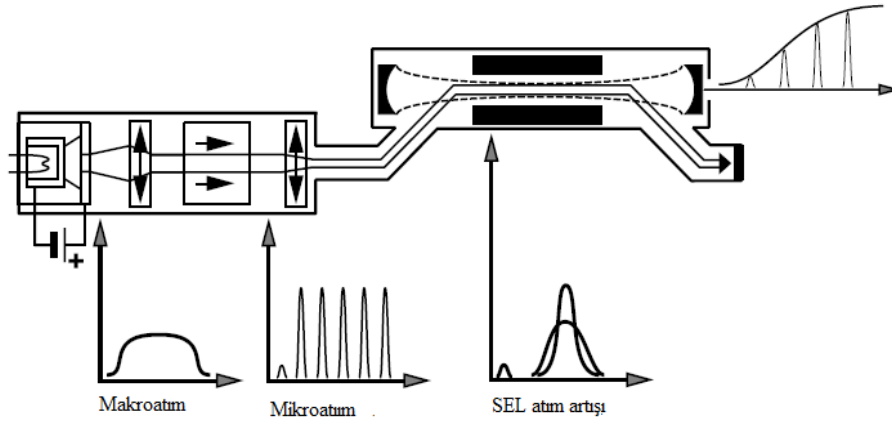
Hızlandırıcı boşluğunu geçen elektronun toplam enerji kazancı;

$$\Delta E_t = e \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \epsilon \cos \frac{\omega s}{v} ds = e \epsilon g T_{tr} = e V_0 \quad (3.8)$$

şeklindedir. Burada $V_0 = \epsilon g T_{tr}$ boşluğun etkin voltajıdır ve T_{tr} ;

$$T_{tr} = \frac{\sin(\pi g / \beta \lambda)}{(\pi g / \beta \lambda)} \quad (3.9)$$

ile verilen geçiş süresi faktörüdür. $\lambda = 2\pi c / \omega$ RF dalga boyudur ve $\pi g / \beta \lambda$ boşluk boyunca RF faz kaymasıdır. Şayet durağan dalga yapısının gap uzunluğu drift tüpü uzunluğuna eşitse, örneğin; $g = \beta \lambda / 2$ ise, geçiş zamanı faktörü $T_{tr} = \sin(\pi/2) / (\pi/2) = 0.637$ 'dir. Bu, parçacık hızlandırması için RF voltajının sadece % 63'ünün kullanılması demektir. Verimliliği artırmak için g gap uzunluğu azaltılmalıdır. Fakat küçük g boşlukta kıvılcıma sebep olur. $g < \beta \lambda / 4$ için göreceli olarak küçük kazanç mevcut olduğundan gap (g) linak performansını optimize etmek için tasarlanır (Lee, 2005).



Şekil 3.6. RF lineer hızlandırıcı yapısı ve rezonatör sistemi

Dairesel hızlandırıcıda ise (Şekil 3.7), her bir dönüşte enerjinin değişimi küçükken, $\vec{p}$ yön değiştirir.

$$\frac{d\vec{p}}{d\tau} = \gamma \omega |\vec{p}| \gg \frac{1}{c} \frac{dE_t}{d\tau} \quad (3.10)$$

Burada $\omega = \beta c / \rho_e$ ve ρ_e eğicilik yarıçapıdır. Işınlanan şiddet;

$$\frac{2}{3} \frac{r_0}{mc} \gamma^2 \omega^2 |\vec{p}|^2 = \frac{\beta^4 c C_\gamma E_t^4}{2\pi \rho_e^2} \quad (3.11)$$

ile ifade edilir. Burada r_0 parçacığın klasik yarıçapı, m kütlesidir ve

$$C_\gamma = \frac{4\pi r_0}{3(mc^2)^3} = \begin{cases} 8.85 \times 10^{-5} [\text{m}/(\text{GeV})^3] & \text{elektronlar için} \\ 7.78 \times 10^{-18} [\text{m}/(\text{GeV})^3] & \text{protonlar için} \end{cases} \quad (3.12)$$

ile verilir.

Yüksek enerjili elektron sinkrotronunun veya depolama halkasının eğici magnetlerinde rölativistik elektronlar halkanın merkezine doğru hızlandırılır ve dairesel yörüngeye teğetsel olarak sinkrotron radyasyonu yayınlırlar (Schmüser vd., 2008). Genellikle paketteki farklı elektronlar bağımsız olarak radyasyon yayarlar. Bu yüzden radyasyon eş fazlı değildir. Frekans spektrumu süreklidir ve sıfırdan ω_c kritik frekansının ötesinde frekanslara kadar uzanır.

$$\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2R_e} \quad (3.13)$$

Burada R_e eğici magnetteki eğrilik yarıçapı, γ Lorentz faktörüdür

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} = \frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} \quad (3.14)$$

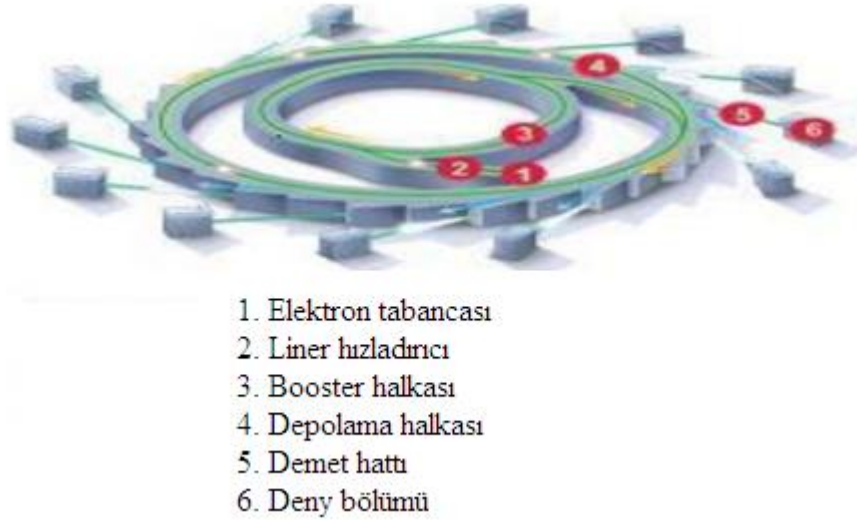
ve $\mathcal{E}$ elektronun toplam rölativistik enerjisidir. Eğici magnetteki B alanının yayılım enerjisi;

$$P_{\text{syn}} = \frac{e^4 \gamma^2 B^2}{6\pi\epsilon_0 cm_e^2} = \frac{e^2 c \gamma^4}{6\pi\epsilon_0 R_e^2} \quad (3.15)$$

şeklindedir.

Şiddetin büyük bir kısmı dairesel yörüngeanın anlık teğeti etrafında odaklanan $1/\gamma$ açısının dar konisinin içinde yer almaktadır. Sinkrotron gibi dairesel hızlandırıcılarda parçacıklar $E=0$ 'dan başlayan bir enerji ile hızlandırılmazlar. Bunun nedeni $B=0$ 'da

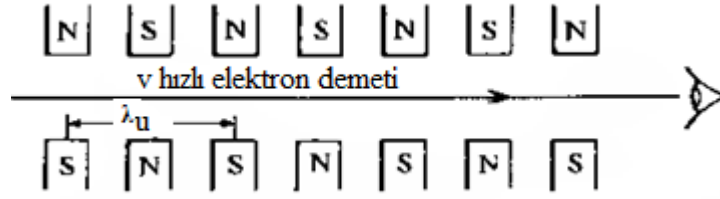
çalışmaya başlayan ve lineer olarak artan bir mıknatısın üretilmemesidir. Bu sorun parçacığın ideal yörüngesinden sapmasına ve demetin kaybolmasına sebep olur. Bu nedenle parçacıkların dairesel hızlandırıcıya gelmeden önce lineer hızlandırıcıda belirli bir enerjiye kadar gelmesi gerekir (Wiedemann, 2007).



Şekil 3.7. Dairesel hızlandırıcının şematik tasarımı

3.2.4. Undulatör

Elektron demeti yön değiştirdiği zaman sürekli frekans bandında radyasyon yayar. En göze çarpanı, sinkrotron yörüngesinde elektron tarafından üretilen şiddetli radyasyondur. Birçok laboratuvarında, makinenin dışına teğetsel olarak verilen bu sinkrotron radyasyonu şiddetli ilüminasyon veren deneyler için katı hal fiziği, kimya biyoloji vs. alanlarında çalışan birçok bilim adamı tarafından kullanılmaktadır. Bu radyasyon, bazen deve hörgücü çizen şekli takip ederek birkaç magnetin yardımıyla cihazdan ayrılırken demeti zigzaglayarak (wiggling) belirli frekans aralığında toplanır. Böyle bir cihaz zigzaglayıcı olarak adlandırılır. Demet dalgalı hale getirilir ve dalgalar üretilir ve bu sebepten dolayı çoklu periyotlu zigzaglayıcı undulatör olarak adlandırılır (bu terim Motz tarafından 1951’de ifade edilmiştir ve dalga yapıcı olarak adlandırılır Latince “unda” dalga anlamındadır).



Şekil 3.8. λ_u uzaysal periyotlu undulatör yapısı

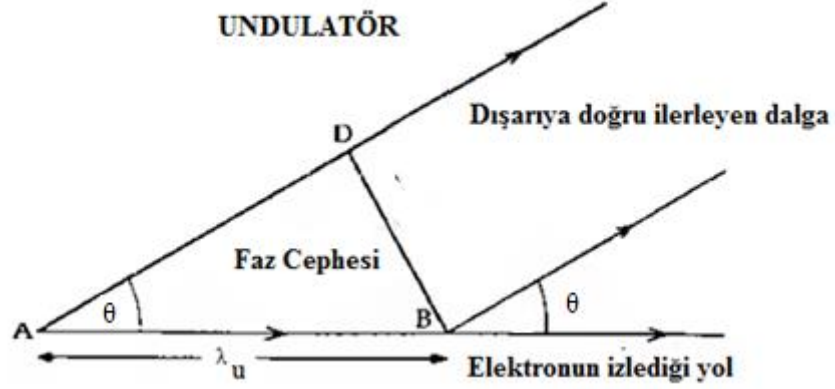
En basit durumda undulatör yapısı Şekil 3.8’de gösterildiği gibi değişen polariteli birbirini izleyen magnet çiftlerinden meydana gelir. Uygun kutup parçalarıyla eksen yakınındaki manyetik alan sinüzoidale çok yakındır. Sinüs dalgasının uzaysal periyodu λ_u olarak belirlenmiştir. Kutup parçaları arasındaki v hızlı yüksek enerjili elektronların yörüngelerinin tamamen belirlenmesi bu şekilde dik düzlemde sinüzoidale yakın yörüngelere öncülük eder. Bu yörüngeleri gösteren eliptik fonksiyonlar;

$$x = x_0 + \mathcal{A} \sin 2\pi z / \lambda_u, \quad y = y_0, \quad z = z_0 + v_z t \quad (3.16 \text{ a, b, c})$$

şeklinde ifade edilir (Combe ve Felix 1953a). Burada v_z undulatör içerisindeki elektronların boyuna hızıdır ve $\mathcal{A}$, z düzleminde bunların enine hareketinin genliğidir. Özel rölativiteye dayanan tek argüman vasıtasıyla (Moz 1951) elektronun geçişi süresince, tek bir elektron tarafından yayınlanan radyasyonun frekansını belirlemek kolaydır. Elektronların referans çerçevesine tutturulmuş v_z hızı ile hareket eden (E-çerçevesi) bir gözlemci düşünelim. Gözlemci magnet yapısına bakar ve $\gamma_z = (1 - \beta_z^2)^{-1/2}$ Lorentz faktörüyle küçüldüğünü görür. Burada β_z alışılmış olduğu üzere v_z/c ’dir. Böyle bir gözlemci için elektronun salınım dalgaboyu λ_u ’dan $\lambda_u' = \lambda_u / \gamma_z$ ’ye düşer ve radyasyon frekansı $f = v_z / \lambda_u$ ’dan $f' = \gamma_z v_z / \lambda_u$ ’ya arttırılır. Şekil 3.8’de yerleştirilen gözle ifade edilen, laboratuvar referans çerçevesindeki gözlemci (L-çerçevesi) γ_z faktörüyle, Doppler-kaymasına uğrayan gözlemciye doğru gelen, elektron tarafından yayınlanan frekansı görür. Gözlenen frekans γ_z^2 ile orantılıdır.

$$\epsilon_k / m_e c^2 = 1 - \gamma \quad (3.17)$$

Burada ε_k elektronun kinetik enerjisi ve m_e elektronun durgun kütlesidir. $m_e c^2$ değeri yaklaşık olarak 0.51 MeV'dir ve bu yüzden 2 MeV'lik elektronlar için, γ^2 25'tir. Bu değer frekans artışının büyük olduğunu göstermektedir.



Şekil 3.9. Eşzamanlılık için koşulun türetilmesi. Dalga A'dan D'ye doğru hareket ederken elektron A'dan B'ye hareket eder.

Şekil 3.9 elektron λ_u uzaysal periyotlu manyetik alan yapısını geçerken neler olduğunu göstermektedir. Bunu şöyle açıklayabiliriz. Elektron v_z eksenel hızıyla A'dan B'ye hareket etsin. Burada AB çizgisine θ açısında yayılan radyasyonu göz önüne alalım. Tıpkı diğer optik problemlerinde olduğu gibi, yayılma yönüne normal olan, BD faz cephesi oluşumu için bu koşulu dikkate alırız. B'den ve A'dan olan radyasyon arasındaki zaman gecikmesi olarak burada açıklanan faz farkı, τ dalga periyoduna veya bundan dolayı olan herhangi bir katsayıya eşit olmalıdır. Bu yüzden;

$$\frac{\lambda_u}{v_z} - \frac{\lambda_u \cos \theta}{c} = \frac{\lambda_u}{v_z} \left(1 - \frac{v_z}{c} \cos \theta \right) = a\tau \quad (3.18)$$

elde edilir. Burada "a" bir tamsayıdır, θ elektronun izlediği yol ile dalganın faz cephesi arasındaki açıdır ve $f = 1/\tau$ 'ya eşit olan yayınlanan frekansın değişimi;

$$f = \frac{av_z}{\lambda_u [1 - (v_z/c) \cos \theta]} \quad (3.19)$$

olarak verilir. γ_z ifadesine göre, $\gamma_z^{-2} = 1 - (v_z/c)^2 = (1 - v_z/c)(1 + v_z/c)$ 'dir. Rölativistik elektronlar için, v_z hızı vakumdaki c ışık hızına yakındır, bu yüzden $1 + v_z/c \simeq 2$ 'dir ve $2(1 - v_z/c) \simeq \gamma_z^{-2}$ şeklindedir.

Bu yüzden $\theta \rightarrow 0$ için f ;

$$f = 2a\gamma_z^2 v_z / \lambda_u \quad (3.20)$$

şeklindedir. 2 cm'lik uzaysal periyotla undulatör yapıyı geçtiği zaman, rölativistik elektronların kısmen milimetre dalga aralığında (100 GHz) frekans yayınlatabildiği söylenebilir. Bir mikrometrede dalgaların üretilmesi için, $\gamma=100$ 'dür ve 50 MeV'lik demet gerekir. Salınan (oscillating) elektron demetlerini kullanarak milimetre dalgaları üretmek için, başka birkaç cihaz da mevcuttur. Örneğin; Gorn tarafından patenti alınan Philips'in ubitronu Hirshfield ve arkadaşlarının siklotron maseri (1965) başka cihazlara örnek olarak sayılabilir. Ubitron X-bandı deneyleri esnasında 1967'de icat edilen manyetik olarak salındırılmış (undulated) elektron demeti ile deşarj olmuş (unloaded) dalga kılavuzundaki TE01 modu arasındaki etkileşimi sağlayan yüksek şiddetli elektron dalga tüpüdür ve en eski SEL cihazlarının bir örneğidir (Philips, 1960). Elektron siklotron maseri yüksek frekanslı jeneratör veya yükselteçtir. Siklotron radyasyonunun uyarılmış yayımını kullanır. Siklotron elektron demetinin rezonatör boyunca geçtiği elektron tabancasını da kapsar (Hirshfield ve Wachtel, 1965; Hirshfield, 1967). Fakat bu cihazlar tarafından üretilen radyasyonun dalga boyunu kızılötesinin aşağısına kadar ölçeklendirmek imkansızdır. Çünkü arzu edilen manyetik alanlar $10^3 - 10^4$ T mertebesinde olacaktır (Luchini ve Motz, 1990).

Denklem (3.20) eksen boyunca yayınlanan frekansın maksimum olduğunu gösterir ve frekans artan θ ile daha düşük değerlere doğru sürekli olarak değişir. Herhangi bir harmoniğin frekansının $\theta = \gamma_z^{-1}$ olduğu zaman, iki faktör kadar azaltıldığını görmek kolaydır. Böylece radyasyonun büyük çoğunluğu $\theta = 1/\gamma_z$ açısının dar konisinde toplanır.

$a = 0$ olduğu zamanki durum için denklem (3.18)'i dikkate almak gerekir. Vakumda θ için hiçbir çözüm yoktur, çünkü $v_z < c$ 'dir, fakat n kırılma indisli ortamda ışık hızı c/n 'dir ve $\cos \theta = c/nv_z$ çözümü Cherenkov radyasyonunun yayınlandığı açıyı belirler. Bu yüzden bu undulatör radyasyonunun özel durumu olarak dikkate alınır.

E-çerçevesinde yayınlanan toplam enerji, L-çerçevesinde L_u uzunluğuna sahip bir undulatörün L'_u uzunluğunu geçtiği süre boyunca, salınan bir dipol tarafından yayınlanan enerjiden çok daha kolay hesaplanır. Burada farklı çerçevelerdeki tüm değerler “ ’ ” işareti ile birbirinden ayrılır (Duke, 2008).

$$\mathcal{W} = \frac{1}{6\pi\epsilon_0} \left(\frac{eV}{c^2} \right)^2 \frac{L_u^2}{\beta_z} \quad (3.21)$$

Burada e elektronun yükü (1.6×10^{-19} C), V volt ve ϵ_0 (8.85×10^{-12} F/m) vakumun permitivitesidir. Bu sonuç daha sonra aşağıdaki formül vasıtasıyla L-çerçevesine dönüştürülür.

$$\mathcal{W} = (\mathcal{W}' - c\beta_z p'_z)(1 - \beta_z^2)^{1/2}, p_z = [p'_z - \beta_z \mathcal{W}'/c](1 - \beta_z^2)^{1/2} \quad (3.22 \text{ a, b})$$

Burada p'_z momentumu ve $\mathcal{W}'$ enerjisi E-çerçevesindeedir ve bu yüzden $p'_{z'} = 0$ 'dır. Manyetik alan E-çerçevesinde elektron üzerinde hiçbir kuvvet üretmez, fakat Lorentz dönüşümü;

$$E_{x'} = (E_x + \beta_z B_y)(1 - \beta_z^2)^{1/2} \quad (3.23)$$

bu çerçevede, x-yönündeki $\vec{u}'$ hızlandırıcı elektrik kuvvetini verir. Burada B_y y-yönündeki manyetik alandır $E_{x'}$ ve E_x sırasıyla E ve L çerçevelerindeki elektrik alandır.

$$\vec{u}' = -e\beta_z B_y/m_e(1 - \beta_z^2)^{1/2} \quad (3.24)$$

Böylece L-çerçevesinde enerji $N\lambda_u$ uzunluklu undulatör için;

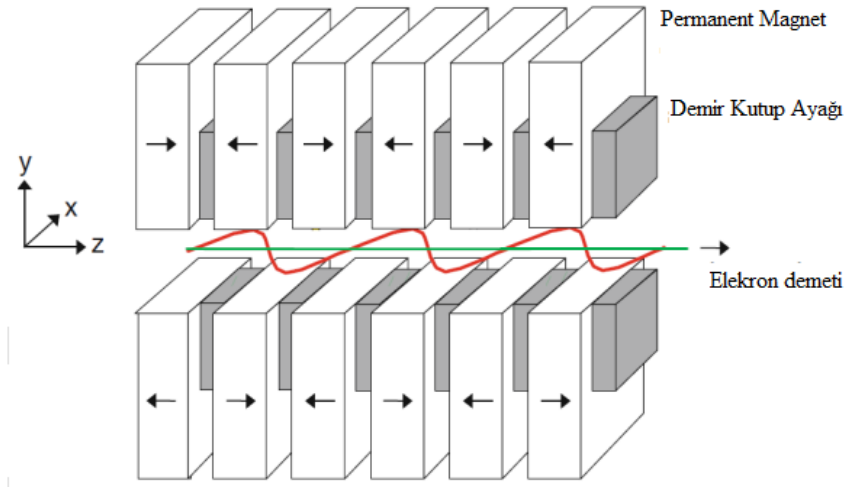
$$\mathcal{W} = \frac{1}{6\pi\epsilon_0} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \beta_z N \lambda_u \gamma_z^2 B^2 \quad (3.25)$$

haline gelir.

3.2.4.1. Düzlem undulatörün manyetik alanı

Düzlem undulatör magnette elektronun hareketi şematik olarak Şekil 3.10'da gösterilmektedir. Undulatör eksen demetin yönü boyuncadır (z-yönü). Manyetik alan y yönünü işaret etmektedir (düşey). Magnet düzenlemesinin λ_u periyodu 30 mm mertebesindedir. Basitlik için, kutup ayaklarının yatay genişliğinin λ_u 'dan daha büyük olduğunu varsayıyoruz. O zaman sıkı kolime edilmiş elektron demetinin çevresinde alanın z bağılılığı ihmal edilebilir (Schmüser vd, 2008).

$$\mathbf{B} = -\nabla\Phi_{\text{mag}} \quad (3.26)$$



Şekil 3.10. Düzlem undulatörün şematik gösterimi

Φ_{mag} potansiyeli Laplace denklemini sağlar.

$$\nabla^2 \Phi_{\text{mag}} = 0 \quad (3.27)$$

Eksen üzerindeki alan yaklaşık olarak harmoniktir. Yaklaşım metodunu kullanarak;

$$\Phi_{\text{mag}}(y, z) = g(y) \sin(k_u z) \Rightarrow \frac{d^2 g}{dy^2} - k_u^2 g = 0 \quad , \quad k_u = \frac{2\pi}{\lambda_u} \quad (3.28)$$

elde edilir. Genel çözüm için;

$$g(y) = c_1 \sinh(k_u y) + c_2 \cosh(k_u y) \quad (3.29)$$

elde edilir. Düşey alan;

$$B_y(y, z) = -\frac{\partial \Phi_{\text{mag}}}{\partial y} = -k_u (c_1 \cosh(k_u y) + c_2 \sinh(k_u y)) \sin(k_u z) \quad (3.30)$$

B_y $y=0$ düzlemine bağlı olarak simetriye sahiptir, bu yüzden $c_2 = 0$ yazarız.

$k_u c_1 = B_0$ yazarız ve $B_y(0, z) = -B_0 \sin(k_u z)$ elde ederiz. Böylece potansiyel;

$$\Phi_{\text{mag}}(y, z) = \frac{B_0}{k_u} \sinh(k_u y) \sin(k_u z) \quad (3.31)$$

şeklindedir. $y \neq 0$ için manyetik alan da B_z boyuna bileşene sahiptir.

$$B_x = 0$$

$$B_y = -B_0 \cosh(k_u y) \sin(k_u z)$$

$$B_z = -B_0 \sinh(k_u y) \cos(k_u z) \quad (3.32)$$

Aşağıdaki denklemde ise kendimizi $y=0$ simetri düzlemine sınırlandırarak ve idealleştirilmiş alanı kullanıyoruz.

$$\mathbf{B} = -B_0 \sin(k_u z) \mathbf{e}_y \quad (3.33)$$

Burada $\mathbf{e}_y$ y yönündeki birim vektördür.

3.2.4.2. Undulatörde elektronun hareketi

$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\text{kin}} + m_e c^2 = \gamma m_e c^2$ yi elektronun toplam rölativistik enerjisi olarak tanımlayalım. Lorentz kuvveti tarafından enine hızlandırma;

$$\gamma m_e \dot{\mathbf{v}} = -e \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3.34)$$

şeklindedir. Bu, tekrarlamalı olarak çözülen iki çiftlenimli denklemle sonuçlanır.

$$\ddot{x} = \frac{e}{\gamma m_e} B_y \dot{z} \quad , \quad \ddot{z} = -\frac{e}{\gamma m_e} B_y \dot{x} \quad (3.35)$$

Birinci derece çözümü elde etmek için, $v_z = \dot{z} \approx v = \beta c$ ve $v_x \ll v_z$ olduğunu gözlemleriz. O zaman $\ddot{z} \approx 0$ 'dır ve $x(t)$ ve $z(t)$ için çözüm;

$$x(t) \approx \frac{e B_0}{\gamma m_e \beta c k_u^2} \sin(k_u \beta c t) \quad , \quad z(t) = \beta c t \quad (3.36)$$

şeklindedir. Şayet başlangıç koşulları;

$$x(0)=0 \quad , \quad \dot{x}(0) = \frac{e B_0}{\gamma m_e k_u} \quad (3.37)$$

undulatörün önündeki uygun demet yönlendirme sistemi ile gerçekleştirilirse (undulatör magnet $z=0$ 'dan başlar) yukarıdaki koşul geçerlidir. Elektron sinüs şeklindeki yörüngede hareket eder.

$$x(z) = \frac{K}{\beta \gamma k_u} \sin(k_u z) \quad (3.38)$$

Enine hız ise;

$$v_x(z) = \frac{Kc}{\gamma} \cos(k_u z) \quad (3.39)$$

şeklindedir. Çok büyük mesafelerde yoğunluğun büyük bir kısmının $1/\gamma$ açısının dar konisinde toplanmış olması manyetik alandaki rölativistik elektronlar tarafından yayınlanan radyasyonun genel özelliğidir. Koni parçacık yörüngesinin anlık tanjantı etrafında merkezlenmiştir. Tanjantın yönü undulatör magnetin yörüngesi boyunca değişir. Eksene göre maksimum açı;

$$\theta_{\max} \approx \left[\frac{dx}{dz} \right]_{\max} = \frac{K}{\beta\gamma} \approx \frac{K}{\gamma} \quad (3.40)$$

olmaktadır (Colson vd, 1990).

Şayet bu yönle ilgili değişim $1/\gamma$ 'dan çok daha az ise, yörüngenin değişik bölümlerinden olan radyasyon alanı katkıları boşlukta üst üste biner ve birbiriyle girişime uğrar. Sonuç, ileri yöndeki radyasyon spektrumunun sürekli olmaması fakat hemen hemen monokromatik olmasıdır (daha kesin olarak, iyi tanımlanmış frekansta ve tek daha yüksek harmoniklerde bu durum dar spektral çizgiye uyar). Bu özellik, undulatör radyasyonunun karakteristik özelliğidir. Bu koşul ise;

$$\theta_{\max} \leq \frac{1}{\gamma} \Rightarrow K \leq 1 \quad (3.41)$$

demektir. Şayet yine de, $\theta_{\max}$ maksimum açı $K \gg 1$ durumu için büyük faktörle $1/\gamma$ radyasyon konisi açısını aşarsa, zigzaglayıcı magnetten bahsedilir. Zigzaglayıcı radyasyonu eğici magnetlerdeki olağan sinkrotron radyasyonu spektrumuna benzeyen, yarı-sürekli sinkrotron radyasyonu spektrumunu biçimlendiren, birçok yoğun aralıklı spektral çizgiden meydana gelir (Colson vd., 1990).

3.2.4.3. Undulatörde elektronun ikinci derecedeki hareketi

Sinüzoidal yörüngeden dolayı hızın z bileşeni sabit değildir ve

$$v_z = \sqrt{v^2 - v_x^2} \approx c \left(1 - \frac{1}{2\gamma^2} (1 + \gamma^2 v_x^2 / c^2) \right) \quad (3.42)$$

şeklinde verilir. $v_x = \dot{x}(t)$ birinci derece çözümü ekleyerek, z hızı $\omega_u = \bar{\beta}ck_u$ sadeleştirilmesi ile;

$$v_z(t) = \left(1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \right) c - \frac{cK^2}{4\gamma^2} \cos(2\omega_u t) \quad (3.43)$$

haline gelir. Ortalama boyuna hız;

$$\overline{v_z} = \left(1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right)\right) c \equiv \overline{\beta}c \quad (3.44)$$

ile verilir. İkinci derecedeki parçacık yörüngesi ise;

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{K}{\gamma k_u} \sin(\omega_u t) \\ z(t) &= \overline{v_z}t - \frac{K^2}{8\gamma^2 k_u} \sin(2\omega_u t) \end{aligned} \quad (3.45)$$

denklemleriyle tanımlanır (Schmüser vd, 2008).

3.2.4.4. Undulatörde hareket eden koordinat sistemindeki radyasyon

Elektronların ortalama z hızıyla hareket eden (x^*, y^*, z^*) koordinat sistemini göz önüne alalım.

$$\overline{v_z} = \overline{\beta}c \quad , \quad \overline{\gamma} = \frac{1}{\sqrt{1-\overline{\beta}^2}} \approx \frac{\gamma}{\sqrt{1+K^2/2}} \quad (3.46)$$

Hareket eden sistemden laboratuvar sistemine Lorentz dönüşümü;

$$\begin{aligned} t^* &= \overline{\gamma}(t - \overline{\beta}z/c) \approx \overline{\gamma}t \left(1 - \overline{\beta}^2\right) = t/\overline{\gamma} \\ x^* &= x = \frac{K}{\gamma k_u} \sin(\omega_u t) \\ z^* &= \overline{\gamma}(z - \overline{\beta}ct) \approx \frac{K^2}{8\gamma k_u \sqrt{1+K^2/2}} \sin(2\omega_u t) \end{aligned} \quad (3.47)$$

ile verilir. Hareket eden sistemdeki elektron yörüngesi bu yüzden;

$$z^*(t^*) = \alpha \sin(\omega^* t^*) \quad , \quad z^*(t^*) = -\alpha \frac{K}{8\sqrt{1+K^2/2}} \sin(2\omega^* t^*) \quad (3.48)$$

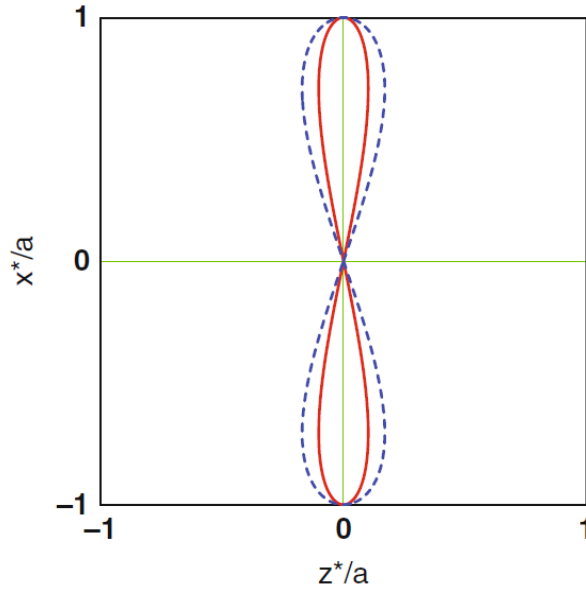
şeklindedir, burada $\alpha = K/(\gamma k_u)$ genlik ve

$$\omega^* = \overline{\gamma}\omega_u = \overline{\gamma}\overline{\beta}ck_u \approx \frac{\gamma ck_u}{\sqrt{1+K^2/2}} \quad (3.49)$$

frekanstır. $\omega_u t = \omega^* t^*$ olduğuna dikkat etmek gerekir. Hareket Şekil 3.11’de gösterilmektedir. Şekle göre undulatörde $K \gg 1$ için boyuna yöndeki ani değişim $z_{\max}^*/\alpha = \sqrt{2}/8 = 0.18$ ’dir. $K \rightarrow 0$ için boyuna genlik sıfıra düşer. Bu çoğunlukla $\omega^* = \bar{\gamma}\omega_u$ frekanslı enine harmonik salınımdır. Üst üste binme, frekansın iki katı olan küçük boyuna salınımdır. Şayet boyuna salınımı şimdilik ihmal edersek, hareket eden sistemde elektron $\omega^* = \bar{\gamma}\omega_u$ frekanslı $\lambda_u^* = \lambda_u/\bar{\gamma}$ dalga boylu dipol radyasyonu yayınlar (Schmüser vd, 2008).

Hızlandırılmış yükten olan radyasyon şiddeti Larmor formülü ile verilir.

$$P = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \dot{v}^2 \quad (3.50)$$



Şekil 3.11. $K=1$ (sürekli kırmızı çizgi) ve $K=5$ (kesikli mavi çizgi) undulatör parametresi için hareket eden koordinat sisteminde elektronun yörüngesi

Salınan yük için, $\dot{v}^2$ 'nin bir periyot civarında ortalaması alınmalıdır. Larmor formülü hem durağan hem de rölativistik hızlarda hareket eden salınan dipoller için uygulanabilir. Bu koşul hareket eden koordinat sisteminde sağlanır. Boyuna salınımı ihmal edersek, hızlandırmanın sadece x bileşeni mevcuttur (Schmüser vd., 2008).

$$\dot{v}_x = \frac{d^2 x^*}{dt^{*2}} = \frac{K}{\gamma k_u} \omega^{*2} \sin(\omega^* t^*) = \frac{K \gamma c^2 k_u}{1+K^2/2} \sin(\omega^* t^*) \quad (3.51)$$

O zaman, ivmenin zaman ortalamalı karesi;

$$\langle \dot{v}^2 \rangle = \frac{K^2 \gamma^2 c^4 k_u^2}{(1+K^2/2)^2} \frac{1}{2} \quad (3.52)$$

haline gelir. Hareket eden sistemdeki toplam radyasyon şiddeti bu yüzden;

$$P^* = \frac{e^2 c \gamma^2 K^2 k_u^2}{12 \pi \epsilon_0 (1+K^2/2)^2} \quad (3.53)$$

ile ifade edilir (Schmüser vd, 2008).

3.2.4.5. Undulatörde laboratuvar sisteminde radyasyonun dönüşümü

Hem rölativistik hızlarda hareket eden hem de durağan halde salınan dipolün radyasyon karakteristikleri Şekil 3.12’de gösterilmektedir. Artan γ faktörüyle radyasyon ileri yönde çok daha fazla yoğunlaştırılmıştır. Demet eksenine göre θ yayım açısının fonksiyonu olarak laboratuvar sistemindeki ışık dalga boyunu hesaplamak için, laboratuvar sistemindeki $E_{ph} = \hbar \omega_\ell$ foton enerjisine ve $p_{ph} = \hbar \omega_\ell / c$ foton momentumuna göre hareket eden sistemdeki $\hbar \omega^*$ foton enerjisini açıklayan Lorentz dönüşümünü uygulamak uygundur (Schmüser vd., 2008).

$$\hbar \omega^* = \bar{\gamma} (E_{ph} - \bar{\beta} c p_{ph} \cos \theta) = \bar{\gamma} \hbar \omega_\ell (1 - \bar{\beta} \cos \theta) \quad (3.54)$$

Laboratuvar sistemindeki ışık frekansı bu yüzden;

$$\omega_\ell = \frac{\omega^*}{\bar{\gamma} (1 - \bar{\beta} \cos \theta)} \Rightarrow \lambda = \frac{2\pi c}{\omega_\ell} \approx \lambda_u (1 - \bar{\beta} \cos \theta) \quad (3.55)$$

şeklindedir.



Şekil 3.12. Laboratuvar sisteminde durağan (sol) ve yatay olarak $v=0.9$ c hızıyla hareket eden (sağ) radyasyon karakteristikleri. Dipol düşey yönde salınmaktadır

$\bar{\beta} = \left(1 - \frac{1}{2\gamma^2}(1 + K^2/2)\right)$ ve $\cos \theta = 1 - \theta^2/2$ 'yi kullanarak (tipik açılar $\theta \leq 1/\gamma \ll 1$) $\theta = 0$ yakınındaki undulator radyasyonunun dalga boyunun iyi bir yaklaşımla;

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2\right) \quad (3.56)$$

olduğunu buluruz. Radyasyon, elektron yörünge düzleminde elektrik vektörüyle lineer olarak polarizedir.

Undulatordeki elektronun alan çizgileri Şekil 3.13'de gösterilmektedir. Optiksel dalga cepheleri ve yayım açısı üzerinde, dalga boyuna bağıllık görülebilir. Toplam radyasyon şiddeti rölativistik olarak sabittir (invariant). Elektronun boyuna salınımını ihmal ettiğimiz için, elektronun boyuna koordinatı ve momentumu hareket eden sistemde sıfırdır (Shintake, 2002).

$$z^* = 0, \quad p_z^* = 0 \quad (3.57)$$

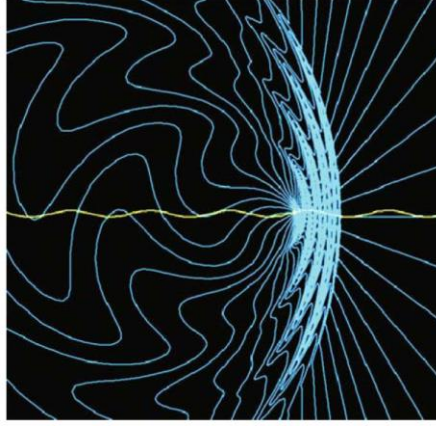
Böylece zamanın ve elektron enerjisinin Lorentz dönüşümleri;

$$t = \bar{\gamma}t^*, \quad \mathcal{E} = \bar{\gamma}\mathcal{E}^* \quad (3.58)$$

şeklinde ifade edilir. Bu yüzden laboratuvar sistemindeki radyasyon şiddeti;

$$P = -\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\frac{d\mathcal{E}^*}{dt^*} = P^* \quad (3.59)$$

haline gelir.



Şekil 3.13. Undulator parametresi $K=1$ olan $v=0.9c$ 'li elektronun undulator radyasyonu (dalgalı eğri undulatordeki elektron yörüngesini gösterir)

Laboratuvar sistemindeki her bir elektron için radyasyon şiddeti bu yüzden;

$$P_1 = \frac{e^2 c \gamma^2 K^2 k_u^2}{12\pi\epsilon_0 (1+K^2/2)^2} \quad (3.60)$$

şeklindedir. Bu formüller boyuna salınımın etkisini ihmal ederek türetilmiş olduğu için, sadece ilk harmoniğin içerdiği P_1 şiddetini tanımlar. Tüm harmonikler ve açılar üzerinden eşzamanlı undulator radyasyonunun toplam şiddeti, alan şiddeti $B = B_0/\sqrt{2}$ olan, eğici magnetteki sinkrotron radyasyon şiddetine eşittir (Schmüser vd., 2008).

$$P_{\text{spont}} = \frac{e^4 \gamma^2 B_0^2}{12\pi\epsilon_0 c m_e^2} = \frac{e^4 c \gamma^2 K^2 k_u^2}{12\pi\epsilon_0} \quad (3.61)$$

(3.61) denklemini anlamak kolaydır, çünkü undulator alanı $B(z) = -B_0 \sin(k_u z)$ olarak değişir. Böylece $\langle B^2 \rangle = B_0^2/2$ 'dir. (3.64) formülü K 'nın herhangi bir değeri için geçerlidir ve bu yüzden zigzaglayıcı radyasyona da uygulanabilir. K artan undulator parametresiyle P_1/P_{spont} oranı düşer. Böylece ilk harmoniğin içerdiği şiddet kesri azalır (Schmüser vd., 2008).

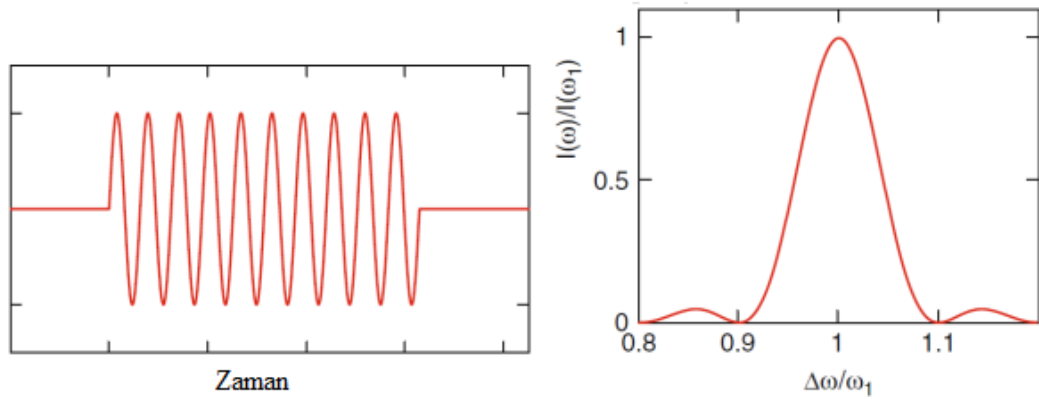
3.2.4.6. Undulatör radyasyonunun yoğunluk-enine-kesiti (lineshape) ve spektral enerjisi

Undulatör radyasyonunun önemli bir özelliği dar spektral çizgilerden oluşmasıdır. Böyle bir çizgi nasıl geniş olabilir? Burada sadece ilk harmoniği göz önüne alacağız. N periyotlu undulatörün içinden geçen elektron N salınımlı ve $T = N\lambda_1/c$ süreli dalga katarı üretir (Şekil 3.14). Şekil 3.14'te sadece ilk harmoniğin dikkate alındığı 10 salınımlı sonlu dalgakatarı ve 10 periyotlu undulatörün yoğunluk enine kesiti grafikleri gösterilmiştir. Işık dalgasının elektrik alanı;

$$E_\ell(t) = \begin{cases} E_0 \exp(-i\omega_1 t) & -T/2 < t < T/2 \text{ ise} \\ 0 & \text{Diğer durumlarda} \end{cases} \quad (3.62)$$

olarak verilir. Sonlu uzunluğundan dolayı bu dalga katarı monokromatik değildir. Fakat Fourier dönüşümü ile elde edilen frekans spektrumunu içerir (Schmüser vd., 2008).

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_\ell(t) e^{i\omega t} dt = E_0 \int_{-T/2}^{+T/2} e^{-i(\omega_1 - \omega)t} dt = 2E_0 \frac{\sin((\omega_1 - \omega)T/2)}{\omega_1 - \omega} \quad (3.63)$$



Şekil 3.14. Sonlu dalga katarı ve undulatör radyasyonunun yoğunluk enine kesitinin (lineshape) fonksiyonu (örneğin; frekansın fonksiyonu olarak şiddet).

Spektral şiddet ise;

$$I(\omega) \propto |A(\omega)|^2 \propto \left(\frac{\sin \xi}{\xi} \right)^2 \text{ ve } \xi = \frac{(\omega_1 - \omega)T}{2} = \pi N \frac{\omega_1 - \omega}{\omega_1} \quad (3.64)$$

şeklindedir. Bu $\omega = \omega_1$ 'de maksimuma ve

$$\Delta\omega \approx \frac{\omega_1}{N} \quad (3.65)$$

ile verilen yarı yükseklikteki tam genişliğe (full width at half maximum) sahiptir. 10 salınımlı dalga katarı için yoğunluk enine kesitinin fonksiyonu Şekil 3.14'te gösterilmektedir. $\theta = 0$ civarında ilk harmoniğin açısal genişliği aşağıdaki gibi belirlenebilir. Artan θ yayım açısıyla frekansın azaldığını Denklem (3.56)'dan biliyoruz.

$$\omega_1(\theta) = \omega_1(0) \cdot \frac{1+K^2/2}{1+K^2/2+\gamma^2\theta^2} \quad (3.66)$$

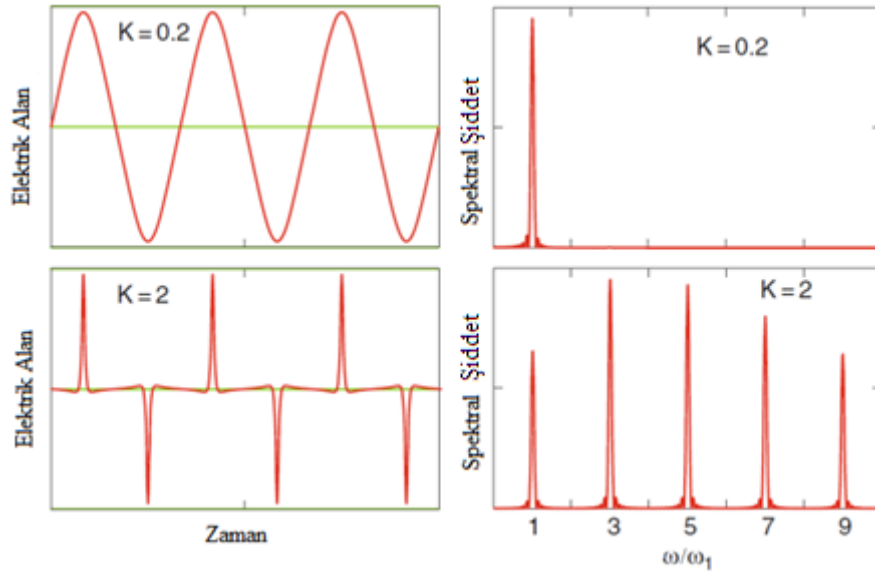
$\delta\omega = \omega_1(0) - \omega_1(\theta)$ ifadesi Denklem (3.64)'de ifade edilen band genişliğini (bandwidth) aştığı zaman şiddet (intensity) sıfıra düşer. Ortalama karekök değeri veya açısal yayılım (angular spread) açısı ise;

$$\sigma_\theta \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{1+K^2/2}{2N}} \approx \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\sqrt{N}} \quad , \quad K \approx 1 \text{ için} \quad (3.67)$$

olarak bulunur (Wiedemann, 2007).

3.2.4.7. Undulatörde daha yüksek harmonikler

Uzak eksen çift harmonikler de içerirken, ileri yönde ($\theta = 0$) sadece tek daha yüksek harmonikler gözlenir. Bu durum nasıl açıklanabilir? Undulatörden uzak mesafede uzak-alanda yer alan, $\theta = 0$ 'da merkezlenen, küçük açıklıklı bir dedektör göz önüne alalım. K/γ maksimum açılı sünizoidal yörüngede hareket eden elektronlar $1/\gamma$ açılı konide radyasyon yayımlar. Şayet undulatör parametresi küçükse ($K \ll 1$), radyasyon konisi daima dedektöre doğrudur ve bu yüzden tüm yörüngeden kaynaklanan radyasyon tespit edilir. ω_1 ana harmonikte, sadece bir Fourier bileşenine sahip tamamen sünizoidal elektrik alan gözlenir (Şekil 3.15).



Şekil 3.15. Farklı K değerleri için (K=0.2 ve K=2) ileri yönde ve uygun frekans spektrumunda küçük dedektör tarafından gözlenen elektriksel ışık dalgası alanının şematik gösterimi

Dedektör $\theta > 0$ sonlu açıda yerleştirildiğinde, alan atımları artık eşit olarak aralıklanmıştır ve radyasyon spektrumu çift harmonikleri de içerir (Clarke, 2004). θ açısının fonksiyonu olarak m'inci harmoniğin dalga boyu;

$$\lambda_m(\theta) = \frac{1}{m} \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} (1 + K^2/2 + \gamma^2\theta^2) \quad , \quad m=1, 2, 3, 4, \dots \quad (3.68)$$

ile verilir. Frekans spektrumu birçok daha yüksek harmonikler de içerir. İleri yönde sadece;

$$\lambda_m(\theta) = \frac{1}{m} \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} (1 + K^2/2) \quad , \quad m=1, 3, 5, \dots \quad (3.69)$$

dalga boylu tek harmonikler gözlenir. Çünkü pozitif ve negatif atımlar biçimce simetriktir ve eşit oranda aralıklanmıştır (Schmüser vd., 2008; Attwood, 2007). Bu yüzden $\lambda_3 = \lambda_1/3$, $\lambda_5 = \lambda_1/5$ 'tir. İleri yönde yayınlanan radyasyonun her bir elektronu için spektral enerji yoğunluğu (yayım açısı $\theta = 0$) m'inci harmonik için (Duke, 2008);

$$\frac{d^2 U_m}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \gamma^2 m^2 K^2}{4\pi \epsilon_0 c (1+K^2/2)^2} \frac{\sin^2(\pi N(\omega-\omega_m)/\omega_1)}{\sin^2(\pi(\omega-\omega_m)/\omega_1)} |J| |J|^2$$

$$J = J_m \left(\frac{mK^2}{1+2K^2} \right) - J_{m+1} \left(\frac{mK^2}{1+2K^2} \right), \quad m = 2\ell + 1 \quad (3.70)$$

ile verilir. Burada $\omega_m \equiv m\omega_1$ m'inci harmoniğin (açısal) frekansdır. m harmonik indisi, ℓ indisiyle $m = 2\ell + 1$ şeklinde ilişkilendirilir ve $\ell = 0, 1, 2, \dots$ için $m=1, 3, 5, \dots$ tek tamsayı değerlerini alır. J_m tam sayı derecesinin Bessel fonksiyonlarıdır. $\theta = 0$ 'daki tam band genişliği tüm harmonikler için aynıdır.

$$\Lambda\omega_1 = \Lambda\omega_3 = \Lambda\omega_5 \dots \dots \quad (3.71)$$

Fakat kısmi band genişliği $1/m$ şeklinde azalır.

$$\frac{\Delta\omega_m}{\omega_m} = \frac{1}{mN} \quad (3.72)$$

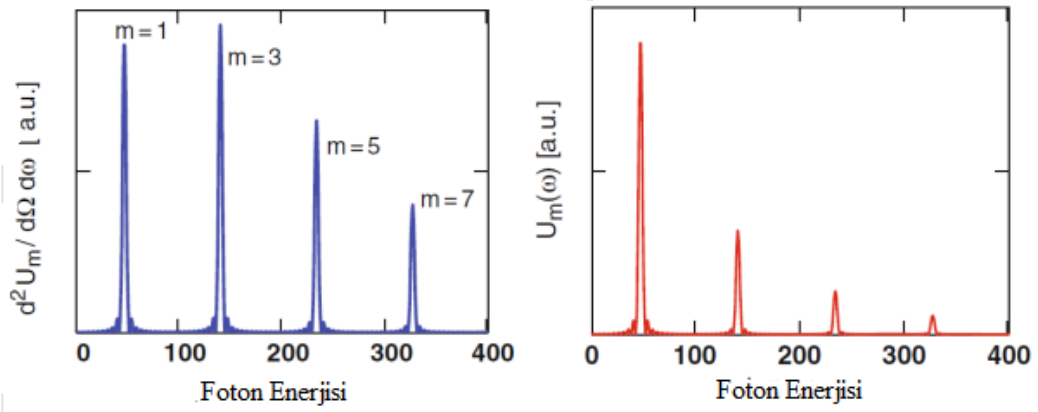
N periyotlu undulatörler N salınımdan oluşmaktadır. Açısal genişlik (Wiedemann, 2007);

$$\sigma_\theta \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{1+K^2/2}{2mN}} \approx \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\sqrt{mN}}, \quad K \approx 1 \text{ için} \quad (3.73)$$

ile verilir. Uygun katı açısı;

$$\Delta\Omega_m = 2\pi\sigma_{\theta,m}^2 \approx \frac{2\pi}{\gamma^2} \frac{1}{mN} \quad (3.74)$$

artan harmonik derecesiyle $1/m$ olarak azalır. Şekil 3.16'da $\theta = 0$ 'da $d^2 U_m/d\Omega d\omega$ (Denklem 3.70) diferansiyel spektral enerji yoğunluğu için 10 periyotlu undulatör radyasyonunun çiftlenimli foton enerjisi spektrumu (sol) ve $\Delta\Omega_m$ (Denklem 3.74) katı açısında yayınlanan m'inci harmoniğin $U_m(\omega)$ spektral enerji yoğunluğu (sağ) grafikleri gösterilmiştir.



Şekil 3.16. 10 periyotlu undulator radyasyonunun çiftlenimli foton enerjisi spektrumu (sol) ve m'inci harmoniğin $U_m(\omega)$ spektral enerjisi (sağ) grafikleri.

$\Delta\Omega_m$ katı açısında açısız-bağıllık frekans kayması, band genişliğinden daha azdır. Bu katı açının içerdiği spektral enerji;

$$U_m(\omega) = \frac{d^2U_m}{d\Omega d\omega} \Delta\Omega_m \quad , \quad m=1, 3, 5, \dots \quad (3.75)$$

şeklinde. Bu spektral enerji değeri 10 periyot sayılı ve $K=1.5$ olan $\lambda_u = 25$ mm undulator periyotlu kısa undulator için $m=1, 3, 5, 7$ değerlerini aldığı ve elektron Lorentz faktörü (γ) 1000 alındığında grafiksel olarak Şekil 3.16'da çizilmiştir. Grafikten de görüldüğü gibi ayrıca U_m/U_1 enerji oranları sadece m harmoniklik indisine ve K undulator parametresine bağlıdır. Fakat ne γ 'ya ne de λ_u 'ya bağlı değildir.

$\theta \neq 0$ yayım açıları için yukarıda bahsedildiği gibi radyasyon tüm daha yüksek harmonikleri ($m=1, 2, 3, 4, \dots$) içerecektir (Schmüser vd., 2008; Attwood, 2007).

3.2.4.8. Undulatorde enerjinin spektral dağılımı

Frekansın fonksiyonu olarak farklı yönlerde yayınlanan enerjiyi bilmek önemlidir (Mottz, 1951; Combe ve Felix, 1953b). Motz (1951) 'a göre, analizler için uygun bir başlangıç noktası $J(r')$ yoğunluk dağılımlı akımda, ω ve $\omega + d\omega$ arasındaki frekans aralığında yayınlanan, ortalama ayarlanabilir enerji $P_{k\omega}(r)d\omega$ için bir ifadenin olduğudur. Koordinat sisteminin orjininden itibaren çizilen $\mathbf{r}$ yarıçap vektörlü

noktada gözlemciyi yerleştirelim. Lazerin yayınlandığı akım sistemiyle karşılaştırıldığında $\mathbf{r}' - \mathbf{r}$ değeri bu akım sistemi değerinden daha büyük olsun ve $\mathbf{k}$ akım sisteminden gözlemciye kadar olan kısmı işaret eden $k = \omega/c$ olan bir vektör olsun. Böylece, ortalama enerji;

$$P_{k\omega}(\mathbf{r})d\omega = \frac{k^2}{2\pi r^2 c} \left| \int J_{\perp k\omega}(\mathbf{r}') e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} d\tau' \right|^2 d\omega \quad (3.76)$$

ile verilir (Sschiiff, 1949).

Burada $J_{\perp k\omega}(\mathbf{r}')$, k 'ya dik düzlemde yansıtılan akım yoğunluğu vektörünün genliğidir. (3.76) ifadesinin türetilmesi için (Schiff, 1949);

$$\Omega_\theta = 2\pi v_z / \lambda_u (1 - \beta_z \cos \theta) \quad (3.77)$$

$$Z = \left(\frac{\omega}{\Omega_\theta} \right) \frac{eB(1-\beta_z^2)^{1/2} \lambda_u \sin \theta \cos \varphi}{2\pi m_e c^2 (1-\beta_z \cos \theta)} \quad (3.78)$$

$$S_p = \int_{-N\pi}^{+N\pi} \exp[i(\omega/\Omega_\theta - p)u] du = \frac{2 \sin[(\omega/\Omega_\theta - p)N\pi]}{\omega/\Omega_\theta - p} \quad (3.79)$$

şeklinde denklemler tanımlanır. Burada Z ve S_p ana frekansın katsayılarıdır. Burada θ ve φ küresel açısal koordinatlardır ve $N\lambda_u$ undulatörün uzunluğudur. 1991 yılında Motz tarafından gerçekleştirilen hesaplamaların sonucunda Ω_θ ana frekansının, p 'inci harmoniğindeki her bir birim alanda yayınlanan enerji;

$$\begin{aligned} & \frac{1}{(1 - \beta_z \cos \theta)^2} \left(\frac{\omega}{\Omega_\theta} \right)^2 \frac{e^2 \beta_z^2 S_p^2}{4\pi^2 r^2 c} \left\{ \sin^2 \theta [J_p(Z)]^2 \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{4} \sin^2 \chi [J_{p+1}(Z) + J_{p-1}(Z)]^2 \frac{e^2 B^2 I_u^2 (1 - \beta_z^2)}{4\pi^2 (m_e c^2)^2} \right\} \end{aligned} \quad (3.80)$$

olarak verilir. Burada $K_p(Z)$, p 'inci derece Bessel fonksiyonudur ve

$$\sin^2 \chi = 1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta \quad (3.81)$$

şeklinde. S_p elbette düşük frekans aralığında ve alt eşik maksimumunda, büyük bir maksimum değere sahiptir.

$$\omega/\Omega_\theta = p \pm \pi/N \quad (3.82)$$

ω 'nın Ω_θ ana frekansının harmoniklerinde merkezlenmiş küçük frekans bandlarına sınırlandırıldığı görülmektedir. J_p Bessel fonksiyonunu $Z_p/p! 2^p$ Taylor ifadesi ile yaklaşık olarak ifade edersek, $m_e c^2$ ile karşılaştırıldığında $e\beta_z B\lambda_u$ küçük olduğu zaman, daha yüksek harmoniklerdeki enerjinin temel (fundamental) harmoniklerle karşılaştırıldığında küçük olduğunu görürüz ve 0'dan θ 'ya kadar değişen açılarda temel harmoniklerde ($p=1$) yayınlanan toplam enerji;

$$\begin{aligned} & \frac{1}{8\pi} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \beta_z^2 B^2 N l_u (1 \\ & - \beta_z^2) \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\theta d\theta \left[\frac{\sin^5 \theta \cos^2 \varphi \sin^2 \theta}{(1 - \beta_z \cos \theta)^5} \right. \\ & \left. + \frac{\sin \theta - \sin^3 \theta \cos^2 \varphi}{(1 - \beta_z \cos \theta)^3} \right] \left(\frac{\omega}{\Omega_\theta} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.83)$$

haline gelir. $\varphi = 90^\circ$ 'de enerji yayılımı enine salınım düzlemine dik yönde maksimuma sahiptir. Frekans yayılımı radyasyonun alındığı açıya bağlıdır. Farz edelim % 5 frekans yayılımına sahibiz. O zaman;

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\Omega_\theta}{\Omega_\theta} & \simeq -\beta_z \Delta \cos \theta (1 - \beta_z \cos \theta) \simeq \beta_z \theta^2 / 2 (1 - \beta_z) = \frac{1}{20}, \\ \theta^2 & = \frac{1}{20} \frac{2(1-\beta_z)}{\beta_z} = \frac{1}{20\gamma_z^2} \end{aligned} \quad (3.84)$$

şeklinde bir ifade yazılabilir. Denklem (3.84) integralinin sonucu θ konisinde alınan enerjinin, $e^2/m_e c^2$ klasik yarıçaplı elektron tarafından açığa çıkarılan manyetik alan enerjisi mertebesinde olan, Denklem (3.25) ile verilen toplam yayınlanan enerjinin yaklaşık 1/20'si olduğu görülür (Luchini ve Motz, 1990).

3.2.4.9. Undulatörde paket bağlanma etkisi

N_e elektrondan dolayı olan radyasyon, demetin tüm elektronları tarafından yayınlanan toplam açığa çıkarılan (radiated) alanın karesiyle orantılıdır. $i=1, 2, 3, \dots, N_e$ şeklinde numaralanan elektronların E_i alanlarını açığa çıkardığını farz edelim. Şiddet;

$$(E_1 + E_2 + \dots + E_N)^2 = E_1^2 + E_2^2 + \dots + E_N^2 + 2E_1E_2 + \dots + 2E_1E_3 + \dots \quad (3.85)$$

ile orantılı olacaktır (Luchini ve Motz, 1990).

Şayet alanların fazları rastgele ise, tüm ikili çarpımlar ortalama üzerinde kaybolur ve şiddet, N_e elektron sayısı ile orantılı olacaktır. Fakat fazlar rastgele değilse, $N_e(N_e - 1)$ rastgele çarpımı büyük N_e 'ler için N_e^2 ile orantılı şiddet verir. Şayet $p(r_i)$, r_i uzaklığındaki $E(r_i)$ alanını oluşturan i 'inci elektron için olasılıksa, beklenen değer;

$$\langle E^2 \rangle = N \int E^2(r)p(r)dr + N_e(N_e - 1)[\int E^2(r)p(r)dr]^2 \quad (3.86)$$

ile verilir. Olasılığın;

$$p[r] = \begin{cases} 1/(2r_0) & , \quad -r_0 \leq r \leq r_0 \\ 0 & r > r_0 \text{ ve } r < -r_0 \end{cases} \quad \text{için} \quad (3.87)$$

olarak verildiğini ve alanın $A \cos kr$ olarak değiştiğini varsayalım. $[\int E(r)p(r)dr]^2$ terimi $[(\sin kr_0)/kr_0]^2$ haline gelir ve bu terim kısa dalga boyları için kaybolur (büyük λ değerleri) fakat bu terim r_0 ile karşılaştırılabilir büyüklükte olan λ dalga boyu için, denklem (3.87)'deki $N_e(N_e - 1)$ ile orantılı olan terimi sağlar (örneğin $k = 2\pi/\lambda$ ve $\lambda = 4r_0$ ise).

Şayet dalga boyu ile karşılaştırılabilir olan küçük yığınlar (paket) bunları toplamak için elektronlar paketlenirse, bu durumu daha büyük enerjilerin yayılması izler (Motz, 1951). Milimetre aralığında bu mümkündür. Fakat infrared dalgaboyu ile karşılaştırılabilir magnet boşluklu cihazların üretilmesi çok zordur. Kristallerde veya süper örgülerde (birçok kristal içeriğinin periyodik olarak değişen tabakalarında

örneğin süperiletkenlerde), büyük boyuna boşluklanmalar doğal olarak meydana gelmesine rağmen, demet için bırakılmış hiçbir enine boşluk yoktur. Birbirini izleyen alanlar elektriksel olabilirler ve aslında katılardaki belirli kanallardan geçişler undulatör radyasyonunu verir. Fakat elbette katılardaki incelmeler yüksektir. İyi bir şekilde düzenlenen kafes yakınındaki demetin geçişi de elbette mümkündür. Fakat demet akımları tekrar küçük olacak şekilde birleşir ve yüksek yoğunluk demetleri kafesi yakıp yok etme eğilimindedir (Luchini ve Motz, 1990).

Dalga boyu sınırlamalarına maruz kalan paketlenmeyi sağlamanın farklı bir yolu, statik alanlar yerine elektromanyetik radyasyon vasıtasıyla olur. Fakat dış radyasyon da bu amaç için kullanılabilir (Mothz ve Nakamura, 1959b). Bu sebeple, undulatör etkin şekilde radyasyon yükselteciye dönüştürülebilir. Küçük dalga boylarında paketlenme, şayet uygun geri besleme sağlanmışsa, çıkış radyasyon demetiyle üretilebilir. Sonuç olarak bu durum, serbest elektron lazerine sebep olan bir prensiptir (Luchini ve Motz, 1990).

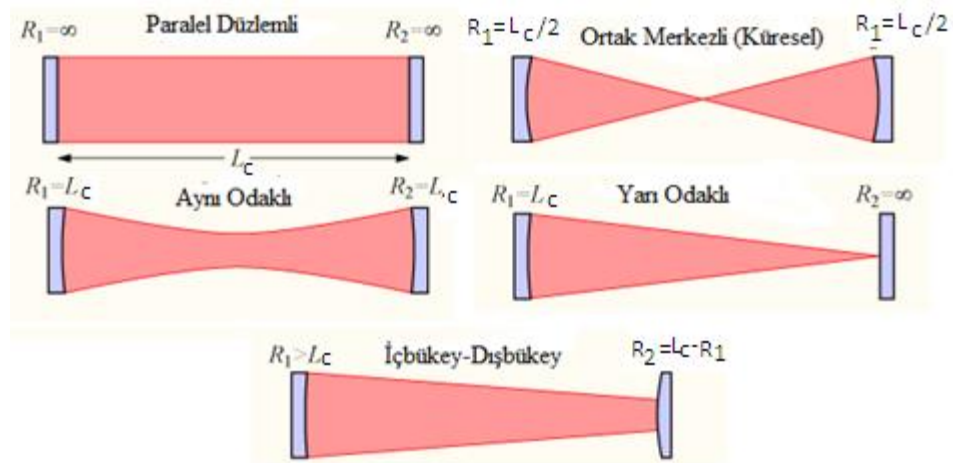
3.2.5. Optiksel kavite (rezonatör)

Optik kavite SEL'de elektron demetinin ışığa dönüştürüldüğü kısımdır. Undulatör magnetin sebep olduğu demet salınımları undulatörün her iki tarafına yerleştirilen, aynalar arasında ileri ve geri yansıtılan ışık üretir. SEL'in lazer ışığı üretmesi için, kavite uzunluğu belirli bir değere sahip olmalıdır. Bu değer elektronların varış süresiyle uyuyan, fotonların gidiş dönüş süresiyle belirlenir. Pratikte kavite uzunluğunun kesin değeri lazer ışını elde edilinceye kadar denenerek bulunur. Bu değer belirlenmesi için oldukça yavaş ve dikkatli bir şekilde çalışılmalıdır. Bu yüzden bu durum oldukça zaman alan bir süreçtir. Şayet; aynalar kendi esas konumlarından uzaklaştırılırlarsa, aynaların yanlış sıralanmasıyla ilgili önemli riskler ortaya çıkabilir. Rezonatör tipine bağlı olarak kavitenin uzunluğu değişecektir. Fakat bütün hepsinin kurulumu kabaca aynıdır. Optik kavitede sonuçta meydana gelen demet esas demetten çok daha yoğundur ve tek frekanslıdır (Curtis vd, 1998).

En basit optiksel kavite L_c uzaklığıyla birbirinden ayrılan R_1 ve R_2 eğrilik yarıçaplı iki aynadan meydana gelir. Yarıçap için işaret antlaşmasına göre pozitif eğrilik içbükey aynayı ifade eder. Kavite için önemli bir parametre g_1 ve g_2

parametrelerinin çarpımıyla elde edilen, $g_1 = 1 - L_c / R_1$ ve $g_2 = 1 - L_c / R_2$ ile ifade edilen kararlılık indisi. Şayet kavite için $0 \leq g_1 g_2 \leq 1$ ise kavitenin kararlı olduğu söylenebilir. Eğer çarpım birden büyükse veya sıfırdan daha küçükse, kavitenin kararsız olduğu söylenir. Birçok SEL rezonatörü simetriktir. Örneğin, $g_1 = g_2 = g$ 'dir. Böyle bir kavite için g değeri -1 ile 1 arasındadır. Sınırlardan birinde ($g=1$) kavite paralel düzlemlidir. Diğer bir sınırda kavite eşmerkezlidir (concentric). SEL kavitelerinin birçoğu $g < 0$ 'da çalışır (Benson, 1991).

Optik kavitede yer alan aynalar kısmen yansıtıcı özellik gösteren maddeyle kaplanır. Optiksel kavitenin birçok çeşidi mevcuttur. Her optiksel kavite konfigürasyonu bunları hem kararlı hem de kararsız yapabilen belirli koşullara sahiptir. Şekil 3.17'deki tüm kavite kararlı konfigürasyonlardır (Zigo 2009).



Şekil 3.17. Optik kavite çeşitleri

3.2.5.1. Optiksel rezonatörler ve ışın transfer matrisleri

Lazer kazancı ve lineer olmayan optikler için, lensler, küresel aynalar ve kristaller gibi optiksel elemanların varlığında Gaussian demetlerinin çalışılmasını kolaylaştırmak amacıyla ABCD kuralı kullanılır. İlk olarak eksenel olarak simetrik optiksel sistemde tek bir paraksiyel ışını dikkate alıyoruz. Paraksiyel ışın optiksel eksenle küçük bir θ açısı yapan ve sistem boyunca eksene yakın konumda yer alan ışıdır. Paraksiyel yaklaşım Gaussian optiklerinde ve optiksel sistem boyunca ışığın ışın yolunda kullanılan küçük açı yaklaşımıdır. Optiksel rezonatörler, iletim hatları ve benzer yapılar boyunca paraksiyel ışınların geçişinin çalışılması ışın transfer

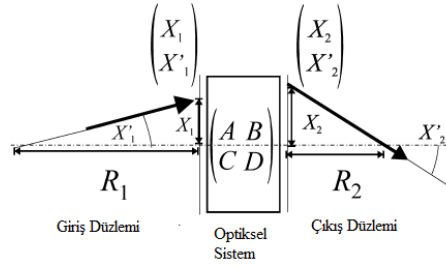
matrisleriyle tanımlanır. Böyle geometriksel özelliklerden birisi, yapının kararlılığı, bir diğeri ise, kararsız rezonatörlerin kaybıdır. Çeşitli optiksel yapılar boyunca paraksiyel ışınların yayılması ışın transfer matrisleriyle tanımlanır. Bu matrislerle ilgili optiksel yapılar Gaussian demetlerinin yayılmasını tanımladığı için de yararlıdır (Svelto, 2010).

Matris ifadesi paraksiyel yaklaşımda optiksel sistemin etkilerini tanımlayan modüler bir dönüşüm sağlar. Burada her bir optiksel sistem kendi matris gösterimiyle verilir. Paraksiyel yaklaşımda ışık, sistemin optiksel eksenine bağlı olarak yükseklik ve açıyla kendi meridyenel düzleminde tanımlanan, ışın yörüngeleriyle birlikte verilir. Bu iki parametre sütun vektörü olarak düzenlenebilir. En basit matematiksel gösterim (skaler niceliklerle birlikte) iki vektöre dayanır. Bu durumda matris, ABCD matrisi olarak adlandırılan 2x2 matristir. Bu bağıntı;

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' \end{pmatrix} \quad (3.88)$$

ile verilir. Burada 1 indisi giriş ışınını ve 2 indisi çıkış ışınını gösterir. Bu parametre Şekil 3.18'de görüldüğü gibi ışınla optiksel eksenin kesişimi arasındaki uzaklıkla çakışır. Bu uzaklık kesişim noktasından ayrılan ve sütun vektörünün tanımlandığı düzleme ulaşan dalga cephesinin eğrilik yarıçapı olarak ifade edilir. Giriş ve çıkış ışınları optiksel eksene bağlı olarak kendi yükseklikleri ve eğimleriyle ifade edilir. Eğrilik yarıçapı, optiksel eksenle ışının kesişimi arasındaki uzaklığa, giriş ve çıkış düzlemlerine ve ışının tanımlanması için referans konumuna bağlıdır. Eğrilik yarıçapı matris bağıntıları kullanılarak elde edildiği zaman aşağıdaki sonuç bulunur.

$$R_2 = \frac{AR_1+B}{CR_1+D} \quad (3.89)$$



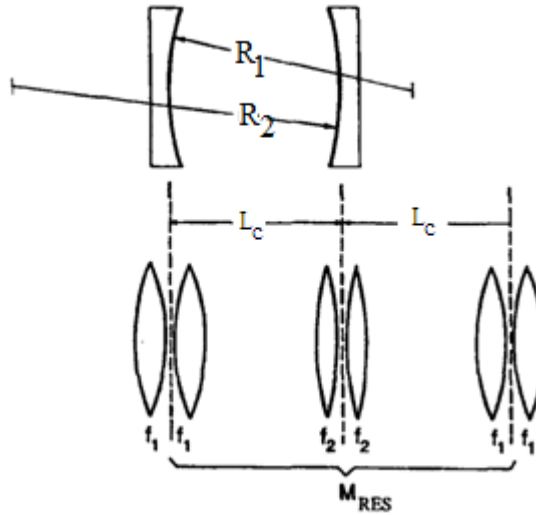
Şekil 3.18. Optiksel sistem düzleminde giriş ve çıkış ışınlarıyla birlikte ABCD (şın transfer) matrisinin gösterimi

Bu sonuç eğrilik yarıçapı için ABCD kuralı olarak bilinir ve kendi ABCD matrisiyle tanımlanan optiksel sistem için giriş ve çıkış eğrilik yarıçaplarını ifade eder (Alda, 2003).

Bir optiksel rezonatör L_c uzaklığı ile ayrılmış R_1 , R_2 eğrilik yarıçaplı iki küresel aynadan oluşur (Şekil 3.19). Her bir aynayı $f_1 = R_1$ odak uzunluklu iki lensle yani lens çifti ile değiştirmek ve referans düzlemlerini bunların arasına yerleştirmek yararlıdır. Bu teknik genellikle ışın transfer matrislerini basitleştirir ($A=D$) ve matrislerin daha kolay hatırlanmasını sağlar. Referans düzlemleri aslında bu gösterimdeki düzlem dalganın, gerçek uzayda ayna eğrilğine sahip küresel dalga demek olduğu ayna yüzeyleridir. Keyfi optiksel rezonatör içindeki aynadan başlayan gidiş geliş için ışın transfer matrisi;

$$M_{\text{RES}} \begin{pmatrix} 2g_1g_2 - 1 & 2L_cg_2 \\ \frac{(2g_1g_2 - 1)^2 - 1}{2L_cg_2} & 2g_1g_2 - 1 \end{pmatrix}, \quad g_i = 1 - \frac{L_c}{R_i}; i=1, 2 \quad (3.90)$$

olarak verilir g_1 ve g_2 optiksel rezonatörün g -parametreleri olarak adlandırılır (Yıldız ve Yılmaz, 2009; Yılmaz, 2010). Eğrilik yarıçapı içbükey ayna (odaklayıcı ayna) için pozitifdir ve dışbükey ayna için negatiftir. Denklem (3.90)'a göre iki ayna rezonatörü için görüntüleme özellikleri g parametreleri ve L_c ayna aralığı ile tamamen tanımlanır. $G = 2g_1g_2 - 1$ eşdeğer G parametresini tanımlayarak M_{RES} ışın transfer matrisini oldukça sadeleştirebiliriz.



Şekil 3.19. Optiksel rezonatördeki bir gidiş gelişe benzer şekilde eşdeğer lens çifti dalga kılavuzundan geçiş

$$M_{RES} \begin{pmatrix} G & 2L_c g_2 \\ \frac{G^2 - 1}{2L_c g_2} & G \end{pmatrix} \quad (3.91)$$

Bu matrisi rezonatörün öz çözümlerini bulmak için kullanabiliriz. Bir gidiş gelişten sonra kendi kendini tekrar üreten 1 aynasından başlayan küresel dalga cepheleri için bu çözümler;

$$\mu_a = G + \sqrt{G^2 - 1} \quad , \quad R_a = \frac{+2L_c g_2}{\sqrt{G^2 - 1}} \quad (3.92-3.93)$$

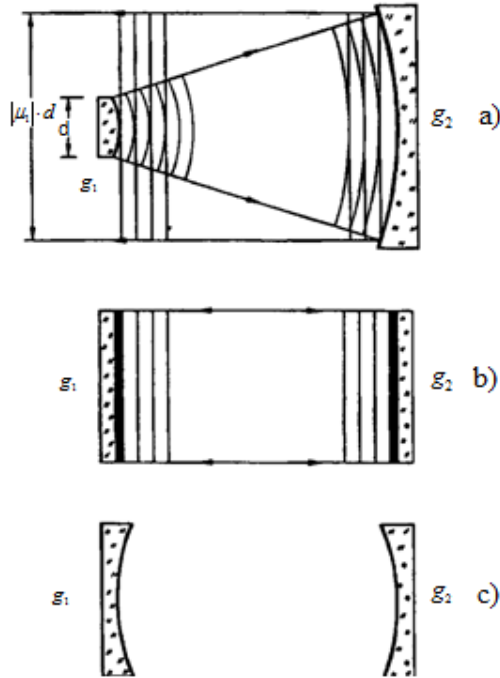
$$\mu_b = G - \sqrt{G^2 - 1} \quad , \quad R_b = \frac{-2L_c g_2}{\sqrt{G^2 - 1}} \quad (3.94-3.95)$$

ile ifade edilir. R_a ve R_b Şekil 3.19'daki noktalı düzlemleri gösterir. Bu öz çözümlere göre üç farklı çeşitteki optiksel rezonatörleri birbirinden ayırt edebiliriz (Hodgson ve Weber, 2005). Bunları aşağıda şöyle özetleyebiliriz;

- **$G > 1$, $|g_1 g_2| > 1$ 'e eşittir:** Rezonatörün içinde kendiliğinden tekrar üretilen $R_{a,b}$ eğrilik yarıçapı için gerçel değerli küresel dalgaları bulabiliriz. Şayet 1 aynasında demet çapı d ise R_a eğrilik yarıçaplı küresel dalga, çapı her bir gidiş gelişte $|\mu_a|$ kadar artırır (Şekil 3.20a). Bu öz çözüm ıraksak dalga olarak adlandırılır. İkinci öz çözüm olan yakınsak dalga her bir gidiş gelişte

demet μ_b kadar azalmasına sebep olur. Bu ışın yayılma özelliklerine sahip rezonatörler kararsız rezonatörler olarak adlandırılır (Hodgson ve Weber, 2005).

- **$G=1, |g_1 g_2| = 1$ 'e eşittir:** Hem R_a hem de R_b eğrilik yarıçapları sonsuzdur ve her iki özdeğer de 1'e eşittir. Bu durum, her gidiş gelişten sonra çapta değişimler olmadan düzlem dalga cephesinin düzlemsel olarak geri gelmesi demektir. Bu rezonatörler kararlılık sınırındaki rezonatörler olarak adlandırılır. Şekil 3.20b'deki düzlem rezonatör, böyle bir rezonatöre örnektir (Hodgson ve Weber, 2005).
- **$G<1, |g_1 g_2| < 1$ 'e eşittir:** Eğrilik yarıçapları ve öz değerlerin hepsi kompleks sayılardır (Şeşil 3.20c). Bunların öz çözümleri geometrik optiklerle açıklanamaz. Sadece kırınım teorisini uygulayarak hesaplanır. Bu rezonatörler kararlı rezonatörler olarak adlandırılır (Hodgson ve Weber, 2005).



Şekil 3.20. Küresel aynalı üç çeşit optiksel rezonatör: a) Kararsız rezonatör, b) kararlılık sınırındaki rezonatör (örnek olarak düzlem rezonatör), c) kararlı rezonatör

Üç çeşit rezonatörü tanımlamak için kullanılan farklı ve çok yaygın bir yaklaşım optiksel eksene gidiş geliş sayısının fonksiyonu olarak rezonatörde başlayan paralel olan ışınların izlenmesidir.

$$M^L = \frac{1}{\sin \Phi} \begin{pmatrix} A \sin[L\Phi] - \sin[(L-1)\Phi] & B \sin[L\Phi] \\ C \sin[L\Phi] & D \sin[L\Phi] - \sin[(L-1)\Phi] \end{pmatrix} \quad (3.96)$$

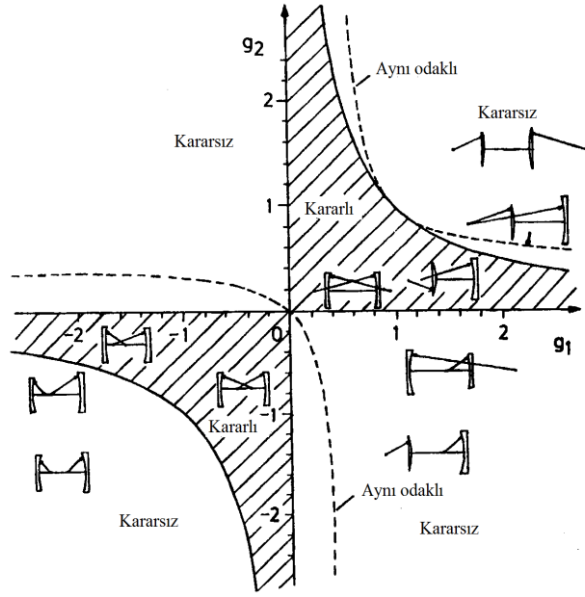
Sylvester Teoremini kullanarak L gidiş gelişten sonraki ışın koordinatı;

$$x_{L+1} = (G \sin[L\Phi] - \sin[(L-1)\Phi])x_1, \quad \cos \Phi = G \quad (3.97)$$

ile verilir. Şayet $|G| \leq 1$ korunursa, rezonatördeki ışınlar hapsedilmiş olarak kalır. $|G| > 1$ için, $\cos \Phi$ hiperbolik fonksiyonla yer değiştirmelidir. Bu, x_L 'in gidiş dönüş sayısı ile eksponansiyel olarak artması demektir. Işın sistemden ayrılır. Bu durum $|G| < 1$ 'li rezonatörlerin niçin kararlı (stable) olarak adlandırıldığını daha da anlaşılabilir yapar (Hodgson ve Weber, 2005).

İki aynalı optiksel rezonatörler, g parametrelerinin koordinat eksenlerini gösterdiği (Şekil 3.21) diyagramla gösterilebilir. Bu diyagram g-diyagramı olarak veya sık sık kararlılık (stability) diyagramı olarak adlandırılır. g_1 ve g_2 ile ifade edilen g-parametreleriyle tanımlanan rezonatör, kararlılık diyagramında noktayla gösterilir. Maalesef bu gösterim belirsizdir. Çünkü ayna aralığını içermemektedir. Rezonatörlerin bu özel sınıfı bilinen odak noktalı iki aynalı aynı odaklı rezonatörlerdir (Hodgson ve Weber, 2005).

$$g_1 = g_2 = 2g_1 \cdot g_2 \quad (3.98)$$



Şekil 3.21. İki küresel aynalı optiksel rezonatörlerin kararlılık diyagramı

3.2.5.2. Bir boyutlu optiksel sistemlerde gaussian demetleri

Collins integrali Denklem (3.99), elektromanyetik alan optiksel sistem boyunca yayılırken alan yapısındaki değişimleri tanımlar. Genellikle, elektrik alan dağılımının biçimine ek olarak genlik yayılma süresince değişir. Bununla birlikte, dağılım biçiminin sabit kaldığı ve sadece genliğin ve alanın yanal genişlemesinin değiştiği özel bir alan sınıfı bulabiliriz. Bu alanlar kırınım integralinin öz çözümleri olarak tanımlanır. Sınırsız elektrik alan durumunda (bu, integralin $-\infty$ 'dan ∞ 'a gerçekleştirilmesidir) Collins integralinin öz çözümleri analitik olarak bulunabilir. İlk olarak 2x2 ışın transfer matrisleriyle tanımlanan ve rotasyonel simetri sergileyen bir boyutlu optiklerle ilgileniyoruz. Şayet aşağıdaki bağıntı korunursa, $E_1(x, y)$ elektrik alanı Denklem (3.100) Collins integralinin öz çözümüdür (Hodgson ve Weber, 2005).

$$E_2(x_2, y_2) = \frac{i}{\lambda B} \exp[-ikL_c] \iint E_1(x_1, y_1) \exp \left[-i \frac{\pi}{\lambda B} (Ax_1^2 + Dx_2^2 - 2x_1x_2 + Ay_1^2 + Dy_2^2 - 2y_1y_2) \right] dx_1 dy_1 \quad (3.99)$$

$$\begin{aligned}
E_2(x_2, y_2) &= \gamma E_1\left(\frac{x_1}{\sigma}, \frac{y_1}{\sigma}\right) \\
&= \frac{i}{\lambda B} \exp[-ikL_c] \iint E_1(x_1, y_1) \exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda B} (Ax_1^2 + Dx_2^2 - 2x_1x_2 \right. \\
&\quad \left. + Ay_1^2 + Dy_2^2 - 2y_1y_2)\right] dx_1 dy_1
\end{aligned} \tag{3.100}$$

İntegralin biçimi Gaussian alan dağılımını gösterir.

$$E_1(x_1, y_1) = E_0 \exp\left[\frac{-ik}{2q_1} (x_1^2 + y_1^2)\right] \tag{3.101}$$

Kompleks sayı olan q_1 Denklem (3.101) integral denkleminin çözümü olabilir. Denklem (3.101)'i Denklem (3.100)'de yerine koyarak;

$$E_2(x_2, y_2) = \frac{E_0}{A-B/q_1} \exp\left[\frac{-ik}{2q_1} (x_1^2 + y_1^2)\right] \tag{3.102}$$

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \tag{3.103}$$

elde edilir.

Kırınım integralinin temel öz çözümü Gaussian demeti olarak adlandırılır. Gaussian demeti, alan parabolik yüzeyli veya parabolik indis profilli optiksel sistem boyunca yayılırken, Gaussian demeti olarak kalır. Sadece, demet parametresi olarak adlandırılan, genlik ve q karakteristik parametresi değiştirilir. Dönüşüm kuralı Denklem (3.103) Gaussian optiklerinin ABCD kuralı olarak adlandırılır. Bu ABCD kuralı Denklem (3.89) geometrik optikler ABCD kuralının genelleştirilmiş hali olarak adlandırılır. $\lambda \rightarrow 0$ limitinde, geometrik optikler ABCD kuralı Denklem (3.103)'den elde edilir ve Gaussian demetlerinin tüm görüntü karakteristikleri o zaman geometrik optiklerle tanımlanabilir (Hodgson ve Weber, 2005).

3.2.5.3. Gaussian demetlerinin serbest uzay yayılması

En basit durumda, 1 düzlemindeki alan dağılımı ($z=0$ 'da) w_0 demet yarıçaplı gerçek bir Gaussian dağılımıdır (Şekil 3.22).

$$E_1(x_1, y_1) = E_0 \exp \left[-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2} \right] \quad (3.104)$$

Denklem (3.104)'ü Denklem (3.102) ile karşılaştırmak Gaussian demet parametresi q_1 'in;

$$q_1 = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = iz_0 \quad (3.105)$$

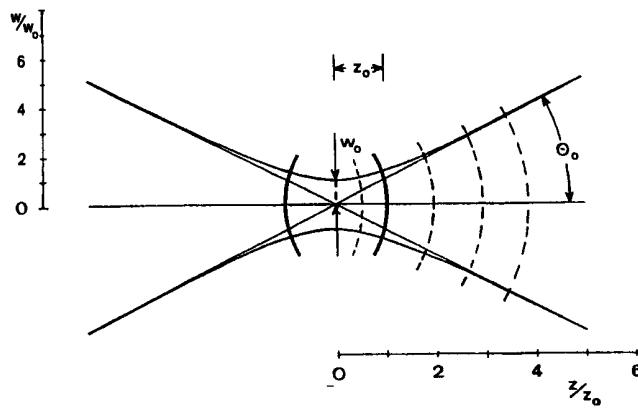
ile verildiğini gösterir. z uzaklığı üzerindeki yayılma ABCD kuralı Denklem (3.103)'e göre demet parametresini değiştirecektir. Serbest uzay yayılması için ışın transfer matrisini kullanarak z uzaklığındaki yeni demet parametresi;

$$q(z) = q_1 + z \quad (3.106)$$

olarak bulunur. Denklem (3.102)'ye göre yeni Gaussian demeti elde etmek için, $I/q(z)$ teriminin belirlenmesi gerekir. Bu $I/q(z)$ ifadesi;

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z_0(z/z_0 + z_0/z)} - \frac{i\lambda}{\pi w_0^2 [1 + (z/z_0)^2]} \quad (3.107)$$

şeklinde yazılabilir.



Şekil 3.22. Gaussian demetinin serbest uzay yayılması

$I/q(z)$ 'nin reel ve sanal kısımları sırasıyla Gaussian demetinin fazını ve demet yarıçapını belirler. Bunu göstermek için, iki yeni nicelik tanımlarız.

$$R(z) = z_0 \left[\frac{z}{z_0} + \frac{z_0}{z} \right] \quad (3.108)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2} \quad (3.109)$$

O zaman, $q(z)$ demet parametresini;

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w(z)^2} \quad (3.110)$$

olarak yazabiliriz. 1 düzleminden z uzaklıktaki Gaussian demeti bu yüzden;

$$E_2(x_2, y_2) = \frac{E_0}{1-z/z_0} \exp \left[-\frac{ik}{2} \frac{x_2^2 + y_2^2}{R(z)} \right] \exp \left[-\frac{x_2^2 + y_2^2}{w(z)^2} \right] \quad (3.111)$$

verir. $R(z)$ 'nin faz cephesinin eğrilik yarıçapını gösterdiğini ve $w(z)$ 'nin eksen üzerindeki değere bağlı olarak yoğunluğun $1/e^2$ azalmasıyla tanımlanan demet yarıçapı olduğunu görürüz. Denklem (3.109)'a göre Gaussian demeti z -ekeni boyunca yayılırken ıraksar. Gaussian demetinin karakteristik parametresi, alan derinliği olarak da adlandırılan veya bazen aynı odaklı olarak tanımlanan z_0 Rayleigh aralığıdır. Raleigh aralığı demet yarıçapının $\sqrt{2}$ faktörüyle arttırıldığı orjinden olan uzaklığı (w_0 demet belinin konumu) belirtir. Rayleigh aralığından çok daha büyük olan z uzaklıklarında Gaussian demeti küresel dalga davranışı sergiler. Bu durumda, $I/q(z)$ 'nin sanal kısmı ihmal edilebilir ölçüde küçük hale gelir ve $R(z)$ eğrilik yarıçapı z uzaklığıyla lineer olarak artar. Gaussian ABCD kuralı Denklem (3.103) o zaman Denklem (3.89) geometriksel ABCD kuralına dönüştürülür. Şayet λ dalga boyu arttırılırsa, bu Rayleigh aralığının azaltılmanasa eşit olduğu için aynı davranış gözlenebilir (Hodgson ve Weber, 2005).

Daha küçük z uzaklıkları için, yine de yayılma davranışı geometrik optiklerdeki küresel dalgalardan tamamen farklıdır. Küresel dalga orjinden olan uzaklıkla orantılı olarak kendi faz eğriliğini arttırırken, Gaussian demetinin $R(z)$ eğrilik yarıçapı $z = z_0$ 'da $2z_0$ minimum değerini gösterir. Bu durum, Gaussian demetinin niçin

geometrik optiklerden tamamen farklı olan görüntü (imaging) özellikleri sergilediğinin sebebidir (Hodgson ve Weber, 2005).

$z \gg z_0$ büyük uzaklıkları için $w(z)$ demet yarıçapı θ_0 sonlu açıda asimptota yaklaşır. Bu açı ıraksaklık açısı olarak bilinir ve

$$\theta_0 = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (3.112)$$

ile verilir. ıraksaklık açısı ve demet belinin çarpımı demet parametre çarpımı olarak adlandırılır. Tüm Gaussian demetleri şayet demet yarıçapları için uygun tanımlama kullanılırsa herhangi bir alan dağılımı için mümkün olan minimum değeri gösteren;

$$w_0 \theta_0 = \frac{\lambda}{\pi} \quad (3.113)$$

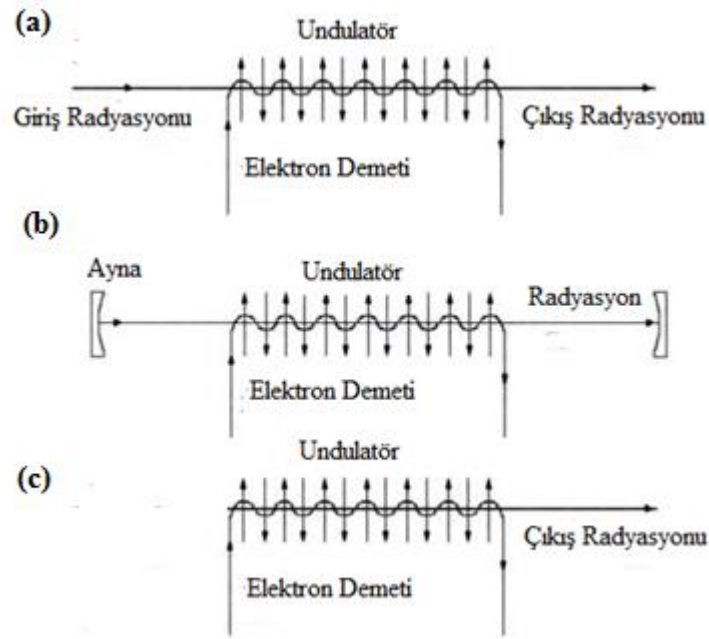
olan aynı demet parametre çarpımına sahiptir. Demet parametre çarpımı demetin sabitidir ve optiksel elemanların ışın transfer matrisleriyle tanımlanabilmesini sağlayan optiksel sistemler boyunca yayılmayla değiştirilmez (Hodgson ve Weber, 2005).

3.3. SEL Fiziği ve Çalışma Prensibi

Vakum tüpü aygıtlarındaki gibi; SEL aygıtları, yükselteçler, osilatörler ve SASE SEL olarak üç sınıfa ayrılabilir (Şekil 3.23). SEL yükselteçleri dış salınımdan olan giriş elektromanyetik dalgayı yükseltir. SEL yükseltecinin çıkış ve girişi arasında bir geri besleme yoktur. SEL osilatörü, geri beslemeli SEL yükselteci olarak göz önüne alınabilir. SEL osilatöründeki radyasyon elektron demet yoğunluğunun dalgalanmalarıyla artar. SEL osilatörü için geri besleme optiksel rezonatör vasıtasıyla başarılır. Bu optiksel rezonatör aynı zamanda, rezonatörde uyarılabilen radyasyon modlarını da tanımlar. Her bir geçişteki radyasyon kazancı rezonatördeki radyasyon kayıplarını aştığı zaman, lazer ışını yayma süreci meydana gelir. Kendiliğinden genlik atımlı ani yayımın kısaltılmış şekli olan SASE (Self Amplified Spontaneous Emission), modu ise rölativistik bir elektron demetinin salındırıcı mıknatıstan bir kez geçirilmesi ile elde edilmektedir. Elektron demeti salındırıcı içerisinden bir kez geçirilirken ışınımın genliği, optimum doyuma ulaşacak şekilde

yayılır. Yükselteç ve Osilatör modda dalga boyu değeri 180 nm'nin aşağısına düşürülemediği için, Vakum Ultra Violet (VUV) ve özellikle X-ışını bölgesinde SEL üretmek için dalgaboyu aralığı 100 nm olan SASE ilkesi ile çalışan laboratuvarlara ihtiyaç duyulmuştur (Saldin vd., 1999; Wille, 2000).

SEL'in ana elemanı kavisli periyodik yörüngeler boyunca elektronları hareket ettirmeye zorlayan undulatördür (veya zigzaglayıcılar) Sarmal (helical) ve düzlemsel (planar) olarak iki undulatör konfigürasyonu mevcuttur (Saldin vd., 1999).



Şekil 3.23. SEL konfigürasyonları; (a) yükselteç, (b) osilatör, (c) SASE

Sarmal undulatörler, çift telli sarımlarla biçimlendirilir ve sarmal yörüngeler boyunca elektronları hareket ettirmeye zorlayan dönen enine manyetik alan üretirler. Düzlemsel undulatörler, zıt polariteli dipol magnet dizileriyle biçimlendirilir ve sinüzoidal yörüngeler boyunca elektronları hareket ettirmeye zorlayan lineer olarak polarize olmuş enine manyetik alan üretirler (Ciocci vd, 2000).

SEL çalışmasının temel prensiplerini anlamak için, sarmal undulatörü göz önüne alalım. Sarmal undulatör ekseninde manyetik alan (manyetik alanın enine değişimini ihmal ediyoruz);

$$\mathbf{B}_u = e_x B \sin(k_u z) - e_y B \cos(k_u z) \quad (3.114)$$

olarak verilir. Burada $k_u = 2\pi/\lambda_u$ undulatör dalga sayısıdır ve $e_{x,y}$ (x, y, z) kartezyen koordinat sisteminin x ve y eksenleri boyunca yönelen birim vektörlerdir. Lorentz kuvveti;

$$\mathbf{F} = \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3.115)$$

manyetik alanın varlığında (-e) yükü ve m_e kütlesiyle elektronların hareket denklemini türetmek için kullanılır.

$$m_e \gamma \frac{dv_x}{dt} = ev_z B_y = -\frac{e}{c} v_z B \sin(k_u z) \quad (3.116)$$

$$m_e \gamma \frac{dv_y}{dt} = ev_z B_x = -\frac{e}{c} v_z B \cos(k_u z) \quad (3.117)$$

Burada $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ rölativistik faktördür ve $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ 'dir. $\vec{v} = v_x + iv_y$ ve $dz = v_z dt$ 'dir. Denklem (3.116) ve Denklem (3.117)'den;

$$m_e \gamma \frac{d\vec{v}}{dz} = -i \frac{e}{c} (B_x + iB_y) = -i \frac{e}{c} B e^{-ik_u z} \quad (3.118)$$

elde edilir. Son denklemin integre edilmesi;

$$\frac{\vec{v}}{c} = \frac{K}{\gamma} e^{-ik_u z} \quad (3.119)$$

verir. Burada;

$$K = \frac{eB_u}{m_e c k_u} = \frac{eB_0 \lambda_u}{2\pi m_e c} = 0.934 \cdot B_u [T] \cdot \lambda_u [cm] \quad (3.120)$$

undulatör parametresidir. Undulatör alanında elektron hızı için açık bir ifade;

$$v_{\perp}(z) = c \theta [e_x \cos(k_u z) - e_y \sin(k_u z)] \quad (3.121)$$

şeklinde bir biçime sahiptir. Bu, undulatör içindeki elektronun z eksenine paralel olan, sınırlanmış sarmal yörünge boyunca hareket etmesi demektir. Kural olarak, elektronun dönme açısı $\theta = K/\gamma$ küçüktür ve v_z boyuna hızı ışık hızına yakındır ($v_z \simeq c$).

Elektron demetine paralel olarak yayılan dairesel olarak polarize olmuş elektromanyetik dalgayı göz önüne alalım. Elektromanyetik dalga'nın alanı sadece enine bileşene sahiptir. Böylece, elektron ve elektromanyetik dalga arasındaki enerji değiş tokuşu, elektron hızının enine bileşeninden dolayı gerçekleşir. SEL ışığı, optiksel rezonatörün aynaları arasında ileri ve geri hareket eden kısa atım üzerinde yoğunlaşmıştır. $E_e = \gamma m_e c^2$ elektron enerjisinin zamana göre türevi (elektron enerjisinin değişim oranı);

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{F} = m_e c^2 \frac{d\gamma}{dt} = -e \mathbf{v}_\perp \cdot \mathbf{E}_\perp \quad (3.122)$$

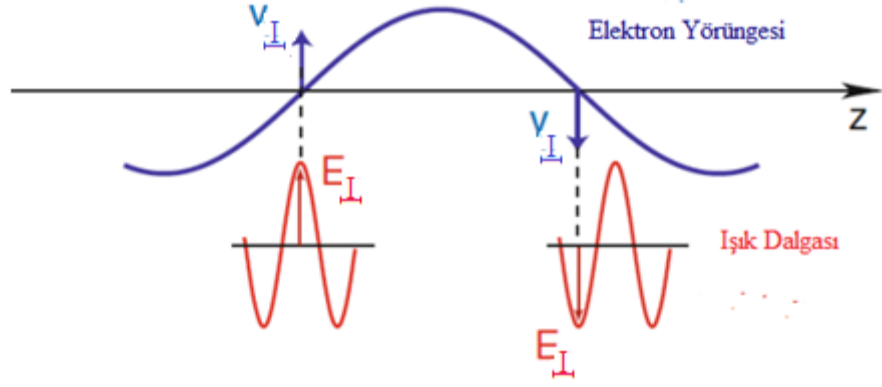
olarak verilir. Burada $\mathbf{E}_\perp$ dalga'nın elektrik alan vektörüdür.

$$\mathbf{E}_\perp = E \{ e_x \cos[\omega(z/c - t)] + e_y \sin[\omega(z/c - t)] \} \quad (3.123)$$

$dz = v_z dt$ olduğunu hatırlayarak;

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dz} &= -\frac{e}{v_z} (v_x E_x + v_y E_y) \\ &\simeq -e\theta E \{ \cos(k_u z) \cos[\omega(z/c - t)] - \sin(k_u z) \sin[\omega(z/c - t)] \} \\ &= -e\theta E \cos[k_u z + \omega(z/c - t)] = -e\theta E \cos \psi \end{aligned} \quad (3.124)$$

elde edilir. Burada ψ fazının basit fiziksel bir açıklaması vardır ve parçacığın enine hızı $v_\perp$ ve elektrik alan $\mathbf{E}_\perp$ vektörü arasındaki açıya eşittir. Enerji korunumu, şayet $dE_e/dt < 0$ ise ışık dalgasının enerji kazanacağını söyler. Bu yüzden elektron ve dalga arasındaki etkin enerji değiş tokuşu için, skaler çarpım ($v_\perp \mathbf{E}_\perp$) tüm undulatör uzunluğu boyunca hemen hemen sabit tutulmalıdır (Şekil 3.24). Bu şekilde eşzamanlılık sağlanmış olur.



Şekil 3.24. Elektrondan ışık dalgasına enerji transferi (ışık dalgası elektron yörüngesinin her bir yarım periyodu için $\lambda/2$ artışa sahiptir)

Denklem 3.124'den bu rezonans şartı;

$$d\psi = k_u dz + \frac{\omega}{c} dz - \omega dt = 0 \quad (3.125)$$

şeklinde yazılabilir. Yeniden $dz = v_z dt$ eşitliğini kullanırsak;

$$k_u + \frac{\omega}{c} - \frac{\omega}{v_z} = 0 \quad (3.126)$$

sonucuna erişiriz. Bu sonuçla birlikte dalganın salındırıcı periyodu dalga boyundaki elektron demetini ilerlettiği zaman eşzamanlılığın sağlandığını görürüz.

$$\frac{\lambda_u}{v_z} = \frac{\lambda}{c - v_z} \quad (3.127)$$

Burada $\lambda = 2\pi c/\omega$ radyasyon dalgaboyudur. $v_z \simeq c$ olduğundan bu rezonans şartı;

$$\lambda \simeq \frac{\lambda_u}{2\gamma_z^2} = \lambda_u \frac{1+K^2}{2\gamma^2}, \quad \gamma = \sqrt{\frac{\lambda_u}{2\lambda}(1+K^2)} \quad (3.128)$$

denkleminde dönüşür. Böylece SEL radyasyonunun daha yüksek tek harmoniklerine ($\lambda/3, \lambda/5, \dots$) rehberlik eden $3\lambda/2, 5\lambda/2, \dots$ kayış mesafelerinin (slippage length) mümkün olduğunu belirtebiliriz. Yine de, $c\Delta t_f = 2\lambda/2, 4\lambda/2, \dots$ 'nin elektrondan ışık dalgasına sıfır net enerji transferi verdiğine dikkat etmek gerekir. Çift harmonikler ($\lambda/2, \lambda/4, \dots$) mevcut değildir (Schmüser vd, 2008). Denklem

(3.128) rezonans şartı meydana geldiği zaman, dalgaya bağlı olarak farklı göreceli fazlı elektronlar λ radyasyon dalgaboyunda, elektronların v_z boyuna hızının kiplenimi ile sonuçlanan enerji artışının (pozitif veya negatif) farklı değerlerini kazanırlar. Bu hız kiplenimi, elektron demetinin yoğunluk kiplenimine dönüştürülür. Bazı koşullar altında, elektron paketleri (bunch) dalganın yavaşlayan fazında azalır. Düzgün olarak aralıklandırılmış elektron paketlerinin (bunch) eş fazlı radyasyonundan dolayı dalganın alan genliği artarken elektronların ortalama enerjisi azalır. Her bir undulatör geçişinde, düşük kazanç durumu için genlik ifadesini nicel olarak tanımlayalım. Bu durum tipik olarak SEL osilatörü içindir. Kazanç birçok farklı durumlarda tanımlanabilir, fakat burada doğru bir temel yaklaşım kullanılmaktadır. Sonsuz derecede geniş elektron demetiyle düzlem dalganın genliğini dikkate alarak, bir boyutlu model çerçevesinde çalışabiliriz. Parçacıkların boyuna hareket denklemleriyle başlarız. Bu hareketin tanımlaması için uygun dinamik değişkenler yukarıda bahsedilen ψ fazı ve parçacığın kinetik enerjisi ε 'dir. ψ fazının değeri parçacığın konumundan bulunur. Bundan dolayı ψ 'nin toplam türevi;

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{\partial\psi}{\partial t} \frac{dt}{dz} = k_u + \frac{\omega}{c} - \frac{\omega}{v_z(\varepsilon)} \quad (3.129)$$

ile ifade edilir. Bu yüzden, Denklem (3.126) rezonans koşulu tam olarak sağlanmadığı zaman, parçacığın fazı değişir. ε parçacık enerjisi, ε_0 nominal değerinden önemli ölçüde farklı olmadığı zaman, ψ 'nin toplam türevi;

$$\frac{d\psi}{dz} = k_u + \frac{\omega}{c} - \frac{\omega}{v_z(\varepsilon_0)} + \frac{\omega}{v_z^2(\varepsilon_0)} \frac{dv_z}{d\varepsilon} (\varepsilon - \varepsilon_0) \quad (3.130)$$

olarak yazılabilir. Elektron enerji değişiminin oranı Denklem (3.124) ile verilir. $v_z \simeq c$ ve $(dv_z/d\varepsilon)|_{\varepsilon=\varepsilon_0} \simeq c(\gamma_z^2 \varepsilon_0)$ eşitliklerini kullanarak faz ve enerji için denklemler;

$$\frac{d\psi}{dz} = C + \frac{\omega}{c\gamma_z^2 \varepsilon_0} P_e \quad (3.131)$$

$$\frac{dP_e}{dz} = -e\theta E \cos \psi \quad (3.132)$$

şeklinde tekrar yazılabilir. Bu eşitliklerde $P_e = \varepsilon - \varepsilon_0$ ifadesi ε_0 nominal değerinden enerji türetilmesidir ve

$$C = k_u + \frac{\omega}{c} - \frac{\omega}{v_z(\varepsilon)} \quad (3.133)$$

ifadesi ε_0 enerjili parçacığın rezonanstaki ayar bozma parametresidir. Şimdi z 'ye bağlı olarak Denklem (3.131)'de Denklem (3.132) 'deki dP_e/dz ifadesini yerine koyarsak sonuçta faz olarak;

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{e\omega\theta E}{c\gamma_z^2\varepsilon_0} \cos \psi = 0 \quad (3.134)$$

elde ederiz. Bundan sonraki kısımları daha kompakt halde yapabilmek için en son yazdığımız eşitliği normalize edilmiş hale getirelim.

$$\frac{d^2\psi}{d\hat{z}^2} + \hat{u} \cos \psi = 0 \quad (3.135)$$

Burada boyuna koordinat $\hat{z} = z/\lambda_u$ ve $\hat{u} = e\omega\theta E\lambda_w^2/(c\gamma_z^2\varepsilon_0)$ olarak λ_u undulatör uzunluğuna normalize edilir. Normalize edilmiş olan Denklem (3.135) sarkaç denklemindeki gibi aynı biçime sahiptir. ψ dalgasının normalize edilmiş elektrik alanı, etkin potansiyelin genliği olarak integre edilir.

Monoenerjitik kiplenmemiş elektron demetinin salındırıcı girişini beslediği zamanki durumu göz önüne alalım. Bu durumda tüm elektronlar aynı ε_0 enerjisine sahip olacaklardır ve bunların fazları $(0, 2\pi)$ aralığında tek biçimli olarak dağılmıştır. Bu yüzden $\hat{z} = 0$ 'daki başlangıç koşulları $(d\psi/d\hat{z})|_{\hat{z}=0} = \hat{C}$ ve $0 \leq \psi_0 \leq 2\pi$ olarak yazılabilir. Burada $\hat{C} = C\lambda_u$ ayar bozma parametresidir. Bu çalışma için basitleştirici varsayımlar şu şekilde sıralanabilir. İlk olarak, etkin potansiyelin küçük olması anlamına gelen yani $\hat{u} \ll 1$ olan SEL işleyişinin lineer modlarını (küçük-ışaret rejimi) çalışıyoruz. İkinci olarak, düşük kazancı göz önüne alıyoruz. Böylece Denklem (3.135) 'deki $\hat{u}$ undulatör boyunca sabit olarak sayılabilir ($\hat{u} = \hat{u}_{\text{ext}}$). Burada $\hat{u}_{\text{ext}} = e\omega\theta E_{\text{ext}}\lambda_u^2/(c\gamma_z^2\varepsilon_0)$ ve E_{ext} salındırıcı girişindeki alan genliğidir. Bu

varsayımlara göre Denklem (3.135)'i integre ederek, salındırıcı boyunca elektron fazının değişimi elde edilir.

$$\psi(\hat{z}, \psi_0) = \psi_0 + \hat{C}\hat{z} + \Delta\psi(\hat{z}, \psi_0) \quad (3.136)$$

Burada $\Delta\psi$;

$$\begin{aligned} \Delta\psi(\hat{z}, \psi_0) &= -\hat{u}_{\text{ext}} \int_0^{\hat{z}} d\hat{z}' \int_0^{\hat{z}'} d\hat{z}'' \cos(\psi_0 + \hat{C}\hat{z}'') \\ &= \frac{\hat{u}_{\text{ext}}}{\hat{C}^2} [\cos(\psi_0 + \hat{C}\hat{z}) - \cos \psi_0] + \frac{\hat{u}_{\text{ext}} \hat{z}}{\hat{C}} \sin \psi_0 \end{aligned} \quad (3.137)$$

olarak verilen küçük faz pertürbasyonudur.

Her bir undulatör geçişindeki kazanç ise $g_s = \frac{(E_{\text{ext}} + \Delta E)^2 - E_{\text{ext}}^2}{E_{\text{ext}}^2}$ olarak tanımlanır.

Burada ΔE alan artışıdır. Düşük kazanç limitini göz önüne aldığımız için, sonraki ifade $g_s \simeq \frac{2\Delta E}{E_{\text{ext}}}$ olarak sadeleştirilebilir. Kazancı hesaplamak için, enerjinin korunumu kanununu kullanırız. Elektromanyetik dalganın şiddet akış yoğunluğu $\Lambda = \frac{cE^2}{4\pi}$ ifadesiyle verilir. Undulatörü geçtikten sonra Λ 'nın artışı;

$$\Delta\Lambda = \frac{c(E_{\text{ext}} + \Delta E)^2}{4\pi} - \frac{cE_{\text{ext}}^2}{4\pi} \simeq \frac{cE_{\text{ext}}\Delta E}{2\pi} \quad (3.138)$$

olur ve $\Delta\Lambda = -\frac{j_0 \langle P_e \rangle}{e}$ ye eşit olmalıdır. Burada $\langle P_e \rangle$ elektron vasıtasıyla ortalaması alınmış enerji kaybını ve j_0 demet akım yoğunluğunu gösterir. Bu yüzden, kazanç için denklem;

$$g_s = \frac{2\Delta E}{E_{\text{ext}}} = -\frac{4\pi j_0 \langle P_e \rangle}{ceE_{\text{ext}}^2} \quad (3.139)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (3.136)'yı Denklem (3.132)'de yerine yazar ve z üzerinden integre edersek, elektron vasıtasıyla ortalaması alınmış enerji kaybına şu şekilde ulaşırız.

$$\begin{aligned}
\langle P_e \rangle &= -e\theta E_{\text{ext}} \lambda_u \left\langle \int_0^1 \cos[\psi_0 + \hat{C}\hat{z} + \Delta\psi(\hat{z}, \psi_0)] d\hat{z} \right\rangle \\
&\simeq e\theta E_{\text{ext}} \lambda_u \left\langle \int_0^1 \Delta\psi(\hat{z}, \psi_0) \sin(\psi_0 + \hat{C}\hat{z}) d\hat{z} \right\rangle
\end{aligned} \tag{3.140}$$

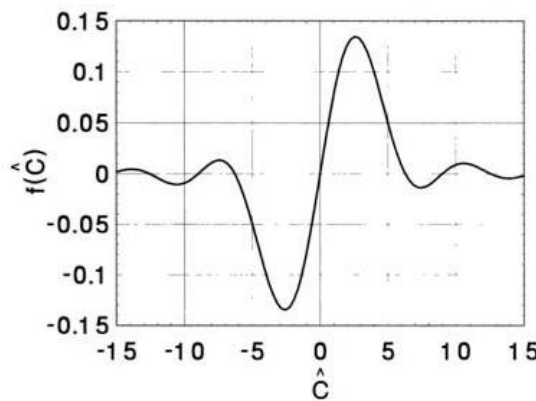
Burada, $\langle P_e \rangle$, $(0, 2\pi)$ aralığında homojen olarak dağılmış ψ_0 ilk fazı üzerinden ortalamayı gösterir. Denklem (3.140)'daki integrali yaptıktan sonra ilk faz üzerinden ortalama alıp $\langle P_e \rangle$ için bulduğumuz Denklem (3.140) ifadesini, Denklem (3.139) 'da yerine koyarsak en son sonuca şu şekilde ulaşırız.

$$g_s = \tau f(\hat{C}) \tag{3.141}$$

Burada; τ kazanç parametresi ve $f(\hat{C})$ kazanç fonksiyonudur. Kazanç parametresi $\tau = \frac{2\pi j_0 \theta^2 \omega l_u^3}{c \gamma_z^2 \gamma I_A}$ şeklinde tanımlanır.

$I_A = m_e c^3 / e \simeq 17 \text{ kA}$ Alfven akımı olmak üzere; kazanç fonksiyonu şu şekilde yazılabilir.

$$f(\hat{C}) = \frac{2}{\hat{C}^3} \left(1 - \cos \hat{C} - \frac{\hat{C}}{2} \sin \hat{C} \right) = -2 \frac{d}{d\hat{C}} \frac{\sin^2(\hat{C}/2)}{\hat{C}^2} \tag{3.142}$$



Şekil 3.25. Azaltılmış ayar bozma parametresi $\hat{C}$ 'ye karşı küçük sinyalli (small-signal) kazanç fonksiyonu, $f(\hat{C})$

Şekil 3.25'da küçük-sinyalli kazanç eğrisi olan $f(\hat{C}) = g_s/\tau$ 'yi gösterilmektedir. Kazanç eğrisi antisimetriktir ve tam $\hat{C} = 0$ 'da rezonansta kaybolur.

Kazanç eğrisinin genişliği, $\Delta\omega/\omega \simeq (2N)^{-1}$ band genişliği frekansına ve $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 \simeq (4N)^{-1}$ “enerji band genişliğine” uyan $\Delta\hat{C} \simeq \pi$ 'dir. Burada N undulatör periyotlarının sayısıdır.

Kazanç formülünü klasik işlemleri kullanarak ortaya çıkardık. Bu durumda bunun gibi klasik bir yöntemin, SEL'deki fiziksel yöntemleri doğru şekilde açıklayıp açıklayamayacağı tarzında sorular oluşur. Temel fiziksel düşünceler, radyasyonun statik manyetik alana sahip geleneksel tip salındırııcıdan geçen elektron demeti tarafından üretildiği SEL'ler için bu yaklaşımın geçerli olduğunu gösteriyor. Aslında SEL'deki genlik büyümesi rezonans davranışı gösterir. Etkin yükseltgenme, $\Delta\varepsilon_s \simeq \varepsilon_i/(4N)$ "dar enerji band aralığında" meydana gelir. Saçılmış foton enerjisi $\hbar\omega$, SEL'in “enerji band genişliği” değeri olan $\Delta\omega$ 'dan çok daha küçük olduğu zamanlarda klasik yaklaşım kullanılabilir. Kural olarak, $\Delta\varepsilon_s/\varepsilon_i \simeq 10^{-2}$ 'dir, SEL fotonlarının enerji aralığı 0.01-100 eV 'dur, elektronların enerjisi $\varepsilon_i \simeq 10 - 1000$ MeV aralığında iken kuantum etkileri ihmal edilmiştir ve $\hbar\omega/\Delta\varepsilon$ parametresi 10^{-5} mertebesinde (Brau, 1990; Marshall, 1965; Saldin vd., 1999).

3.4. SEL Kazancı ve Madey Teoremi

Elektron demeti ve ışık dalgası arasındaki enerji transferi $\eta = (\gamma - \gamma_r)/\gamma_r$ ile verilen görelî (relative) enerji sapmasına bağlıdır. η pozitif olduğu zaman; ışık dalgasının enerji kazandığı, fakat $\eta = 0$ olduğu zaman değişmez kaldığı oldukça açık bir şekilde Şekil 3.26'dan görülebilir. Aynı şekilde, η negatif olduğu zaman ışık dalgası enerji kaybeder. SEL kazanç fonksiyonu undulatörden bir geçiş süresince ışık dalgasının görelî (relative) enerji artışı olarak tanımlanır.

$$G = \frac{\Delta W_\ell}{W_\ell} \quad (3.143)$$

İkinci derece pertürbasyon teorisi ile elektronların faz uzayı hareketini ele alarak kazanç fonksiyonu;

$$G(\xi) = -\frac{\pi e^2 \tilde{K}^2 N^2 \lambda_u^2 n_e}{4\varepsilon_0 m_e c^2 \gamma_r^2} - \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\sin^2 \xi}{\xi^2} \right) \quad (3.144)$$

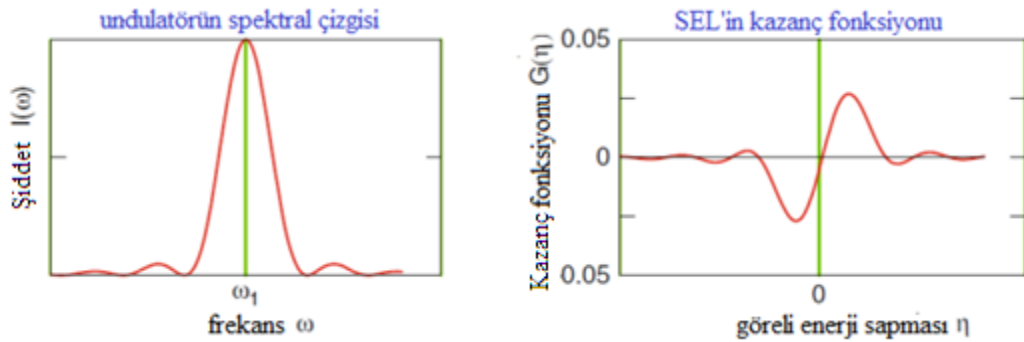
$$\hat{R} = K \cdot \left[J_0 \left(\frac{K^2}{1+2K^2} \right) - J_1 \left(\frac{K^2}{1+2K^2} \right) \right] \quad (3.145)$$

ifadesiyle verilir. Burada n_e her bir birim hacimdeki elektronların sayısı, N undulatör periyotlarının sayısı ve $\hat{K}$ Denklem (3.145)'de tanımlanan modifiye edilmiş undulatör parametresidir. $\xi = \pi N (\omega_1 - \omega) / \omega_1$ boyutsuz değişkeni, ω_1 başlangıç frekansından frekans sapmasının bir ölçüsüdür. Denklem (3.144) undulatör radyasyonunun spektral çizginin yoğunluk enine kesitli eğrisinin (line-shape curve) negatif türevi ile orantılıdır (Madey, 1979).

Denklem (3.144)'te ω frekansı bağımsız değişken olarak alınır. Pratikte denklem sık sık farklı bir yolla uygulanır. $\omega_1 \equiv \omega_r$ başlangıç frekansı dıştan beslemeli lazerle ve optiksel rezonatörün öz moduyla sabitlenir. $E_e = \gamma m_e c^2$ elektron enerjisi yine de Denklem (3.128)'de tanımlanan $E_r = \gamma_r m_e c^2$ rezonans enerjisinden farklı olabilir. O zaman, ξ niceliğini;

$$\xi = \pi N \frac{\omega_1 - \omega}{\omega_1} \approx 2\pi N \frac{\gamma - \gamma_r}{\gamma_r} = 2\pi N \eta \quad (3.146)$$

şeklinde tekrar yazabiliriz (Schmüser, 2008).



Şekil 3.26. Undulatrör radyasyonunun $\omega_1 \equiv \omega_r$ ilk harmoniği için $I(\omega)$ spektral çizginin yoğunluk enine kesiti eğrisi (sol taraf) ve düşük kazançlı SEL'in $G(\eta)$ tipik kazanç fonksiyonu (sağ taraf)

3.5. Serbest Elektron Lazerinin Yardımcı Parçaları

SEL bir önceki bölümde açıklanmış olan; elektron tabancası, paketleyici, hızlandırıcı, salındırıcı ve optik kavite ana parçalarının dışında, vakum sistemi, güç sistemi, soğutma sistemi, diagnostik ve kontrol sistemi gibi alt parçalara da sahiptir.

3.5.1. Vakum sistemi

Vakum sistemi, elektronları enerji kaybına uğratmadan rölativistik hızlara çıkarabilmek için gereklidir. Elektron demetinin hareketi boyunca vakumlu bir ortamın sağlanması gerekir. Vakum seviyeleri farklılıklar gösterebilir. Vakum elde edebilmek için farklı özelliklere sahip vakum pompaları kullanılabilir. Ön vakum oluşturmak için döner pompalar (10^{-9} mbar seviyelerine kadar), yüksek vakum elde edebilmek için ise turbo moleküler pompalar (10^{-9} mbar) kullanılabilir (Hahn vd., 2004). Hızlandırıcılarda türlerine bağlı olarak, hızlandırıcı performansını etkileyen birçok ışın kayıpları oluşabilmektedir. Işın kayıplarının en önemli nedeni; vakum borularındaki artık gaz ile ışınların etkileşmesidir. Bu etkileşmeler, elektronların ya da artık gaz moleküllerinin çekirdek ile elastik ya da elastik olmayan saçılmasından kaynaklanır. Coulomb saçılması ve Bremsstrahlung saçılması bu duruma örnek olarak verilebilir. Bu etkileşmeler elektronların kaybına, ışın ömrünün azaltılmasına ve yüksek enerjili ikincil parçacıkların (fotonlar, nötronlar) oluşmasına neden olabilir. Hızlandırıcılardaki vakum sistemi; ışın kararlılığı ve ışının ömrünün uzun olmasını amaçlar. Siklotron ışınım kaynakları için 10^{-9} mbar basınç, iyi bir ışın ömrüne sahip olmak için tipik bir değerdir. Gerekli vakum değerlerine ulaşmak için, iyi bir vakum sistemi tasarlanmalıdır. Düşük miktarda gaz çıkışı ve düşük vakum elde etmek için, iyi ve verimli pompalama sistemi, iyi takip sistemi, iyi temizleme ve bu temizliğin korunması gereklidir. Bu şartlar altında, ortamdaki gaz moleküllerinin yoğunluğunun azalması sağlanmış olur. (Hahn vd., 2004).

Vakum sisteminde; kaba (rough) pompalar, turbo moleküler pompalar ve iyon pompaları kullanılmaktadır. Kaba pompalar, sistemdeki basıncı 10^{-6} atm'in altına düşürmek için gereklidir. Kaba pompalama bölgeleri, ön vakum pompası ve turbo moleküler pompadan oluşur. Ön vakum pompası, basıncı atmosfer basıncından 10^{-3} mbar'a düşürür ve pompalamayı gerçekleştirince turbo moleküler pompa devreye

sokulur. Turbo moleküler pompalar, momentum prensibine dayalı olarak çalışırlar. Hava moleküllerini isabet alan ve dönen vanalar, bu molekülleri aktarma işini görürler ve moleküller rough pompanın himayesinden çıkarlar. Bu durumda sitemdeki gaz basıncı 10^{-6} atmosfer basıncına kadar düşebilir. İyon pompaları ve titanyum süblimleşme pompaları ise, yüksek vakum oluşturmada yaygın olarak kullanılan vakum pompalarıdır. İyon pompaları sistemdeki basıncı 10^{-12} atm'e düşürmek için gereklidir. İyon pompası, pompa içindeki gaz moleküllerini iyonlaştırır. Manyetik alan bu molekülleri pompa içinde küçük bir hacme hapseder ve iyonlaştırma sürecinde üretilen elektronlarla çarpışma sayısını artırarak pompanın verimi arttırılır. Oluşan iyonlar katoda (titanyum) doğru hızlandırılırlar; katoda tutulmaya yetecek bir enerji aktarırlar ve böylece aktif pompalama sağlanmış olur (Hahn vd., 2004).

3.5.2. Güç sistemleri

SEL elde etmek için elektronları hızlandıran hızlandırıcı yapılarda kullanılan güç kaynakları klystrondan veya Endüktif Çıkış Tüpleri'nden (Inductive Output Tubes, IOT's) oluşmaktadır. Süperiletken kaviterler, elektron paketçiklerinin hızlanmasını sağlayan elektromanyetik alan ile doldurulur. Elektronlar için enerji, yüksek güçlü mikrodalga klystron tüpünden elde edilir. Gerekli olan güç, sistemin doyma noktasına yakın seviyeler için klystronlardan alınır. Elektron demetinin, sürüklenmeden sonra ilk kavitede düşük RF güç ile hızı ayarlanır. Daha iyi paketlenme için, giriş gücünün değeri, daha yüksek RF gücüne dönüşür ve kavite içerisine doldurulur. Daha sonra paketleyici, biçimlenmiş elektron demetini alır. RF alan yardımıyla yüksek frekans değerlerinde sıkışan paketçikler, atmalar halinde daha hızlı şekilde yol alır (Jacob, 2006). Süperiletken (Sİ) hızlandırıcılarda paketçikleri hızlandırmak için düşük kW mertebesinde RF gücüne ihtiyaç duyulurken, Normaliletken (Nİ) hızlandırıcılar için bu değer MW mertebesinde. Bir süperiletken RF oyuğunda demete aktarılabilecek maksimum ortalama güç;

$$P_{RF}=P_{beam} \quad (3.147)$$

ile sınırlıdır. Oyuğ içinde güç kaybının olmadığı göz önüne alındığında, her bir 9 hücreli oyuktan maksimum 10 kW ortalama gücünde demet elde edilebilir. Sürekli

kipte paketçik hızlandırmak için sürekli kipte RF kaynağına (klystron) ihtiyaç duyulur. Teknolojik olarak sürekli kipteki RF kaynağı 10 kW ya da 16 kW klystronlar ile sınırlıdır. Bununla birlikte atmalı yapıda yüksek RF gücü üretebilen klystronlar mevcuttur ve oyuk içinde yüksek güç kaybından dolayı normal iletken RF oyukları da kullanılır (Jacob, 2006).

3.5.3. Soğutma sistemleri

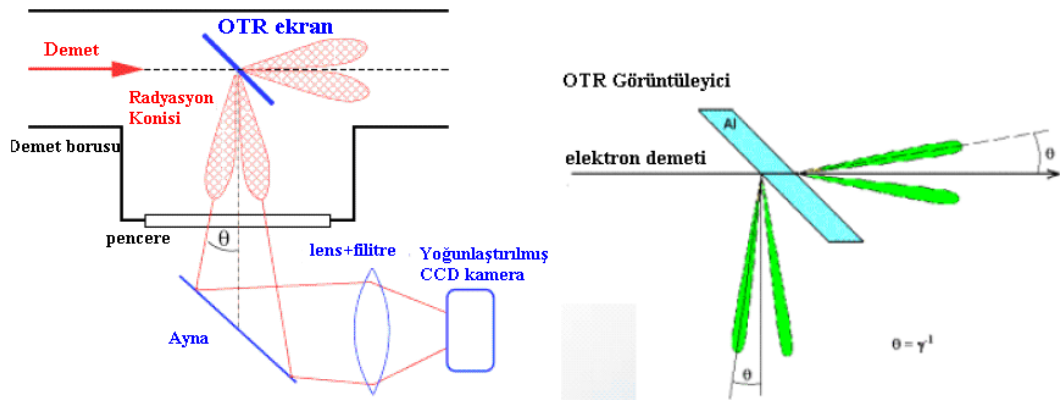
SI hızlandırıcılarının çalışma sıcaklığı 1.8 K'dir. Bu kaviteler mutlak sıfırın bir derece üstünde olan sıvı haldeki helyum (superfluid helium) ile soğutulurlar. Helyum soğutma sisteminde basınç dengelenmesi, helyum buzdolabının soğutma kutusunda bulunan soğutma kompresörleri ile elde edilir. Gaz olarak alınmış helyum, kompresörler yardımıyla 1,3 MPa'lık basınç uygulayarak önce 4K'e daha sonra 1,6 kPa'lık basınç uygulanarak 1,8K'e düşürülür. Kriyostat, 1,8K sıcaklığının aşağısında çalıştırılabilir olup standart çalışma sıcaklığı 2K (31mbar)'dir. Bundan dolayı, helyum kriyostat içine 80K termal kalkanın yerleştirilmesi ve hızlandırıcının tüm bileşenlerinin süper yalıtımlı olması gerekir.

Süperiletken kaviteleri, işlem şekillerine uygun olarak soğutmak için, 0,1mbar'lık yüksek sabit basınç gereklidir. Lineer hızlandırıcı kullanımı için üç arabirimde su soğutuma ihtiyaç duyulur: Biri, klystronlar için elektronik odalarda, biri linakta (Nİ hızlandırıcılar), diğeri ise, ihtiyaç duyulursa güç kaynağının soğuması için güç kaynağındadır. Birçok elektriksel ve RF bileşenler (klystron, magnetler) su ile soğutulur. Önemli olan buradaki bileşenlerde iletken olmayan suyun (Non Conductivity Water, NCW) kullanılması gerektiğidir. Su soğutma sistemi kurulurken şu noktalar dikkate alınmalıdır: Bütün malzemeler su (NCW) direncine dayanıklı olmalıdır. Tüm borular, kaynak yapıldıktan ve bağlandıktan sonra asitle yakılarak temizlenmelidir. Boru boyunca damla basıncı, 100 Pa/m'yi geçmemelidir (Gezgin, 2009).

3.5.4. Diagnostik

Demet diagnostiği; demet hattı boyunca demetin özelliklerini izleyen, demetin herhangi bir uygulama alanında kullanılabilmesi için önceden belirlenmiş

özelliklerin korumasını sağlayan, donanım ve kontrol sistemlerinin bütünüdür. Bu tür sistemler hızlandırıcı laboratuvarlarının performansı ve kararlılığını hızlı ve güvenli bir şekilde kontrol etmektedirler. Böylece, deneyciler ile birlikte, makine operatörlerinin ve teknisyenlerin iş yükü azalmaktadır. Hızlandırıcı laboratuvarlarında, yapısal olarak farklı iki diagnostik sistem vardır. Bunlar elektron demet diagnostik sistemi ve foton demet diagnostik sistemidir. Elektron demet diagnostik sistemi hızlandırılan yüklü parçacıkların analizi için, foton demet diagnostik sistemi ise Cherenkov ışınımı, senkrotron ışınımı, SEL gibi foton demetlerinin analizi için gereklidir. Elektron demet diagnostiği, elektron demetine zarar vermeden ölçümlemeyi ve hızlandırıcı için doğru demet ayarlarını yapmayı amaçlar. Bu işlem sırasında elektronları, demet hattı olarak adlandırılan vakumlu borular taşır. Vakum sistemi, demetin en az kayıpla ilerlemesi için demet hattı içerisindeki havayı emer. SEL laboratuvarında demet hattı, kaynaktan başlayıp elektronlar için dump edildiği yere kadar gider. Elektron demet kontrolü, elektron demetinin, elektron tabancasından çıkıp durduruluncaya (DUMP) kadar tüm hat boyunca, elektron pozisyonunun tespiti ve görüntülenmesi, akımın ölçümü, yükün ölçümü, demet uzunluğunun ölçümü, demet kaybı, yönlendirilmesi, odaklanması ve sıkıştırılması işleminin tümünü kapsar. Demet hattı boyunca demet varlığını tespit etmek için, Optik Geçiş Radyasyonu (OTR) ve Yük Çiftlenimli Cihaz veya CCD (Charge Coupled Device) olarak adlandırılan kameralar kullanılır. Bu kameralar, demet boyunun ölçülmesini ve elektron demetinin pozisyonunun tespitini sağlarlar. Bunun için, demet hattı içerisinde ilerleyen elektron demeti, hareket edebilen ve 45 derecelik açıda bulunan alüminyum plaka yardımıyla CCD kamera tarafından optik olarak incelenir (Şekil 3.27).



Şekil 3.27. OTR kameranın kullanım düzeneği

3.5.5. Kontrol Sistemi

Kontrol odası, bilgisayarlar, sunucu sistemleri ve optik fiber hattına bağlı ağ sistemi gibi donanımlardan oluşur. Demet borusundaki vakum seviyesi, klystronlardan kavitelere aktarılan RF alan gücü ile fazının kontrolü ve ayarlanması, elektron demetinin ne kadarının hızlandırıcı boyunca iletilebildiği veya kaybedildiği, kuadrapol magnet gibi elemanların oluşturduğu akım değerlerinin ve buna bağlı olarak odaklama güçlerinin ayarlanması, lazer diyagnostik elemanlarından alınan lazer demetinin gücü, kontrol odasından sürekli izlenmesi gereken parametrelerdir. Kontrol sistemleri, işlemler ve incelemeler için kolaylık sağlayıp teknik ve fiziksel hesaplamalar için kullanılabilir 61 lazer parametresini ve bunların grafiklerini oluştururlar. Ayrıca, bu sistem son değerlendirmeler için ölçülmüş değerleri depolar, dosyalar ve farklı makine parametreleri için veri ayarları yaparlar (Gezgin, 2009).

3.6. SEL'in Temel Parametreleri

3.6.1. Dalga boyu

Undulatör magnet, parçacıkların $\pm 1/\gamma$ 'dan çok daha küçük açılarla çok az sapmasına sebep olur. Sonuçta parçacıkların enine (transverse) hareketi rölativistik değildir. Demet eksenini boyunca çok uzaklardan gözlenen elektronun hareketi, vericiden salınan lineer radyo antenlerine benzer şekilde zayıf enine sinüzoidal salınım gibi gözlenir. Yayınlanan radyasyon bu yüzden, periyodu salınım periyoduna eşit olan periyotla monokromatik şekilde salınır. Bu monokromatik radyasyon, temel undulatör radyasyonu olarak adlandırılır ve $K \ll 1$ için bu radyasyon;

$$\lambda \approx \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \quad (3.149)$$

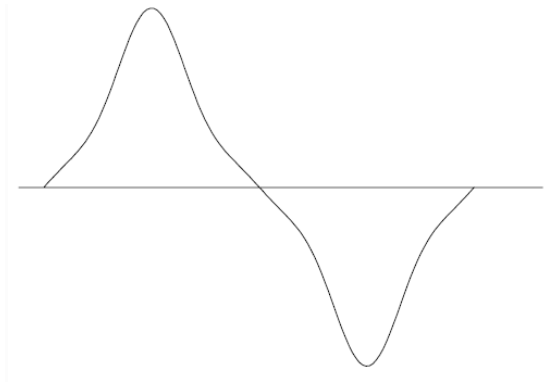
dalga boyuna sahiptir (Wiedemann, 2007). Undulatör şiddeti arttırılırsa bu ifade daha kompleks hale gelir. Çünkü enine (transverse) hareket rölativistik hale gelir. Bunun sonucu olarak zayıf sinüzoidal enine hareket bozulur. Boyuna (longitudinal) harekette periyodik Lorentz kısalması meydana gelir. Bu durum, parçacık salınım tepelerinin etrafında, hemen hemen eksene paralel olarak hareket ederken daha

büyüktür. Sinüzoidal hareketin bu tepeleri ve çukurları parçacık sisteminde Lorentz kısılması haline gelir. Bu yüzden, bu durum sinüzoidal hareketi, Şekil 3.28'den de görüldüğü gibi, pertürbe eder. Bu pertürbasyon temel salınım periyodunun sadece tek harmoniklerine (1, 3, 5....) sebep olacak şekilde, uçlarda ve çukurlarda simetriktr. Bu harmoniklerin varlığında undulatör radyasyonunun m'inci harmoniğinin temel (fundamental) dalga boyu ve enerjisi;

$$\lambda \approx \frac{\lambda_u}{2\gamma^2 m} = \left(1 + \frac{1}{2}K^2 + \gamma^2 \theta^2\right) \quad (3.150)$$

$$\varepsilon_k = 0.950 \cdot E^2[\text{GeV}] \cdot \frac{m}{\lambda_u[\text{cm}] \cdot (1 + K^2/2\gamma^2 \theta^2)} \quad , \quad k=1, 3, 5..... \quad (3.151)$$

ile verilir. Burada m harmoniklik sayısı, θ gözlem (observation) açısı, K sapma (deflection) parametresi, γ Lorentz faktörü, λ_u undulatör dalga boyu ve λ radyasyon dalga boyudur (Sesame Publications, 20013).



Şekil 3.28. Enine hareketin rölativistik pertürbasyonundan dolayı sinüzoidal hareketin bozulması (distortion)

3.6.2. Enerji ve Güç

Serbest elektron lazerlerinde, salındırıcı içerisinde hareket eden elektronun sahip olduğu enerji;

$$\varepsilon_e = \gamma m_e c^2 = \gamma \varepsilon_0 \quad (3.152)$$

eşitliği ile ifade edilebilir. Burada $\varepsilon_0 = m_e c^2$ parçacığın durgun kütle enerjisidir. Elektronun kinetik enerjisi ise toplam enerjisiyle durgun kütle enerjisi arasındaki fark olarak tanımlanır.

$$\mathcal{E}_{\text{kin}} = \varepsilon_e - \varepsilon_0 = (\gamma - 1)m_e c^2 \quad (3.153)$$

Hızlandırma süresince elektronun kinetik enerjisindeki değişim hızlandırıcı kuvveti ile, parçacık üzerine etkiyen kuvvetin yol uzunluğunun çarpımına eşittir.

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{kin}} = \int_{L_{\text{acc}}} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} \quad (3.154)$$

L_{acc} hızlandırıcı alan boyunca yol uzunluğudur. Parçacık momentumu ise enerjiye bağlı olarak;

$$c^2 p^2 = \varepsilon_e^2 - \varepsilon_0^2 = m_e c^2 \sqrt{\gamma^2 - 1} = \gamma \beta m_e c^2 = \beta \varepsilon_e \quad (3.155)$$

şeklinde tanımlanır (Wiedemann, 2007).

Elektromanyetik spektrumdaki bölgelere göre elektron enerjileri; uzak kızıl ötesi bölgede 5–10 MeV, orta kızıl ötesi bölgede 10–50 MeV, UV-VUV bölgede 500–1000 MeV ve X ışını bölgesinde 10-20 GeV'dir. Lazer dalga boyunun ayarlanabilirliği, gerek duyulduğu zaman elektron enerjisinin değişimi ile yapılabilir. Denklem (3.152)'ye göre, SEL'in kısa dalga boyları için elektron demetinin yüksek enerjilerine ihtiyaç duyulur ve undulatörün manyetik alanı ve elektronun demet enerjisi değiştirilerek dalga boyu geniş bir aralığa ayarlanabilir (Prazeres vd., 1996). Radyasyon şiddeti ise;

$$P_R = \frac{2}{3} r_c m c |\dot{\beta}^*|^2 \quad (3.156)$$

ile verilir. Burada * ifadesi, parçacık referans sistemindeki nicelikleri gösterir. Bu ifadeyi parçacık referans sisteminde undulatörü geçerken, elektrondan toplam yayınlanan enerjiyi hesaplamak için kullanırız. Enine parçacık hızlandırması

$m\dot{v}^* = dp_{\perp}/dt^* = \gamma dp_{\perp}/dt$ ve $dt^* = 1/\gamma$ ile verilir. Buna göre şiddet momentuma bağlı olarak;

$$P_R = \frac{2}{3} \frac{r_c \gamma^2}{mc} \left(\frac{dp_{\perp}}{dt} \right)^2 \quad (3.157)$$

ile verilir. Enine momentum λ_u periyotlu parçacık sapmasıyla belirlenir. Burada r_c klasik elektron yarıçapıdır ve

$$dp_{\perp} = \dot{p} \sin \omega_u t \quad (3.158)$$

ile verilir. Burada $\dot{p} = p_0 \theta$ ve $\omega_u = ck_u = 2\pi c/\lambda_u$ 'dur. $\theta = K/\gamma$ maksimum sapma açısıdır. Buna göre undulator boyunca hareket eden yüklü parçacıktan olan anlık radyasyon şiddeti;

$$P_R = \frac{1}{3} cr_c mc^2 \gamma^2 K^2 k_u^2 \quad (3.159)$$

ile verilir (Wiedemann, 2007).

3.6.3. Akı, Parlaklık ve Aydınlık

SEL ışınımında; saniye başına bir enerji aralığında yayılan foton sayısı, akı olarak tanımlanır. Kullanılabilir foton enerjisinin % 0.1 band genişliği enerji aralığını oluşturmaktadır. Bu enerji aralığındaki foton akısı (F_f) genellikle 1 A'lık demet akımına normalizedir ve

$$F_f = \frac{\text{foton}}{s0.1\% \text{ band genişliği}} \quad (3.160)$$

ile verilir.

Yüksek konum çözünürlüğü gerektiren deneyler için, ışınım kaynağı noktasal olarak kabul edilir. Buna göre, ışınımın enine genişliği ve diverjansı küçük olmalıdır. Bu özellik göz önünde bulundurularak demetin kalitesi, aydınlık (brilliance);

$$S = \frac{d^2F}{d\Omega d\omega/\omega} = \frac{d^2P}{d\Omega d\omega} \frac{1}{\hbar} = \frac{F}{2\pi\sigma'_x\sigma'_z} = \frac{F\sqrt{\beta_x\beta_z}}{2\pi\sqrt{\epsilon_x\epsilon_z}} = \text{foton/s/mrad}^2/\% \text{ band genişliği} \quad (3.161)$$

ve parlaklık (brightness);

$$B = \frac{d^2F}{d\Omega d\omega} = \frac{F}{4\pi^2\sigma_x\sigma_z\sigma'_x\sigma'_z} = \frac{F}{4\pi^2\epsilon_x\epsilon_z} = \text{foton/s/mm}^2/\text{mrad}^2/\% \text{ band genişliği} \quad (3.162)$$

terimleri ile açıklanabilir. Aydınlık terimi demetin açısal diverjansı olan $\sigma'_{x,z} = \sqrt{\epsilon_{x,z}\beta_{z,z}}$ terimine parlaklık ise enine demet boyutlarını veren $\sigma_{x,z} = \sqrt{\epsilon_{x,z}\beta_{z,z}}$ terimlerine bağlıdır (Wille, 2000).

3.6.4. Emittans

Demetteki parçacıklar, faz uzayında demet emittansı denilen belirli bir bölgeyi işgal ederler. Konum ve momentum uzayında üç bağımsız iki boyutlu demet emittansı tanımlarız. Bunların π ile çarpılan nümerik değerleri, kendi faz uzayında demet tarafından işgal edilen alana eşittir. Demet emittansı demetin enine ve boyuna sıcaklığının bir ölçüsüdür. Emittans, demetin kaynak karakteristikleri veya senkrotron radyasyonunda fotonların niceliksel yayımı ve bunların uyarma ve damp etkileri gibi diğer etkilere de bağlıdır (Wiedemann, 2007).

Faz elipsinin alanı önemli bir niceliktir ve

$$\text{alan} = \pi a^2 \quad (3.163)$$

ile verilir. Faz elipsinin biçimi ve yönelimi hızlandırıcı boyunca hareket ederken değişir. Faz uzayında demeti çevreleyen elipsin alanı emittansa bağlı olarak;

$$\text{elipsin alanı} = \pi \cdot \epsilon \quad (3.164)$$

ile verilir. Parçacıklar hızlandırıldığı zaman emittans momentumla ters orantılı olarak azalır. Çünkü, hızlandırıcı kaviterlerde momentumun enine bileşeni sabit kalırken, sadece boyuna bileşen artar. Bu yüzden demet ıraksaması (beam divergence) kısılar. Bu durum "adyabatik sönümlenme (dampiiing)" olarak adlandırılır. Emittansın enerji bağıllığı, Hamiltonyen ile kabaca türetilir. Emittans parçacıkların hızlandırılması süresince değişirken protonlar, ağır iyon demetleri ve linaktaki elektronlar için;

$$\varepsilon_N = \frac{p_0}{m_0 c} \varepsilon \quad (3.165)$$

olarak tanımlanan normalize emittans sabit kalır (Turner, 1992).

3.6.5. Demet boyutu

Parçacık demeti hızlandırma süresince odaklayıcı ve dağıtıcı mıknatısların yanısıra, birçok yapıdan (demet izleme monitörleri, hızlandırıcı oyuklar vs.) geçer. Bu süre içerisinde, demetin çeşitli kararsızlıklarına rağmen, dağılmadan ve mümkün olduğunca küçük demet ebadı ile salındırıcıya getirilmesi gerekir (Aksakal, 2007). Paketçiklerin enine yarıçapları σ_x , σ_y ile ve boyu ise σ_z ile verilir. Günümüz hızlandırıcılarında bu değerler, σ_z için mm mertebesinde iken σ_x ve σ_y için μm mertebesinde. Hızlandırıcının s eksen boyuna paketçiklerin enine ebatları;

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\varepsilon \beta} \left(1 + \frac{s^2}{\beta^2} \right)^{1/2} \quad (3.166)$$

eşitliğinde verildiği gibi değişmektedir. Gaussian lazer demetleri için ise enine boyut;

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\frac{\lambda Z_R}{4\pi}} \left(1 + \frac{s^2}{Z_R^2} \right)^{1/2} \quad (3.167)$$

ile verilir. Gaussian yoğunluğunda ise, hem lazer hem de elektron demeti için demet yoğunluğu;

$$n = \frac{N_e}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{(s \pm ct)^2}{2\sigma_z^2} \right] \quad (3.168)$$

ile ifade edilmektedir.

3.6.6. Paket uzunluğu (bunch length)

Demetteki parçacıklar referans noktalarına bağlı olarak momentum ve fazın uç değerlerinde salınırlar. Tüm salınım modları 90^0 faz dışıdır. Bilinen bir referans noktasında, demetin tüm parçacıkları eş fazlı olmayan (incoherent), faz salınımları gerçekleştirirler. Bu yüzden parçacıkların paket uzunluğu olarak adlandırılan sabit boyuna faz dağılımları mevcuttur. Toplam paket uzunluğu parçacıkların paket merkezinden olan maksimum boyuna sapmasının iki katıdır. Bu paket uzunluğu;

$$\sigma = \frac{c}{h\omega_{\text{rev}}} \tilde{\varphi} = \frac{\lambda_{\text{rf}}}{2\pi} \tilde{\varphi} \quad (3.169)$$

ile verilir. Burada $\tilde{\varphi}$ maksimum faz sapması, ω_{rev} devir (revolution) frekansı ve λ_{rf} kavitenin RF dalga boyudur (Wiedemann, 2007)

3.6.7. Enerji yayılımı

Fotonların istatistiksel yayımı, ilk olarak demette enerji yayılımına neden olan parçacık enerjisinin değişimine sebep olur. Demetin tüm elektronları aynı enerjiye sahip değildir. Elektronun γ enerjisi ortalama enerjiden γ_0 kadar sapar. $\delta = (\gamma - \gamma_0)/\gamma_0$ görelî enerji sapmasıdır. ρ_e elektron demet yoğunluğu da $\rho_e(\vec{Y}, \vec{Y}', s, \delta)$ şeklinde δ 'ya bağlı olarak yazılabilir. Burada, $\vec{Y} = (X, Z)$ 'dir ve $\vec{Y}' = (\vartheta_x, \vartheta_z)$ 'dir. $\vec{Y}'$ ifadesindeki terimler, sırasıyla görelî enerji sapması ve açıdır (Onuki ve Elleaume, 2003). .

3.6.8. Pik paketçik akımı ve ortalama akım

Elektron demeti için en küçük birim: hızlandırıcı geriliminin bir dalga boyu veya bunun katları kadar aralığa sahip olduğu mikro paketçiklerdir. Hızlandırılan elektronların mikro paketçik yapıda oluşturduğu akımın pik değeri;

$$I = \frac{q_p c}{(2.35\sigma_z)} \quad (3.170)$$

olarak tanımlanır. Bu ifadede, q_p paketçik yükü, c ışık hızı, σ_z paketçik uzunluğudur. Demetteki elektronlar ortak bir referans noktası etrafında faz salınımları yaparak, boyuna kararlı dağılım oluştururlar. Buna paketçik uzunluğu denir. Ortalama akım ise; elektron paketçiklerinin hızlandırıcı sonunda oluşturduğu ortalama demet akımıdır.

$$\langle I \rangle = \frac{n_\mu q_p}{T_r} \quad (3.171)$$

Bu ifadede, n_μ bir atma içindeki mikro paketçik sayısı, T_r ardışık iki mikro atma arasındaki zaman farkıdır. Bu zaman farkı;

$$T_r = \frac{1}{f_{\text{linak}}} \quad (3.172)$$

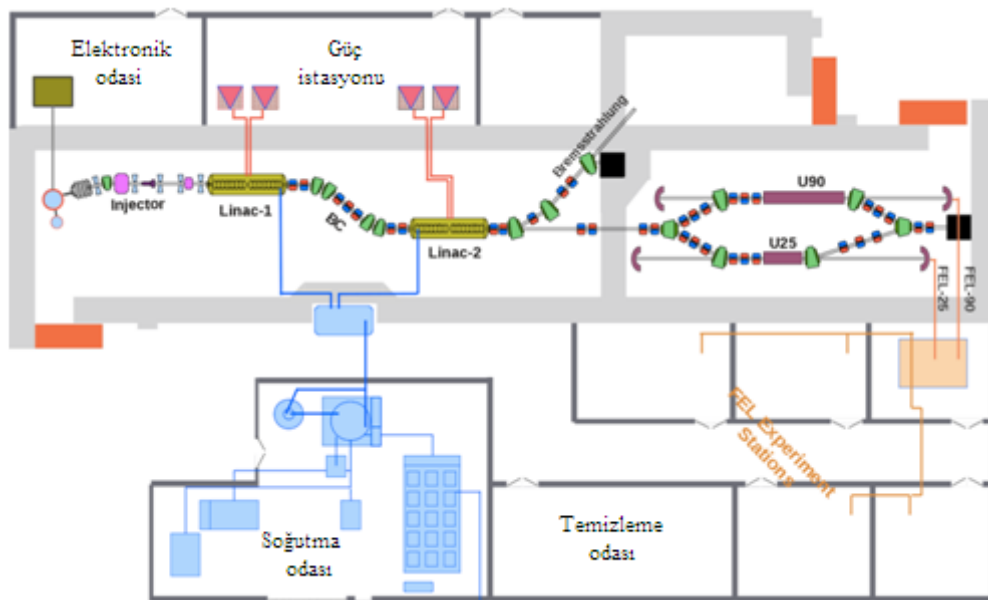
eşitliği ile ifade edilir. Burada, f_{linak} saniyede linak tarafından üretilen atma sayısıdır. Bu RF frekansı, güç kaynağının verimliliğine bağlı olarak 50 MHz ile 9 GHz arasında değerler alabilir.

Elektron demetinin zaman yapısı, oluşacak ışımanın zaman yapısını ve dolayısıyla SEL'in zaman yapısını belirler. Bu yüzden, SEL'de elde edilecek ışımanın kullanım alanları belirlenerek uygun bir elektron demet zaman yapısı oluşturulmalıdır.

4. MATERYAL VE YÖNTEM

Serbest elektron lazeri, lineer hızlandırıcı veya senkrotrondan elde edilen, rölativistik elektron demetlerinin çok kutuplu olan ve kutupları arasına sinüsel bir manyetik alanın uygulandığı undulatör magnetten geçirilmesi ve undulatörden geçerken elektron demetinin ışıma yapması yoluyla elde edilen dördüncü nesil ışınım kaynaklarıdır (Yavaş, 2001). Üretilcek SEL osilatör modda çalışacak olup uzak ve yakın kızılötesi bölgesini tarayabilecek özelliktedir. Osilatör modda lazer üretimi için elektron demetinin salındırıcıdan geçirilmesi yolu ile elde edilen ışınımın, salındırıcının giriş ve çıkışına yerleştirilen aynalar arasında sürekli gidiş geliş yaparak güçlendirilmesi gerekir. Bu sisteme optiksel rezonatör sistemi adı verilir.

Kurulacak olan ilk Ar-Ge amaçlı TARLA IR-SEL tesisinde; 2.5 cm ve 9 cm periyotlu iki undulatörle ve 15-40 MeV enerji aralığında bir lineer elektron hızlandırıcısıyla, 2.5-250 μm dalgaboyu aralığında bir lazerin elde edilmesi amaçlanmaktadır. Kurulmakta olan TARLA IR-SEL tesisinin şekli şematik olarak Şekil 4.1'de gösterilmektedir.



Şekil 4.1. TARLA IR-SEL tesisi

Bu tez çalışmasında SEL rezonatörünün tasarımında eğrilik yarıçapları eşit iki küresel ayna ve $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ malzemeden yapılan undulatörler kullanılmaktadır. Undulatörde kullanılan $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ magnetler, çok yaygın olan NdFeB magnetleri ile karşılaştırıldığında, bu magnetlerin radyasyon hasarına daha az duyarlı olduğu ve içsel zorlayıcılık (intrinsic coercitivity, H_{CJ}) için daha düşük sıcaklık bileşenine sahip olduğu gözlenmiştir. Bununla birlikte NdFeB magnetleri ile karşılaştırıldığında $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ magnetler daha az kalıcı mıknatıslanmaya sahiptir (Blomqvist vd, 2003).

"Türk Hızlandırıcı Merkezi-Serbest Elektron Lazeri İçin Parametre Optimizasyonu" konulu bu tez çalışmasında, IR-SEL ve SEL konulu kaynak kitaplar ve yayınlanmış makaleler taranmış, söz konusu kaynak kitaplar ve makalelerden elde edilen analitik denklemlerle, Mathematica 7.0 programı kullanılarak IR-SEL optimizasyonu için gerekli veriler hesaplanmıştır. Benzetim programları, IR-SEL'in tasarımında ve bu sonuçları optimize etme aşamasında önemli bir rol oynadığı için, MATHEMATICA 7.0 ile elde edilen analitik çözümlerle FELO 3.4 ve RADIA 4.29 programları kullanılarak TARLA IR-SEL optmizasyonu gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada kullanılan programların özellikleri ve SEL ile ilgili elde edilebilecek grafikler aşağıda kısaca özetlenmiştir.

4.1. Mathematica

Bu çalışmada Mathematica programı SEL benzetim çalışması için gerekli olan parametrelerin analitik olarak hesaplanması için kullanılmaktadır. Mathematica, hesaplamalar için dünyadaki en son uygulamalardan biridir. C dili ile yazılmıştır. Mathematica sembolik hesaplama, nümerik hesaplama ve verilerin görüntülenmesi için yararlı bir ortamdır. Mathematica "kernel" ve "front end" olarak iki kısma ayrılır. "Kernel" kısmı ifadeleri değerlendirir ve ifadeleri sonuç ifadelerine dönüştürür. "front-end" ise program kodunun oluşturulması ve düzenlenmesi ile ilgili GUI (Graphical User Interface) sağlar (Mathematica 7.0, 2013).

Mathematica'nın özellikleri şöyle sıralanır;

- Temel fonksiyon kütüphanesi vardır,
- Özel matematiksel fonksiyon kütüphanesi vardır,

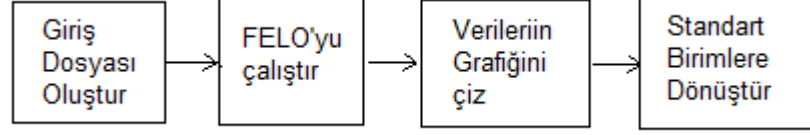
- Aralıklı dizileri içeren matris ve veri işleme araçları vardır,
- Keyfi sayıların aritmetik ve sembolik hesaplamaları vardır,
- 2D ve 3D veri ve fonksiyon görüntülenmesi ve animasyon araçları vardır,
- Sistem denklemleri, ODE'ler, PDE'ler, DAE'ler, DDE'ler, SDE'ler ve yineleme bağıntıları için çözümleyiciler vardır,
- Farklı ve sürekli hesaplamalar için nümerik ve sembolik araçlar vardır,
- Rastgele süreçlerin hesaplanması ve benzetim çalışması yapılabilir,
- Grafikleri görüntülemek ve analiz etmek için araçlar vardır,
- Paralel programlama için araçlar vardır.

4.2. FELO

Bu çalışmada FELO kodu SEL'in benzetim çalışmasını yapmak için kullanılmaktadır. FELO (Free Electron Laser Oscillator) kodu, SDDS (Self-Describing Data Sets) uyumlu, Fortran90'da geliştirilmiş olan zamana bağlı bir boyutlu SEL osilattör kodudur ve Linux işletim sisteminde g95 derleyicisi ile derlenir. Kod, düşük kazanç bölgesinden yüksek kazanç bölgesine kadar çalışan SEL osilattörlerinin benzetim çalışmalarını yapmak için evrensel olarak ölçeklendirilmiş SEL denklemlerini çözer. Evrensel olarak ölçeklendirilmiş denklemlerin kullanılması benzetim çalışmalarının belirli undulatör ve elektron demeti tanımlamalarından bağımsız olarak yapılması demektir. Bu özellik programı oldukça esnek yapar. Kod, cihazdaki elektron ve fotonların sayısı ve hızındaki rastgele değişimlerden kaynaklanan, gürültünün başlangıcının farklı elektron ve atımlarının akım dağılımlarının, kavite uzunluğu ayarının bozulması etkilerinin ve elektron paketleri arasındaki geçici titreşimlerin benzetim çalışmalarını yapabilir. FELO programı aşağıdaki dosyaları içerir (Çizelge 4.1).

Çizelge 4.1. FELO programının içerdiği dosyalar

felo4sdds_3.2.f90	compile_felo3_2
globalVars.f90	
randgen.f90	testdata.in
sddsinput4felo.f90	feloPlotOptical
sddsWriter.f90	feloPlotPhaseSpace
timeWriter.f90	feloPlotTimeSeries



Şekil 4.2. FELO kullanılarak benzetim çalışmalarını gerçekleştirme sürecini gösteren diyagram

FELO giriş dosyasının (input file) bir örneği Şekil 4.3'te gösterilmektedir. FELO giriş dosyası parametreleri EXCEL hesap çizelgesi kullanılarak hesaplanabilir ve aşağıdaki gibi bir giriş dosyası oluşturulabilir. Giriş dosyası hazırlandığı zaman FELO programı benzetim çalışması için kullanılabilir (FELO, 2013).

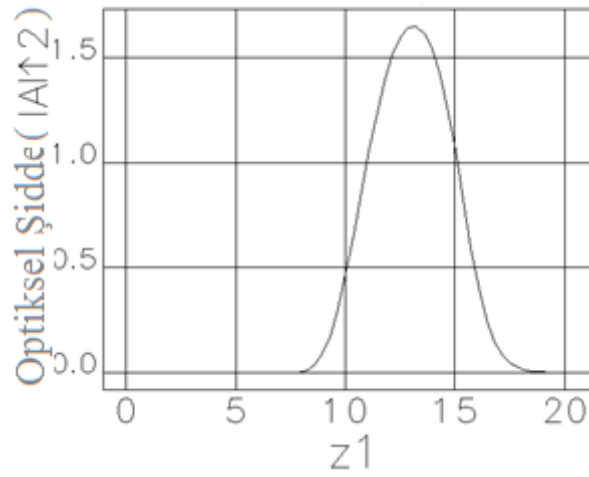
VALUE	TYPE	Name	Description
'gaussian'	CHARACTER(*)	shape	The shape of the electron pulse current
3,174757855	REAL	sigma_e	The width of the electron pulse current
100	INTEGER	pulse_num	Number of electron pulses to enter the cavity
19,04854713	REAL	L_e	Scaled electron pulse length (in z_1_bar)
1,322003182	REAL	L_w	Scaled interaction distance (in z_bar)
0,9	REAL	reflect	Reflectivity of output cavity mirror
50	INTEGER	e_per_node	Number of electrons per node
719	INTEGER	nodes_e	Number of nodes in electron pulse
3,41258E-05	REAL	a_0	Scaled initial field amplitude
1,970948358	REAL	delta_e	Electron detuning
0,021186239	REAL	delta_c	Cavity detuning
.true.	LOGICAL	add_noise	Adds electron noise if ".true." (Else ".false.")
2E-10	REAL	Q	Total charge of electron pulse
0,002104033	REAL	rho	rho parameter - Only used if add_noise=TRUE.
1		outputchoice	Either 1, 2 or 3 corresponding to full, medium or short output
0,007944839	REAL	jitter	The maximum random variation of delta_c

Şekil 4.3. FELO giriş dosyası örneği

FELO'da aşağıda özetlenen 3 tane SDDS işlemci sonrası dosya mevcuttur

4.2.1. feloPlotOptical

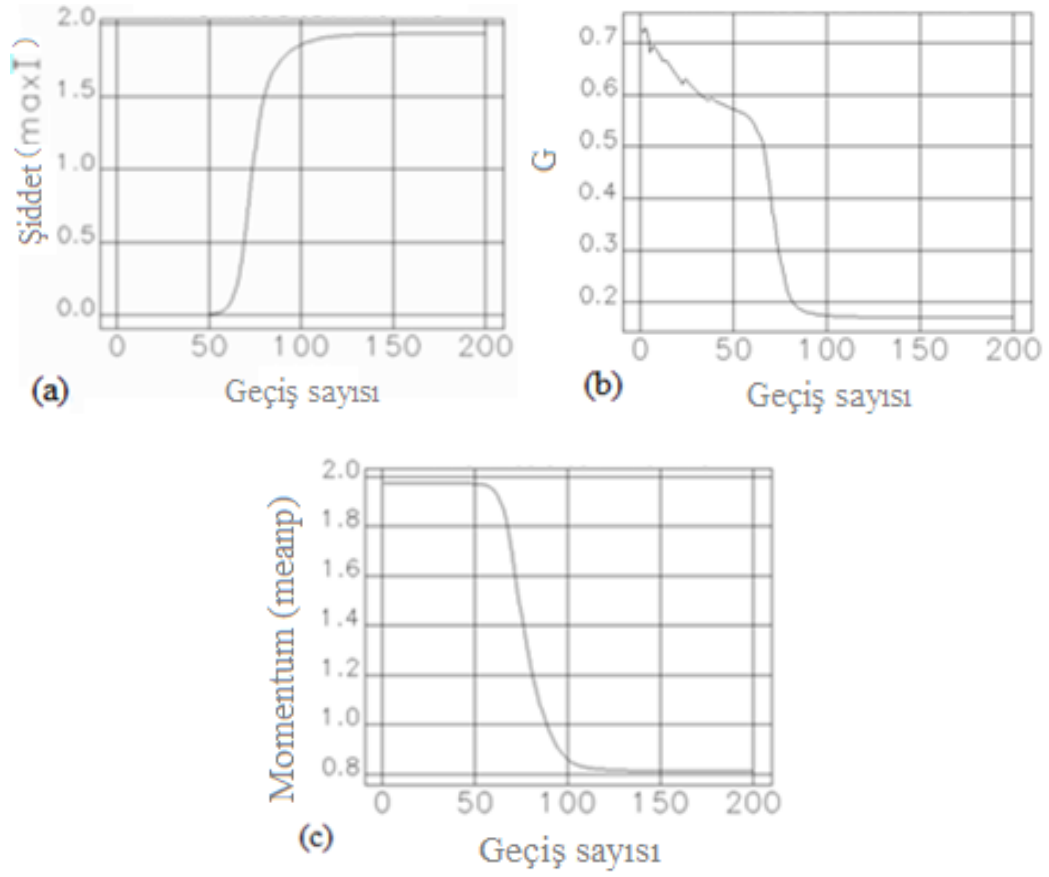
feloPlotOptical programı giriş dosyasında "pulse_num" parametresiyle tanımlanan geçiş sayıları için, ölçeklenmiş uzaklığa karşı, ölçeklenmiş radyasyon şiddeti $|A|^2$ nin grafiğini çizer. Farklı geçiş sayıları için çıkış verisi farklı grafiklerle gösterilir. Bu çıkış dosyasının bir örneği Şekil 4.4'te gösterilmiştir (FELO, 2013).



Şekil 4.4. feloPlotOptical programı kullanılarak elde edilen konum-çıkış gücünün değişimi grafiği

4.2.2. feloPlotTimeSeries

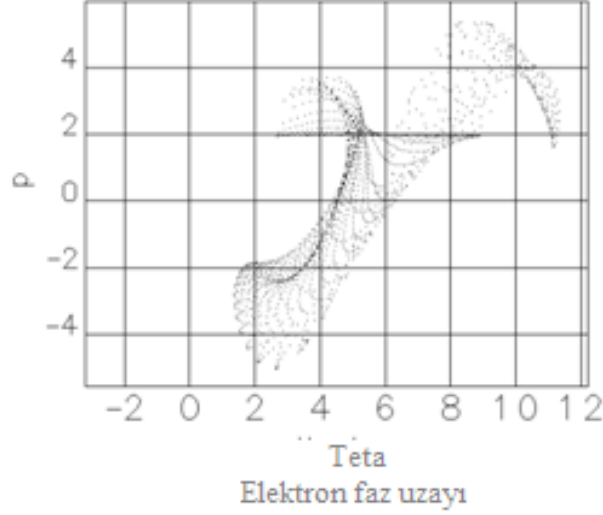
Bu modül üç grafik çizmektedir. Bu grafikler sırasıyla geçiş sayısına karşı 'maxI' (peak intensity of pulse), 'G' (single pass gain) ve 'meanp' (mean electron momenta in bunch) grafikleridir. feloPlotTimeSeries dosyasından elde edilen örnek çıkış dosyası grafikleri Şekil 4.5'te gösterilmektedir (FELO, 2013).



Şekil 4.5. feloPlotTimeSeries kullanılarak geçişe karşı paketteki (a) maksimum şiddet, (b) tek geçiş kazancı ve (c) ortalama elektron momentumu grafikleri

4.2.3. feloPlotPhaseSpace

feloPlotPhaseSpace programı giriş (input) dosyasında "pulse_num" parametresiyle tanımlanan geçiş sayıları için "elektron fazına" karşı "elektron momentumunun" grafiğini verir. Şekil 4.6 bununla ilgili bir örnek grafiği göstermektedir (FELO, 2013).



Şekil 4.6. feloPlotPhaseSpace kullanılarak elektron fazına karşı elektron momentumunun grafiği

4.3. RADIA

Bu çalışmada, RADIA SEL'de kullanılan undulatörlerin benzetim çalışmasını yapmak için kullanılmaktadır. RADIA yazılımı Senkrotron Işık Kaynakları için "Insertion Device" cihazlarının geliştirilmesi süresince karşılaşılan fiziksel ve teknik problemleri çözmek için geliştirilmiş bir programdır. Bu program ayrıca 3D magnetostatiklerinin çözümlerine ihtiyaç duyan, fiziğin farklı branşları için de kullanılabilir.

RADIA bilhassa undulatörler, zigzaglayıcılar, dipol ve kuadrapol magnetler gibi tüm hızlandırıcı magnet çeşitleri için optimize edilmiş 3D magnetikleri bilgisayar kodudur. RADIA'da manyetik alanın ve alan integrallerinin doğru ve hızlı bir şekilde hesaplanması için özel bir dikkat gerekir.

RADIA lineer ve lineer olmayan, izotropik ve anizotropik materyalleri ve farklı şekillerde akım taşıyan elemanları içeren (demir ve permanent magnetler gibi) çok çeşitte problemleri çözebilir (RADIA, 2013).

4.3.1. RADIA'nın hesaplama metodu

RADIA sonlu (finite) hacim integral yaklaşımını kullanır. RADIA'da kullanılan metod sınır integralleri metodları kategorisine (Boundary Integrals Methods) aittir ve bu metod Sonlu Eleman Metodundan (Finite Element Method, FEM) güçlü şekilde farklılık gösterir. RADIA kodu Mathematica tabanlıdır. RADIA'da hacim elemanları oluşturulur ve materyal özellikleri bu elemanlara uygulanır. Her bir eleman çok sayıda daha küçük elemana bölünebilir. Böylece manyetizasyona göre genel problemlerin çözümü denenebilir. Çözüm hafızada, elemanlar arasında ortak etkileşimi gösteren büyük matrisler oluşturularak gerçekleştirilir. Bu matrisi "etkileşim matrisi" olarak tanımlarız. Her bir küçük elemandaki en son manyetizasyon, anlık manyetizasyon vektörüyle etkileşim matrisinin çarpımından elde edilir. Bu ifade Yumuşatma (Relaxation) prosedürü olarak adlandırılır. Bu yaklaşımda alan üreten elemanlara (örneğin, demir) bir çeşit parçalara ayırma yöntemi uygulanır. Fakat FEM yaklaşımının aksine vakuma "mesh" uygulamaya gerek yoktur. Bu özelliğin çok sayıda önemli sonucu mevcuttur (RADIA, 2013);

- Sonsuz geometrilerin, daha kolay benzetim çalışması yapılır,
- Undulatörün merkez alanının tahmininde verilen kesin değer için arzu edilen çok sayıda eleman FEM kodundan 30 kat daha küçüktür. Ayrıca arzu edilen CPU zamanı da 20 kat daha küçüktür.
- Yumuşama (Relaxation) yapıldığı için, alan üreten elemanda uzaklık ne olursa olsun manyetik alan ve alan integralleri herhangi bir yerde hesaplanabilir,
- Alan integralleri analitik formüller kullanılarak hesaplanabilir. Bu durum, RADIA'nın FEM koduna göre en önemli avantajıdır. RADIA ile hesaplanan alan integralinin doğruluğu FEM kodundaki gibi alan örneklemesine ve sonsuzdaki sınır koşullarına değil, sadece demirin parçalara ayrılma seviyesine bağlıdır. Alan integrallerinde kararlı olana kadar parçalara

ayrılmayı düzeltmek kolaydır. Diğer bir deyişle RADA ile manyetik alan integrallerinin doğru tahminleri mümkündür (demirin daha büyük parçalara ayrılmasını gerektirse bile). Halbuki FEM kodunda bu durum imkansızdır,

- Geometri oluşturma çok daha kolaydır,
- FEM kodu ile karşılaştırıldığında RADIA'nın önemli bir dezavantajı verilen sayıda eleman için arzu edilen, hafızanın hızlı diverjansıdır. RADIA'nın mevcut versiyonunda arzu edilen hafıza, eleman sayısının karesiyle orantılı olarak ölçeklenir. Örneğin 100 (500) elemandan oluşan bir geometriyi çözmek için (alanın benzer şekilde tahmini için FEM kodunda 2000 elemana ihtiyaç duyulur) kabaca 50 MB hafızaya ihtiyaç vardır,
- RADIA'nın bir diğer dezavantajı komşu alt elemanlar arasındaki sınırda meydana gelen, bir kez daha bölünmüş demir elemanlarındaki manyetik alanın hesaplanmasındaki "yapay (artificial) süreksizliktir. Bu dezavantaj demirin dışında, hesaplanan alanda sorun teşkil etmez.

4.3.2. RADIA'nın uygulama özellikleri

RADIA'nın çekirdeği C++ ile yazılmıştır. Uygulama, MathLink vasıtasıyla Mathematica ara yüzüne sahiptir. Alan verisinin ilk ve son işlemleri (pre and post processing) Mathematica ile yapılır. 1D ve 2D alan grafikleri Mathematica'da bulunan "Graphics" özellikleri kullanılarak gerçekleştirilir (RADIA, 2013).

5. ARAŞTIRMA BULGULARI

TARLA tesisi için yapılan analitik hesaplamalarda kullanılan SEL parametreleri Çizelge 5.1'de ve Çizelge 5.2'de verilmiştir. Bu değerlerden faydalanarak SEL optimizasyonu için gerekli olan ayna yarıçapları, ışınımın spot boyutu, Rayleigh uzunluğu, emittans, güç, verimlilik, tek geçiş kazancı (R_1 , R_2 , ω_0 , Z_R , ε , P , g_0 , η) gibi rezonatör ve ayna parametreleri analitik olarak hesaplanmıştır

Çizelge 5.1. U25 ve U90 için hesaplamalarda kullanılan undulatör parametreleri

Undulatör Parametreleri	U25	U90
Undulatör Periyodu (cm)	2.5	9
Undulatör Gap Aralığı (cm)	5-10	5-10
Kalıcı (Remanent) Manyetik Alan	1.2	1.2
Undulatör Uzunluğu (m)	1.5	3.6
Undulatör Periyot Sayısı (N)	60	40

Çizelge 5. 2. U25 ve U90 için Lazer parametreleri

Lazer Parametreleri	U25	U90
Elektron demet enerjisi (MeV)	15-40	15-40
Demet yükü (pC)	77	77
Eeeri yayılımı (%)	0.1	0.1
Mikro atma (pulse) tekrarlama frekansı (MHz)	13	13
Makro atma tekrarlama frekansı (Hz)	10	10
Lazer dalga boyu aralığı (μm)	2.5-27	18-250

Nadir toprak elementlerinden kobalt, sahip olduğu sıra dışı özelliklerden dolayı (anizotropik alan dağılımı, radyasyona karşı dayanıklılık ve B'ye karşı $\mu_0 H$ eğrisinin birimsele yakın olması) permanent undulatör magnet yapımında sıklıkla tercih edilmektedir ve tipik olarak bu tür undulatörlerin remanent manyetik alan değeri B_r 1.2 T'dır. Kalıcı magnetlerle hazırlanan bir undulatörün oluşturacağı manyetik alanı analitik olarak hesaplamak mümkündür (Brown vd., 1983). Permanent magnet bir undulatörde her bir periyotta eksen üzerindeki pik manyetik alanı Halbach formülü ile verilir.

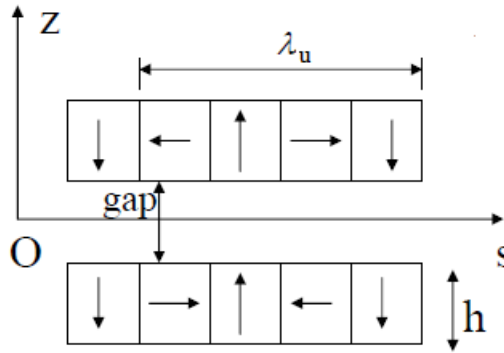
$$B_u[T] = 2 \cdot B_r \cdot e^{-\pi g/\lambda_u} \cdot \frac{\sin(n\pi/M)}{(n\pi/M)} \left(1 - e^{-2\pi h/\lambda_u}\right) \quad (5.1)$$

Burada B_r remanent manyetik alan, g gap uzunluğu, λ_u undulatör periyodu, n paketleme faktörü, h undulatör yüksekliği ve M ise her bir periyottaki blok sayısıdır. Her bir periyotta dört blok vardır ($M = 4$) ve paketleme faktörü $n = 1$ 'dir. Blok yüksekliği $\lambda_u/2$ 'dir. Bu durumda manyetik alan;

$$B_u[T] = 1.723 \cdot B_r \cdot e^{-\pi g/\lambda_u} \cdot \quad (5.2)$$

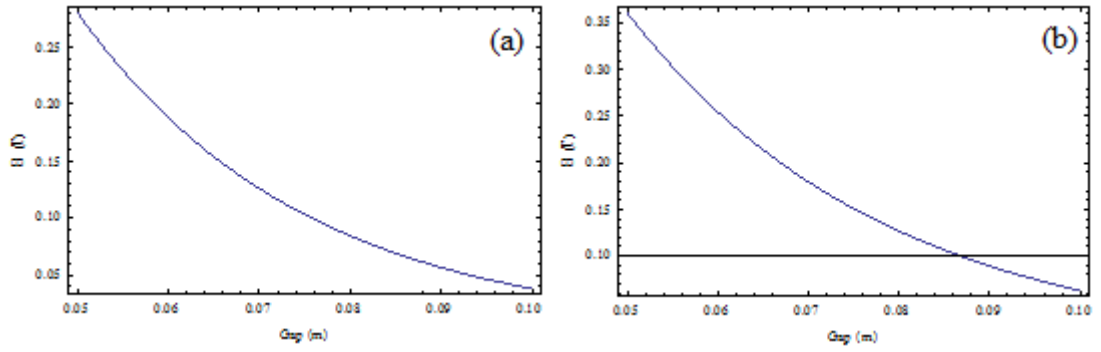
ifadesine indirgenir.

Şekil 5.1'de bir undulatörün şematik yapısı gösterilmektedir. Böyle magnetlerde rms manyetik alan magnet bloklarının yüzeyine paraleldir. Her bir magnet bloğunun alan yönünü bir öncekine göre 90° döndürerek sinüzoidal manyetik alan üretilir. Şayet magnet boyutları lineer olarak ölçeklenirse, birçok periyotlu çok uzun magnetler "gap"deki alan sabit tutularak inşa edilebilir. Sabit geometrili permanent magnetler için kutup şiddeti sabit olduğu için böyle undulatör magnetlerin alan şiddeti gap boyutu g 'yi değiştirerek değiştirilebilir (Wille, 2000).

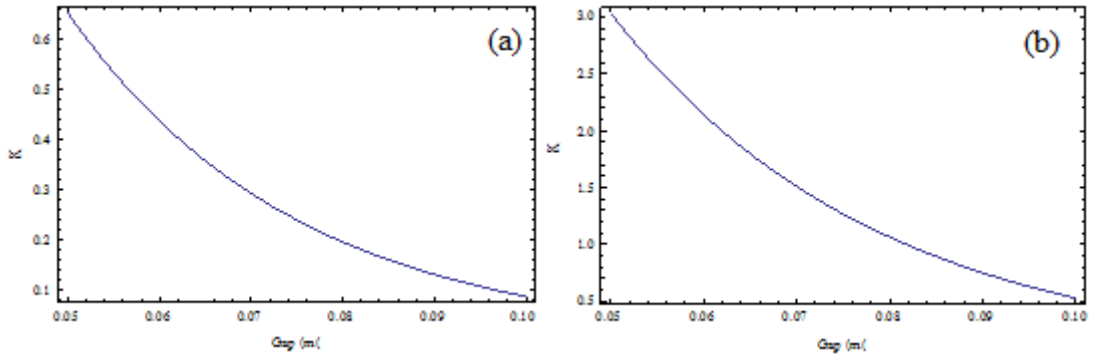


Şekil 5.1. Undulatör magnette eksene göre gap (g) ve yükseklik (h)

TARLA tesisi için tasarlanan magnetler Sm_2Co_{17} undulatör magnetlerdir ve bu tür magnetlerde kalıcı manyetik alan tipik olarak 1.2 T'dır. (5.2) ve (3.120) denklemleri kullanılarak yapılan hesaplamalar sonucunda elde edilen değerlerden magnetin pik manyetik alanının ve K parametresinin "gap"a karşı değişimini gösteren grafikler Şekil 5.2 ve Şekil 5.3'de verilmiştir.



Şekil 5.2. (a) U25 ve (b) U90 için farklı gap değerlerinde hesaplanan B_u manyetik alan



Şekil 5.3. (a) U25 ve (b) U90 için farklı gap değerlerinde hesaplanan K parametresi

Şekil 5.2 'deki grafikten de görüldüğü gibi U25 undulatöründe pik manyetik alanı farklı "gap" değerleri için 0.0382 T ile 0.281 T arasında değişirken, U90 undulatöründe ise bu değerler 0.065 T ile 0.358 T arasında değişmektedir. Şekil 5.3'te ise K parametresi U25 undulatörü için farklı "gap" değerlerinde 0.061 ile 0.653 arasında değerler alırken, U90 undulatöründe K parametresinin aldığı değerler 0.554 ve 3.048 arasında değişmektedir. Grafiklerden de görüldüğü gibi, gap aralığının artmasıyla birlikte manyetik alan ve K parametresi azalmaktadır.

Çalışmada undulatör periyot sayısının U25 için ve U90 için yukarıdaki tabloda belirtilen değerlerde seçilmesinin sebebini şu şekilde açıklayabiliriz. Tek bir elektrondan dolayı olan anlık (spontaneous) yayımı ölçmek olanaklı olmadığı için, rölativistik elektron demetinin çizgi genişliğinin (linewidth) etkisini belirlemek önemlidir. Bu elektron demeti enerji yayılımına, sonlu yarıçapa ve açisal yayılıma (angular spread) sahiptir. İleri yönde yayınlanan ($\theta = 0$) radyasyon için bu faktörlerin çizgi-genişliğine katkısı $\lambda = \lambda(\gamma, K, \theta)$ ifadesini Taylor açılımıyla en

düşük dereceyi ifade eden $\Delta\gamma$, ΔK ve $\Delta\theta$ ifadesine dönüştürerek açıklanabilir. Bu durumda ifadeyi;

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{-2\Delta\gamma}{\gamma} + \frac{2K\Delta K}{1+K^2} + \frac{\gamma^2(\Delta\theta)^2}{1+K^2} \quad (5.3)$$

şeklinde yazabiliriz. Sağ taraftaki ilk terim elektron demetindeki enerji yayılımından dolayı yayınlanan spektrumun genişletilmesini gösterir. İkinci terim manyetik alan şiddetindeki veya undulatör periyodundaki hataların etkisini gösterir ve son terim ileri yöndeki $\Delta\theta$ yarı-açısının küçük konisindeki radyasyondan dolayı olan veya eşdeğer olarak elektron demetindeki açısal yayılımdan (angular spread) dolayı olan genişlemeyi verir. Yayınlanan çizgi spektrumunun kayda değer değişiminden kaçınmak için, Denklem (5.3)'deki dalga boyu yayılımının çizgi yarı genişliğinin $1/2N$ değerinden daha küçük olması arzu edilir (oluşan fotonlar $L_u = N\lambda_u$ uzunluğunu $\Delta t = NT_1$ süresinde geçer ve $T_1 = \lambda/c$ 'dir). Bu süre $\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{N}$ ile ifade edilen radyasyonun tam genişlikteki yarı maksimum (FWHM) değerine uymalıdır). Bu yüzden, elektron demeti ve undulatör "kalitesi" üzerinde Denklem (5.4)'te verilen şartlar sağlanmalıdır.

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} < \frac{1}{4N} \quad , \quad \frac{2K\Delta K}{1+K^2} < \frac{1}{4N} \quad , \quad \frac{\gamma^2(\Delta\theta)^2}{1+K^2} < \frac{1}{4N} \quad (5.4 \text{ a, b, c})$$

Denklem (5.4a) enerji yayılımının band genişliğinden daha küçük olduğunu ifade eder. Böylece, bu şart sağlandığında kazancın azalması (degradation) önlenir. Denklem (5.4b) undulatördeki alanla ilgili bir koşuldur. Fakat bu değer aynı zamanda elektron demetinin enine yöndeki hareketi üzerindeki kısıtlama (constraint) olarak da yazılabilir. Böyle alanlar için, şayet elektron demeti sonlu enine yöne sahipse, manyetik alan şiddetinde gradyen oluşturacaktır.

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{\Delta B}{B} = \frac{1}{2} k_u^2 a^2 \quad (5.5)$$

yazılabilir. Burada α elektron demetinin yarıçapıdır. $k_u a \ll 1$ varsayarak elektron demet yarıçapı üzerinde bir sınırlama yazabiliriz.

$$\alpha < \left(\frac{1+K^2}{Nk_u^2 K^2} \right)^{1/2} \quad (5.6)$$

Denklem (34c) $\Delta\theta$ yarı-açı genişlemesinden gelen katkıdır. Elektronun açısal yayılımı üzerinde Denklem (5.4c), (3.128) radyasyon dalga boyu denklemini kullanarak;

$$(\Delta\theta) < \left(\frac{\lambda}{L_u} \right)^{1/2} \quad (5.7)$$

olarak tekrar yazılabilir. Denklem (5.7) Denklem (3.67)'ye eşdeğerdir. Demet yarıçapı ve açısal yayılım $a = \Delta\theta\lambda_\beta/2\pi$ bağıntısı ile birbiriyle ilişkilendirilir. Burada λ_β odaklayıcı sistemin şiddetini ölçen bir parametredir. Bu bağımlılık demet emittansını tanımlayarak en iyi şekilde ifade edilebilir. Demet emittansı $\varepsilon = \Delta\theta a$ manyetik bir sistemde sabit demet enerjisinde değişmeyen bir niceliktir. ε sabit olduğundan dolayı, a 'yı azaltmak için demeti daha fazla odaklarsak $\Delta\theta$ 'yı artırırız. Bu durum Denklem (5.4b) ve Denklem (5.4c)'yi birleştirmemize imkan verir ve

$$\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma} \right)_{\text{eff}} = \frac{K^2}{1+K^2} \frac{\Delta K}{K} + \frac{\gamma^2}{1+K^2} (\Delta\theta)^2 \quad (5.8)$$

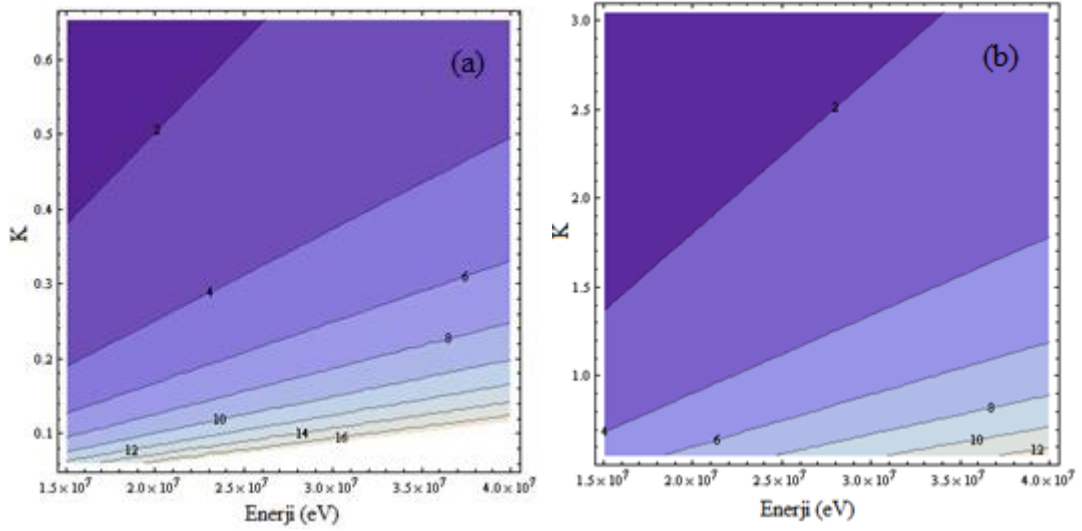
elde edilir. (5.5) denklemini ve ε emittansını kullanarak (5.8) denklemini aşağıdaki gibi tekrar yazılabilir.

$$\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma} \right)_{\text{eff}} = \frac{1}{1+K^2} \left[\frac{K^2}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda_u} \right)^2 \frac{\lambda_\beta}{2\pi} + \frac{2\pi\gamma^2}{\lambda_u} \right] \varepsilon \quad (5.9)$$

Bu denklem demet emittansının çizgi genişliğine (linewidth) katkıda bulunduğunu gösterir. (5.9) denkleminde parantez içindeki iki terim eşit olduğu zaman bu katkı en aza iner ve bu durum undulatördeki demeti odaklamak için optimum koşulu tanımlar. Bu durumda $\lambda_\beta = \gamma\lambda_u/K$ 'dir. Optimum durumun yakınında çalıştığımızı düşünürsek $\lambda_\beta = L_u = N\lambda_u$ olur. Böylece, demet zarfı (beam envelope) undulatörü geçerken çok fazla değişmez ve $(\Delta\gamma/\gamma)_{\text{eff}} < 1/2N$ koşulu;

$$\varepsilon < \frac{\lambda}{2\pi} \quad (5.10)$$

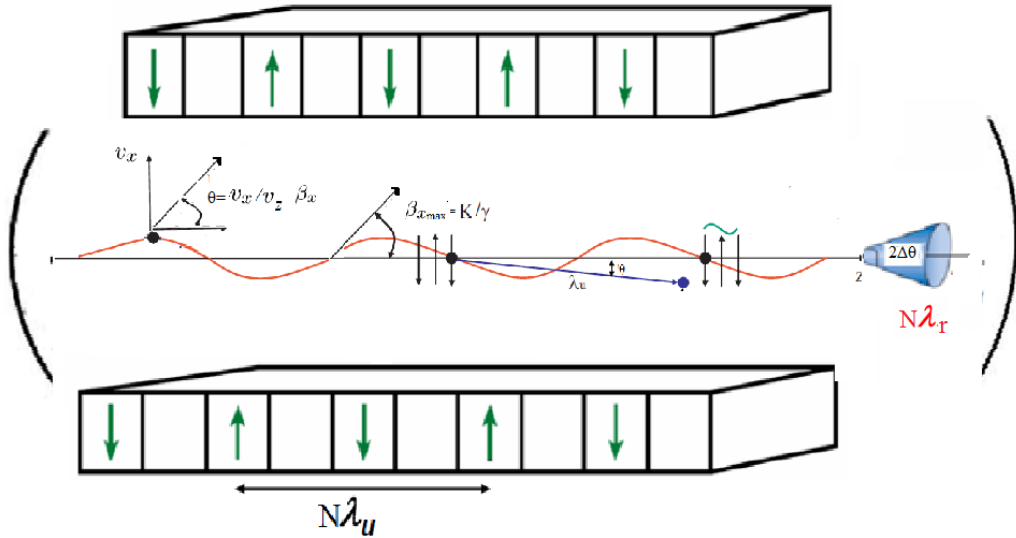
olarak tekrar yazılabilir (Colson vd., 1990; Wille, 2000). Bu durumda λ_β değerinin $g=5$ cm - 10 cm aralığında değişen gap değerlerinde ve 15-40 MeV enerji aralığında U25 ve U90 için $\lambda_\beta = \gamma\lambda_u/K$ ifadesine göre grafiğini çizersek bu değer hesaplanan γ , K ve λ_u değerinde undulatör uzunluğuna eşit olması gerekir. Bu yüzden N periyot sayısı U25 için 60 ve U90 için 40 seçilmiştir. Şekil 5.4'te λ_β değerinin farklı gap aralıklarında belirlenen K değerlerine ve demet enerjisine ve göre değişimi Mathematica ile her iki undulatör için elde edilmiştir.



Şekil 5.4. (a) U25 undulatöründe ve (b) U90 undulatöründe λ_β değerinin değişimi

N periyotla undulatörü geçen elektronlar N salınımlı dalgakatarı oluştururlar. Bu dalga katarının uzunluğu $N\lambda$ ile ifade edilir. Bu değere ayn zamanda "slippage length" de denir. Bu değer minimum radyasyon atım süresini tanımlar (Aspect vd., 1996). Bu dalga katarının süresi $T = N\lambda/c$ 'dir. Dalga katarının uzunluğu aynı zamanda doyuma yakın kazancın azalması ve optiksel atımın (pulse) $N\lambda$ kadar kayması demektir. Şayet N belirlenen değerlerden daha fazla seçilirse dalga katarının uzunluğu artar. Bundan dolayı "kavite ayarsızlığı" değeri de artar ($\Delta f_{rf}/f_{rf,0} = \Delta L/L$). K parametresi "maksimum sapma açısı K/γ 'nın" Denklem (5.7) ile ifade edilen radyasyon konisinin yarı-açısına bölümüne eşittir (Talman, 2007). $K \leq 1$ değerinde maksimum sapma açısı $1/\gamma$ 'ya eşit olarak ve radyasyon konisinin yarı açısı ise $\Delta\theta < 1/\gamma\sqrt{N}$ değerine eşit olarak alınabilir. Bu radyasyon

konisinin yarı-açısı, N değeri büyüdükçe küçülür ve lazer demeti aynalar arası gidiş gelişte birbirini güçlendirmek yerine sönüm yapar. Bu radyasyon konisinin yarı açısı $1/\gamma\sqrt{N}$ değerine eşit olduğu zaman ise kayıp kazançtan daha fazla olur ve şiddet sıfıra düşer. Bu açı değeri ayrıca her zaman maksimum sapma açısı ($1/\gamma$) değerinden küçük değerler alır. N değeri arttıkça, emittans ve "demet diverjans" artar. Bu yüzden sapınç (aberration) artar. N değeri azaltılırsa, kazanç N^3 ile orantılı olarak ve şiddet (intensity) ise N^2 ile orantılı olarak azalır (Chao ve Tigner, 1999). Undulatörde maksimum şiddet ve maksimum kazanç elde etmek amaçlanmıştır. Şekil 5.5'te undulatörde elektronun yörüngesi maksimum sapma açısı ve oluşan radyasyon konisinin açısı gösterilmiştir.



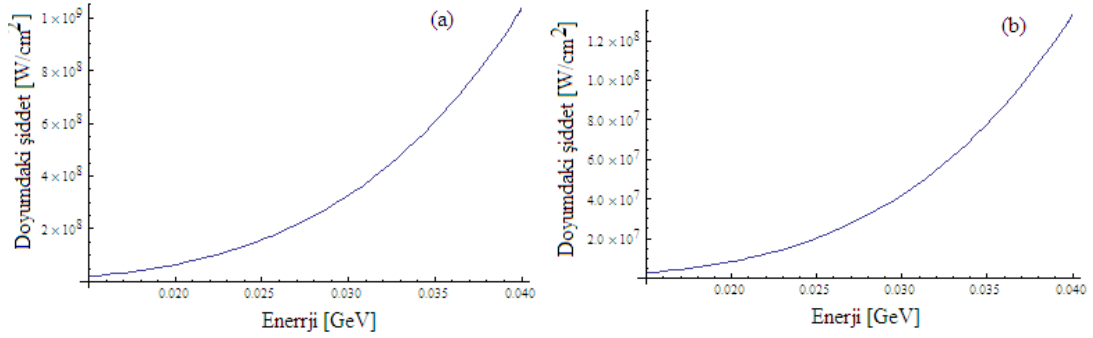
Şekil 5.5. Undulatörde elektronun hareketi ve radyasyon konisi

Düzlem undulatörde kazanç kayıptan daha büyük olduğunda lazer doyuma ulaşır. Optiksel atım ve elektron paketleri geçiş sayısına bağlı olarak üst üste biner. Bu durumda undulatördeki doyumdaki şiddet aşağıdaki denklemle ifade edilir.

$$I_s \left[\frac{W}{cm^2} \right] \cong 10^{22} \frac{E^4 [GeV]}{N^4} \gamma^2 \frac{1}{(\lambda_u [cm] K F_1 [K])^2} \quad (5.11)$$

Burada $F_1(K) = J_1 \left(\frac{K^2}{1+K^2} \right) - J_0 \left(\frac{K^2}{1+K^2} \right)$ ile verilelen Bessel fonksiyonudur, c ışık hızıdır, N undulatör periyot sayısıdır ve E elektronun demet enerjisidir (Ciocci vd.,

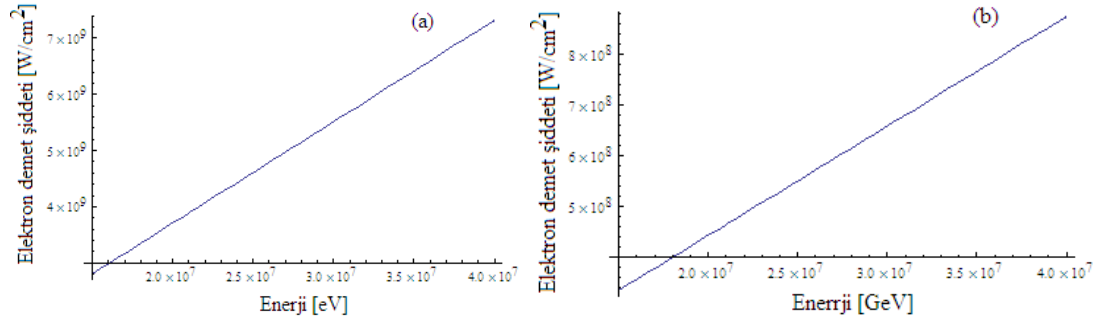
2000). Formülünden de görüldüğü gibi undulatördeki doyumdaki şiddet N undulatör periyod sayısının dördüncü kuvvetiyle ters orantılı olarak ve demet enerjisinin karesi ile doğru orantılı olarak değişmektedir. Doyumdaki şiddet küçük sinyal kazancının yarısı olan lazer şiddeti ile uyumludur. Bu ifadeden yararlanılarak şiddetin demet enerjisine göre değişim grafiği her iki undulatör için aşağıda Şekil 5.6'da çizilmiştir. Şiddet değeri enerjinin artmasıyla üssel olarak artmaktadır.



Şekil 5.6. (a) U25 için ve (b) U90 için doyumdaki şiddetin demet enerjisine göre değişimi

Elektron demet şiddeti ise Denklem (5.12)'deki formülünden de görüldüğü gibi elektron demet enerjisi ile doğru orantılı olarak değişir (Seggebrock vd., 2014). Burada m_e elektronun kütlesi, α yukarıda bahsedilen elektron demet yarıçapı, e elektron demet yükü, I elektron demet akımıdır. Bu grafiğin değişimi Şekil 5.7'de gösterilmiştir. Elektron demet şiddeti ise enerjinin artmasıyla doğru orantılı olarak artmaktadır.

$$I_{\text{demet}} = \frac{\gamma m_e c^2 I}{2\pi \alpha^2 e} \quad (5.12)$$



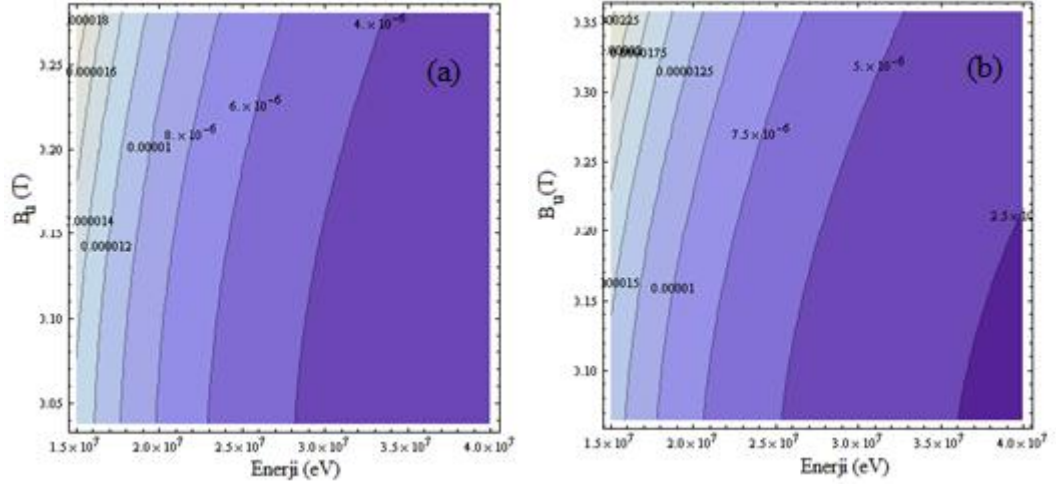
Şekil 5.7. (a) U25 için ve (b) U90 için elektron demet şiddetinin demet enerjisine göre değişimi

Düzlem undulatordeki ışık, harmonik pik serilerinden meydana gelir. Pikin rms dalga boyu;

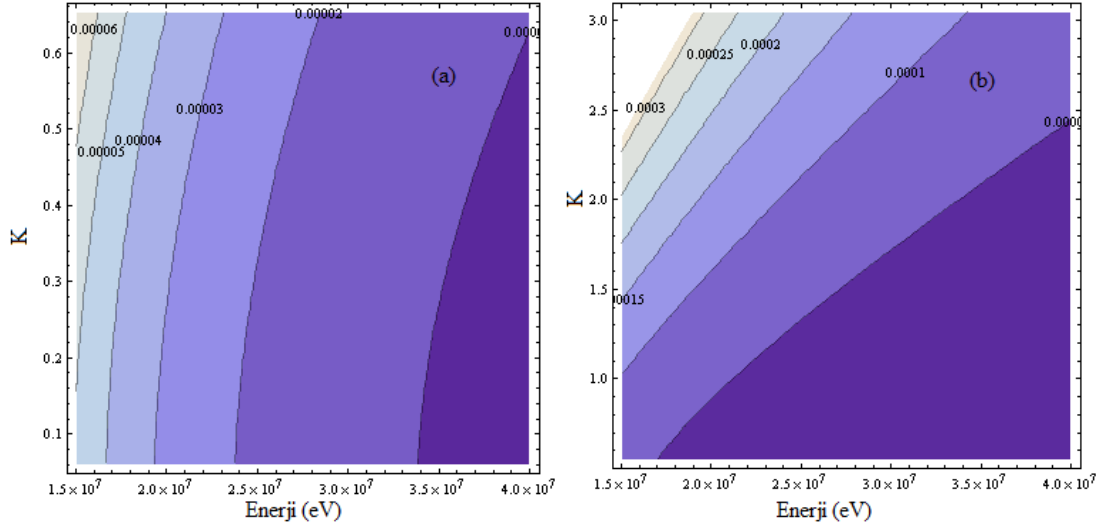
$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} (1 + K^2) \quad (5.13)$$

ile verilir. Burada λ_u undulator dalga boyu, γ Lorentz faktörü ve K undulator parametresidir. Denklem (3.120) ile daha önceden ifade edilen K parametresi ve elektron enerjisi değiştirilerek radyasyon dalga boyu değiştirilebilir. Bu yüzden, SEL doğal olarak ayarlanabilir bir radyasyon kaynağıdır. Undulator periyodu çoğunlukla birkaç santimetre uzunluğundadır. Bu yüzden elektron enerjisi ne kadar yüksek olursa dalga boyu o kadar kısa olur.

Şekil 5.8'de ise her iki undulator için, 5-10 cm arasında değişen "gap" aralığında Mathematica 7.0 programı ile hesaplanan undulator manyetik alanı B_u 'ya ve elektron demet enerjisine göre radyasyon dalga boyunun değişimi grafikleri verilmiştir. Şekil 5.9'da U25 ve U90 undulatorları için Mathematica 7.0 programı ile farklı gap aralığında değişen K 'ya ve demet enerjilerine (15-40 MeV) göre radyasyon dalga boyunun değişimi grafikleri verilmiştir. Grafiklerden de görüleceği gibi; enerji artışı K parametresine ve B_u 'ya göre daha büyük miktarda olduğu için enerji arttıkça dalga boyu azalmaktadır.



Şekil 5.8. (a) U25 undulatörü ve (b) U90 undulatörü için demet enerjisi ve manyetik alan B_u 'ya göre radyasyon dalga boyunun değişimi (metre biriminde)



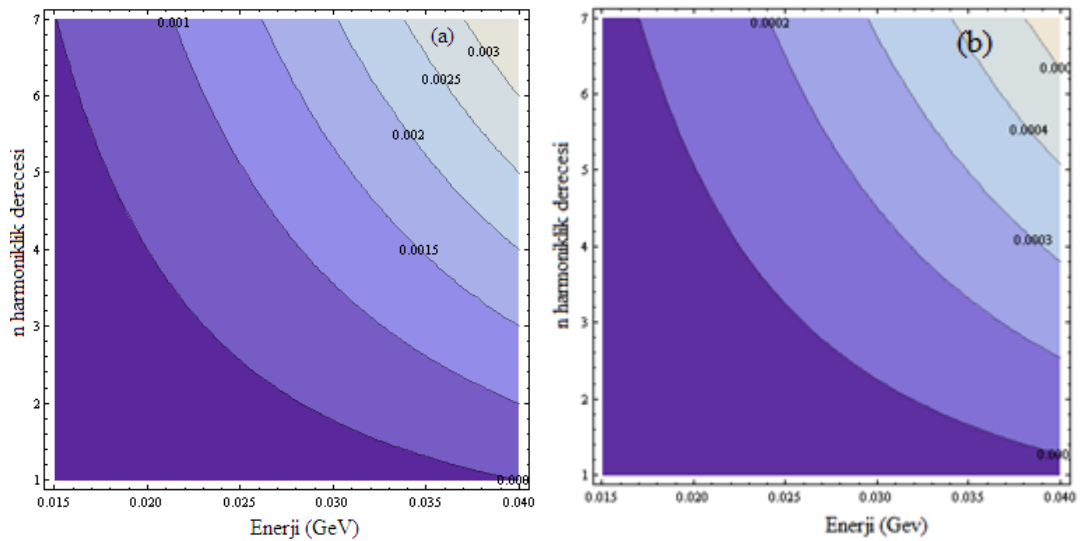
Şekil 5.9. (a) U25 undulatöründe ve (b) U90 undulatöründe demet enerjisi ve K parametresine göre radyasyon dalga boyunun değişimi (metre biriminde)

Undulatör spektrumu belirli enerjilerde harmoniklere uyan güçlü pikler gösterir. Bu pikler λ_u magnet periyodu, γ rölativistiklik katsayısı, gözlem açısı, E elektron enerjisi ve K parametresi ile belirlenir (Chang, 2004; Tsuji vd., 2005). Piklerin ε_m enerjileri, ε_1 temel (fundamental) enerjinin katlarıdır ($\varepsilon_m = m\varepsilon_1$). Bu enerji ifadesi aşağıdaki formülle ifade edilir (Chang, 2004; Tsuji vd., 2005).

$$\varepsilon_m[\text{keV}] = 0.949 \frac{mE^2[\text{GeV}]}{\lambda_u[\text{cm}](1+K^2/2)} \quad m=1, 3, 5, \dots \quad (5.14)$$

Işık dalgası ve elektron paketi arasındaki etkileşim undulator boyunca meydana gelir. Uzunluğu elektron paketlerinin tekrarlanma özelliğine ayarlanmış bir optiksel rezonatör radyasyonun depolanmasına ve her bir geçişte etkileşimin olmasına izin verir. Optiksel dalga ve parçacıklar arasındaki enerji değiş tokuşu ışığın dalga boyunda (mikro paketlenme) elektronik yoğunluğun modülasyonuna, yayım fazına ve üretilen radyasyonun eş fazlılığına rehberlik eder. Optiksel dalga ve elektron demeti arasındaki ilave ikinci derece enerji değiş tokuşu doyuma ulaşınca kadar yoğunluğun lineer olmayan şekilde arttığı, depolanan radyasyonun yükseltgenmesine sebep olur (sistem kazancı kavite kayıplarına eşit hale gelir). Undulatordeki rölativistik elektron demeti tarafından oluşturulan sistemde eş fazlı harmonikler dış lazer kazancından veya SEL'in kendisinden üretilebilir (Onuki ve Elleaume, 2003).

Gap aralıkları, örneğin U25 için $g=5$ cm ve U90 için $g=7$ cm iken harmoniklik enerjisinin değişimi Şekil 5.10'da gösterildiği gibi m harmoniklik derecesi ve demet enerjisi ile orantılı olarak gittikçe artar.



Şekil 5.10. (a) U25 ve (b) U90 undulatorleri için farklı harmoniklik değerlerine ve elektron demet enerjisine göre harmoniklik enerjisinin değişimi

Yüksek pik akımı elde etmek için elektron demeti, dalga boyuna bağlı olarak kısa paketlere minimum enerji yayılımına ve düşük emittansa sahip olmalıdır. Elde edilmesi planlanan SEL'in özelliklerini ve az önce sayılan özellikleri sağlamak için elektronun zaman yapısı hem sürekli dalga (CW) hem de atımlı mod (ışık dalgasının atımlı yapıda olması) olmalıdır. Optiksel modun demet belı boyutunu da dikkate

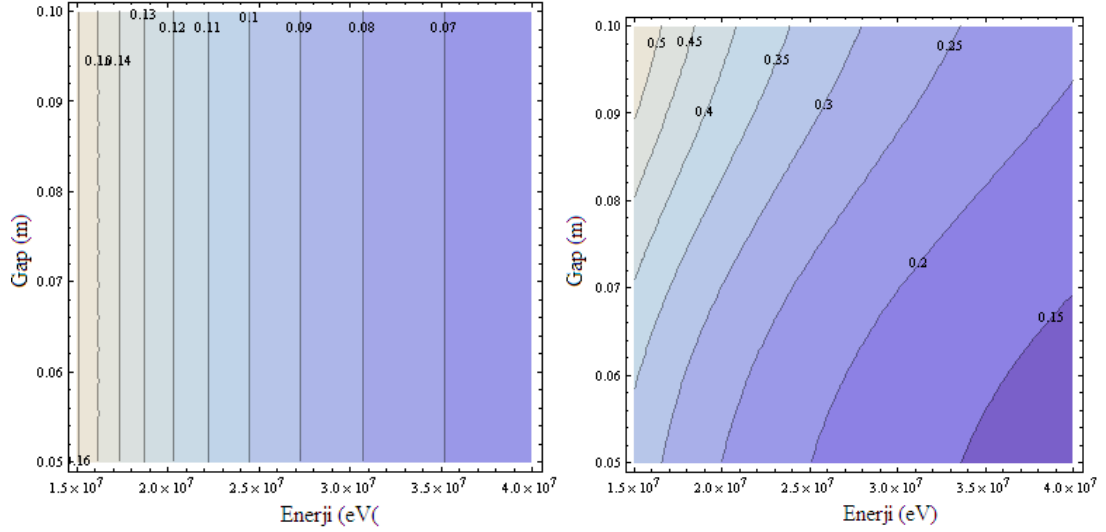
olarak rezonatör içinde salınan maksimum dalga boyu için minimum "gap" boyutu seçilmelidir. Daha kısa dalga boyları daha yüksek demet enerjilerinde daha uzun dalga boyları daha düşük demet enerjilerinde elde edilir. SEL dalga denkleminde göre geniş dalga aralığını taramak daha büyük elektron demet enerjilerine ek olarak ayarlanabilir büyük undulator şiddetleriyle mümkündür. Bu yüzden, 15-40 MeV enerjili elektron demetli ile 2.5-250 μm SEL dalga boyu aralığını taramak için 2.5 ve 9 cm periyotlu undulatorler kullanılmıştır.

Optiksel kaviteelerde, periyodik alan sağlayan undulatorlerde radyasyon, sürekli olarak elektronlarla etkileşme bölgesine geri gönderilerek yükseltgenir. Yani kazanç, radyasyon alanındaki birçok salınımla elde edilir. Kazanç undulator çıkışında eş fazlı dalga elde etmek için oldukça önemlidir. Şayet rezonatör içinde dolanan şiddet bir gidiş gelişten sonra kendi orjinal değerine tekrar geri dönerse tek geçiş kazancı tek geçiş kaybına eşit olur. Şayet tek geçiş kazancı tek geçiş kaybından daha küçük ise lazer radyasyonu yayınlanmaz. Şayet tek geçiş kazancı tek geçiş kaybından daha büyük ise lazer doyuma ulaşır ve tek geçiş kazancı tek geçiş kaybına eşit oluncaya kadar doyuma ulaşmış halde kalır (Hitz vd., 2012).

Lazer verimi sadece her bir geçişteki kazanç lazer kayıplarından daha büyük olduğu zaman elde edilir. Çoklu geçişler ve yükseltgenmeler kazanç kayıplara eşit oluncaya kadar (denge hali) devam eder. Lazer demetinin yüksek şiddetinde kazanç azalması, doyum olarak adlandırılır. Rezonansa yakın optiksel dalga ve elektronlar arasında enerji değiş tokuşu olur. Parçacık enerjisini radyasyon dalga boyuna bağlayan rezonans ilişkisinden dolayı spektral kazanç dağılımı λ dalga boyuna yakındır (Onuki, ve Elleaume, 2003). Tek geçiş kazancı (küçük sinyal kazancı), formülden de görüleceği gibi, demet enerjisine, N periyot sayısına ve undulator uzunluğuna bağlıdır. Şekil 5.11'de enerji-gap aralığı grafiğinde dalga boyuna karşı kazancın değişimi gösterilmiştir. U25 için ve U90 için maksimum kazanç 5-10 cm gap aralığında ve 15-40 MeV enerji aralığında U25 için 0.07-0.18 (% 7-% 18) arasında ve U90 için 0.15-0.5 (% 15-% 50) arasında değişen değerler almaktadır.

$$g_0 = \frac{16\pi}{\gamma} \lambda_R L_u \frac{J_e N^2}{1.7 \times 10^4} \xi [J_0(\xi) - J_1(\xi)]^2 \quad (5.15)$$

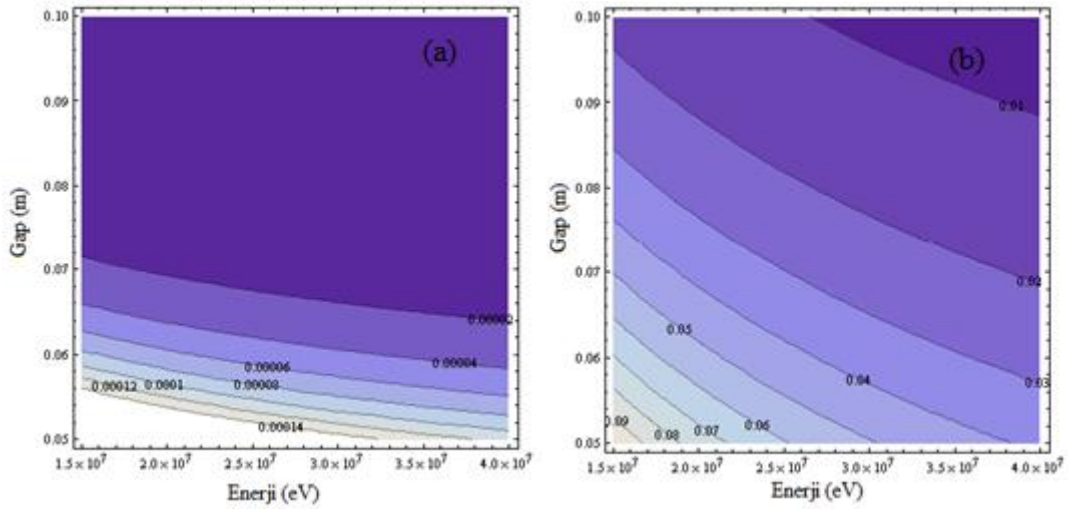
Burada $\xi = \frac{K^2}{2(1+K^2)}$, K undulatör parametresi, N periyot sayısı, L_u unduatör uzunluğu, λ_R rezonans dalgaboyu, J_e elektronların akım yoğunluğu ve $J_{0,1}(\xi)$ ise Bessel fonksiyonlarıdır. Undulatör kutup sayıları optimum kazançla ve optimum iç kavite şiddeti ile belirlenir (Prazeres vd., 2004).



Şekil 5.11. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji-gap arlığı grafiğinde tek geçiş kazancının değişimi

Birçok lazer Gaussian profiline uyan demetler yayınlar. Bu durumda lazerin temel enine modda çalıştığı söylenir. Bu durumda bu demetin elektrik alan ve şiddet veya aydınlık (irradiance) dağılımları Gaussian fonksiyonlarıyla uyumlu olur. Serbest uzayda yayılan Gaussian demetleri için spot boyutu (yarıçap) demet ekseninde herhangi bir yerde w_0 en küçük değerini alır. Lensler, aynalar ve diğer optiksel elemanlar arasındaki boşlukta demet belinin konumu ve bel yarıçapı demeti tamamen belirler. Buraya demet beli adı verilir. Demet yarıçapı veya spot boyutu artan z uzaklığı ile ($z \gg z_R$) lineer olarak artar. Demetin merkezi eksen ve $z \gg z_R$ 'deki eğim arasındaki açı uzak alan diverjans açısıdır ve tüm Gaussian demetlerinde spot boyutu ve diverjans açısının çarpımı olan $w_0\theta_0 = \lambda/\pi\theta_0$ demet parametre çarpımı ifadesi sabittir. Burada θ_0 uzak alan demet ıraksamasıdır. $\theta = 2\theta_0$ toplam açısal yayılım açısıdır (Hodgson ve Weber, 2005; Hom, 2009). Demet yarıçapı veya spot boyutu artan z uzaklığı ile ($z \gg z_R$ için) lineer olarak artar. Demetin merkezi eksen ve $z \gg z_R$ 'deki eğim arasındaki açı uzak alan diverjans açısıdır ve tüm Gaussian demetlerinde demet parametre çarpımı olan spot boyutunun ve diverjans açısının

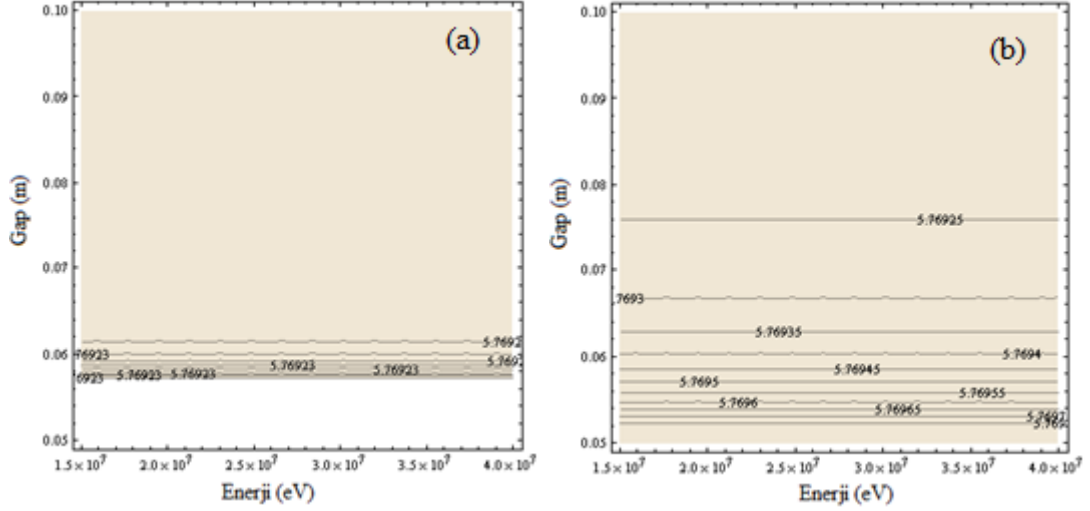
çarpımı her zaman sabittir. Yani $\omega_0 \theta_0 = \lambda/\pi'$ dır (Hom, 2009; Hodgson ve Weber, 2005). U25 ve U90 undulatörleri için farklı gap ve enerji değerlerinde analitik olarak hesaplanan ışınımın spot boyutu değerleri grafiksel olarak Şekil 5.12'de ifade edilmektedir. Grafikten de görüldüğü gibi enerji değeri ve gap aralığı arttıkça ışınımın spot boyutunun değeri küçülmektedir.



Şekil 5.12. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji-gap değişimine karşı ışınımın spot boyutunun değişimi

Ayna eğrilik yarıçapları undulatör boyunca doldurma faktörünün ortalama değerinde maksimum kazanç için hesaplanır. Bu durumda Rayleigh uzunluğu undulatör uzunluğunun yarısı olarak alınır ($Z_R = L_u/2$, L_u undulatör uzunluğudur). Bu durumda rezonatör simetrik ve ortak merkezlidir (concentric). Şayet ayna yarıçapı rezonatör kavite uzunluğu ile karşılaştırıldığında çok büyükse (Denklem 5.17'de $R \gg L_c$ ise) demet yarıçapı uzaklığın fonksiyonu olarak çok az değişir. 2-10 m arasında ayna yarıçapına sahip rezonatörler (birçok kez bu değer kavite uzunluğundan büyüktür) yaygın olarak başvurulanan konfigürasyonlardır. Böyle büyük ayna yarıçaplı rezonatörler uygun sıralama kararlılığı (alignment stability) ve aktif ortamın iyi bir şekilde dengelenmesi (stabilization) özelliklerine sahiptir. $R = L_c/2$ olan rezonatörlerde, demet boyutları oldukça büyük olan modlara sahiptir ve demet rezonatör merkezinde kırınım limitli noktanın aşağısına odaklanır. Küresel rezonatör yanlış sıralanmaya (misalignment) oldukça duyarlıdır. Bu yüzden elde edilen küçük spot boyutu optiksel hasarlara neden olabilir. $R = L_c$ olan rezonatörler aynı odaklı (confocal) rezonatörlerdir. Aynı odaklı rezonatörler en küçük mümkün mod

boyutunu verir ancak uygulamada tercih edilmezler (Koechner, 2006). Şekil 5.13'de U25 ve U90 undulatörleri için ayna eğrilik yarıçapları, enerjiye ve gap aralığına bağlı olarak hesaplanmıştır.

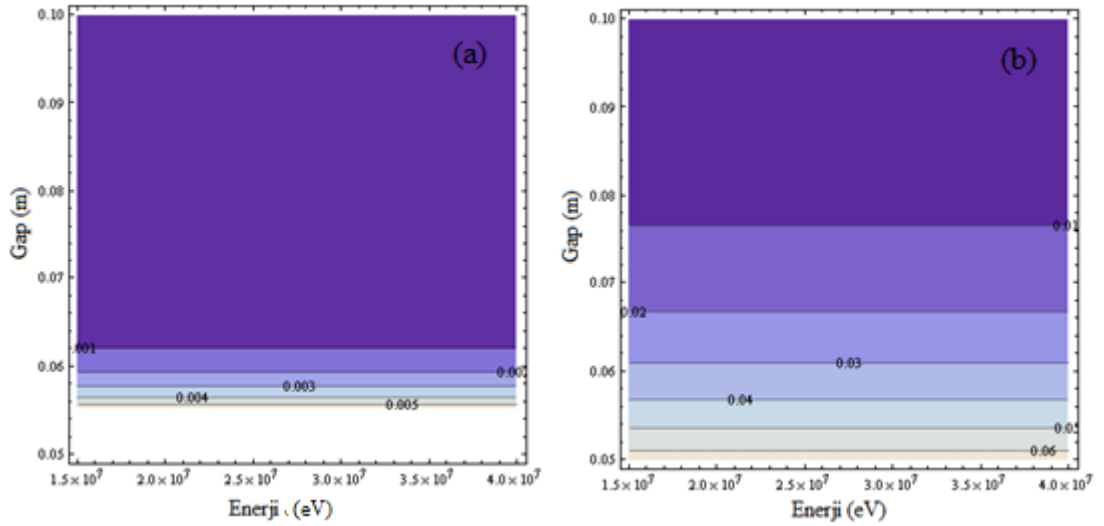


Şekil 5.13. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji-gap değişimine göre ayna eğrilik yarıçapının değişimi

Rayleigh uzunluğu demet yarıçapının $\sqrt{2}$ katına çıktığı orjinden (w_0 ışınımın spot boyutunun konumundan olan) olan uzaklıktır. Kısa Rayleigh uzunluklu SEL'ler öncelikle belde dar olan ve aynalarda genişleyen Gaussian profilli temel modda çalışacaklardır. Rayleigh uzunluğu yakın alanı veya demetin kolime edilmiş bölgesini tanımlar. TEM₀₀ modu için Rayleigh uzunluğu;

$$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (5.16)$$

şeklinde tanımlanır. Burada w_0 ışınımın spot boyutu (veya odaklanan demetin yarıçapı) ve λ radyasyon dalga boyudur (Hodgson ve Weber, 2005). Rayleigh uzunluğunun ötesinde demet sabit bir oranda veya açıda genişleyecektir. Mathematica ile hesaplanan Rayleigh uzunluklarının enerji ve gap aralığı grafiğinde ışınımın spot boyutuna göre değişimi Şekil 5.14'te grafiklerle ifade edilmiştir.



Şekil 5.14. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji ve gap aralığına göre ışınımın spot boyutundan hesaplanan Rayleigh uzunluğunun değişimi

Işınımın spot boyutu ayna yarıçapına bağlı olarak da Denklem (5.17) şeklinde yazılabilir (Koechner, 2006). Burada R_1 , R_2 ayna yarıçapları ve L_c kavite uzunluğudur.

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{L_c(R_1 - L_c)(R_2 - L_c)(R_1 + R_2 - L_c)}{(R_1 + R_2 - 2L_c)^2} \quad (5.17)$$

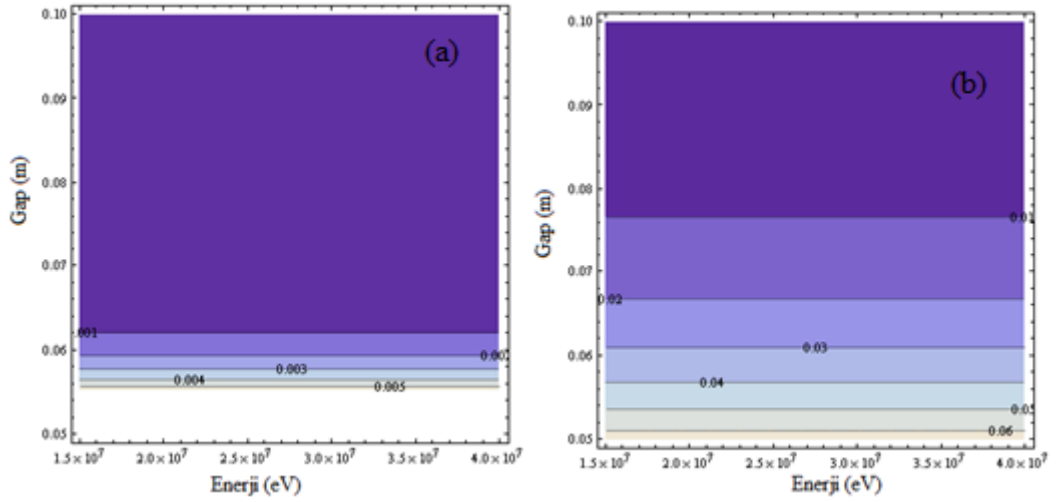
$R_1 = R_2 = R$ için (5.17) denklemi;

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} [L_c(2R - L_c)]^{1/2} \quad (5.18)$$

haline gelir ve Rayleigh uzunluğu;

$$Z_R = \frac{1}{2} [L_c(2R - L_c)]^{1/2} \quad (5.19)$$

ifadesine dönüşür. Şekil 5.14'deki grafikten de görüldüğü gibi ayna yarıçapına göre hesaplanan Rayleigh uzunluğu Şekil 5.15'deki grafikte benzer sonuçlar vermektedir.



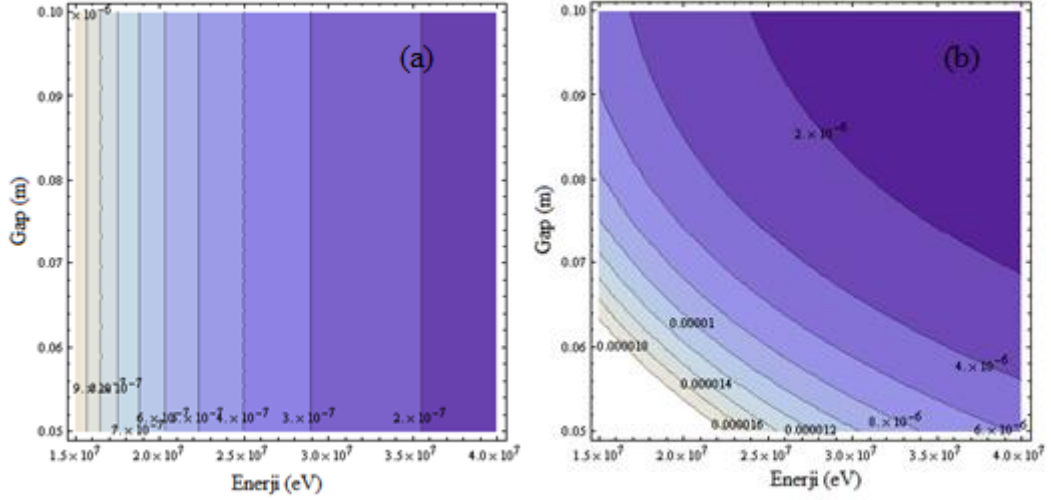
Şekil 5.15. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için ayna eğrilik yarıçapına bağlı olarak enerji ve gap aralığına göre hesaplanan Rayleigh uzunluğunun değişimi

Demeti çevreleyen faz elipsinin alanı emittans olarak ifade edilir. Emittans paketdeki (bunch) tüm parçacıkların ortalama genliğidir. Küçük demet emittansı demet kararlılığının ve sapıncın kontrolü için kullanılabilir. Lineer hızlandırıcılarda veya dairesel hızlandırıcılarda dış elektrik alandan dolayı parçacık enerjisi değiştiği zaman emittans da değişir. Çünkü demet hızlandırıldığı zaman demetin boyuna momentumu artar fakat enine momentumu aynı kalır. Demetin hızlandırılması faz uzayında demetin kapladığı alanın azalmasına neden olur. Bu azalmayla rölativistik γ faktörü artar. Bu yüzden demet ıraksaklığı (beam divergence) azalır. Bundan dolayı, emittans yerine normalize emittans kullanılır. Normalize emittans hızlandırma süresince korunur. Çünkü $\beta\gamma p$ momentumuyla orantılı olarak artarken, ϵ değeri $1/p$ şeklinde azalır. Buna "adiabatic damping" denir. Demet emittansı momentum ile ters orantılı olarak değişirken enine demet boyutları (beam size), demet ıraksaklıkları (beam divergence), paket uzunluğu ve enerji yayılımı parçacık momentumunun kareköküyle ters orantılı olarak değişir. Yüksek lüminositeye veya yüksek aydınlığa (brilliance) ulaşmak için düşük emittans gerekir. Demet tarafından işgal edilen gerçek faz uzayı alanı ise geometrik emittans olarak adlandırılır (Rossbach ve Schmüser, 1992).

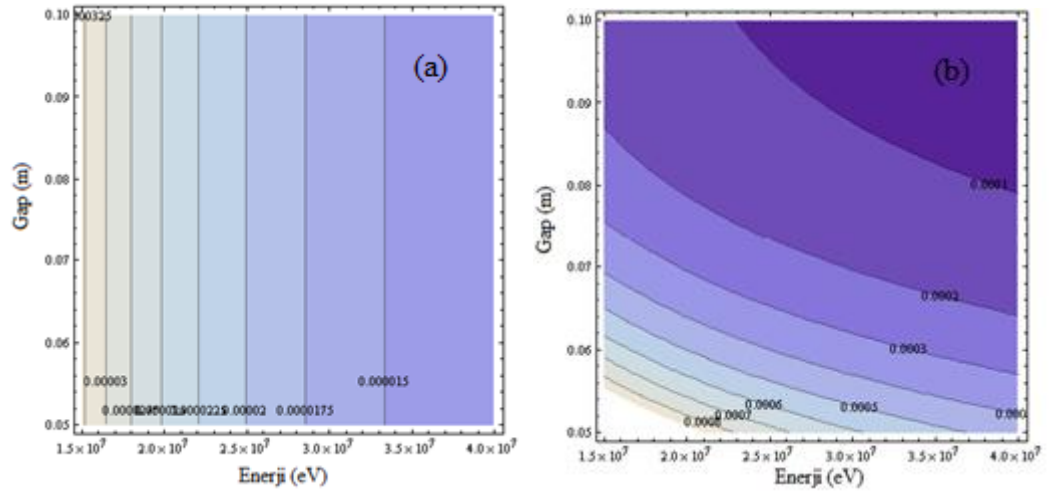
$$\epsilon_N = \gamma \epsilon_{\text{geometrik}} \quad (5.20)$$

$$\epsilon_N = \beta \gamma \epsilon \quad (5.21)$$

Şekil 5.16'de ve Şekil 5.17'de U25 ve U90 undulatörleri için emittans ve normalize emittans değerlerinin grafiği verilmiştir. Grafikten de görüldüğü gibi demet enerjisi arttıkça emittans ve normalize emittans değerleri düşmektedir.



Şekil 5.16. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji ve gap aralığına göre emittansın değişimi



Şekil 5.17. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için enerji ve gap aralığına göre normalize emittansın değişimi

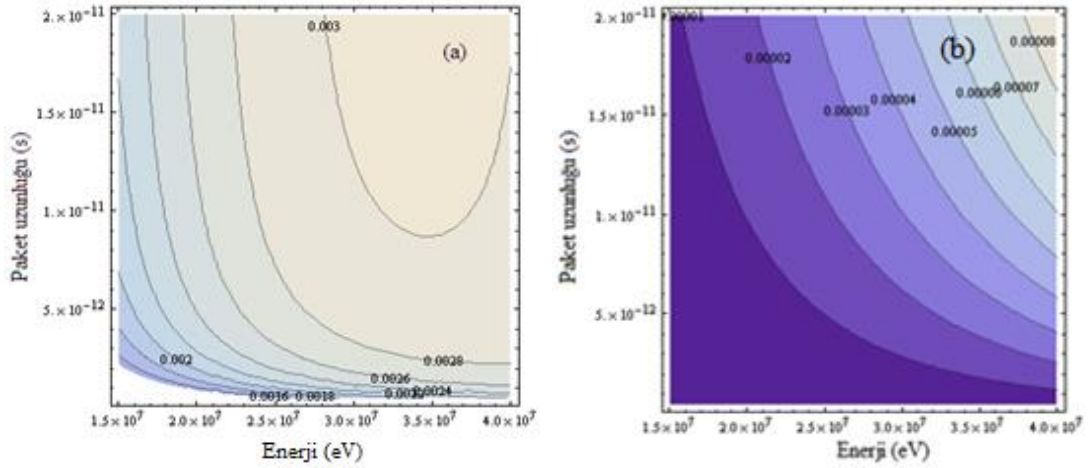
Dattoliye göre gerçek kazanç hesaplanırken ideal kazancın (g_0 düşük kazanç ifadesinin) diğer düzeltme faktörleri ile çarpılması gerekir. Kazancın büyük değerlerinde lineer olmayan terimler içeren gerçek kazanç;

$$G_p^* = F_f[0.85(g_0\alpha) - 0.19(g_0\alpha)^2 + 4.12 \times 10^{-3}(g_0\alpha)^3] \quad (5.22)$$

ile verilir. (5.22) ifadesindeki $\alpha = F_{inh}F_s$ faktörü, kazanç bileşeni g_0 için azaltma (attenuation) faktörüdür. Bu azaltma faktörü, homojen olmayan $F_{inh} = \frac{1}{1+1.7\mu_e^2} \frac{1}{1+\mu_r^2}$ genişletme (broadening) faktörüne ve $F_s = \frac{1}{1+\mu_c/3}$ boyuna mod çiftlenim faktörüne bağlıdır. Bu ifadede $\mu_e = 4N(\sigma_\gamma/\gamma)$ ve $\mu_r = \frac{N\sqrt{2}}{\lambda_u} \frac{K}{1+K^2/2} \epsilon_{nor}$ ile verilir. N undulator periyot sayısıdır, (σ_γ/γ) elektron demetinin göreceli RMS enerji yayılımıdır, $\epsilon_{nor} = 4\pi\gamma\sigma\sigma'$ düşey eksen boyunca normalize emittanstır, λ_u undulator periyot uzunluğudur, $\mu_c = N\lambda/c\sigma_e$ ile ifade edilir. $N\lambda$ kayma uzunluğudur (slippage length), $c\sigma_e$ elektron paket uzunluğudur ve σ_e paket uzunluğunun RMS devam süresidir.

Büyük enerji yayılımı SEL üretimi süresince kazancı azaltır. Bu yüzden SEL benzetim çalışmalarında en düşük enerji yayılımı kullanılır. Bu benzetim çalışmasında tek geçiş kazancının azaltma faktörleri ile hesaplanmasında daha önceden belirlenen enerji yayılımı (% 0.1) ve analitik olarak hesaplanan paket uzunluğu (0.5-20 ps) değerleri kullanılmıştır. Manyetik alan en küçük gap değerinde en büyük değer aldığı için, dalga kılavuzu etkilerini dikkate alarak (dalga kılavuzu borusunun çapı 4 cm) ve $1.5 \leq K \leq 5$ zigzaglayıcı ve undulator arasındaki geçiş bölgesini gösterdiği için bundan sonraki hesaplamalarda U25 için $g=5$ cm ve U90 için $g=7$ cm değerleri kullanılacaktır.

Şekil 5.18'de (5.22) denklemi ile verilen gerçek kazanç (tek geçiş kazancı) için U25 (gap aralığı 5 cm iken) ve U90 (gap aralığı 7 cm iken) undulatorlerinin paket uzunluğuna bağlı olarak gerçek kazancın değişimi görülmektedir. Gerçek kazanç değeri grafikten de görüldüğü gibi, enerji değerine ve paket uzunluğuna bağlı olarak gittikçe azalmaktadır.



Şekil 5.18. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için azaltma (attenuation) faktörü ile birlikte tek geçiş kazancının değişimi

SEL'de elektron verimliliği SEL etkileşimi süresince lazer optiksel moduna transfer edilen elektron demetinin enerjisinin bir kesridir ve

$$\tau = \frac{\Delta W_e}{W_e} \quad (5.23)$$

ile verilir. Burada W_e ;

$$W_e = Q(\gamma mc^2/e) \quad (5.24)$$

ile verilen elektron paket enerjisi, Q her bir elektron paketinin yüküdür, γ Lorentz faktörüdür, m elektron kütlesidir, e elektron yüküdür, c ışık hızıdır ve ΔW_e her bir elektron mikro-paketi tarafından SEL etkileşiminde üretilen enerji miktarıdır. Doyumdaki verimlilik için SEL şiddetinin, genişletme faktörüne ve boyuna mod çiftlenim faktörüne bağlı olan diğer bir ifade;

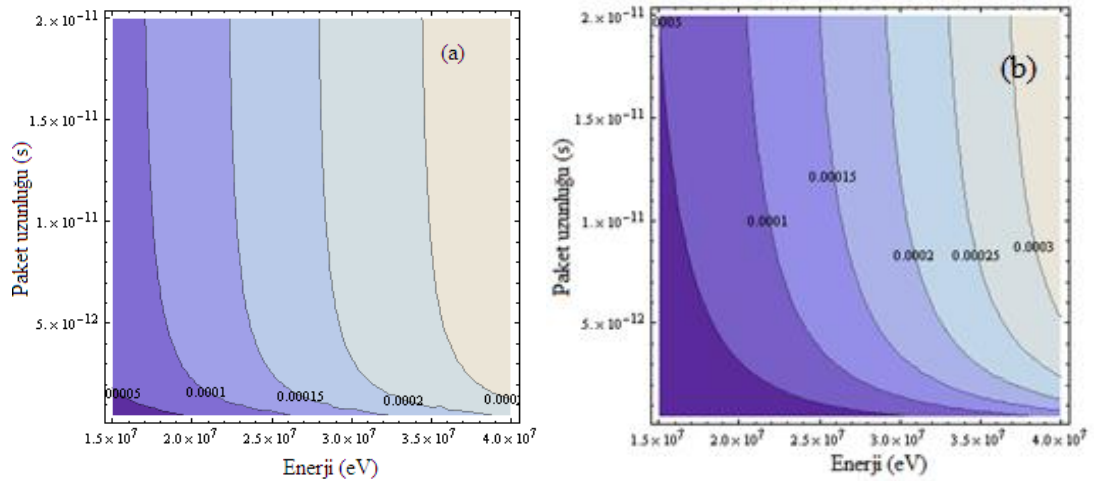
$$\eta = \frac{1}{4N} (\alpha + 0.22g_0\alpha^2 + 4.85 \cdot 10^{-3}g_0^2\alpha^3)(1 - e^{-h})F_f \frac{\sum_0 \cdot \Delta t_0}{\sum_e \cdot \Delta t_e} \quad (5.25)$$

ile verilir. Burada g_0 Denklem (5.15) ile verilen lineer olarak polarize olmuş undulatörler için tek geçiş kazancıdır. $\sum_0 \cdot \Delta t_0$ lazer atımının boyutudur ve $\sum_e \cdot \Delta t_e$ ise elektron paketinin boyutudur. $\sum_0 = \pi\sigma_{ox}\sigma_{oy}$ şiddetin enine kesitidir, $\Delta t_0 = \sqrt{\pi}\sigma_0$ şiddetin devam süresidir, $\sum_e = \pi\sigma_{ex}\sigma_{ey}$ elektron paketinin enine kesitidir ve

$\Delta t_e = \sqrt{\pi} \sigma_e$ elektron paketinin devam süresidir, σ_0 lazer mod genliğinin RMS devam süresidir, σ_e elektron paketinin RMS devam süresidir, F_f doldurma faktörüdür ve h ;

$$h = [1.8/(1 + G_p^*)] \cdot [(1 - L)G_p^* - L]/L \quad (5.26)$$

ile verilen katsayıdır ve Denklem (5.22) ile verilen G_p^* tek geçiş kazancına ve L kayıp faktörüne bağlıdır. Yüksek manyetik alan uygulanırsa elektron verimliliği artar. Yüksek elektron demet enerjilerinde yüksek çıkış gücü ve yüksek verimlilik elde edilir. Linaklarda daha düşük elektron enerjilerinde enerji azaldıkça verimlilik de gittikçe azalacaktır (Prazeres vd., 2004). Şekil 5.19'da U25 ve U90 undulatörleri için $g=5$ cm ve $g=7$ cm olduğu zaman elektron verimliliğinin değişimi gösterilmektedir.

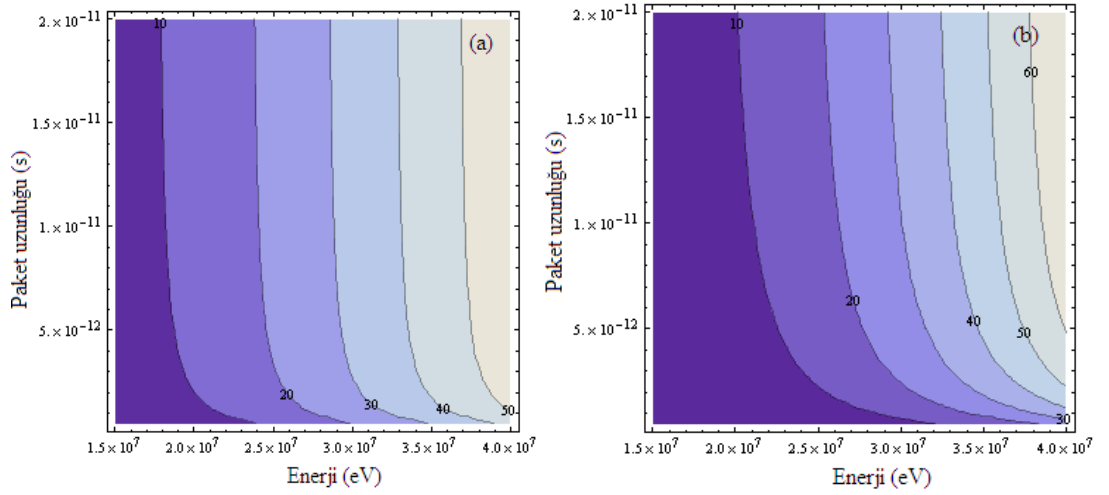


Şekil 5.19. (a) U25 undulatörü için ve (b) U90 undulatörü için farklı paket uzunluğuna ve enerjiye göre elektron verimliliğinin değişimi

SEL gücü arttığı zaman dalganın ve undulatör alanının ponderomotiv potansiyelinde çok sayıda elektron tuzaklanır. Tek geçişli elektron hızlandırıcısı kullanılarak yüksek SEL gücü elde etmek için, elektronun enerjisi undulatörde önemli ölçüde azaltılır. Bu yüzden elektron undulatörün girişinden çıkışına kadar rezonansta kalmaz. Yükseltgenme esasen undulatörün ön kısmında meydana gelir. Tüm undulatör boyunca rezonansı korumak için manyetik alan veya undulatör periyodu iyi bir şekilde ayarlanmalıdır. SEL'de ortalama çıkış gücü veya her bir saniyedeki enerji;

$$\langle P_x \rangle = W_e \eta \Delta T_{\text{sat}} \frac{T_x}{L} f_\mu f_M \quad (5.27)$$

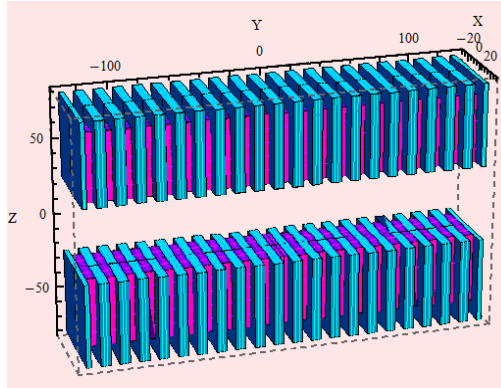
formülü ile verilir. Burada f_μ ve f_M sırasıyla mikro-atım ve makro-atım tekrarlama oranıdır ve ΔT_{sat} makro-atımdaki SEL doyumunun devam süresidir. T_x/L oranı ise T_x hol çiftleniminden dolayı olan kayıplar ve lazer kavitesinin L toplam kaybı arasındaki oran olarak adlandırılan çıkarma oranıdır (extraction ratio). Bu oran iç kavite lazer moduna bağlıdır. Ortalama güç Denklem (5.27)'den de görüldüğü gibi, verimlilikle ve dolayısıyla lazer kazancı ile orantılıdır (Prazeres vd., 2004). Şekil 5.20'de U25 ve U90 undulatörleri için ortalama gücün enerjiye göre değişimi gösterilmektedir.



Şekil 5.20. (a) U25 ve (b) U90 undulatörleri için ortalama çıkış gücünün enerji ve paket uzunluğuna göre değişimi

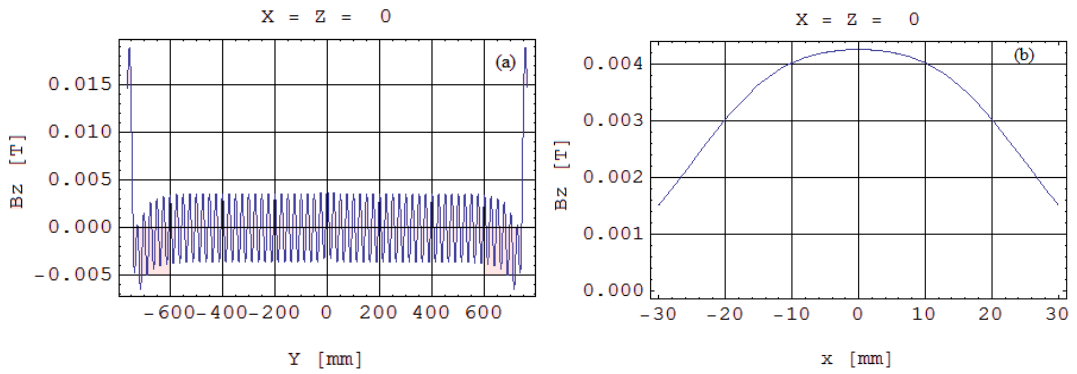
RADIA programı Mathematica tabanlı sinkrotron ışık kaynakları, undulatörler, zigzaglayıcılar, dipol ve kuadrapol magnetler gibi cihazların geliştirilmesi sırasında fiziksel ve teknik problemleri çözmek için kullanılan, cihazlardaki manyetik alan ve manyetizasyon dağılımını grafiklerle ifade etmeyi sağlayan bir benzetim kodudur. Bu tez çalışmasında kullanılan magnet boyutları ve bazı parametreler TARLA TDR raporunda bahsedilen şekilde çizilmiş ve analizler yapılmıştır (TARLA-TDR, 2011). 2.5-27 μm dalga boyu aralığında SEL elde etmek için kullanılacak U25 düzlem (planar) undulatörün optimizasyonu için RADIA kodu kullanılmıştır. Undulatör malzemesi daha önceden de bahsedildiği gibi $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 'dir. Tasarlanan magnet bloklarının yüksekliği 55 mm kalınlığı 6.5 mm ve genişliği 60 mm'dir. Kutup

ayaklarının genişliği 40 mm, yüksekliği 45 mm ve kalınlığı 6 mm'dir. RADIA ile tasarlanan bu undulator şematik olarak Şekil 5.21'de gösterilmektedir.

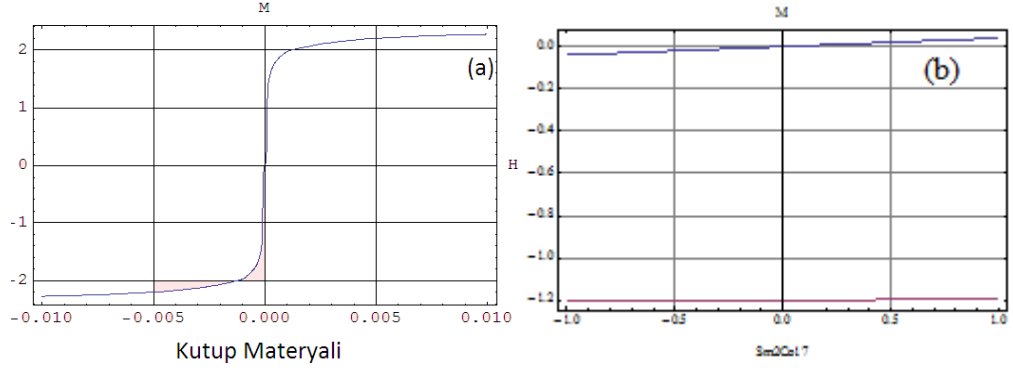


Şekil 5.21. U25 undulator magnetin RADIA ile tasarımı

Tasarlanan U25 magnetin optimizasyonundan elde edilen manyetik alanın x ve y yönündeki değişimi ve kutup materyalinde ve magnet materyalinde manyetizasyonun alan şiddetine (H) göre değişimi grafiksel olarak elde edilmiştir. Elde edilen bu değerlerin analitik olarak hesaplanan değerlere uyması için Şekil 5.21'deki örnek çizimden farklı olarak grafiklerde periyot sayısı 60 olarak seçilmiştir. RADIA ile optimizasyondan elde edilen manyetik alan ve manyetizasyon grafikleri Şekil 5.22'de ve Şekil 5.23'de gösterilmektedir.

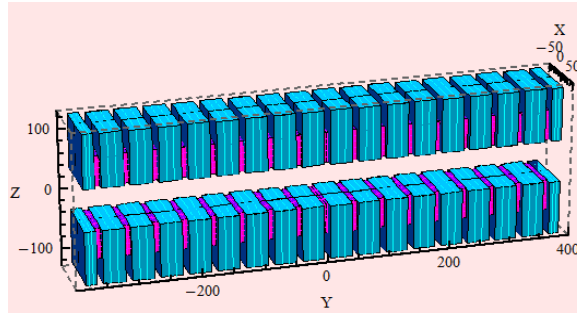


Şekil 5.22. U25 undulatorü için manyetik alanın (a) y-yönündeki ve (b) x-yönündeki değişimi grafikleri



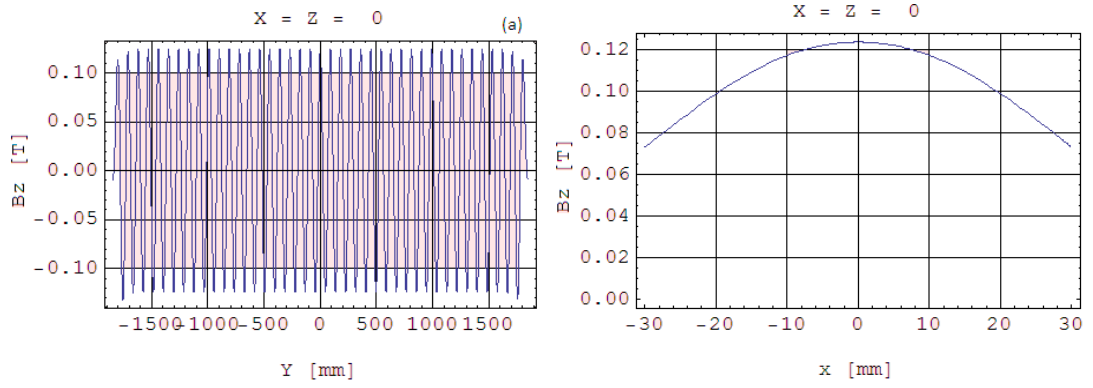
Şekil 5.23. U25 undulatörü için (a) kutup materyalinde ve (b) magnet materyalinde manyetizasyonun alan şiddetine (H) göre değişimi grafikleri

18-250 μm dalga boyu aralığında çalışan U90 undulatörü için de RADIA kodu kullanılarak benzetim çalışması yapılmıştır. U90 undulatöründe kullanılan magnet blokların genişliği 100 mm, kalınlığı 35 mm ve yüksekliği 90 mm'dir. Kutup ayaklarının ise genişliği 60 mm, kalınlığı 10 mm ve yüksekliği 50 mm'dir. RADIA ile tasarlanan bu undulatör Şekil 5.24'te gösterilmektedir.

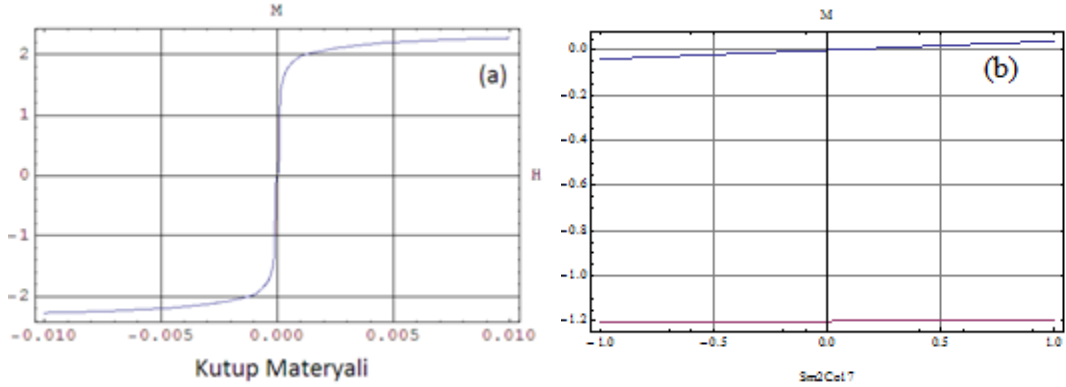


Şekil 5.24. U90 undulatör magnetin RADIA ile tasarımı

Tasarlanan U90 magnetin optimizasyonundan elde edilen manyetik alanın x ve y yönündeki değişimi ve kutup materyalinde ve magnet materyalinde manyetizasyonun alan şiddetine (H) göre değişimi grafiksel olarak elde edilmiştir. Grafiklerden elde edilen bu değerlerin analitik olarak hesaplanan değerlerle uyum içinde olması için Şekil 5.24'teki örnek çizimden farklı olarak periyot sayısı 40 seçilmiştir. RADIA ile optimizasyondan elde edilen manyetik alan ve manyetizasyon grafikleri Şekil 5.25'te ve Şekil 5.26'da gösterilmektedir.

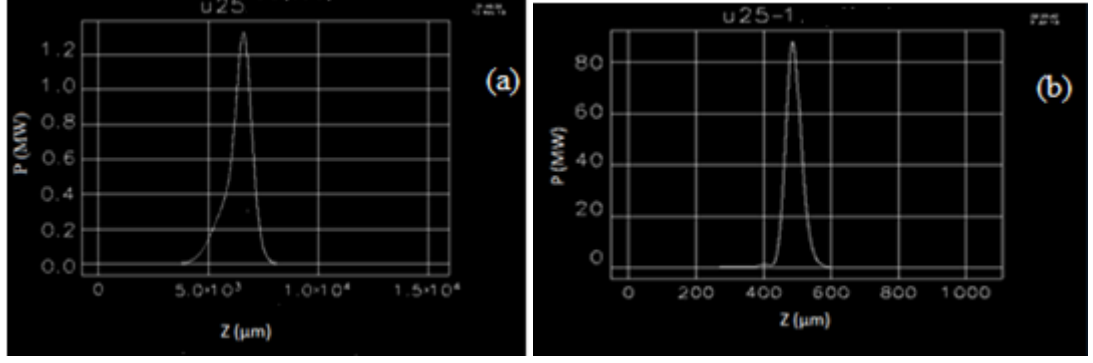


Şekil 5.25. U90 undulatörü için manyetik alanın (a) y-yönündeki ve (b) x-yönündeki değişimi grafikleri

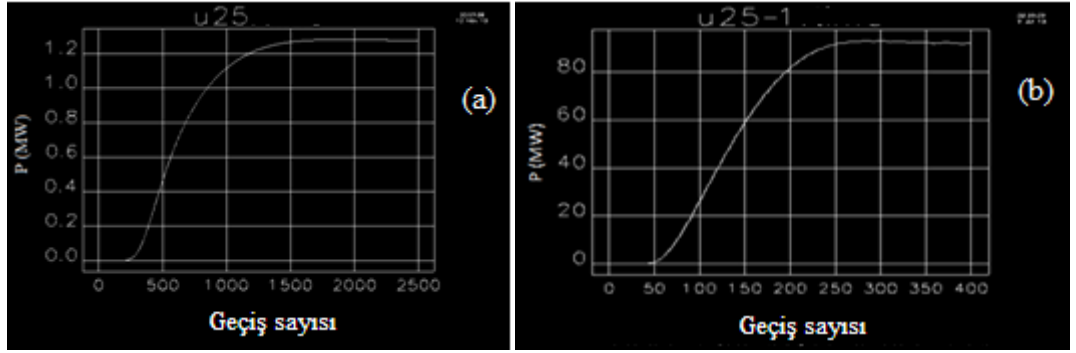


Şekil 5.26. U90 undulatörü için (a) kutup materyalinde ve (b) magnet materyalinde manyetizasyonun alan şiddetine (H) göre değişimi grafikleri

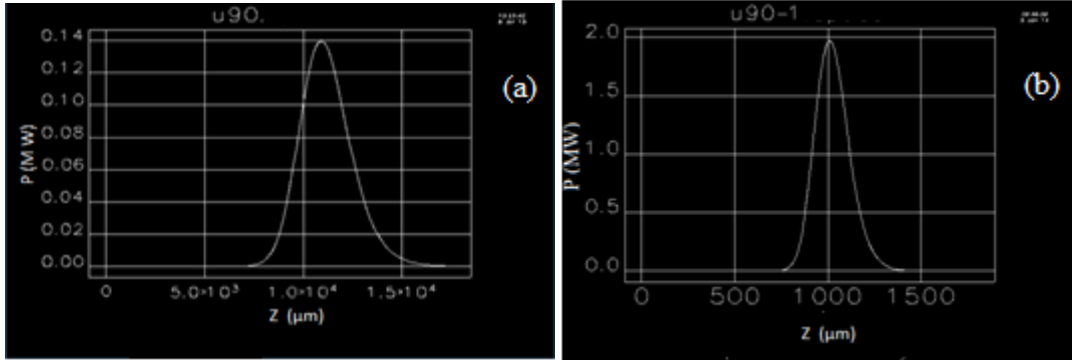
Bu tez çalışmasında SEL benzetim çalışması için FELO kodu da kullanılmıştır. FELO kodu Fortran90 programı ile geliştirilmiş bir boyutlu zamana bağlı SDDS kodudur. Kod SEL kavitesindeki elektron paketinin "temporal jitter" özelliğini de içerir. Bu etki kavite uzunluğuna jitter ekleyerek gerçekleştirilir Ancak bu benzetim çalışması jitter ve gürültü (noise) etkileri dikkate alınmadan gerçekleştirilmiştir. Şekil 5.27-5.30 arasındaki grafiklerde U25 ve U90 undulatörleri için farklı enerjilerde çıkış gücünün boyuna profilinin doyumda uzaklığa bağlı olarak değişimi ve geçiş sayısına bağlı olarak değişimi 15 ve 40 MeV enerjilerde FELO benzetim çalışması ile elde edilmiştir ve bu değerler FELO kodu sayfasında bulunan "Excel" tablosu kullanılarak standart birimlere çevrilmiş olarak çizilmiştir. Şekil 5.27-5.30 arasındaki grafiklerde U25 için kavite ayarsızlığı 15 MeV enerjide $8.6 \mu\text{m}$ ve 40 MeV enerjide $0.1 \mu\text{m}$ 'dir. U90 için ise kavite ayarsızlığı 15 MeV enerjide $5 \mu\text{m}$ ve 40 MeV enerjide $0.06 \mu\text{m}$ 'dir.



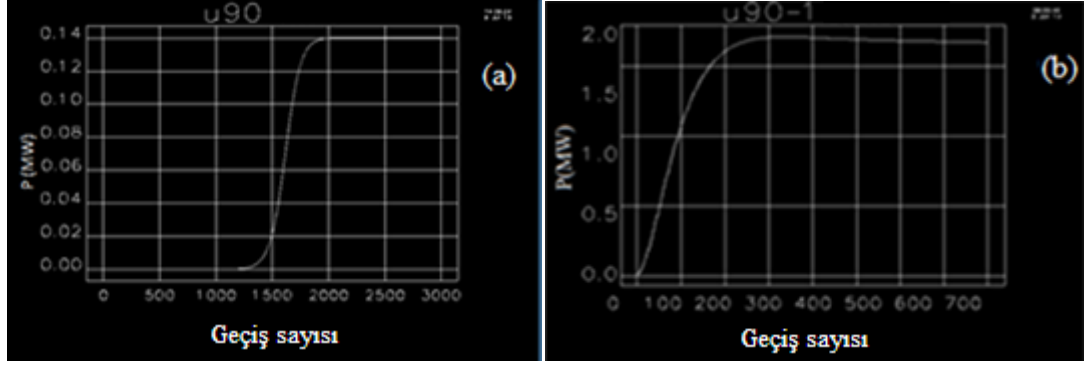
Şekil 5.27. U25 undulatorü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide doyumdaki SEL çıkış gücünün boyuna profili



Şekil 5.28. U25 undulatorü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide doyumdaki SEL çıkış gücünün geçiş sayısına göre değişimi

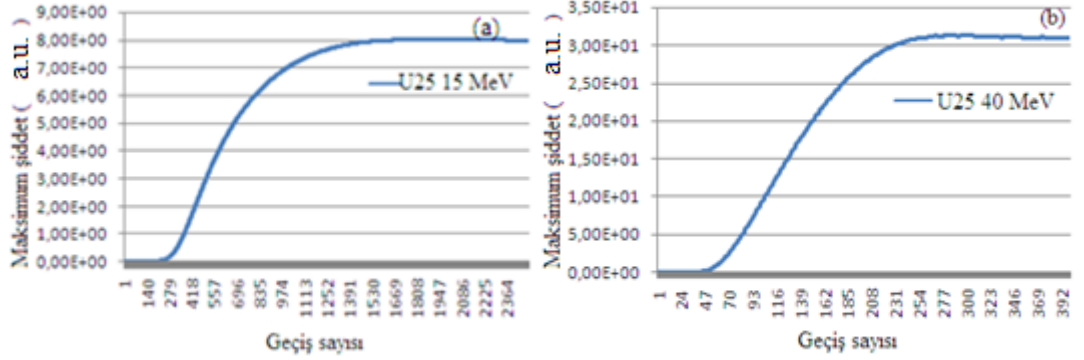


Şekil 5. 29. U90 undulatorü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide doyumdaki SEL çıkış gücünün boyuna profili

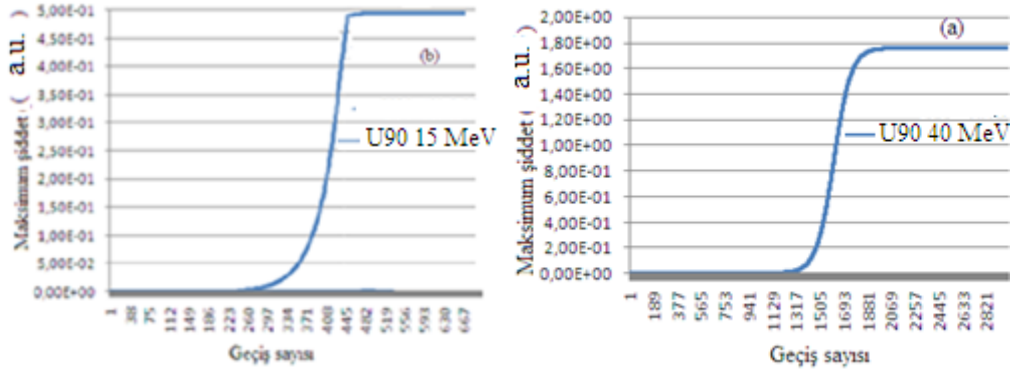


Şekil 5.30. U90 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide doyumdaki SEL çıkış gücünün geçiş sayısına göre değişimi

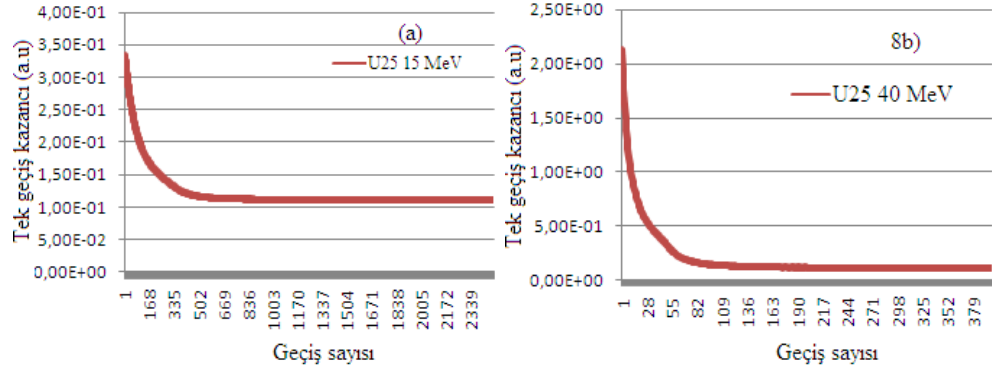
Şekil 5.31-5.38 arasındaki grafiklerde FELO çıkış dosyasında yer alan verilerden yararlanılarak 15 ve 40 MeV enerji değerinde şiddet, tek geçiş kazancı, ortalama elektron momentumu ve maksimum enerji yayılımı grafikleri geçiş sayısına göre Excel 2007 programı kullanılarak U25 ve U90 undulatörleri için elde edilmiştir.



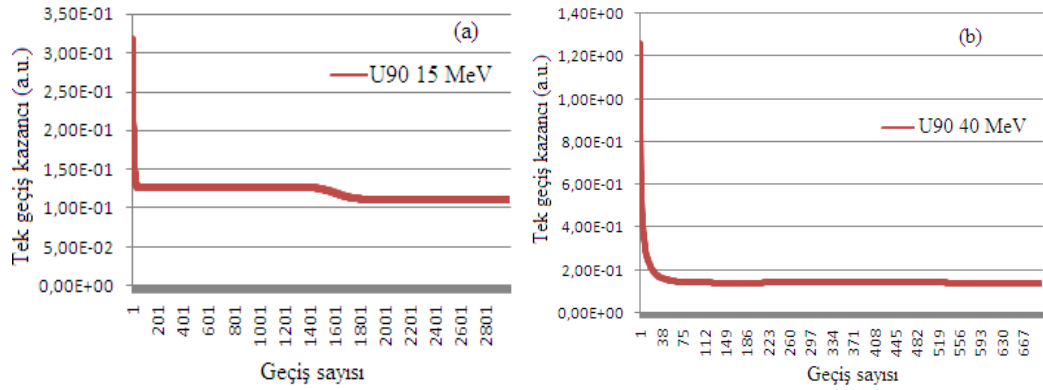
Şekil 5.31. U25 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide maksimum şiddetin geçiş sayısına göre değişimi



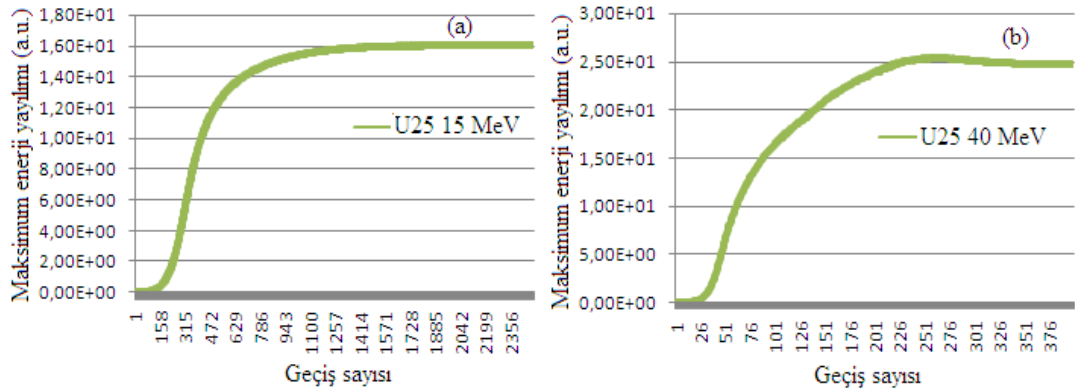
Şekil 5.32. U90 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide maksimum şiddetin geçiş sayısına göre değişimi



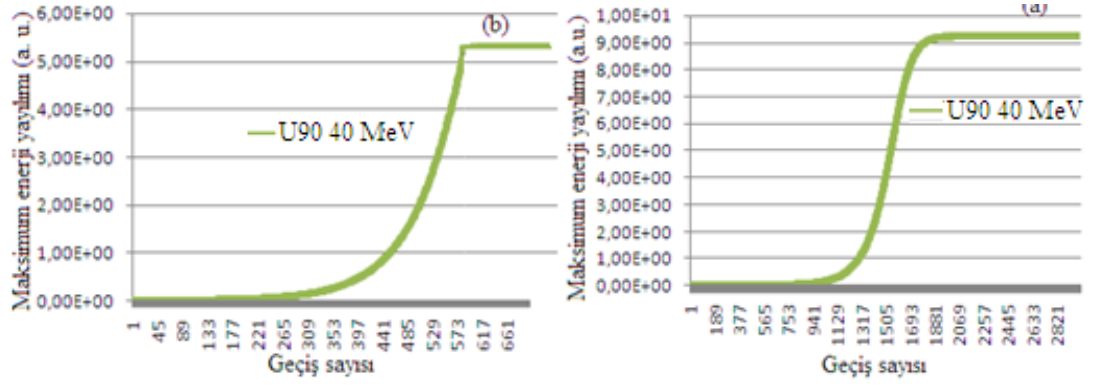
Şekil 5.33. U25 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide tek geçiş kazancının geçiş sayısına göre değişimi



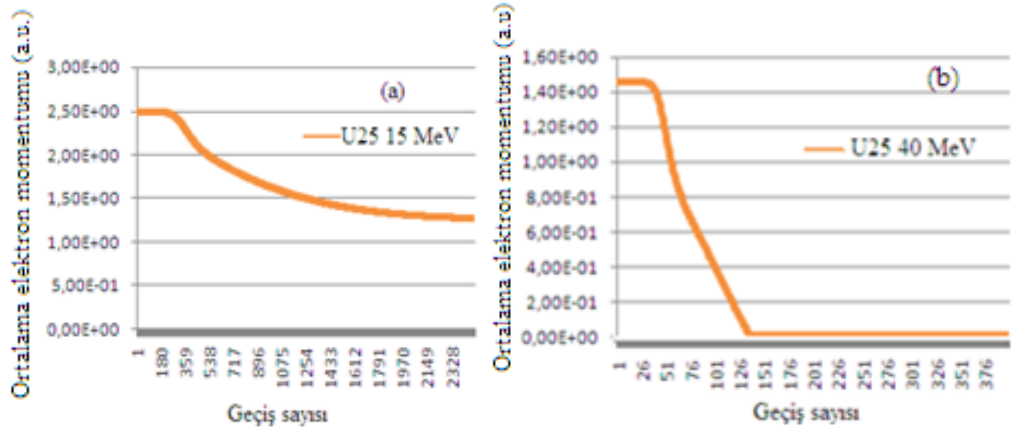
Şekil 5.34. U90 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide tek geçiş kazancının geçiş sayısına göre değişimi



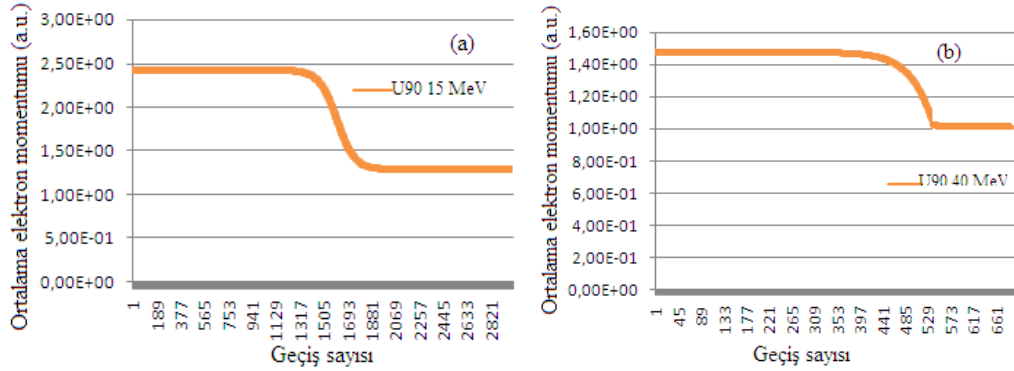
Şekil 5.35. U25 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide maksimum enerji yayılımının geçiş sayısına göre değişimi



Şekil 5.36. U90 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide maksimum enerji yayılımının geçiş sayısına göre değişimi



Şekil 5.37. U25 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide ortalama elektron momentumunun geçiş sayısına göre değişimi



Şekil 5.38. U90 undulatörü için (a) 15 MeV enerjide ve (b) 40 MeV enerjide ortalama elektron momentumunun geçiş sayısına göre değişimi

6. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında, TARLA tesisinde üretilecek olan kızılötesi bölgedeki serbest elektron lazerinin optimizasyonu için gerekli parametreler hesaplamalarla ve benzetim çalışmaları ile elde edilmiş ve sonuçlar grafiksel olarak ifade edilmiştir.

Çalışmada öncelikle 15-40 MeV enerjili elektronlardan 2.5-250 μm dalga boyu lazer elde etmek için kullanılacak olan undulatörün ve optik kavitenin özellikleri belirtilmiş, elde edilecek olan ışının dalga boyu, spot boyutu, emittans, normalize emittans, Rayleigh uzunluğu, tek geçiş kazancı, verimlilik, şiddet ve rezonatör aynalarının yarıçapı değerleri teorik hesaplamalarla saptanmış ve bunlar grafiklerle ifade edilmiştir.

Çizelge 5.1 ve Çizelge 5.2'de belirtilen parametreler ve beşinci bölümde ifade edilen formüller kullanılarak gerçekleştirilen teorik hesaplamalarla elde edilen parametreler benzetim çalışmalarında kullanılmıştır. Teorik hesaplamalarla elde edilen bu parametrelerle istenilen radyasyon dalga boyu aralığına ulaşabilmek için undulatörlerin gap aralıkları dalga kılavuzu etkilerini, demet belini, kazanç değerlerini ve zigzaglayıcı ve undulatör arasındaki geçiş bölgesini dikkate alarak U25 undulatörü için 5 cm ve U90 undulatörü için 7 cm olarak seçilmiştir. Bu gap aralıklarında pik manyetik alanı U25 undulatörü için 0.281 T ve U90 undulatörü için ise 0.358 T olarak hesaplanmıştır. K parametresinin değeri ise, U25 undulatörü için 0.653 ve U90 undulatörü için 1.509 olarak belirlenmiştir. Bu değerler dikkate alınarak hesaplanan harmoniklik enerjisinin, harmoniklik derecesi ve demet enerjisi ile doğru olarak arttığı gözlenmiştir.

Elektron demeti ve elektromanyetik dalga arasındaki etkileşim belirli dalga boylarında gözlenir. Undulatör spektrumu bu dalga boylarında belirli enerjilerde harmoniklere uyan pikler gözlenir. Bu harmoniklik enerjisi ve harmoniklik derecesi emittansa, boyuna demet diverjansına, band genişliğine, akıya, parlaklığa ve yayınlanan dalga boyuna katkıda bulunur. Temel harmoniklik enerjisi, 15-40 MeV aralığındaki lineer hızlandırıcı enerjisine bağlı olarak U25 undulatörü için ($n=1$) 8.54×10^{-5} keV ile 6.07×10^{-4} keV arasında değişmektedir. U90 undulatörü için ise bu değer 1.10×10^{-5} keV ile 7.89×10^{-5} keV arasında değişmektedir. Bu

değerler Sheehy'in ve yaptığı çalışmada elde ettiği 20-100 eV arasında değişen harmoniklik enerjilerine ve Zhou ve Hwang'ın yaptığı çalışmada U9 ve U10 için elde ettiği 0.01-1.8 eV ve 0.02-0.20 eV harmoniklik enerjilerine benzerdir (Sheehy, 2006; Zhou ve Hwang, 2006).

Teorik olarak hesaplanan doyumdaki şiddet 15-40 MeV enerjide U25 için 2.046×10^7 - 1.035×10^9 W/cm² arasında ve elektron demet şiddeti 2.803×10^9 - 7.320×10^9 W/cm² arasında değişmektedir. U90 için doyumdaki şiddet 2.631×10^6 - 1.330×10^8 W/cm² arasında ve elektron demet şiddeti 3.350×10^8 - 8.750×10^8 W/cm² arasında değişmektedir. Bu değerler Smetanin'in yaptığı çalışmada elde ettiği 3.3×10^5 W/cm² değerindeki doyumdaki şiddetle ve Seggebrock ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada 10^{-6} - 10^{-27} s arasında değişen sürede elde ettiği 10^6 - 10^{30} W/cm² arasında değişen elektron demet şiddeti ile uyushmaktadır (Smetanin, 1998; Seggebrock vd., 2012).

Yukarda bahsedilen (U25 için 5 cm ve U90 için 7 cm) “gap” aralıklarında U25 için tek geçiş kazancı enerjiye bağlı olarak 0.0617-0.161 (% 6.17 - % 16.1) arasında değişmektedir. U90 için ise tek geçiş kazancı 0.151-0.395 (% 15.1 - % 39.5) arasındadır. Azaltma faktörüyle birlikte tek geçiş kazancı veya gerçek kazanç belirlenen “gap” değerinde enerji değişimine ve paket uzunluğuna bağlı olarak U25 için 0.0016 (% 1.6) ile 0.0030 (% 3) arasındadır. U90 için ise azaltma faktörüyle birlikte tek geçiş kazancı 0.0024 (% 2.4) ile 0.0069 (% 6.9) arasında değerler almaktadır. Bu değerler FELO ile elde edilen tek geçiş kazancı değerine yakındır. Bu değerler ayrıca Ketenoğlu ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada elde ettiği K parametresine ve elektron demet enerjisine göre değişen U25 için % 0.5 - % 3 ve U90 için % 0.3-% 0.9 arasında olan tek geçiş kazancı grafiği ile ve Grosse ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada farklı K (1-2), elektron enerjisi (15-40 MeV) ve elektron atımlarında (1, 2, 4 ps) elde ettiği % 5 - % 60 arasında değişen kazanç grafiği ile de uyum içindedir (Ketenoğlu vd., 2009; Grosse vd., 2005).

Hesaplanan verimlilik değeri ise U25 undulatörü için paket uzunluğu değişimine bağlı olarak 0.00005 (% 0.005) ile 0.00025 (% 0.25) değerleri arasında ve U90 undulatörü için ise verimlilik değerleri 0.00005 (% 0.005) ile 0.00034 (% 0.34)

değerleri arasında değişmektedir. Bu değerler Prazeres ve arkadaşlarının CLOI IR-FEL’de elde ettiği % 0.2 verimlilik değeri ile uyusmaktadır (Prazeres vd., 2004).

Ortalama çıkış gücü (her bir saniyedeki enerji) U25 undulatöründe 0.389 W ile 50.83 W arasında değerler almaktadır. U90 undulatöründe ise ortalama çıkış gücü 0.388 W ile 69.12 W arasında değişmektedir. Bu çalışma Lehnert ve arkadaşlarının U27 için 30 W ve U90 için 40 W olarak hesapladığı ortalama çıkış gücü ile ve Yıldız ve Yılmaz’ın makalede ifade ettiği 0.1-40 W mertebesindeki ortalama çıkış gücü ile uyum içindedir (Lehner vd., 2005; Yıldız ve Yılmaz, 2009).

Bu tez çalışmasında hesaplanan ışıının spot boyutu değerleri enerjiye bağlı olarak U25 undulatörü için 1.14×10^{-4} - 2.97×10^{-4} m ve U90 undulatörü için 1.90×10^{-2} - 4.97×10^{-2} m arasında değişmektedir. U25 ve U90 undulatörleri kullanılarak elde edilecek SEL için ayna yarıçapı U25 undulatörü için 5.92 m ve U90 undulatörü için 5.78 m olarak belirlenmiştir. U25 ve U90 undulatörleri için ışıının spot boyutuna ve ayna yarıçapına göre Rayleigh uzunlukları enerjiye bağlı olarak hesaplanmış ve her iki durum için de bu değerin aynı olduğu bulunmuştur. Hesaplanan Rayleigh uzunluğu U25 undulatörü için 2.04×10^{-2} m ve U90 undulatörü için 1.86×10^{-2} m olarak belirlenmiştir.

Demet emittansı ve normalize emittans benzetim çalışmasında en iyi optimizasyon sonucu elde etmek için, hızlandırıcı enerjisine, gap aralığına ve elde edilmesi planlanan dalga boyuna göre en uygun değer seçilmiştir. Emittans değeri U25 için 1.045×10^{-8} m rad ile 1.5×10^{-7} m rad arasında ve U90 için ise emittans değeri 2.233×10^{-8} m-rad ile 1.224×10^{-5} m-rad arasında değişmektedir. Normalize emittans ise U25 için 1.84×10^{-5} m-rad ile 4.9×10^{-5} m-rad arasında ve U90 için ise normalize emittans 1.6×10^{-4} m-rad ile 4.13×10^{-4} m-rad arasında değerler almaktadır. Hesaplanan paket uzunluğu değerleri ise, benzetim çalışmalarında U25 ve U90 undulatörleri için 15-40 MeV enerji aralığına bağlı olarak 0.5 ps ile 20 ps arasındadır.

Undulatörde herbir kutup ayağının her iki tarafına eklenen magnet bloklar alan şiddetini artırır. Bir sistemde iyi bir manyetik alan ve manyetizasyon elde etmek için

uygun gap aralığı seçilmelidir. Çok büyük gap aralığı manyetik alanın daha da küçülmesine ve istenilen sonuçların elde edilememesine sebep olur. Şekil 5.22a ve Şekil 5.22b'deki grafiklerden de görüldüğü gibi manyetik alan (merkezi alan) y yönünde -0.004-0.0188 T arasında değerler alırken, x yönünde 0.0015-0.0043 T arasında değerler almaktadır. Şekil 5.23a'daki grafikten de görüldüğü gibi kutup materyalinde manyetik alan şiddeti $H \pm 0.01T$ arasında değerler alırken manyetizasyon ± 2.272 T arasında değerler almaktadır. Şekil 5.23b'deki grafikten görüldüğü gibi magnet materyalinde manyetik alan şiddeti $H \pm 1.0$ T arasında değerler alırken manyetizasyon ± 0.038 T arasında değerler almaktadır. Şekil 5.25a ve Şekil 5.25b'deki grafiklerden de görüldüğü gibi manyetik alan (merkezi alan) y yönünde ± 0.125 T arasında değer alırken, x yönünde 0.074-0.124 T arasında değer almaktadır. Şekil 5.26a'daki grafikten de görüldüğü gibi kutup materyalinde manyetik alan şiddeti $H \pm 0.01$ T arasında değerler alırken manyetizasyon ± 2.29 T arasında değerler almaktadır. Şekil 5.26b'deki grafikten görüldüğü gibi magnet materyalinde manyetik alan şiddeti $H \pm 1.0$ T arasında değerler alırken manyetizasyon ± 0.04 T arasında değerler almaktadır.

U25 (Şekil 5.22 ve Şekil 5.23) ve U90 (Şekil 5.25 ve Şekil 5.26) unduatörleri için elde edilen manyetizasyon ve manyetik alan değerleri birbirleriyle uyum içindedir. Bu durum düşey düzlemde büyük dağıtıcı etki (defocusing) meydana getirir. Bu durumu düzeltmek için dalga kılavuzu boyutundan dolayı “gap” aralığı değiştirilebilir veya farklı magnet ve kutup boyutlu yeni bir undulatör tasarlanabilir (TARLA TDR, 2011).

Şekil 5.27 ve Şekil 5.30 arasında gösterilen grafiklerden de görüldüğü gibi FELO ile yapılan benzetim çalışmasında maksimum güç U25 undulatöründe 15 MeV enerjide 5×10^3 μm ile 1×10^4 μm z-uzaklığı arasında, 1.2 MW güç değerinin üzerinde değere ulaşmıştır ve 40 MeV enerjide ise 400 μm ve 600 μm z-uzaklığı arasında güç 80 MW değerinden büyük olarak ölçülmüştür. U90 undulatöründe 15 MeV enerjide 1×10^4 μm ile 1.5×10^4 μm z-uzaklığı arasında güç, 0.14 MW olarak belirlenmiş ve 40 MeV enerjide ise 1000 μm ve 1500 μm z-uzaklığı arasında güç 2 MW değerinden büyük olarak ölçülmüştür. U25 undulatörü 15 MeV enerjide 1500 gidiş-gelişten (round-trip) sonra ve 40 MeV enerjide 250 gidiş-gelişten sonra doyuma ulaşmıştır. U90 undulatörü ise, 15 MeV enerjide 2000 gidiş-gelişten sonra ve 40

MeV enerjide 300 gidiş-gelişten sonra doyuma ulaşmıştır. Bu değerler Lehnert ve arkadaşlarının farklı çiftlenim (outcoupling) değerlerinde elde ettiği 13 MW, 50 MW, 62 MW değerleri ile uyum içindedir (Lehnert vd., 2006).

FELO ile yapılan benzetim çalışmasından elde edilen çıkış verileriyle Excel 2007 programı kullanılarak U25 ve U90 undulatörleri için maksimum şiddetin tek geçiş kazancının, maksimum enerji yayılımının ve ortalama elektron momentumunun grafikleri geçiş sayısının değişimine göre Şekil 5.31-5.38 arasında çizilmiştir.

Şekil 5.31'deki ve Şekil 5.32'deki grafiklerde şiddet keyfi birimlerde iken U25 için 15 MeV enerjide 1530 osilatör geçiş sayısından sonra maksimum şiddet doyumda 8 olarak ve 40 MeV enerjide 254 osilatör geçiş sayısından sonra maksimum şiddet doyumda 30 olarak belirlenmiştir. U90 undulatörü için keyfi birimlerde 15 MeV enerjide 1881 osilatör geçiş sayısından sonra maksimum şiddet doyumda yaklaşık 0.5 olarak ve 40 MeV enerjide 445 osilatör geçiş sayısından sonra maksimum şiddet doyumda yaklaşık 1.8 olarak elde edilmiştir. Bu değerler Nguyen ve arkadaşlarının 150 geçişte elde ettiği 80 MW/m^2 şiddet değeri ile ve 40 geçişte elde ettiği 8.4 MW/m^2 şiddet değeri ile uyushmaktadır (Nguyen vd, 2009).

Şekil 5.33 ve Şekil 5.34'deki grafiklerde U25 için 15 MeV enerjide tek geçiş kazancı 836 osilatör geçiş sayısından sonra doyumda 0.110 (% 11) olarak ve 40 MeV enerjide 136 osilatör geçiş sayısından sonra tek geçiş kazancı doyumda 0.111 (% 11.1) olarak tespit edilmiştir. U90 için 15 MeV enerjide 1001 osilatör geçiş sayısından sonra tek geçiş kazancı doyumda 0.128 (% 12.8) olarak ve 40 MeV enerjide 236 osilatör geçiş sayısından sonra tek geçiş kazancı doyumda yaklaşık 0.138 (% 13.8) olarak elde edilmiştir. Bu değerler ELBE SEL'de elde edilen % 15 (0.15) kazanç değerlerine yakındır (Buchner vd, 2000).

Şekil 5.35 ve Şekil 5.36'daki grafiklerden de görüldüğü gibi U25 için 15 MeV enerjide keyfi birimlerde maksimum enerji yayılımı 1257 osilatör geçiş sayısından sonra doyumda 18 olarak ve 40 MeV enerjide 326 osilatör geçiş sayısından sonra keyfi birimlerde maksimum enerji yayılımı doyumda 25 olarak tespit edilmiştir. U90 için 15 MeV enerjide 573 osilatör geçiş sayısından sonra keyfi birimlerde maksimum enerji yayılımı doyumda 5.28 olarak ve 40 MeV enerjide 2069 osilatör geçiş

sayısından sonra keyfi birimlerde maksimum enerji yayılımı doyumda 9 olarak belirlenmiştir.

Şekil 5.37 ve Şekil 5.38'deki grafiklerden de görüldüğü gibi U25 için 15 MeV enerjide ortalama elektron momentumu keyfi birimlerde 1970 osilatör geçiş sayısından sonra doyumda 1.28 olarak ve 40 MeV enerjide 151 osilatör geçiş sayısından sonra keyfi birimlerde ortalama elektron momentumu doyumda 9.41×10^{-3} olarak tespit edilmiştir. U90 için 15 MeV enerjide 2069 osilatör geçiş sayısından sonra ortalama elektron momentumu keyfi birimlerde doyumda 1.3 olarak ve 40 MeV enerjide 529 osilatör geçiş sayısından sonra keyfi birimlerde ortalama elektron momentumu doyumda 1.01 olarak belirlenmiştir.

Sonuç olarak U25 ve U90 için analitik olarak hesaplanan ve benzetim çalışmaları ile elde edilen undulatör ve rezonatör parametreleri Çizelge 5.3'te 15-40 MeV elektron demet enerji aralığı için ifade edilmiştir.

Çizelge 5. 3. U25 ve U90 için hesaplamalarla ve benzetim çalışmaları ile elde edilen undulatör ve rezonatör parametreleri

Parametreler	Birimi	U25	U90
y-yönündeki B manyetik alan	T	-0.004-0.0188	± 0.125
x-yönündeki B manyetik alan	T	0.0015-0.0043	0.074-0.124
Kutup materyalinde H manyetik alan şiddeti	T	± 0.01	± 0.01
Magnet materyalinde H manyetik alan şiddeti	T	± 1	± 1
Kutup materyalinde M manyetizasyon	T	± 2.272	± 2.29
Magnet materyalinde M manyetizasyon	T	± 0.038	± 0.04
Analitik olarak hesaplanan B manyetik alan	T	0.278	0.180
K parametresi	-	0.653	1.509
Spot boyutu	M	1.14×10^{-4} - 2.97×10^{-4}	1.90×10^{-2} - 4.97×10^{-2}
Ayna yarıçapı	M	5.92	5.78
Rayleigh uzunluğu	M	2.04×10^{-2}	1.86×10^{-2}
Emittans	m-rad	1.045×10^{-8} - 1.5×10^{-7}	2.233×10^{-8} -

			1.224×10^{-5}
Normalize emittans	m-rad	1.84×10^{-5} - 4.9×10^{-5}	1.6×10^{-4} - 4.13×10^{-4}
Temel harmoniklik enerjisi	keV	8.54×10^{-5} - 6.07×10^{-4}	1.10×10^{-5} - 7.89×10^{-5}
Analitik olarak hesaplanan doyumdaki şiddet	W/cm ²	2.046×10^7 - 1.035×10^9	2.631×10^6 - 1.330×10^8
Analitik olarak hesaplanan elektron demet şiddeti	W/cm ²	2.803×10^9 - 7.320×10^9	3.350×10^8 - 8.750×10^8
Geçiş sayısına göre maksimum pik şiddeti	a.u.	8-30	0.5-1.8
Ortalama güç (average extracted power)	W	0.389-50.83	0.389-69.12
Çıkış gücü (output power)	MW	1.2-80	0.14-2
Analitik olarak hesaplanan tek geçiş kazancı	%	6.17-16.1	15.1-39.5
Analitik olarak hesaplanan azaltma faktörü ile birlikte tek geçiş kazancı	%	1.6-3	2.4-6.9
Geçiş sayısına göre FELO ile hesaplanan tek geçiş kazancı	a.u.	11-11.1	12.8-13.8
Verimlilik	%	0.005-0.25	0.005-0.34
Geçiş sayısına göre maksimum enerji yayılımı	a.u.	18-25	5-28-9
Geçiş sayısına göre ortalama elektron momentumu	a.u.	9.41×10^{-3} -1.28	1.01-1.3

Yukarıdaki tabloda ifade edilen değerleri TARLA TDR raporunda ifade edilen değerlerle karşılaştırsak; TDR raporundaki U25 için (0.1-40 W) olarak ve U90 için (0.1-30W) olarak ifade edilen ortalama güç, U25 için (% 0.5-% 2) olarak ve U90 için (% 0.3-% 0.8) olarak farklı K değerinde ve demet enerjisinde elde edilen tek geçiş kazancı, U25 için (1-5 MW/mm²) olarak ve U90 için (0.05-0.45 MW/mm²) olarak elde edilen iç kavite gücü, her iki undulatör için 10 mm-mrad olarak belirlenen enine (transverse) emittans, U25 için (5.86 m) olarak ve U90 için (6.92 m) olarak ifade edilen ayna yarıçapı değerleri tabloda ifade ettiğimiz ortalama güç, şiddet, tek geçiş kazancı, ayna yarıçapları değerleriyle uyushmaktadır. Fakat Rayleigh

uzunluğu TDR raporunda U25 için (0.75 m) ve U90 için (1.8) olarak bulunan değerdan daha kısadır. Bu durumun birçok avantajı vardır. Bu özellikleri şöyle özetleyebiliriz. Kısa Rayleigh uzunluklu SEL'ler Gaussian profilli TEM₀₀ modunda çalışırlar, yüksek çıkış şiddeti sağlarlar, güçlü şekilde odaklanan optiksel mod belde dardır, elektron demeti ile etkileşme artar, küçük etkileşme hacminden dolayı demet kalitesi artar. Tabloda ifade edilen Rayleigh uzunlukları Blau ve arkadaşlarının bulduğu 6 cm Rayleigh uzunluğu değeri ile uyushmaktadır (Blau vd., 2004). TDR raporunda ele alınan magnetler NbFe'dür ve kutup materyali çeliktir. Bu tez çalışmasında kullanılan magnetler ise Sm₂Co₁₇ magnetlerdir ve kutup materyali vanadium permendürdür. TDR raporunda U25 için gap 15 mm ve 25 mm seçilmiştir. U90 için ise gap 45 mm ve 90 mm seçilmiştir. Bu seçilen gap aralıklarında TDR raporundaki manyetik alan 0.1ve 0.4 T'dır. Bu değeri tabloda ifade edilen analitik olarak hesaplanan manyetik alan değeri ile uyushmaktadır. Tez çalışmasında ise dalga kılavuzu etkilerinden dolayı U25 için gap 50 mm seçilmiştir. U90 için ise hem dalga kılavuzu etkilerini hem de zigzaglayıcı ve undulatör arasındaki geçiş bölgesini dikkate alarak gap aralığı 70 mm seçilmiştir.

Sonuç olarak bu tez çalışmasında THM TARLA tesisinde ihtiyaç duyulan undulatör ve rezonatör parametreleri optimize edilmiş ve literatürde verilen değeri aralıkları ile uyumlu olan ana paarametreler elde edilmiştir.

KAYNAKLAR

- Aksakal, H., 2007, 2×250 GeV CLIC $\gamma\gamma$ Collider Based on It's Drive Beam FEL, Elsevier, Pyhsics>Accelerator Physics, 41(75), 1-20.
- Aksakal, H., Kocaöz, Ü., 2009, THM Kızılötesi SEL Yükselteç Modunun Fizibilite Çalışması, SDÜ Fen Dergisi, 4(2), 165-170.
- Arıkan, P., 2013, The Status of IR-FEL Experimental Stations, Fifth Meeting of International Scientific Advisory Committee (ISAC) of TAC Project, 14-25 June, Ankara, Turkey, 74-87.
- Asgekar, V., Berden, G., Brunken, M., Casper, L., Genz, H., Grigore, M., HeBler, Ch., Khodyachykh, S., Richter, A., Van Der Meer, A. F. G., 2003, Investigation of Short Pulse Effects in IR FELs and New Simulation Results, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 507 (1-2), 224–227.
- Asgekar, V., Lehnert, U., Michel, P., 2010, A Tapered Undulator Experiment at the ELBE FIR Oscillator FEL, 32'th Free Electron Laser Conference, 23-27 August, Sweeden, 212,-214.
- Aspect, A., Barletta, W. A., Bonifacio, R., 1996, Coherent and Collective Interactions of Particles and Radiation Beams, Societa Italiana di Fisica, 612p, Italy.
- Attwood, D., 2007, Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation Principles and Applications, Cambridge University Press, 470p, New York.
- Avison, J., 1989, The World of Physics, Thomas Nelson and Sons Ltd., 504 p, UK.
- Benson, S., 1991, Optical Cavities for Free Electron Lasers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A, 304(1-3), 773-781.
- Blau, J., Colson, W.B., Williams, B. W., Niles, S. P., Masnfield R. P., 2004, Optical Mode Distortion in a Short Rayleigh Length Free Electron Laser, Proceedings of 2004 FEL Conference, 29 August-3September, Trieste, Italy, 78-81.
- Blonqvist, I., Dallin, L., Grochulski, P, Lowe, D., De Jong, M., 2003, Magneic Design of a 20 mm Hybrid Undulator for CLS, Report No: 6.2.25.4 Rev 0, 1-17, 23 p.
- Bluem, H. P., Dowell, D., Loos, H., Park, J., todd, A.M.M., Young, L. M., 2012, Accelerator Beamline Performance for the IR-FEL at the Fritz Haber Institute-Berlin, FEL 2012, 26-31 August, Japan, 365-368.
- Bonifacio, R., Casagrande, F., 1984, Instabilities and Quantum Initiation in the Free Electron Laser. Optimizations, Optics Communications, 50(8), 251-255.

- Brown, G., Halback, K., Harris, J., Winick, H., 1983, Wiggler and Undulator Magnets: A Review, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 208(1-3), 65-77.
- Brau, C. A., 1999, Free Electron Lasers, Academic Press, 420p, Boston.
- Buchner, A., Gabriel, F., Grosse, E., Michel, P., Seidel, W., Voiglünder, J., 2000, The ELBE Project at Dresden Rossendorf, 7th Particle Accelerator Conference, 26-30 June, Vienna, Austria, 732-734.
- Ciocci, F., Dattoli, G., Torre, A., Renieri, A., 2000, Insertion Devices for Synchrotron Radiation and Free Electron Laser, World Scientific, 358p, London.
- Chang, S. L., 2004, X-Ray Multiple Wave Diffraction, Springer, 431p, USA.
- Chao, A., Tigner M., 1999, Handbook of Accelerator Physics and Engineering, World Scientific, 650p, Singapore.
- Clarke, J., A., 2004, The Science and Technology of Undulators and Wigglers Oxford University Press, 231p, New York.
- Colson, W. B., Pellegrini, B., Renieri, A., 1990, Laser Handbook Vol 6, Free Electron Lasers, North-Holland, 528p, Amsterdam.
- Combe, R., Felix, M., 1953a, Mouvement d'un Electron Dans un Ondulateur Magnetique, Academy of Sciences, 237(40), 1318-1320.
- Combe, R., Felix, M., 1953b, Frequences et Puissance des Ondes Rayonnees Dans un Ondulateur Magnetique, Academy of Sciences, 237(42), 1660-1662.
- Curtis, C. J., Dahber, J. C., Oren, W. A., 1998, The Measurement of Optical Cavity Length for Infrared Free Electron Laser, Report No:1846-J053A1, 7p.
- Dattoli, G., Renieri, A., 1990, The Quantum-Mechanical Analysis of the Free Electron Laser, Laser Handbook Vol. 6, North Holland Publications Company, 528p, Amsterdam.
- Dattoli, G., Mezi, L., Renieri, A., Torre, A., 1998, Free-Electron Laser Saturated Regime, Cavity Modulation and Harmonic Generation, IEE Journal of Quantum Electronics, 34(9), 1782-1789.
- Deacon, D. A. G., Elias, L. R., Madey, J. M. J., Ramian, G. J., Schwettman, H. A., Smith, T. I., 1977, First Operation of Free Electron Laser, Physics Review Letters, 38(16), 892-894.
- Diggers, R. D., Dekker, M., 2003, Laser and Gaussian Beam Propagation and Transformation, Alda, J. (Ed.), Encyclopedia of Optical Engineering (999-1013), Technology & Engineering, 3014p, New York.

- Duke, P., 2008, Synchrotron Radiation: Production and Properties, Oxford University, Press, 251p, UK.
- Dunning, D. J., Thompson, N. R., Clarke, J. A., Scott, D. J., McNeil, B. W. J., 2006, First Tolerance Studies for the 4GLS FEL Sources, FEL06 Conference, 27-August-1September, Berlin, 462-465.
- Dunning, D. J., Thompson, N. R., Clarke, J. A., McNeil, B. W. J., 2007, 3D Modelling of the ERLP IR-FEL, FEL07 Conference, 26-31 August, Russia, 167-170.
- Elias, L. R., Fairbank, W. M., Madey, J. M. J., Schwettman, H. A., Smith, T. I., 1976, Observation of Stimulated Emission of Radiation by Relativistic Electrons in a Spatially Periodic Magnetic Field, Physics Review Letters, 36(13), 717-720.
- Ewing, J.J, Hecht, J., 2012, Introduction to Laser Technology, IEEE Press, 288p, Kanada.
- FELO Resmi web Sitesi, Erişim tarihi: 12.06.2013, <http://www.stfc.ac.uk/ASTeC/Groups/Magnetics+and+Radiation+Sources+Group/Software/17464.aspx>
- Freund, H. P., Antonsen, T. M., 1996, Principles of Free Electron Lasers, Charman & Hall, 541p, London.
- Gezgin, S. Y., 2009, Serbest Elektron Lazeri Parametrelerinin Belirlenmesi, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 88s, Isparta.
- Grosse, E., Lehnert, U., Michel, P., Schlenk, R., Seidel, W., Wolf, A., Willkommen, U., Wohlfarth, D., Wuensch, R., 2005, A Far Infrared Radiation Source for the Radiation Source ELBE, Proceedings of the 27th International Free Electron Laser Conference, 21-26 August, Stanford, California, USA, 290-292.
- Hirshfield, J. L., Wachtel, J. M., 1965, Electron Cyclotron Maser, Physics Review Letters, 12, 533-536.
- Hirshfield, J. L., Relativistic Electron Cyclotron Maser, United States Patent Office, 3, 376-298.
- Hitz C. B., Ewing, J. J., Hecht, J., 2012, Introduction to Laser Technology, John Willey & Sons Group, 288p, USA.
- Hodgson, N., Weber, H., 2005, Laser Resonators and Beam Propagation Fundamentals Advanced Concepts and Applications, Springer, 587p, USA.
- Hom, A., 2009, Ultra Fast Material Metrology, Willey-VCH, 218p, Germany.

- Huang, Z., 2006, Introduction to Free Electron Lasers and Fourth Generation Light Sources, OCPA Accelerator School, 27 June-5 August, Jiangsu, China, 1-31.
- Huang, Z., Kim, K. J., 2007, Review of X-Ray Free Electron Laser Theory, Physics Review Letters, 10(3), 034801-034826.
- Ion, J., 2005, Laser Processing of Engineering Materials, Elsevier, 576p, UK.
- Juhao, W., Bolton P. R., Murphy, J. B., Xinming Z., 2007, Free Electron Laser Seeded by IR-Laser Driven High Order Harmonic Generation, Applied Physics Letters, 90(2), 012209-021111.
- Ketenoglu, B., Aksoy, A., Yavas, Ö., Tural, M., Karli, Ö., Özkorucuklu, S., Arkan, P., Yildiz, H., Bilen, b., Aksakal, H., Tapan., I., 2009, The TAC IR_FEL Oscillator Facility Project, FEL09 Conference, 23-28 August, Liverpool, UK, 1-3.
- Kim, K. J., Berz, M., Chattopadhyay, S., Edighoffer, J., Gough, R., Kim, C., Kung, A. H., Stein, W., Xie, M., 1991, Design Overview of a Highly Stable Infrared Free Electron Laser at LBL, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 304, 233-237.
- Koechner, W., 2006, Solid State Laser Engineering, Springer, 747p, USA.
- Lee, S. Y., 2005, Accelerator Physics, World Scientific, 491p, London.
- Lehnert, U., Michel, P., Seidel, W., Stehr, D., Teichert, J., Wohlfarth, D., Wunsch, R., 2005, Optical Beam Properties and Performance of the MID IR-FEL at ELBE, 27th International Free Electron Laser Conference, 21-26 August, Stanford California USA, 286-287.
- Lehnert, U., Michel, P., Schneider, Ch., Schuring, R., Seidel, W., Teichert, J., Wohlfarth, D., 2005, Diagnostic Tools for Operation and Optimization of the ELBE FEL, Proceedings of the 27th International Free Electron Laser Conference, 21-26 August, Stanford California, USA, 102-104.
- Lehnert, U., Michel, P., Seidel, W., Teichert, J., Wunsch, R., 2006, Laser Gain and Intra-Cavity Losses of the ELBE MID IR-FEL, Proceedings of FEL 2006 Conference, 29 August, Berlin, Germany, 339-340
- Luchini, P., Motz, H., 1990, Undulators and Free Electron Lasers, Oxford University Press, 322p, New York.
- Madey, J. M. J., 1979, Relationship Between Mean Radiated Energy, Mean Squared Radiated Energy and Spontaneous Power Spectrum in a Power Series Expansion of the Equation of Motion in a Free Electron Laser, Nuovo Cimento 50B, 50(1), 64-88.
- Marshall, T. C., 1965, Free Electron Lasers, Macmillan Publishing Company, 191p, New York.

Mathematica resmi Web Sitesi, Erişim Tarihi: 12.06.2013,
<http://www.wolfram.com/products/mathematica/newin7/>

Michel, P., Gabriel, F., Grosse, E., Evtushenko, P., Dekorsy, T., Krenz, M., Helm, M., 2004, First Lasing of The ELBE MID-IR FEL, 26th International Free Electron Laser Conference, 26 August-3 September, Trieste, Italy, 8-13.

Milloni, P. W., Eberly, J. H., 2010, Laser Physics, Willey, 1015p, Kanada.

Motz, H., 1951, J. Applications of Radiation From Fast Electron Beams, Applied Physics, 27(5), 527-535.

Motz, H., Nakamura, M., 1959a, Radiation of an Electron in an Infinitely Long Waveguide, Annals of Physics, 7(1), 84-131.

Motz, H., Nakamura, M., 1959b, The Generation of Submillimeter Waves and Fast Wave Amplification Proc. Symp. Millimeter Waves, Polytechnic Institute of Brooklyn, 3, 155-158.

Motz, H., Walsh, D., 1962, Dependence of Power Radiated on a Beam Current in a Magnetic Undulator, Applied. Physics, 33, 978-981.

Nagai, R., Hajima, R., Nishimori, N., Sawamura, M., Kikuzawa, N., Shizuma, T., Minehara, E., 2001, An Optical Resonator with Insertable Scraper Output Coupler for the JAERI Far Infrared Free Electron Laser, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 475(1), 519-523.

Nguyen, D., Russell, S., Moody, N., 2009, Theory and Practice of Free Electron Lasers, Particle Accelerator School Day 2, US Particle Accelerator School, 7-11 June, University of New Mexico, 1-66..

Onuki, H., Elleaume, P., 2003, Wiggler Undulators and Their Applications, Taylor & Francis Group Publications, 438p, London.

Ozkorucuklu, S., Aksoy, A., 2011, The Technical Design Report of Turkish Accelerator and Radiation Laboratory at Ankara (TARLA-TDR), Report No: A-BP-5685-0, Version 02, 148 p.

Pellegrini, C., 1999, Progress Towards a Soft X-Ray FEL, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 272, 364-367.

Pellegrini, C., Stöhr, J., 2003, X-Ray Free Electron Lasers-Principles, Properties and Applications, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 500, 33-40.

Philips, R. M., 1960, The Ubitron, a High Power Travelling-Wave Tube Based on a Particle Beam Interaction in Unloaded Waveguide, Electron Devices IRE Transactions, 7, 231-241.

- Philips, R. M., 1988, History of Ubitron, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 272(1-2), 1-9.
- Prazeres, M., Ortega, J. M., Glotin, F., Jaroszynski, D. A., Marcouillé, O., 1996, Observation of Self-Amplified Spontaneous Emission in the Mid-Infrared in a Free-Electron Laser, Physical Review Letters, 78(11), 2124-2127.
- Prazeres, M., Glotin, F., Ortega, J. M., 2004, Measurement and Calculation of the Electron Efficiency on the CLOI Free Electron Laser, Proceedings of the 2004 FEL Conference, 29 August-3 September, Trieste, Italy, 297-300.
- Prazeres, M., Glotin, F., Ortega, J. M., 2004, New Results of the CLIO Infrared FEL, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 528(1-2), 83-87.
- RADIA Resmi Web Sitesi, Erişim Tarihi: 12.06.2013, <http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia>
- Rossbach, J., Schmüser, P., 1992, Basic Course on Accelerator Optics, CERN Accelerator School Fifth General Accelerator Physics Course, 7-18 September, Jyväskylä, Finland, 17-88.
- Saldin, E. L., Schneidmiller, E. A., Yurkov, M. V., 1999, The Physics of Free Electron Lasers, Springer, 464p, New York.
- Schiff, L. I., 1949, Quantum Mechanics, McGraw-Hill, 544p, New York.
- Schmüser, P., Dohlus, M., Rossbach, J., 2008, Ultraviolet and Soft X-Ray Free Electron Lasers, Springer, 207p, Berlin.
- Schroeder, C.B., Pellegrini, C., Chen, P., 2001, Quantum Effects in High-Gain Free Electron Lasers. Physical Review E, 64, 0565021-0565029.
- Seggebrock, T., Dornmair, I., ajima, T., Mourou, G., Grüner, F., 2012, The Pulse Intensity-Duration Conjecture: Evidence from Free Electron Lasers, Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2014(1), 1-10.
- Sei, N., Ogawa, H., Yamada, K., 2009, Lasing of Infrared Free Electron Lasers Using the Storage Ring NIJI-IV, Optics Letters, 34(12), 1843-1845.
- Sheehy, B., 2006, High Harmonic Seeding and the 4GLS XUV-FEL, Lasing of FLS Workshop, FEL Workgroup Conference, 15-19 May,, Hamburg, Germany, 1-18.
- Shintake, T., 2002, New Real-Time Simulation Technique for Synchrotron and Undulator Radiation, LINAC 2002 Conference, 19-21 August, Geongju, Korea, 659-661.
- Shizuma, T., Hajima, R., Minehara, E. J., Nishimori, N., Nagai, R., Sawamura M., Kikuzawa, N., Injector Design for the JAERI-FEL Eenergy Recovery

- Transport, 2000, EPAC 2000 Conference, 26-30 June, Vienna, Austria, 1074-1076.
- Siegman, A.E., 1986, Lasers, Technology & Engineering Press, 1283p, USA.
- Smetanin, L. V., 1998, Down Conversion IR-FEL: Nonlinear Theory, Laser Physics, 81, 136-141.
- Smith, S. J., Purcell, E. M., 1953, Visible Light from Localized Surface Charge Moving Across a Grating, Physics Review, 92(4), 1069-1070.
- Svelto, O., 2010, Principles of Lasers, Springer, 620p, New York.
- Talman, R., 2007, Accelerator X-Ray Sources, Willey-VCH, 494p, USA.
- Travish, G., Hogan, M., Pellegrini, C., Rosenzweig, J., 1995, The UCLA High Gain Infrared FEL, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 358 (47), 75-76.
- Tsuji, K., Injuk, J., Grieken, R. W., 2005, X-Ray Spectrometry, Wiley, 616p, England.
- Turner, S., 1992, Accelerator Physics, CERN Accelerator Physics Fifth General Accelerator Physics Course, 7-8 September, University of Jyväskylä Finland, 17-88.
- Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) Resmi Web Sitesi, Erişim Tarihi: 12.06.2013, http://thm.ankara.edu.tr/?bil=bil_icerik&icerik_id=141
- Wangler, T. P., 2008, RF Linear Accelerators, Wiley-VCH Press, 450p, USA.
- Wiedemann, H., 2007, Particle Accelerator Physics, Springer, 948p, Berlin.
- Wille, K., 2000, The Physics of Particle Accelerators an Introduction, Oxford University Press, 315p, New York.
- Winick, H., 1998, Fourth Generation Light Sources, Erişim tarihi: 22.08.2013, <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/pac97/papers/pdf/FBC003.PDF>
- Winick, H., 2001, X-Ray Data Booklet Characteristics of Synchrotron Radiation, Erişim Tarihi 05.06.2013, http://xdb.lbl.gov/Section2/Sec_2-1.html
- Yavaş, Ö., 2001, 4. Nesil Işınım Kaynağı Olarak Serbest Elektron Lazerleri, I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi, 25-28 Ekim, TAEK Ankara, 1 -6.
- Yavaş, Ö., 2011, Türk Hızlandırıcı Merkezi Önemi İçeriği ve Yol Haritası, Ankara YEF Günleri, 27-30 Aralık, 1-47.

- Yavaş, Ö., 2013, The Status of Turkish Accelerator Center (TAC) Project, TAC-ISAC V Meeting, 14-25 June, Ankara, Turkey, 4419-4421.
- Yıldız, H. D., Yılmaz, H., 2009, Turkish Accelerator Center Structure of Optical Cavities, Balkan Physics Letters, 16(161023), 1-6.
- Yılmaz, H., 2010, Türk Hızlandırıcı Merkezi Serbest Elektron Lazeri Optik Kavite Parametrelerinin Belirlenmesi ve Hesaplanması, Dumlupınar Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Y. Lisans Tezi, 75s, Kütahya.
- Yoon, M., Filipetto, D., Papadopoulos, C. F., Pellegrini, C., Penn, G., Prestemon, S., Sannibale, F., 2011, The BTFEL, An Infrared Free Electron Laser Amplifier Based on a New Design Short Period Superconducting Tape Undulator, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research:A, 660(1), 138-146.
- Zen, H., Kii, T., Ohgaki, H., Yamazaki, T., 2008, Development of IR-FEL Facility for Energy Science in Kyoto University, Infrared Physics & Technology, 51(5), 302-305.
- Zeitoun P, Faivre G, Sebban S, Mocek T, Hallou A, Fajardo M, Aubert D, Balcou P, Burgy F, Douillet D, Kazamias S, De Lachèze-Murel G, Lefrou T, Le Pape S, Mercère P, Merdji H, Morlens AS, Rousseau JP, Valentin C., 2004, A High Intensity Highly Coherent Soft X-Ray Femtosecond Laser Seeded by a High Harmonic Beam, Nature, Letters to Nature, 431, 426-435.
- Zhou, Y., Hwang, C. S., 2006, Insertion Devices, 4rd OCPA Accelerator School, 27 July-5 August, China, 1-94.
- Zigo, S., 2009, Optical Cavities Confocal vs Concentric, REU Summer School, 6-7 August, Harvard University, USA, 1-30.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Halime TUGAY

Doğum Yeri ve Yılı : Antalya, 1981

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

E-posta : halimetugay@gmail.com



Eğitim Durumu

Lise : 1995-1999 Antalya-Serik Süper Lisesi

Lisans : 2001-2005 Çukurova Üniversitesi FEF Fizik Bölümü

Yüksek Lisans : 2005-2008 Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Mesleki Deneyim

-

Yayınları

Tugay, H., Yegingil, Z., Dogan, T., Nur, N., Yazici, N., 2009, The Thermoluminescent Properties of Natural Calcium Fluoride for Radiation Dosimetry, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 267(23-24), 3640-3651.

Tugay, H., Yegingil, Z., Dogan, T., 2009, The Thermoluminescent Characteristics of Natural Calcium Fluorite, Lumtedtr 2009 7th International Conferance on Luminescent Detectors and Transformers of Ionizing Radiation Congrees, 12-17 July, Krakow, Poland, Proceedings of the 7th International Conference on Luminescent Detectors and Transformers of Ionizing Radiation, 238-239.

Tugay, H., Ozdemir, T., Ozkorucuklu, S., 2010, The study of Triplet Quadrupole Lens for TARLA Project, Türk Fizik Derneği, 27. Uluslar arası Fizik Kongresi, 14-17 Eylül, İstanbul, Türkiye.Kongre Bildiri Özetleri Kitapçığı, 44-45.

Tugay, H., Ozkorucuklu, S., 2011, The Study of Triplet Quadrupole Lens for Low-Energy Electrons, Türk Fizik Derneği, 28. Uluslar arası Fizik Kongresi, 6-9 Eylül, Bodrum, Türkiye.

Tugay, H., Ozkorucuklu, S., 2013, Optimization and Simulation Studies For Free Electron Laser in Turkish Acceleration and Radiation Laboratory in Ankara (TARLA), Türk Fizik Derneği, 30. Uluslar arası Fizik Kongresi, 2-5 Eylül, Bodrum, Türkiye, Kongre Bildiri Özetleri Kitapçığı, 618-619.

Tugay, H., Ozkorucuklu, S., 2014, TARLA IR-SEL Salındırıcı Magneter için Benzetim Çalışmaları, SDÜ Fen Dergisi, FD-F51 Nolu Kabul Edilmiş Makale.

Tugay, H., Ozkorucuklu, S., 2014, Undulator and Resonator Optimization Studies for TARLA FEL, SDÜ Fen Dergisi, FD-F52 Number Accepted Manuscript.