

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**HIZLANDIRICILARA DAYALI IŞINIM KAYNAKLARININ FİZİKSEL
KARAKTERİSTİKLERİ**

Öznur METE

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**ANKARA
2006**

Her hakkı saklıdır

Değerli büyükbabam H. Ş. METE'nin anısına...

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

Öznur METE

HIZLANDIRICILARA DAYALI IŞINIM KAYNAKLARININ FİZİKSEL ÖZELLİKLERİ

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Ömer YAVAŞ

Bu çalışmada, parçacık hızlandırıcılarına dayalı ışınım kaynakları olan sinkrotron ışınımı (SI) ve serbest elektron lazeri (SEL) için optimizasyon incelenmiştir.. Somut uygulama olarak Türk Hızlandırıcı Merkezinde yer alması planlanan SI ve SEL demetleri için parametre optimizasyonu yapılmıştır.

Çalışmanın ilk bölümünde hızlandırıcılara dayalı ışınım olarak sinkrotron ışınımı ve serbest elektron lazerlerinin optimizasyonu için kullanılacak modeller sunulmuştur. Optimizasyonda kullanılacak modeller çalışmakta olan benzer laboratuvarların parametreleri üzerinde doğrulanarak seçilmiştir. Bu kapsamda depolama halkası temelli bir sinkrotron kaynağı incelenmiş, SASE ve salındırıcı yöntemleriyle iki ayrı serbest elektron lazeri elde edilmiştir. Tasarımı projemizin bir önceki adımı olan “Sinkrotron ışınımı ve serbest elektron lazeri üretimi ve kullanımı için genel tasarım” isimli projenin sonuç raporunda açıklanan depolama halkasından elde edilecek sinkrotron ışınımının özellikleri SPECTRA simülasyon programı kullanılarak belirlenmiş ve bu çalışmada sunulmuştur. SASE ve salındırıcı yöntemleriyle optimize edilen serbet elektron lazerleri için gerekli hesaplamalar ve simülasyonlar Mathematica programı kullanılarak yapılmıştır.

Çalışmada salındırıcı yöntemi ile optimize edilen kızılötesi serbest elektron lazeri Türk Hızlandırıcı Merkezi Test Laboratuvarı için örnek tasarım olarak önerilmiştir. Optimize edilen SASE ve sinkrotron ışınımı ise projede bulunan ve gerçekte çarpıştırıcı modunda çalışmak üzere tasarlanmış hızlandırıcılardan lazer ışınımının da elde edilebileceğini göstermektedir.

2006, 136s

Anahtar Kelimeler : Parçacık hızlandırıcıları, linak, sinkrotron, sinkrotron ışınımı, serbest elektron lazeri, eğici magnet, zigzaglayıcı magnet, salındırıcı magnet

ABSTRACT

M.Sc. Thesis

THE PHYSICAL CHARACTERISTICS OF THE ACCELERATOR BASED LIGHT SOURCES

Öznur METE

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

Supervisor : Prof.Dr. Ömer YAVAŞ

In this work, the optimization for synchrotron radiation (SR) and free electron laser (FEL) which are accelerator based light sources have been investigated. The parameter optimization for the SR and FEL beams that are planned to be placed in the Turkish Accelerator Centre have been stated.

In the first chapter of the work the models that will be used for the optimization of synchrotron radiation and free electron laser as accelerator based radiations have been presented. The models that will be used in the optimizations have been chosen by verifying them on the parameters of operating laboratories. In this circumferences a storage ring based synchrotron radiation source has been investigated, two different free electron laser sources have been obtained by using SASE and oscillator methods. The properties of the radiation that will be obtained from a storage ring of which design had been defined in the result report of the project named as “Synchrotron radiation and free electron laser production and usage”, has been determined by using the SPECTRA simulation programme and has been presented in this work. The calculations and the simulations for free electron lasers that had been obtained by using SASE and oscillator methods have been done by using Mathematica programme.

In the work, the infrared free electron laser obtained by using oscillator method has been proposed for the test facility of Turkish Accelerator Centre Test Laboratory. The optimized SASE and synchrotron radiation have shown that the accelerators that were included by the project and indeed were designed to work in the collider mode, can supply laser light as well.

2006, 136p

Key Words : Particle accelerators, linac, synchrotron, synchrotron radiation, free electron laser, bending magnet, wiggler magnet, undulator.

ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜR

Hızlandırıcılara dayalı ışınlam kaynaklarının fiziksel özellikleri adlı bu çalışma Türk Hızlandırıcı Merkezi Kurulumu ve Teknik Tasarımı isimli DPT (Devlet Planlama Teşkilatı) projesi tarafından desteklenmiştir.

Parçacık hızlandırıcıları ve ışınlam kaynakları konusunda çalışmamı sağlayan, titiz ve disiplinli bilimsel çalışma konusunda her zaman örnek olan, çalışmalarımın her aşamasında bilgi ve tecrübesini esirgemeyen, yurt içi ve yurt dışı pek çok platformda dünya çapında bilim insanlarıyla etkileşimime olanak sunan sayın danışmanım Prof. Dr. Ömer YAVAŞ'a; ve yine koordinatörlüğünü yaptığı CERN Hızlandırıcıları ve Uygulamaları projesi kapsamında, Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezi, CERN'de deneyimlerimi olgunlaştırma fırsatı sunan sayın hocam Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ'ye; değerli dostlarım ve meslektaşlarım Özlem KARSLI, Zafer NERGİZ, Hüsnü AKSAKAL'a ve S. Bora LİŞESİVDİN'e; eğitim hayatım boyunca her koşulda beni destekleyen ve yüreklendiren aileme sonsuz teşekkürler sunarım.

Öznur METE
Ankara, Haziran 2006

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
ÖNSÖZ ve TEŞEKKÜR.....	iii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	3
2.1 Sinkrotron Işınımı.....	7
2.1.1 Korunum Yasaları ve Işınım.....	7
2.1.2 Compton Işınımı.....	8
2.1.3 Poynting Vektörü.....	9
2.1.4 Sinkrotron Işınımının Gücü.....	10
2.1.5 Sinkrotron Işınımının Spektrumu.....	13
2.2 Yüklü Bir Parçacığın Zigzaglayıcı veya Salındırıcı Magnetler İçinde Hareket Denklemleri.....	20
2.3 Salındırıcı Magnet Işınımı.....	29
2.4 Serbest Elektron Lazeri.....	34
2.4.1 SEL İçinde Yüklü Parçacıkların Hareket Denklemi.....	38
2.4.2 Madey Teoremi.....	44
2.4.3 SEL Işınımının Zamansal Yapısı.....	46
2.5 SEL Kazancı için Yarı-Analitik Modeller.....	48
2.5.1 Düşük Kazanç Bölgesi.....	48
2.5.2 Yüksek Kazanç Bölgesi.....	51
2.6 Salındırıcı Modda SEL ve Optik Kavite.....	52
2.7 SEL Salındırıcı için Işınım Özellikleri.....	55
2.8 SASE SEL.....	58
2.8.1 SASE SEL için Işınım Özellikleri.....	60
2.8.2 SEL Kollektif Kararsızlığı.....	68
2.9 Serbest Elektron Lazerlerinde Polarizasyon.....	70
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	73
4. IŞINIM KAYNAKLARININ OPTİMİZASYONU.....	74
4.1 Sinkrotron Işınımı Optimizasyonu.....	74
4.1.1 TAC Depolama Halkasının Teknik Özellikleri.....	75
4.1.2 TAC Depolama Halkası Sinkrotron Işınım Kaynakları.....	81
4.2 SASE Yöntemiyle SEL Optimizasyonu.....	88
4.3 Salındırıcı Yöntemiyle SEL Optimizasyonu.....	98
5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	126
KAYNAKLAR.....	128
EK-1 Akım Tanımları.....	133
EK-2 Sinkrotron Işınımı : Dünya çapındaki durum.....	134
EK-3 Serbest Elektron Lazeri : Dünya çapındaki durum.....	136

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Işınının parlaklık değerlerinin ışınım nesillerine göre evrimi.....	4
Şekil 2.2 Mükemmel vakum ortamda hareket eden elektronun enerji momentum korunumunu ihlal edişi.....	7
Şekil 2.3 Compton saçılması sürecinde enerji-momentum korunumu.....	9
Şekil 2.4 Sinrotron ışınımı atması.....	14
Şekil 2.5 Sinkrotron ışınımının evrensel fonksiyonu.....	16
Şekil 2.6 $K_{2/3}(x)$, $K_{1/3}(x)$ Bessel fonksiyonlarının frekansa göre değişimi.....	17
Şekil 2.7 $K_{5/3}(x)$ Bessel fonksiyonunun frekansa göre değişimi.....	18
Şekil 2.8 Salındırıcı magnet içinde ışınının elde edilişi.....	20
Şekil 2.9 Salındırıcı veya zigzaglayıcı magnet kesiti.....	21
Şekil 2.10 Salındırıcı magnet alanının magnet geometrisine bağlılığı.....	23
Şekil 2.11 Parçacık hızının yörünge üzerine izdüşümü.....	26
Şekil 2.12 Kendi durgun çerçevelerinde elektronların hareketi.....	29
Şekil 2.13 Salındırıcı magnet yardımıyla yayımlanan dalga treni.....	32
Şekil 2.14 Salındırıcı magnet ışınımı spektrumu.....	33
Şekil 2.15 Sinkrotron ışınımının elektromagnetik spektrumdaki yeri.....	34
Şekil 2.16 Serbest elektron lazerinin osilatör modda üretiminin şematik gösterimi.....	53
Şekil 2.17 9 m aktif undulatörde doğrusal kazanç bölgesi olasılık dağılımı.....	61
Şekil 2.18 DESY’de TESLA test tesisinde 98 nm dalgaboyunda ölçülen kazanç.....	62
Şekil 2.19 FEL atmalarının spektrumu.....	62
Şekil 2.20 95 nm’lik FEL ışınımı ile aydınlatılan iki paralel yarıktan alınan kırınım deseni.....	63
Şekil 2.21 Salındırıcı magnetin çeşitli şekillerde düzenlenmesi ile kutuplanmanın sağlanması.....	72
Şekil 4.1 Odaklayıcı magnetin parçacık demetlerini odaklaması ve yapısı.....	75
Şekil 4.2 Halkanın betatron ve dispersiyon fonksiyonları.....	78
Şekil 4.3 Halkada DBA yapının görüntüsü.....	78
Şekil 4.4 Halkanın genel görünümü.....	79
Şekil 4.5 DORIS Halkası ve demet hatlarının şematik görünümü.....	80
Şekil 4.6 TAC Depolama Halkasında kullanılacak zigzaglayıcı magnetlerin akı grafikleri.....	82
Şekil 4.7 TAC Depolama Halkasında kullanılacak zigzaglayıcı magnetlerin parlaklık grafikleri.....	82
Şekil 4.8 TAC Depolama Halkasında kullanılacak salındırıcı magnet 1’e ait akı grafiği.....	83
Şekil 4.9 TAC Depolama Halkasında kullanılacak salındırıcı magnet 2’ye ait akı grafiği.....	83
Şekil 4.10 Salındırıcı magnet 1’e ait parlaklık grafiği.....	84
Şekil 4.11 Salındırıcı magnet 2’ye ait parlaklık grafiği.....	84
Şekil 4.12 TAC Depolama Halkasında kullanılacak eğici magnete ait parlaklık grafiği.....	85
Şekil 4.13 DORIS halkası A1 demet hattı için kullanılan monokromatör.....	86
Şekil 4.14 DORIS BW2 Demet hattında kullanılan difraktometre.....	87
Şekil 4.15 DESY TTF için süperiletken rf kaviterler ve üretimin gerçekleştirildiği özel odalar.....	89
Şekil 4.16 TTF 1 390 MeV için güç doyum grafiği.....	90

Şekil 4.17 NbFeB Hibrid magnet materyali için maksimum alanın magnet geometrisine bağılılığı.....	92
Şekil 4.18 TAC SASE SEL için öngörülen ışınım demeti zamansal yapısı.....	94
Şekil 4.19 TAC SASE SEL (130 MeV) için güç doyum grafiği.....	95
Şekil 4.20 TAC SASE SEL (130 MeV) için demet enerjisinin 100-160 MeV aralığında ışınımın parlaklık grafiği.....	95
Şekil 4.21 TAC SASE SEL'in (130 MeV) 1., 3., ve 5. harmonikleri için foton akı grafiği.....	96
Şekil 4.22 Kurulması önerilen TAC IR SEL laboratuvarının şematik görünümü.....	98
Şekil 4.23 Optik kavite; eğici magnet, salındırıcı magnet ve aynalar kombinasyonundan oluşmaktadır.....	99
Şekil 4.24.a Salındırıcı magnet kesiti, b. magnetik alanın magnet geometrisine bağılılığı.....	100
Şekil 4.25 Salındırıcı magnetin yapısı.....	100
Şekil 4.26.a 20 MeV, b. 50 MeV c. 20 ve 50 MeV'de karşılaştırmalı olmak üzere ışınımın dalgaboyunun salındırıcının kutup aralığına bağlı değişimi.....	102
Şekil 4.27.a 20 MeV, b. 50 MeV demet enerjileri için elde magnet aralığı, kuvvet parametresi ve ışınımın dalgaboyu arasındaki ilişki	104
Şekil 4.28 DIAMOND için 20, 30 ve 40 MeV elektron enerjileri için kullanılan salındırıcı magnet aralığının ve kuvvet parametresinin lazer dalgaboyuna bağımlılığı.....	105
Şekil 4.29 Optik kavitede kullanılan aynalar.....	105
Şekil 4.30 Ayna eğrilik yarıçaplarının kontrol parametresine göre değişimi.....	107
Şekil 4.31.a TAC IR SEL, b. DIAMOND için ışınım spot genişlikleri.....	108
Şekil 4.32 TAC IR SEL için kullanılması önerilen CeB ₆ katod.....	110
Şekil 4.33 LaB ₆ ve CeB ₆ katodların buharlaşma hızının katod sıcaklığı ile değişimi.....	111
Şekil 4.34 TAC IR SEL için öngörülen ışınım demeti zamansal yapısı.....	114
Şekil 4.35 Salındırıcı SEL'in parlaklığının foton enerjisine göre değişimi.....	115
Şekil 4.36 TAC IR SEL'in 50 MeV'lik opsiyonu için 1., 3. ve 5. harmoniklerin akı -foton enerjisi grafikleri.....	116
Şekil 4.37 TAC IR SEL'in 20 MeV'lik opsiyonu için 1., 3. ve 5. harmoniklerin akı-foton enerjisi grafikleri.....	116
Şekil 4.38 iFEL IR SEL laboratuvarı (solda) ve TAC IR SEL laboratuvarının şematik görünümü.....	119
Şekil 4.39.a 20, b. 50 MeV demet enerjili seçenekler için kavite ayar parametresine göre kazancın davranışı.....	121
Şekil 4.40.a 50 MeV, $\delta L = 370\mu m$, b. 20 MeV, $\delta L = 24\mu m$ için dalgaboyuna karşı kazancın davranışı.....	122
Şekil 4.41.a 20, b. 50 MeV enerjilerindeki elektron demeti için kavite içi güç yoğunluğunun gelişimi.....	123
Şekil 4.42 Beynin sağ lobunda bulunan tümörlü bölgenin SEL ile müdahale.....	125

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1 TAC pozitron halkası için ana parametreleri.....	77
Çizelge 4.2 Magnet parametreleri.....	77
Çizelge 4.3 TAC Depolama Halkasında kullanılacak zigzaglayıcı ve salındırıcılara örnekler.....	80
Çizelge 4.4 DORIS (DESY) Halkası için temel parametreler.....	81
Çizelge 4.5 Depolama halkasındaki çeşitli magnetlerle elde edilecek ışınımın dalgaboyları.....	87
Çizelge 4.6 Sinkrotron ışınımının kullanım alanlarına örnekler.....	88
Çizelge 4.7 TTF1 (TESLA Test Facility 1) için linak parametreleri.....	89
Çizelge 4.8 TTF1 SEL ana parametreleri.....	90
Çizelge 4.9 TAC SASE SEL (130 MeV) için linak demet yapısı yapısı.....	93
Çizelge 4.10 TAC SASE SEL (130 MeV) için linak ve salındırıcı magnet parametreleri	94
Çizelge 4.11 TAC SASE SEL (130 MeV) parametreleri.....	96
Çizelge 4.12 SASE SEL'in başlıca kullanım alanları.....	97
Çizelge 4.13 TAC IR SEL laboratuvarı için elektron demeti ve salındırıcı parametreleri.....	101
Çizelge 4.14 Optik kavitede kullanılan bazı aynaların teknik özellikleri.....	106
Çizelge 4.15 TAC IR SEL tasarımında kullanılan optik kavitelerin parametreleri.....	109
Çizelge 4.16 LaB_6 ve CeB_6 malzemeleri kullanılan katodların bazı özellikleri.....	110
Çizelge 4.17 iFEL IR SEL (Osaka, Japonya) elektron demeti zaman yapısı.....	112
Çizelge 4.18 TAC IR SEL laboratuvarının elektron demeti zaman parametreleri.....	113
Çizelge 4.19 TAC IR SEL parametreleri.....	118
Çizelge 4.20 TAC IR SEL ve iFEL laboratuvarının bazı parametrelerinin karşılaştırılması.....	120
Çizelge 4.21 IR ve UV için bölgeler ve kullanım alanları.....	124

1. GİRİŞ

Geride bıraktığımız 30 yıl boyunca parçacık hızlandırıcılarına dayalı ışınlam kaynakları temel bilimlere olduğu kadar uygulamalı bilimlere de önemli katkılarda bulunmuştur. Bu alanda gelişmekte olan deneysel teknikler geniş bir spektrumda bilimsel sorulara yanıtlar vermektedir. Hızlandırıcılara dayanan ışınlam kaynaklarındaki gelişmeler kaynak parlaklığındaki ilerlemelerle kuvvetli bir bağlılık içindedir. Elde edilen bu ışınlamaların özellikleri, bilim insanları, temel olarak fizikçiler tarafından elektromagnetik spektrumun geniş bir bölgesinde ayarlanabilirlik, ileri düzeyde odaklanabilirlik, yüksek şiddet, kutuplanabilirlik özellikleri ve atmalı zaman yapısı olarak belirlenmiştir. Bu tip ışınlamalarla ilk deneyler, VUV enerji düzeyinde, atomların spektroskopik incelemeleri için gerçekleştirilmiştir. 1970 yılında ise hızlandırıcılar ile elde edilen x-ışınları demetinin küçük sapma özelliğinin kullanılmasıyla biyolojik örnekler üzerinde ilk küçük açılı saçılma deneyleri gerçekleştirilmiştir. Günümüzde deneyler için kullanılan spektral bölge, kızıl ötesinden bir kaç 100 keV enerjili x-ışınları bölgesine kadar erişmektedir. Sadece bir kaç uzmanın bu tarz deneyler gerçekleştirdiği ilk günlerden bu tarafa durum hızla değişmiş, bu ışınlamalarla gerçekleştirilen deneysel teknikler olgunluk ve otomasyona ulaşmış, böylece bu teknikleri geniş bir kullanıcı potansiyeli için erişilebilir kılmıştır. Yüzey ve arayüzey fiziği, magnetizma, soğurma ve floresans spektroskopisi veya kırınım ve saçılma deneyleri gibi pek çok alandaki gelişmeler bu ışınlamalar olmaksızın düşünülemezdi. Işınlamaların başarı ile uygulandığı diğer bir alan ise yapısal biyolojidir ki; bu ışınlamalarla ölçülen ve Protein Veri Tabanında (PDB, Protein Data Base) depolanan protein kristal yapıların oranı % 90'a yaklaşmaktadır.

Dünya çapında 40,000 bilim insanı disiplinler arası bir yaklaşımla bu ışınlamaları kullanmaktadır. Başlangıçta parçacık fiziği araştırmaları için kurulan sinkrotron ve depolama halkalarının eğici magnetlerinden yayımlanan ışınlam olan “parazitik” ışınlam kullanılmıştır. Bu birinci nesil adı verilen ışınlamaları, dipol magnetten ibaret olan eğici magnetlerin yanı sıra bu dipollerin doğrusal, periyodik düzenlenmesinden elde edilen ve zigzaglayıcı magnet denen kaynaklardan elde edilen ikinci nesil ışınlamalar izlemiştir. Zigzaglayıcı magnetler, eğici magnetlere göre 30-100 kat daha fazla ışınlam akısı sağlamaktadır. Tüm bu aygıtlar bir milimetre civarında görece büyük bir parçacık demeti kesitine sahiptir. Bunlar malzeme biliminde sık rastlanan milimetre veya

santimetre mertebesinde tüm örnekler üzerinde çalışmaya uygun oldukça geniş foton demetleri sağlamaktadır. 3. nesil sinkrotron ışınımı kaynakları, salındırıcı magnet denen ve zigzaglayıcı magnetlerle yapısal olarak aynı olan magnetlerin her bir kutbundan yayınlanan ışınının yapıcı girişiminden yararlanılarak foton demeti kalitesinin iyileştirilmesiyle başarılmıştır. 4. nesil ışınımalar elektron demetinin dairesel hızlandırıcılarda oluşturulan düz kısımlara veya doğrusal hızlandırıcılara yerleştirilen salındırıcı magnetlerden geçirilmesi ile elde edilen tek renkli, yüksek akı ve parlaklığı sahip, serbest elektron lazeri (SEL) olarak adlandırılan ışınımlardır.

Ülkemizde hızlandırıcılara dayalı ışınım kaynaklarının kurulumu ve kullanıcı potansiyeli ile ilgili grubumuzca gerçekleştirilen ilk çalışmalar “Parçacık Hızlandırıcıları: Türkiye’de Neler Yapılmalı” (Yavaş, vd., 2000) isimli proje sonuç raporunda sunulmaktadır.

Bu ön çalışmanın ardından kurulması planlanan Türk Hızlandırıcı Merkezi (Çiftçi, 2001), (Yavaş, 2001), (Çiftçi vd., 2000) için uygulanabilecek teknolojiler ve tasarımlar konusunda çalışmalar devam etmiştir. Buna dayanarak hazırlamış olduğum bu tezin ilk bölümünde sinkrotron ışınımı ve serbest elektron lazerlerinin optimizasyonu üzerine kuramlar ve modeller hakkında bilgiler verilmektedir. Serbest elektron lazerleri konusunda SASE ve salındırıcı olmak üzere iki üretim yöntemi üzerinde durulmuştur. Tezin bulgular kısmında ise Türk Hızlandırıcı Merkezi için önerilen ışınım kaynakları parametrisasyonu yapılmıştır. Bu kapsamda bir 3.56 MeV demet enerjili depolama halkasından üretilen sinkrotron ışınımı, 130 MeV demet enerjili doğrusal hızlandırıcı tabanlı SASE yöntemi ile elde edilmiş serbest elektron lazeri ve son olarak da kızıl ötesi bölgede çalışmak üzere tasarlanmış, 20 ve 50 MeV’lik iki demet enerjisi seçeneği olan yine doğrusal hızlandırıcı tabanlı bir serbest elektron lazeri optimizasyonu (Mete vd., 2006), (Karşı, 2005) sunulmaktadır. İlgili bölümlerde yapılan bu optimizasyonlara dünyadan çalışmakta olan örnekler verilmektedir. Son bölümde elde edilen bu ışınımların uygulamalı ve temel bilimlerdeki kullanım alanlarına değinilmektedir.

2. KURAMSAL TEMELLER

Hızlandırıcılar aracılığıyla elde edilen ışınımınlar genel olarak hafif parçacıkların göreceli enerjilerle dairesel yörünge hareketi sırasında yaptıkları elektromagnetik ışınımına dayanır. Bu ışınımara neden olan dairesel yörüngeler eğici (bending) magnetlerle sağlanır. Dairesel hızlandırıcı boyunca oluşturulan düz kısımlara yerleştirilen salındırıcı (undulator) magnetler veya zigzaglayıcı (wiggler) magnetler ile de daha nitelikli ışınımınlar elde edilir.

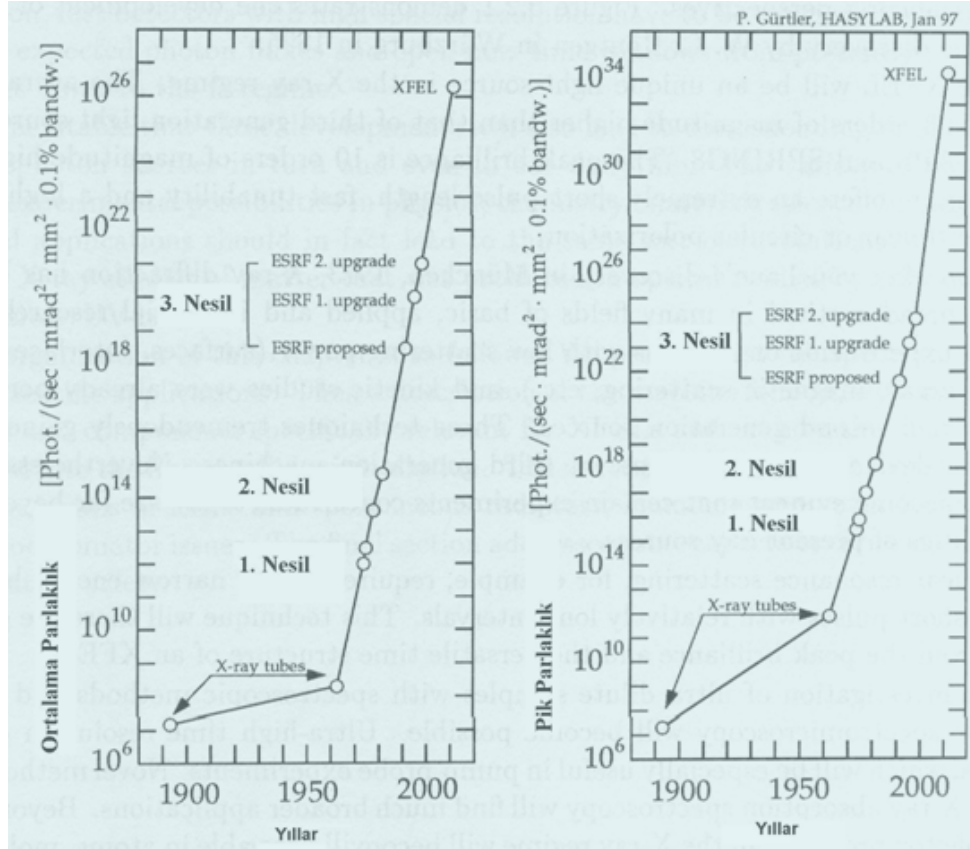
Parçacık hızlandırıcılarına dayanan ışınımınların günümüze kadar olan gelişimi dayandıkları teknoloji, fiziksel amaç ve parametreleri açısından dört nesil şekline süregelmıştır.

1. nesil ışınım kaynakları: Genel anlamda yüksek enerji fiziği deneyleri için kurulan halka şeklindeki hafif parçacık (lepton) çarpıştırıcılarının parazitik ışınımınlarını içerir. DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron, Alman Elektron Sinkrotronu) hızlandırıcı merkezinde bulunan birincil amaçları sırasıyla ışınım eldesi ve çarpışma bölgesine demet sağlamak olan, depolama hakaı DORIS ve PETRA (www.desy.de); KEK (Japonya) bünyesindeki PEP ve TRISTAN (www.kek.jp) elektron – pozitron demetlerinden elde edilen ışınımınlara bu nesil için örnek gösterilebilir.

2. nesil ışınım kaynakları: İlki Tokyo Üniversitesi'nde 1974 yılında çalışmaya başlayan 380 MeV'lik SOR olmak üzere ışınım eldesi için eğici magnetler kullanan ve bu ışınımı birden fazla demet hattı aracılığı ile deney istasyonlarına ileten kaynaklardır. 2. nesil ışınımınların elde edildiği parçacık demetlerinin faz uzayındaki alanı, yayınımı için $\geq 100 \text{ nm rad}$ değerine ulaşılabilmiştir.

3. nesil ışınım kaynakları: Halka boyunca bulunan düz kısımlara salındırıcı ve zigzaglayıcı magnetlerden düşük emittanslı elektron demetleri geçirilerek elde edilen ışınım neslidir. Bu nesil için ise parçacık demeti yayınımı için 20–100 nm rad aralığı sağlanabilmiştir.

4. nesil ışınım kaynakları: Doksanlı yılların başında hızlandırıcı teknolojilerinde süperiletken uygulamaların başlaması, doğrusal veya halka şeklindeki hızlandırıcılarda kullanılan süperiletken hızlandırma kaviteleri ile çok düşük emittanslı, yüksek pik akımına (paketçik uzunluğu ps mertbesinde, paketçik yükü ise nC mertebesindedir) sahip elektron demetlerinin elde edilmesini mümkün kılmıştır. Demet yayını ise bu nesilde 20 nm rad değerinin altına çekilebilmiştir. Önceki nesillerle karşılaştırıldığında daha gelişmiş salındırıcı ve zigzaglayıcı magnetlerin kullanılmasıyla elde edilen 4. nesil ışınımlar, nm mertebesinde dalgaboylu, yüksek akı, parlaklık ve güç değerlerine sahip ışınımlardır.



Şekil 2.1 Işınımın parlaklık değerlerinin ışınım nesillerine göre evrimi

40'lı yılların ortalarında dairesel yüksek enerji elektron hızlandırıcılarının gelişmesiyle, serbest elektronlardan elektromagnetik ışınım eldesi ilgileri üzerine çekmiştir. Bu dönemlerde güçlü betatronlar (Kerst *et al.*, 1941) çalıştırılmaya başlanmıştır. 1944'te Ivanenko ve Pomeranchouk (Ivanenko *et al.*, 1944) betatron prensibine olası bir limit

getiren elektromagnetik enerji olarak kaybedilecek maksimum enerjiyi ilk olarak doğrulamışlardır. Bu öngörü, Blewett tarafından General Electric'te yeni kurulan 100 MeV'lik bir betatron'da tur başına kaybedilen enerjinin hesabında kullanılmıştır. 1946'da enerji kaybından ötürü yörünge küçülmesi gözlenmiş ve sonuçlar öngörü ile örtüşmüştür. 24 Nisan 1947'de General Electric'te inşa edilen 70 MeV'lik sinkrotron'da ilk kez görünür ışık gözlemlenmiştir (Sutis, 1947), (Haber, 1947), (Elder *et al.*, 1947). Bu tarihten sonra bu ışınım sinkrotron ışınımı (SI) olarak anılmıştır.

Serbest elektron demetlerinden ışınım elde etme fikri, 60'lı yıllarda serbest elektron lazerleri ile sürmüştür. Serbest elektron lazeri (SEL), salındırıcı (O), yükseltici (A) ve SASE (Self Amplified Spontaneous Emission, Genlik Artımlı Kendiliğinden Yayınım) adlı üç farklı yöntemle elde edilir. Salındırıcı yöntemi SEL teorisinin de temelini oluşturmaktadır. Salındırıcı magnet girişinde elde edilen gürültü düzeyindeki birincil ışınımın, biri tam diğeri kısmi yansıtıcı iki ayna arasında tuzaklanarak, optik kavite denilen bu düzenek içerisinde elektron demeti ile defalarca etkileşmesi prensibine dayanır. Yükseltici yönteminde birincil ışınım salındırıcı magnet girişine uygulanan bir sürücü lazer ışınımıdır. Bu ışınım aynalar kullanılmaksızın salındırıcıdan tek bir geçişte istenilen yükseltilmeye ulaştırılmaktadır. SASE yönteminde ise daha uzun salındırıcı magnetler ve süperiletken teknolojisinden yararlanılarak yine tek salındırıcı geçişi sonunda güçlü lazer ışınımı elde edilir. SEL için erken teoriyi (Madey, 1971) bir yükseltici ve salındırıcı yöntemleri ile çalıştırılan SEL üzerindeki deneyler izlemiştir (Elias *et al.*, 1976). Daha sonraları uzak kızılötesi ve morötesi aralığında dalgaboylarında çalışan SEL'ler inşa edilirken, SEL teorisi, kolektif kararsızlık, kayma ve kırınım etkileri üzerinde sürdürülen çalışmalarla geliştirilmiştir .

Geleneksel bir lazerde, yükseltilecek elektromagnetik dalga, bir enerji rezervuarı (katı, sıvı veya gaz) boyunca hareket ederek uyarılmış ışınımına neden olmaktadır. Dalga, rezervuarı terk ettiğinde aynı frekansa sahip ancak şiddeti yükseltilmiş olacaktır. Başlangıçta yükseltilmek üzere ortama sağlanacak dalga optik pompalama veya kimyasal süreçlerle sağlanır. Serbest elektron lazerinde ise bu ortam yüksek enerjili elektron demetidir. Bu durumda enerji değişimi, geleneksel lazerlerde olduğu gibi, bağ elektronlarının kuantum geçişleri vasıtasıyla olmamakta, bunun yerine magnetik alanda

serbest bir şekilde dolaşan demet elektronlarının elektromagnetik etkileşmeleri ile sağlanmaktadır. Atomik enerji düzeylerine bağıllığı olmadığı için SEL, geniş bir dalgaboyu aralığında çalışabilir. FEL sahip olduğu yüksek pik gücü ve parlaklık ile güçlü bir 4. nesil koherent elektromagnetik ışınım kaynağıdır. Compton ve Raman SEL olmak üzere iki kategoride incelenebilir. Düşük demet enerjilerinin sözkonusu olduğu durum olan Raman SEL’de elektronlar arası etkileşmeler egemen olmaktadır. Bunun yerine, yüksek demet enerjilerine sahip olunan, demet elektronları arası etkileşimin ihmal edilebilir olduğu durum Compton SEL’dir. Günümüz hızlandırıcıları bağıl olarak yüksek enerjilere sahip oldukları için burada Compton SEL’den bahsedilecektir.

SEL prensibini tartışmak için üç farklı yol vardır. Birincisi hareketli kütle merkezi çerçevesinde Hamiltonyen oluşturulmasını gerektirmektedir ve ilk olarak A. Renieri ve meslektaşları tarafından geliştirilmiştir (Dattoli *et al.*, 1980, 1981), (Ciocci *et al.*, 1986). İkinci yaklaşım ise laboratuvar çerçevesinde Lorentz kuvvetinin analizine dayanmaktadır ki bu da sarkaç denklemini işaret etmektedir. Bu metodun kurucuları W. B. Colson ve bazı meslektaşlarıdır (Colson, 1977, 1978, 1985). Burada ikinci yaklaşım pedagojik nedenlerden dolayı benimsenecektir. Üçüncü bir diğer yaklaşım, C. Pellegrini ve S. Krinsky tarafından devam ettirilmiştir. Bu yaklaşım yüksek kazanç bölgesine yoğunlaşmış çiftlenimli bir Vlasov ve Maxwell denklemleri sistemidir (Pellegrini *et al.*, 1986), (Krinsky, 1987).

SEL prensibini tartışırken kazancın geçiş başına yüzde birkaç mı (düşük kazanç bölgesi) yoksa çok daha fazla mı ($G \gg 1$, yani, yüksek kazanç bölgesi) olduğunu belirlemek önemlidir. İlk durum için lazer alanı esasında sabit alınır ki bu da kazanç hesabını basitleştirmektedir. İkinci durumda SEL alanındaki çabuk ve genellikle doğrusal olmayan büyüme göz önüne alınmalıdır. Bu ancak sayısal metodlar kullanılarak yapılabilir.

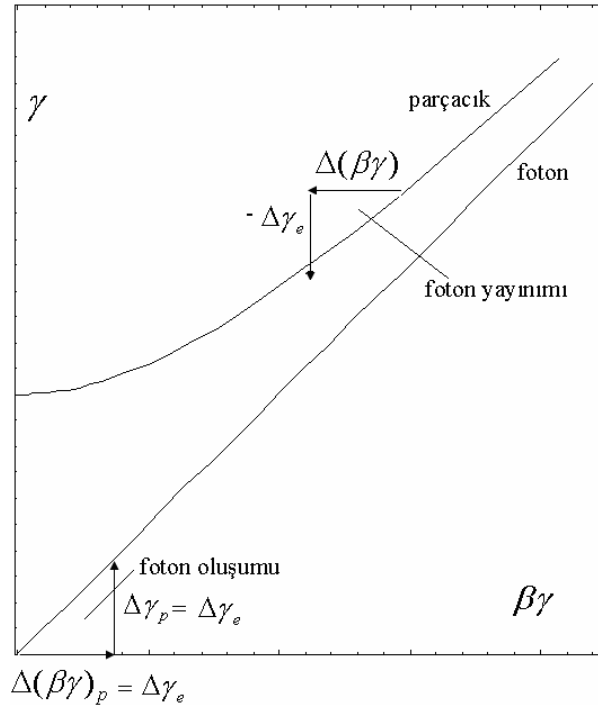
Serbest elektron lazerlerini gelişimi ve teorisi ile ilgili daha fazla ve detaylı bilgi (Marshall, 1985)’de bulunabilir.

2.1 Sinkrotron Işınımı

Serbest elektronlardan elektromagnetik ışıma elde edilmesi klasik bir olgudur. Bu bölümde ışıma yayımlanma mekanizması ve koşullarının kavranmasına yönelik bir yaklaşım benimsenecektir. Elektronların bir foton soğurması veya yayımlaması için gerekli koşullar tartışılacaktır. Bu koşullardan biri elektromagnetik alana enerji aktarımı ile ilgili bir nicelik olan Poynting vektörüdür. Bu nicelik ışıma olgusu hakkındaki daha başka teorik tanımlar ve tartışmalar için temel oluşturacaktır.

2.1.1 Korunum Yasaları ve Işıma

Elektromagnetik ışıma yayımlanması olayı elektron ve ışıma alanı olmak üzere iki bileşen içerir. Böyle bir sistem için enerji-momentum korunumu sağlanmalıdır. Bu korunum yasaları mümkün olan yayıma süreçleri üzerine çok özel seçim kuralları getirmektedir. Bu elektron ve fotonun enerji – momentum grafiği yardımıyla tartışılabilir.

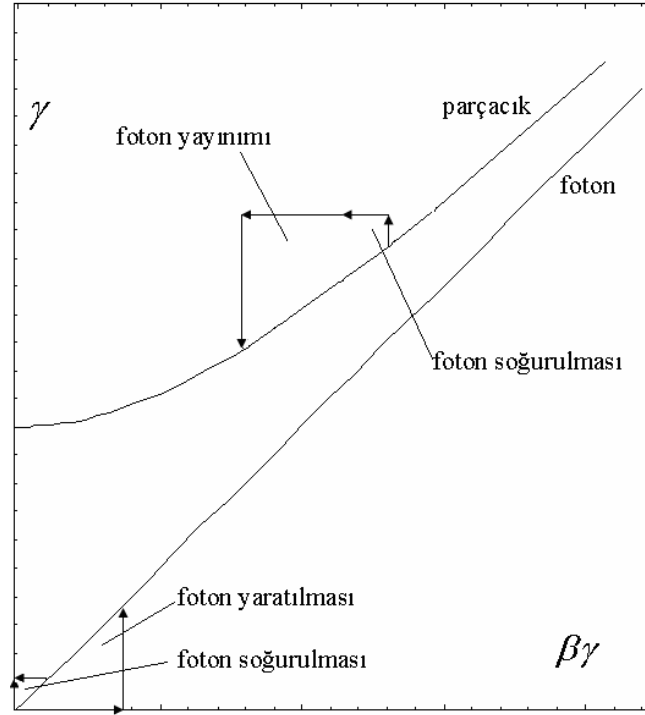


Şekil 2.2 Mükemmel vakum ortamda hareket eden elektronun ışıma yayımladığı ve soğurduğu durumlarda enerji-momentum korunumunu ihlal edişi

Bir parçacığın momentumu ve enerjisi korunum yasaları gereği grafikte görülen parçacık-çizgisi üzerinde olmalıdır. Parçacık ve foton arasındaki enerji alış-verişi korunum kurallarına uymalıdır. Bu kuralların vakum ortamda elektron tarafından yayımlanan ya da soğurulan foton için uygulanışı şekilde görülmektedir. Bir foton yaratmak için elektronun kaybetmesi gereken momentum numerik olarak fotonun kazanması gereken enerjiye eşit olacaktır. Açıkça bu durumda elektron parçacık çizgisinin dışında bir noktada bulunacak ve momentum korunumunu ihlal edecektir. Bu süreç izinli değildir, yani, vakum ortamda bir elektron enerji momentum korunumunu ihlal etmeden foton soğuramaz veya yayımlayamaz.

2.1.2 Compton Işınımı

Enerji-momentum korunumunu ihlal etmeden serbest elektronlardan elektromagnetik ışınım üretmek için, gelen bir fotonun elektrondan saçılmasını, Compton olayını kullanabiliriz. Gelen fotonla kafa kafaya çarpışan elektron bu fotonu soğurarak farklı enerjiye sahip yeni bir foton yayımlar. Bu süreçte foton enerji kazanır ancak momentum kaybederek elektronu enerji – momentum uzayında ortalama bir noktaya taşır. Böylece elektron bir foton yayımlayarak son durumda parçacık – çizgisine ulaşabilir. Bu süreç sinkrotron ışınımı üretilmesinde de yer almaktadır.



Şekil 2.3 Compton saçılması sürecinde enerji-momentum korunumu

2.1.3 Poynting Vektörü

Bir yüklü parçacık – elektromagnetik alan ortamında yapılan işin oranı Lorentz kuvveti ve parçacığın hızı ile tanımlanır.

$$\vec{F}_L \vec{v} = (e\vec{E} + e[\vec{v} \times \vec{B}])\vec{v} \quad (2.1)$$

Alan parçacık sisteminin enerji korunumu aşağıdaki gibi verilir.

$$\frac{d}{dt} \int u dV + \int \vec{j} \vec{E} dV + \oint \vec{S} \vec{n} ds = 0 \quad (2.2)$$

Burada birinci terim alan enerjisindeki değişimi, ikinci terim parçacığın enerji kazancını ya da kaybını, üçüncü terim ise kapalı bir s yüzeyinden kaybedilen ışıını göstermektedir. Buradaki $\vec{S}$, Poyntig vektörü aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\vec{S} = c^2 \epsilon_0 (\vec{E} \times \vec{B}) \quad (2.3)$$

Bu ifade elektromagnetik ışıının karakteristiklerini yansıtmaktadır. Elektrik ve magnetik alan birbirlerine ve dalğanın yayılma doğruıtusuna diktir ($\vec{E} \perp \vec{B} \perp \vec{n}$). Buradan da E, B ve S vektörleri sağ elli bir ortagonal sistem yapılandırılır. Düzlem dalgalar için,

$$\vec{n} \times \vec{E} = \vec{B} \quad (2.4)$$

ifadesini de kullanarak Poynting vektörü sadeleştirilebilir.

$$\vec{S} = c^2 \epsilon_0 E^2 \vec{n} \quad (2.5)$$

Poynting vektörü, birim yüzey alanından n doğruıtusunda ışıının enerjisi akışı olarak tanımlanır ve ışıının elektrik alanının karesiyle değişmektedir.

2.1.4 Sinkrotron Işıınının Gücü

Işıının yapan yüklü parçacığı kapsayan yüzey üzerinden Poynting vektörünün integrasyonu ışıının gücünü vermektedir. Burada $\vec{n} d\vec{A} = R^2 \sin \theta d\theta d\phi$, küresel koordinatlarda alan elemanı olarak alınır ve R yükün bulunduğı noktaya olan uzaklığı vermektedir.

$$P = \int \vec{S} d\vec{A} = \frac{2}{3} r_c \frac{mc^2}{c^3} \vec{a}^2 \quad (2.6)$$

Burada a parçacığın ivmesidir. $\vec{a}^2 = \gamma^6 \{ \vec{a}^2 - [\vec{\beta} \times \vec{a}]^2 \}$ özdeşliği kullanılarak güç aşağıdaki gibi elde edilir.

$$P = \frac{2}{3} r_c mc \gamma^6 \left[\dot{\vec{\beta}}^2 - \left(\vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}} \right)^2 \right] \quad (2.7)$$

β ve $\dot{\beta}$ niceliklerinden ötürü ışınının gücü büyük ölçüde parçacık yörüngesinin geometrisine bağlıdır. İvmenin hareket yönüne dik ve paralel bileşenlerini inceleyerek sinkrotron ışınının gücüne paralel ve enine ivmelenmeden gelen katkılar elde edilebilir.

$$\dot{\vec{\beta}} = \dot{\vec{\beta}}_{\parallel} + \dot{\vec{\beta}}_{\perp} \quad (2.8)$$

$$P_{\parallel} = \frac{2}{3} r_c m c \gamma^6 \dot{\vec{\beta}}_{\parallel}^2 \quad (2.9)$$

$$P_{\perp} = \frac{2}{3} r_c m c \gamma^4 \dot{\vec{\beta}}_{\perp}^2 \quad (2.10)$$

Paralel ivmelenme hızlandırıcı kuvvet ile ilgilidir.

$$m \dot{\vec{v}}_{\parallel} = \frac{1}{\gamma^3} \frac{d\vec{p}_{\parallel}}{dt} \quad (2.11)$$

$$P_{\parallel} = \frac{2}{3} \frac{r_c}{mc} \left(\frac{d\vec{p}_{\parallel}}{dt} \right)^2 \quad (2.12)$$

Enine ivmelenme ise Lorentz kuvveti ile ilişkilidir.

$$\frac{d\vec{p}_{\perp}}{dt} = \gamma m \dot{\vec{v}}_{\perp} = e \left[\vec{v} \times \vec{B} \right] \quad (2.13)$$

$$P_{\perp} = \frac{2}{3} \frac{r_c}{mc} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}_{\perp}}{dt} \right)^2 \quad (2.14)$$

Eşitliklerden görüldüğü gibi enine ivmelenmenin sebep olduğu ışınım gücü boyuna ivmelenmenin sebep olduğu ışınım gücüne kıyasla elektron enerjisinin karesiyle orantılıdır. Pratik amaçlar göz önünde bulundurulduğunda, kayda değer bir ışınım gücü için yeterli boyuna ivmelendirme sağlamak açısından teknik sınırlamalarla karşılaşılacaktır. Buradan itibaren ışınım gücü olarak enine ivmelendirmenin sebep olduğu ışınım gücünden bahsedilecektir ve $P_{\perp} = P_{\gamma}$ olarak geçecektir. Eşitlikte geçen

dik kuvvet yerine Lorentz kuvveti konularak ışıının gücü pratik birimler cinsinden ifade edilebilir.

$$P_{\gamma} = \left[\frac{4\pi}{\mu_0} \right] \frac{2r_c^2 c}{3(mc^2)^2} B^2 E^2 = C_B B^2 E^2 \quad (2.15)$$

$$C_B = \left[\frac{4\pi}{\mu_0} \right] \frac{2r_c^2 c}{3(mc^2)^2} = 6.0779 \times 10^{-8} \frac{W}{T^2 GeV^2} = 379.35 \frac{1}{T^2 GeVs} \quad (2.16)$$

Sinkrotron ışıının gücü görüldüğü gibi magnetik alanın ve demet enerjisinin karesiyle değişmektedir. Magnetik alan için aşağıdaki ifade kullanılarak anlık sinkrotron ışıının yeni bir formda elde dilir.

$$B = \frac{1}{\rho} \frac{\beta E}{e} \quad (2.17)$$

$$P_{\gamma} = \frac{2}{3} r_c mc^3 \frac{\beta^4 \gamma^4}{\rho^2} \quad (2.18)$$

Pratik birimler cinsinden ışıının gücü,

$$P_{\gamma} = \frac{c C_{\gamma}}{2\pi} \frac{E^4}{\rho^2} \quad (2.19)$$

Burada C_{γ} elektronlar için Sand ışıının sabitidir ve aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$C_{\gamma} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_c}{(mc^2)^3} = 1.41733 \times 10^{-14} \frac{msW}{GeV^4} = 8.8460 \times 10^{-5} \frac{m}{GeV^3} \quad (2.20)$$

Farklı magnet ve ekleme aygıtları (insertion devices) içeren depolama halkalarında ise elektronun bir turda yayımlayacağı ışıının ortalama gücünün formülasyonu önemlidir.

$$\langle P_\gamma \rangle = \frac{c}{2\pi} C_\gamma E^4 \left\langle \frac{1}{\rho^2} \right\rangle = C_\gamma E^4 \frac{f_{dolanım}}{2\pi} \oint \frac{ds}{\rho^2} \quad (2.21)$$

Sinkrotron ışınlamı gücü bilgisi kullanılarak, yüklü bir parçacığın dairesel hızlandırıcıda hareketi sırasında dolanım başına sinkrotron ışınlamı olarak kaybettiği enerji, dairesel hızlandırıcının çevresi boyunca gücün integrasyonu ile bulunur. İzomagnetik bir örgüde ρ yörüngesinin eğrilik yarıçapı ile dolanan bir elektronun tur başına kaybettiği enerji prati birimler cinsinden,

$$U_{0,iso} (GeV) = C_\gamma \frac{E^4 (GeV)^4}{\rho(m)} \quad (2.22)$$

şeklindedir. N_e parçacık sayısı olmak üzere dolanan demetin akımı ve yayımlanan toplam ortalama güç aşağıdaki gibidir.

$$I = e f_{dolanım} N_e \quad (2.23)$$

$$\langle P_\gamma \rangle = U_0 \frac{I}{e} \quad (2.24)$$

Pratik birimler cinsinden ifade aşağıdaki şekli alır.

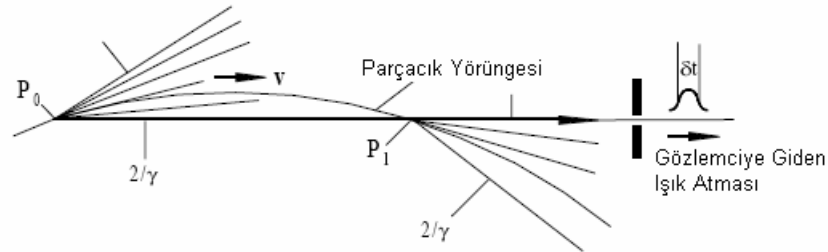
$$\langle P_s (MW) \rangle_{iso} = 0.088463 \frac{E^4 (GeV)^4}{\rho(m)} I(A) \quad (2.25)$$

İşinımın parçacık enerjisine bu güçlü bağımlılığı dairesel hızlandırıcılarda maksimum ulaşılabilen enerji açısından sınırlamalar getirmektedir.

2.1.5 Sinkrotron Işınımı Spektrumu

Görelî bir yüklü parçacık tarafından geniş foton enerjisi spektrumuna sahip sinkrotron ışınlamı yayımlanır. Bu ışınlam dairesel bir hızlandırıcıda gözlemciye eşit aralıklarda ışık

atmaları şeklinde görünmektedir. Bir iletim hattı içindeki eğici magnetten bir kez geçen bir parçacığın yayımlayacağı ışınım ise gözlemciye tek bir ışık atması şeklinde görünecektir.



Şekil 2.4 Sinrotron ışınımı atması

Işık atmasının zamansal uzunluğu, P_0 noktasından yayımlanan ilk fotonların gözlemciye ulaşması ile P_1 noktasından yayımlanan son fotonların gözlemciye ulaşma süresi arasındaki fark kadardır. Bu fark P_0 noktasından yayımlanan fotonların gözlemciye ulaşması ve elektron paketçığının P_0 noktasından P_1 noktasına ulaşması arasındaki zaman farkıdır.

$$t_\gamma = \frac{2\rho \sin \frac{1}{\gamma}}{c} \quad (2.26)$$

$$t_e = \frac{2\rho}{\beta c \gamma} \quad (2.27)$$

$$\delta t = t_e - t_\gamma = \frac{2\rho}{\beta c \gamma} - \frac{2\rho \sin \frac{1}{\gamma}}{c} \quad (2.28)$$

Sinüs fonksiyonunu küçük açılar için lineer ve üçüncü dereceden terimleri içerecek şekilde seriye açılarak gözlemcinin bulunduğu noktada ışık atmasının zamansal uzunluğu ifadesi aşağıdaki gibi sadeleştirilir.

$$\delta t = \frac{4\rho}{3c\gamma^3} \quad (2.29)$$

Enerjinin küpü ile ters orantılı olduğu görülen kısa atma süresi geniş bir spektruma sebep olmaktadır. Etkin atma uzunluğu olarak bu sürenin yarısı alınırsa, spektrumun maksimuma ulaştığı sinkrotron ışınımının kritik frekansı aşağıdaki gibi olacaktır.

$$\omega_{kritik} \approx \frac{1}{\frac{1}{2}\delta t} \approx \frac{3}{2}c \frac{\gamma^3}{\rho} \quad (2.30)$$

Buna karşı gelen enerjiye, $\varepsilon_{kritik} = \hbar\omega_{kritik}$, ise sinkrotron ışınımı için kritik enerji denir.

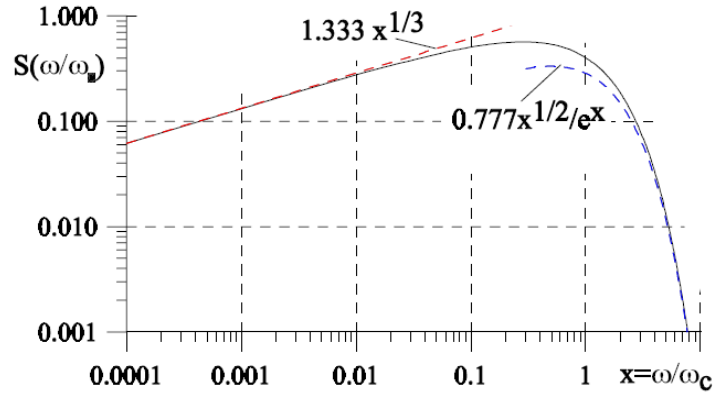
$$\varepsilon_{kritik} = C_c \frac{E^3}{\rho} \quad (2.31)$$

$$C_c = \frac{3\hbar c}{2(mc^2)^3} \quad (2.32)$$

Kritik enerji ifadesi elektronlar için aşağıdaki şekildedir.

$$\varepsilon_{kritik} (keV) = 2.2183 \frac{E^3 (GeV)^3}{\rho(m)} = 0.66503 E^2 (GeV)^2 B(T) \quad (2.33)$$

Dairesel bir hızlandırıcıdaki görelî hızlarda hareket eden yüklü bir parçacığın yayımladığı sinkrotron ışınımı spektrumu parçacığın dolanım frekansının, kritik frekans çevresindeki harmoniklerinden oluşur. Sinkrotron ışınımı özel bir uzaysal ve spektral dağılıma göre yayımlanır.



Şekil 2.5 Sinkrotron ışınımının evrensel fonksiyonu

Yayımlanan foton yoğunluğuna ilişkin önemli bir parametre foton akısıdır. Foton akısı tanım olarak birim katı açı başına birim band genişliğine düşen foton sayısıdır.

$$\frac{d^2 \dot{N}_{foton}}{d\theta d\psi} = C_{\Omega} E^2 I \frac{\Delta\omega}{\omega} \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 K_{2/3}^2(\xi) F(\xi, \theta) \quad (2.34)$$

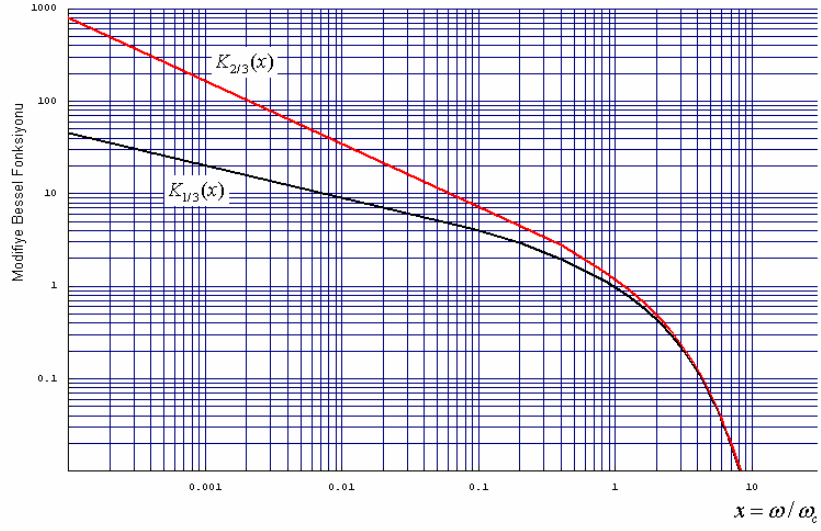
Burada ψ sapma düzlemindeki açı, θ ise sapma düzlemine normal açıdır.

$$C_{\Omega} = \frac{3\alpha}{4\pi^2 e (mc^2)^2} = 1.3255 \times 10^{16} \frac{foton}{s.mrad^2.GeV^2.A.\%100bg} \quad (2.35)$$

$$F(\xi, \theta) = (1 + \gamma^2 \theta^2)^2 \left(1 + \frac{\gamma^2 \theta^2}{1 + \gamma^2 \theta^2} \frac{K_{1/3}^2(\xi)}{K_{2/3}^2(\xi)} \right) \quad (2.36)$$

Burada α elektromagnetik ince yapı sabiti, $K_{1/3}(\xi)$ ve $K_{2/3}(\xi)$ modifiye Bessel fonksiyonlarıdır. Fonksiyonların argümanı aşağıda belirtilmiş davranışları ise şekilde gösterilmiştir.

$$\xi = \frac{1}{2} \frac{\omega}{\omega_{kritik}} (1 + \gamma^2 \theta^2)^{3/2} \quad (2.37)$$



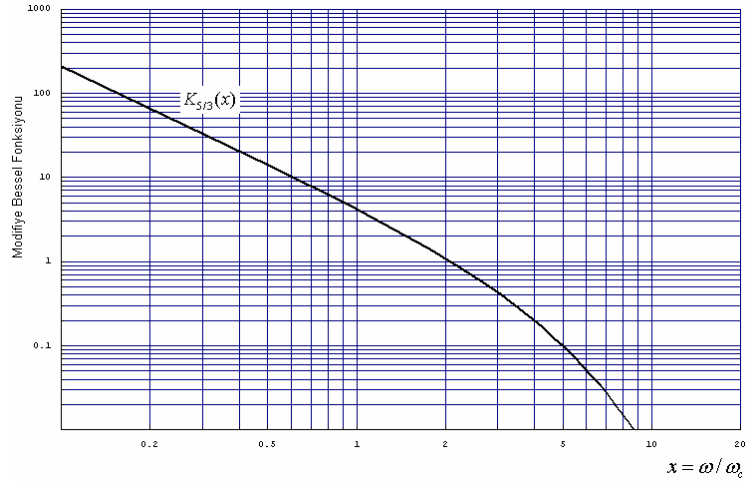
Şekil 2.6 $K_{2/3}(x)$, $K_{1/3}(x)$ Bessel fonksiyonlarının frekansa göre değişimi

Sinkrotron ışınımı, saptırıcı magnetik alana dik yönde (σ -mod) ve paralel yönde (π -mod) kutuplanmıştır. $F(\xi, \theta)$ fonksiyonunun kutuplanmaya ilişkin içerdiği terimlerin ayrıntıları ilgili referansdan (Wiedemann, 2003) bulunabilir.

Yüksek derecede görelî parçacıklar için sinkrotron ışınımı ileri yönde oldukça odaklanmıştır. Bu yüzden demet hattının tüm ışınımı kabul edeceği varsayılarak foton akısı hesaplanırken tüm θ açıları üzerinden integral alınır (Wiedemann, 2003)

$$\frac{d\dot{N}_{ph}}{d\psi} = \frac{4\alpha}{9} \gamma \frac{I}{e} \frac{\Delta\omega}{\omega} S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad (2.38)$$

$$S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \frac{\omega}{\omega_{kritik}} \int_{\omega/\omega_{kritik}}^{\infty} K_{5/3}(\bar{x}) d\bar{x} \quad (2.39)$$



Şekil 2.7 $K_{5/3}(x)$ Bessel fonksiyonunun frekansa göre değişimi

$S(\omega / \omega_{kritik})$ fonksiyonu sinkrotron ışıını için evrensel fonksiyon olarak verilir. Pratik birimler cinsinden foton akısı aşağıdaki gibidir.

$$\frac{d\dot{N}_{ph}}{d\psi} = C_{\psi} EI \frac{\Delta\omega}{\omega} S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad (2.40)$$

$$C_{\psi} = \frac{4\alpha}{9emc^2} = 3.9614 \times 10^{19} \frac{\text{foton}}{\text{s.rad.A.GeV}} \quad (2.41)$$

Sonuç olarak spektral dağılım parçacık enerjisine, kritik frekansa ve tamamen matematiksel bir fonksiyona bağlıdır.

Fotonlar yayımlandıkları dar açı içinde Gaussien dağılım gösterirler. Gaussien dağılımın etkin genişliği $\sqrt{2\pi\sigma_{\theta}}$ ile verilir. Buna göre foton akısı,

$$\frac{d\dot{N}_{ph}}{d\psi} \approx \frac{d^2\dot{N}_{foton}}{d\theta d\psi} \sqrt{2\pi\sigma_{\theta}} \quad (2.42)$$

şeklindedir. $x = \omega / \omega_c$ olmak üzere σ_{θ} , σ -modda yani magnetik alana dik kutuplanmış ışıınının açısal dağılımıdır.

$$\sigma_{\theta}(mrad) = \frac{C_{\psi}}{\sqrt{2\pi}C_{\Omega}} \frac{1}{E} \frac{S(x)}{x^2 K_{2/3}^2\left(\frac{1}{2}x\right)} = \frac{f(x)}{E(GeV)} \quad (2.43)$$

Sinkrotron ışınımı elektron demetinin kesit alanına eşit oldukça küçük bir alandan yayımlanır. Işınım, demetin faz uzayındaki kesiti dalgaboyundan küçük olması halinde koherent olacaktır. Özellikle holografi gibi deneylerde kullanılmak üzere elde edilen ışınının koherent olması oldukça önemlidir.

Parçacık demetinin faz uzayındaki alanını azaltarak kaynak boyutlarını düşürmek, demet emittansının azaltılmasında kırınım etkilerinden dolayı bir noktaya kadar etkilidir. Yüksek derecede odaklanmış foton demeti için Fraunhofer kırınımı göz önünde tutulmalıdır.

Parçacık demetinin emittans özelliğinden yararlanılarak karakterize edilmesi gibi foton demeti içinde aynı şey yapılabilir. Yatay ve düşey düzlemlerde demet boyutları ve diverjansları aşağıdaki gibi verilir.

$$\sigma_{x,y} = \sigma_r / \sqrt{2} \quad \sigma_{x',y'} = \sigma_{r'} / \sqrt{2} \quad (2.44)$$

Buna göre kırınım limitli foton demeti emittansı,

$$\mathcal{E}_{foton,x,y} = \frac{1}{2} \sigma_r \sigma_{r'} = \frac{\lambda}{4\pi} \quad (2.45)$$

şeklindedir. Uzaysal olarak koherent ve kırınım limitli ışınım kaynağı oluşturabilmek için parçacık demeti emittansının yukarıdaki kırınım limitli foton demeti emittansından küçük bir değer alması gerekmektedir.

$$\mathcal{E}_{x,y} \leq \frac{\lambda}{4\pi} \quad (2.46)$$

Kırınım limitli fotonların demet diverjansı $\sigma_{r'}$ olmak üzere fotonlar D yarıçaplı bir disk şeklinde gözlenecektir. Ayrıca girişim teorisi kullanılarak kırınım limitli foton demeti diverjansı ve kaynak boyutu, L elde edilir.

$$D = \sigma_{r'} L \quad (2.47)$$

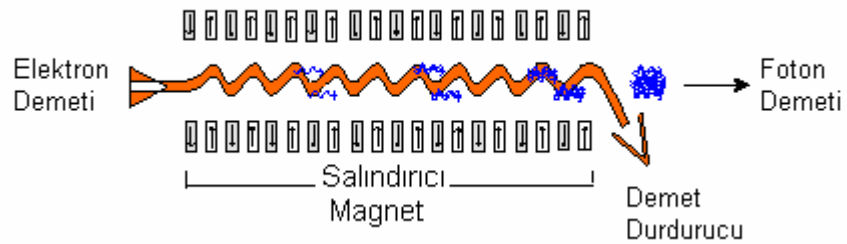
$$D \sin \sigma_{r'} \approx D \sigma_{r'} = \lambda \quad (2.48)$$

$$\sigma_{r'} = \sqrt{\frac{\lambda}{L}} \quad (2.49)$$

$$\sigma_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\lambda L} \quad (2.50)$$

2.2 Yüklü Bir Parçacığın Zigzaglayıcı veya Salındırıcı Magnetler İçinde Hareket Denklemi

Salındırıcı (undulator) ve zigzaglayıcı (wiggler) magnetler periyodik olarak sıralanmış dipol magnetlerden oluşmuş özel magnetlerdir.



Şekil 2.8 Salındırıcı magnet içinde ışınımın elde edilişi

Salındırıcı veya zigzaglayıcı magnet alanı demet boyunca, λ_u periyod uzunluğu olmak üzere, periyodiktir. Potansiyel aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\varphi(s, z) = f(z) \cos(2\pi \frac{s}{\lambda_u}) = f(z) \cos(k_u s) \quad (2.51)$$

Burada kolaylık için magnetin x boyunca sonsuz olduğu varsayılırsa, $\varphi(x) = \text{sabit}$ alınabilir. Bilinmeyen $f(z)$ fonksiyonu dikey alan dağılımını göstermektedir. Potansiyel Laplace denklemini sağlamalıdır.

$$\nabla^2 \varphi(s, z) = 0. \quad (2.52)$$

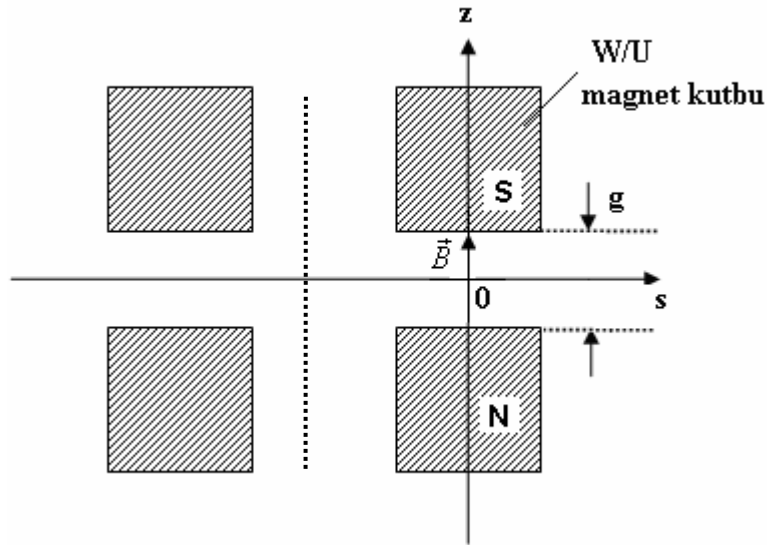
$$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} - f(z)k_u^2 = 0 \quad (2.53)$$

Buna göre $f(z)$ için çözüm, $f(z) = A \sinh(k_u z)$ olacaktır. Bu çözüm yukarıdaki eşitlikte kullanılarak potansiyel ifadesi ve dikey alan bileşeni elde edilebilir.

$$\varphi(s, z) = A \sinh(k_u z) \cos(k_u s) \quad (2.54)$$

$$B_z(s, z) = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = k_u A \cosh(k_u z) \cos(k_u s) \quad (2.55)$$

Burada A integrasyon sabitini belirlemek için magnet kutbunun orta nokta alanını, B_0 kullanırız. Bu noktanın koordinatları $(s, z) = (\lambda_u/4, g/2)$ ' dir.



Şekil 2.9 Salıncıcı veya zigzaglayıcı magnet kesiti

$$B_0 = B_z \left(0, \frac{g}{2} \right) = k_u A \cosh \left(k_u \frac{g}{2} \right) = k_u A \cosh \left(\pi \frac{g}{\lambda_u} \right) \quad (2.56)$$

$$A = \frac{B_0}{k_u \cosh \left(\pi \frac{g}{\lambda_u} \right)}. \quad (2.57)$$

Bunu alan eşitliğinde kullanabiliriz.

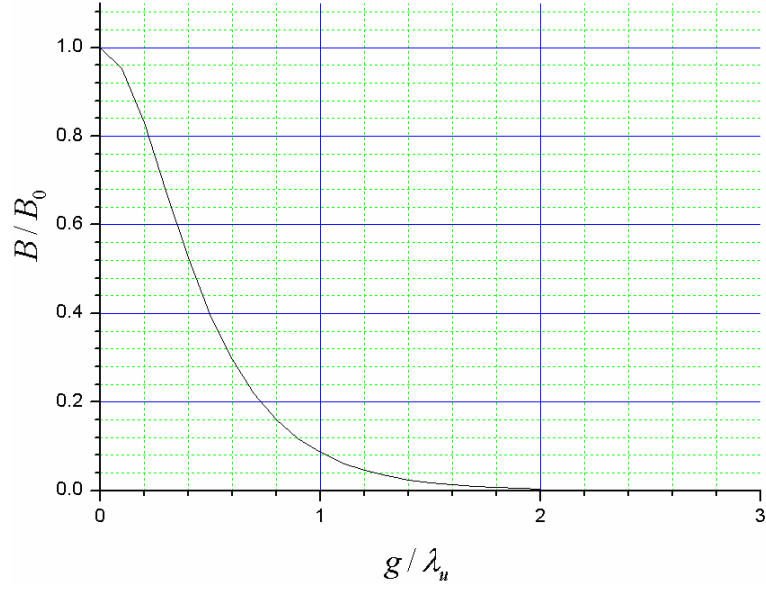
$$B_z(s, z) = \frac{B_0}{\cosh \left(\pi \frac{g}{\lambda_u} \right)} \cosh(k_u z) \cos(k_u s) \quad (2.58)$$

Aynı şekilde s boyunca alan bileşeni,

$$B_s(s, z) = \frac{B_0}{\cosh \left(\pi \frac{g}{\lambda_u} \right)} \sinh(k_u z) \sin(k_u s). \quad (2.59)$$

Demet eksenine boyunca periyodik olarak değişen magnetik alanın tepe değeri $\frac{g}{\lambda_u}$ oranına, yani salındırıcı magnet geometrisine kritik olarak bağlıdır.

$$\tilde{B} = \frac{B_0}{\cosh \left(\pi \frac{g}{\lambda_u} \right)} \quad (2.60)$$



Şekil 2.10 Salındırıcı magnet alanının magnet geometrisine bağılılığı

Bundan böyle asıl ilgileneceğimiz alan bileşeni $z=0$ eksenindeki bileşendir.

$$B_z(s) = \tilde{B} \cos(k_u s) \quad (2.61)$$

W/U magnet boyunca ilerlerken elektron Lorentz kuvvetine maruz kalmaktadır.

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}} = m_e \gamma \dot{\vec{v}} = e \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.62)$$

Magnet boyuna eksende sonsuz uzunlukta kabul edildiğinden magnetik alan B_x bileşenine sahip değildir. Buna ek olarak elektronun hızının dikey bileşeni ihmal edimiştir. Pek çok durumda bu iki yaklaşım sağlanmaktadır.

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ B_z \\ B_s \end{pmatrix} \quad \text{ve} \quad \vec{v} = \begin{pmatrix} v_x \\ 0 \\ v_s \end{pmatrix} \quad (2.63)$$

Buradan hareketle,

$$\dot{\vec{v}} = \frac{e}{m_e \gamma} \begin{pmatrix} -v_s B_z \\ -v_x B_s \\ v_x B_z \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

elde edilir. Hızın dikey bileşenini ihmal edersek ($v_z=0$) ve $\dot{x} = v_x$ ve $\dot{s} = v_s$ olarak kullanarak s-x düzlemindeki çiftlenimli harekete dair denklem setini elde ederiz.

$$\ddot{x} = -\dot{s} \frac{e}{m_e \gamma} B_z(s) \quad (2.65)$$

$$\ddot{s} = \dot{x} \frac{e}{m_e \gamma} B_z(s) \quad (2.66)$$

Elektronlar salındırıcı veya zigzaglayıcı magnet boyunca hareket ederek $B_z(s)$ periyodik alan ile karşılaşır. Bu alan yatay ekseninde salınım hareketine sebep olur. Parçacığın yatay eksenindeki hızı v_x 'in aynı magnetik alan ile bağlantılı olarak boyuna hızda periyodik değişime sebep olur. Bu etki elektronların s eksenindeki orijinal hareketine eklenerek yatay ekseninde yörüngeyi eğici etkiye sahip olur. Bu denklem setinin çözümü göreceli parçacıkların s eksenindeki hızlarının baskın olduğu göz önüne alınarak basitleştirilebilir. İyi bir yaklaşımla, $\dot{x} = v_x \ll c$ ve $\dot{s} = v_s = \beta c = \text{sabit}$ denilebilir. Buna göre denklem setindeki ilk denklemi kullanarak,

$$\ddot{x} = -\frac{\beta c e \tilde{B}}{m_e \gamma} \cos(k_u s) \quad (2.67)$$

elde edilir. Zaman türevini uzaysal türevle yer değiştirmek için, $x' = \frac{dx}{dt} \frac{dt}{ds} = \dot{x} / \dot{s}$

olmak üzere, $\dot{x} = x' \beta c$ ve $\ddot{x} = x'' \beta^2 c^2$ kullanılır.

$$x'' = -\frac{e \tilde{B}}{m_e \beta c \gamma} \cos(k_u s) = -\frac{e \tilde{B}}{m_e \beta c \gamma} \cos\left(2\pi \frac{s}{\lambda_u}\right) \quad (2.68)$$

Bu eşitlik basit integrasyonla çözülür ve özel başlangıç koşullarıyla ilgilenmediğimiz için integrasyon sabitleri sıfıra eşitlenir. Rölativistik hızlar için $\beta = 1$ alarak,

$$x'(s) = \frac{\lambda_u e \tilde{B}}{2\pi m_e \gamma c} \sin(k_u s) \quad (2.69)$$

$$x(s) = \frac{\lambda_u^2 e \tilde{B}}{4\pi^2 m_e \gamma c} \cos(k_u s). \quad (2.70)$$

İdeal yörüngesinde seyahat eden parçacığın ulaşacağı en maksimum sapma açısı aşağıdaki gibi olacaktır.

$$\theta_w = x'_{\max} = \frac{1}{\gamma} \frac{\lambda_u e \tilde{B}}{2\pi m_e c} \quad (2.71)$$

Burada boyutsuz bir nicelik olarak K salındırıcı kuvvet parametresini tanımlayabiliriz.

$$K = \frac{\lambda_u e \tilde{B}}{2\pi m_e c}. \quad (2.72)$$

Buna göre maksimum yörünge açısı aşağıdaki formda olacaktır.

$$\theta_w = \frac{K}{\gamma}. \quad (2.73)$$

$K=1$ değerine sahip bir W/U magnette, maksimum yörünge açısı $\theta_w = \frac{1}{\gamma}$ olacaktır. Bu tam olarak sinkrotron ışınımının doğal açılma açısına karşı gelmektedir. Bu ana kadar aynı şekilde inşa edilen, zigzaglayıcı ve salındırıcı magnetlerin arasındaki farktan bahsetmedik. Aradaki fark eğme kuvvetinde yatmaktadır ve bu K parametresi ile uygun bir şekilde ifade edilebilir.

Salındırıcı magnetlerde eğicilik çok zayıf olduğundan tüm ışınım neredeyse paralel olarak, çok küçük bir açılma açısı ile yayımlanır. Hatırı sayılır ölçüde güçlü olan zigzaglayıcılar bir ışınım yelpazesi yayımlarlar.

Bu genel girişten sonra asıl incelemek istediğimiz konu olan parçacıkların hareketini hesaplayacağımız denklem setine dönebiliriz. Boyuna hız v_x bileşenin sebep olduğu hareketteki değişiklikten dolayı periyodik olarak değişmektedir. Bu yüzden sistem için sabit bir $\bar{v}_s = \langle \dot{s} \rangle$ hızı seçeceğiz. Parçacığın yatay eksenindeki hareketi,

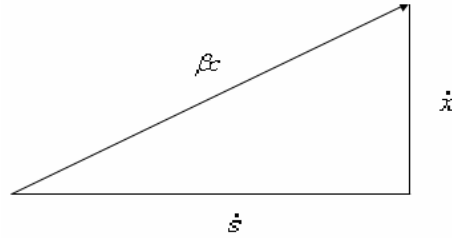
$$x'(s) = \frac{K}{\gamma} \sin(k_u s) = \theta_w \sin(k_u s). \quad (2.74)$$

Burada $\dot{x} = \beta c x'$ ve $s = \beta c t$ eşitliklerini kullanarak,

$$\dot{x}(t) = \beta c \theta_w \sin(\omega_u t) = \beta c \frac{K}{\gamma} \sin(\omega_u t), \quad \omega_u = k_u \beta c \quad (2.75)$$

ifadesi elde edilir.

Sonlu bir enine hız $\dot{x}$ için, boyuna hız bileşeni $\dot{s}$, $\bar{\beta}c$ sabit parçacık hızının yörünge üzerine izdüşümüdür.



Şekil 2.11 Parçacık hızının yörünge üzerine izdüşümü

Bunu hesaplamak için $\dot{s}^2 = (\bar{\beta}c)^2 - \dot{x}^2$ ve $\beta^2 = 1 - 1/\gamma^2$ ifadelerini de kullanarak sonuç olarak

$$\dot{s}(t) = c \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{\dot{x}^2}{c^2} \right)} \quad (2.76)$$

$$\dot{s}(t) = c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{\dot{x}^2}{c^2} \right) \right] = c \left[1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{c^2} \dot{x}^2 \right) \right] \quad (2.77)$$

bulunur. Şimdi yatay hız bileşeni ifadesini de yerine koyarak demet eksenini boyunca hızın izdüşümünü bulalım.

$$\dot{s}(t) = c \left\{ 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left[1 + \frac{\beta^2 K^2}{2} (1 - \cos(2\omega_u t)) \right] \right\} \quad (2.78)$$

Bu ifade ortalama hız ve küçük bir tedirgeme salınımindan ibarettir.

$$\dot{\bar{s}} = c \left\{ 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left[1 + \frac{\beta^2 K^2}{2} \right] \right\} \quad (2.79)$$

$$\Delta \dot{s}(t) = \frac{c\beta^2 c^2 K^2}{4\gamma^2} \cos(2\omega_u t). \quad (2.80)$$

$\beta = 1$ yaklaşımı için ortalama hız aşağıdaki gibidir.

$$\beta^* = \frac{\dot{\bar{s}}}{c} = 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left[1 + \frac{K^2}{2} \right] \quad (2.81)$$

Bu şekilde parçacığın s-x düzlemindeki hız bileşenleri bulunmuştur.

$$\dot{x}(t) = \beta c \frac{K}{\gamma} \sin(\omega_u t) \quad (2.82)$$

$$\dot{s}(t) = \beta^* c + \frac{c\beta^2 K^2}{4\gamma^2} \cos(2\omega_u t) \quad (2.83)$$

Başlangıç koşulları olarak,

$$x(0) = s(0) = 0 \quad (2.84)$$

$$\omega_u = k_u \beta c \quad (2.85)$$

$\beta = 1$ seçilirse,

$$x(t) = -\frac{K}{k_u \gamma} \cos(\omega_u t) \quad (2.86)$$

$$s(t) = \beta^* ct + \frac{K^2}{8k_u \gamma^2} \sin(2\omega_u t) \quad (2.87)$$

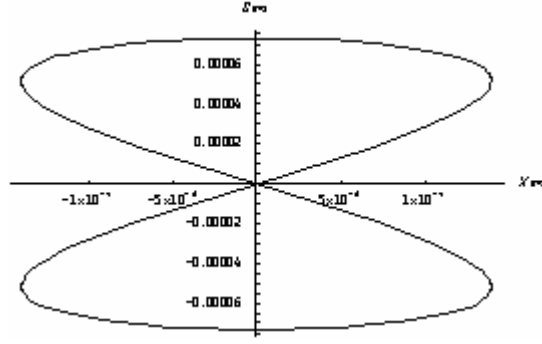
Bu eşitlikleri elektronun durgun çerçevesinde incelersek,

$$\begin{aligned} x^* &= x \\ s^* &= \gamma(s - \beta ct) \end{aligned} \quad (2.88)$$

olduğundan,

$$x^*(t) = -\frac{K}{k_u \gamma} \cos(\omega_u t) \quad (2.89)$$

$$s^*(t) = \frac{K^2}{8k_u \gamma^2} \sin(2\omega_u t) \quad (2.90)$$



Şekil 2.12 Kendi durgun çerçevelerinde elektronların hareketi

Bu eşitlikler şekilden de görüldüğü gibi 8 şeklinde kapalı bir şekil tanımlamaktadır. Bu eğrinin davranışı K değerinin artışıyla birlikte genişleme şeklindedir.

2.3 Salındırıcı Magnet Işınımı

Salındırıcı magnet boyunca hareket eden elektronlar periyodik magnetik alanın bir sonucu olarak enine salınımlar gerçekleştirirler. Bu salınımlar salındırıcı magnetin periyod uzunluğunca belirlenen salınım frekansına sahiptir. Laboratuvar sisteminde bu frekans,

$$\Omega_w = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi\beta c}{\lambda_u} = k_u \beta c \quad (2.91)$$

şeklinde verilir. Parçacıkla birlikte β^* ortalama hızı ile hareket ettiği varsayılan koordinat sisteminde frekans dönüşmektedir.

$$\omega^* = \gamma^* \Omega_w \quad (2.92)$$

Bu referans çerçevesinde elektron ω^* frekansında monokromatik ışınım yapmaktadır. Bu monokromatik ışınım salındırıcı magnetlerin tipik bir özelliği olarak sinkrotron ışınımının yanısıra her zaman mevcuttur. Yeterince çok sayıda birbirini izleyen periyodlar için bu ışınım sinkrotron ışınımından pek çok kez daha şiddetli olabilmektedir. Bu bağl olarak dar bantlı monokromatik ışınımın üretimi salındırıcı magnetlerin önemli özelliklerinden biridir. Büyük K değerlerine sahip zigzaglayıcı magnetler bu tarz bir ışınımı neredeyse yayımlamazlar. Güçlü eğicilik özelliği ışınımın

geniş bir yelpazede olmasına sebep olmaktadır ve her bir periyotta meydana getirilen ışınının koherent üst üste gelişini engellemektedir.

Şüphesiz salındırıcı magnet ışınımı deneysel olarak ancak laboratuvar çerçevesinde gözlenebilmektedir. Bu yüzden parçacığa eşlik eden koordinat sisteminden laboratuvar sistemine, relativistik Doppler etkisini kullanarak dönüşüm yapmak gerekmektedir. Laboratuvar çerçevesinde fotonun enerji ve momentumu aşağıdaki gibi yazılır.

$$E = \hbar \omega \quad (2.93)$$

$$p = \frac{\hbar \omega}{c} \quad (2.94)$$

Burada ω ışınının frekansıdır. Bu ifadeleri kullanarak fotonun dörtlü momentumunu yazabiliriz.

$$P_\mu = \begin{pmatrix} E/c \\ p_x \\ p_z \\ p_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E/c \\ p \sin \theta_0 \\ 0 \\ p \cos \theta_0 \end{pmatrix}. \quad (2.95)$$

Bu dörtlü momentum Lorentz dönüşümleri yardımıyla parçacığın referans çerçevesine β^* hızı ve γ^* enerjisi kullanılarak dönüştürülür.

$$\begin{pmatrix} E^*/c \\ p_x^* \\ p_z^* \\ p_s^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma^* & 0 & 0 & -\beta^* \gamma^* \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta^* \gamma^* & 0 & 0 & \gamma^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E/c \\ p \sin \theta_0 \\ 0 \\ p \cos \theta_0 \end{pmatrix} \quad (2.96)$$

Buradan da kolaylıkla dönüşmüş foton enerjisini elde edebiliriz.

$$\frac{E^*}{c} = \gamma^* \frac{E}{c} - \beta^* \gamma^* p \cos \theta_0 = \gamma^* \frac{\hbar \omega_w}{c} (1 - \beta^* \cos \theta_0) \quad (2.97)$$

$E^* = \hbar \omega^*$ olduğundan,

$$\frac{\hbar \omega^*}{c} = \gamma^* \frac{\hbar \omega_w}{c} (1 - \beta^* \cos \theta_0) \quad (2.98)$$

$$\omega_w = \frac{\omega^*}{\gamma^* (1 - \beta^* \cos \theta_0)} \quad (2.99)$$

$$\omega_w = \frac{\Omega_w}{1 - \beta^* \cos \theta_0} \quad (2.100)$$

$$\frac{\omega_w}{\Omega_w} = \frac{\lambda_u}{\lambda_w} = \frac{1}{1 - \beta^* \cos \theta_0} \quad (2.101)$$

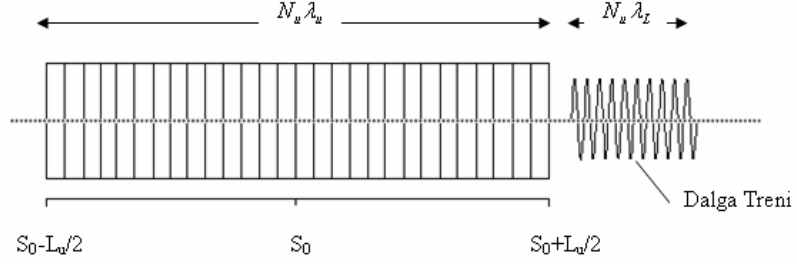
$$\lambda_w = \lambda_u (1 - \beta^* \cos \theta_0) \quad (2.102)$$

β^* , ortalama hız için verilen ifadeyi ve $\theta_0 \approx 1/\gamma \ll 1$ olduğu varsayıldığından $\cos \theta_0 \approx 1 - \theta_0^2 / 2$ yaklaşımını kullanarak ışınının dalgaboyu için bir ifade elde ederiz.

$$\lambda_w = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta_0^2 \right). \quad (2.103)$$

Işınının dalgaboyu temel olarak salındırıcı magnet periyodu ve salındırıcı magnet kuvvet parametresi ile belirlenir. Dalgaboyu artan θ_0 ile uzamaktadır, yani, salındırıcı magnetin ötesinde ana demet ekseninden uzaklaştıkça kızıla kayma olmaktadır.

Salındırıcı magnet ışınımını kullanan pek çok deneyde salındırıcı magnet spektrumunun çizgi genişliği oldukça önemlidir. Bu ise temel olarak salındırıcı magnet periyod sayısı N_u ve periyod uzunluğu λ_u ile belirlenmektedir.



Şekil 2.13 Salındırıcı magnet yardımıyla yayımlanan dalga treni

Salındırıcı magnete $s_0 - L_u/2$ noktasından giren elektronlar sürekli bir şekilde ışınım yaparak $s_0 + L_u/2$ noktasından magneti terk ederler. Burada s_0 noktası magnetin orta noktasını göstermektedir. Aşağıdaki zamana bağlı fonksiyonla açıklanabilecek dalga treni yayımlanır.

$$u(\omega_w, t) = \begin{cases} a \exp i\omega_w t & -\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2}, \\ 0 & \text{diğer koşullarda} \end{cases} \quad (2.104)$$

Dalga treninin uzunluğu $T = N_u \lambda_w / c$ olarak verilir. Bu şekilde sonlu uzunlukta bir dalga için keskin bir şekilde belirlenmiş bir frekans yerine genlikleri Fourier integrali ile verilen kısmi dalgaların sürekli spektrumundan bahsedilebilir.

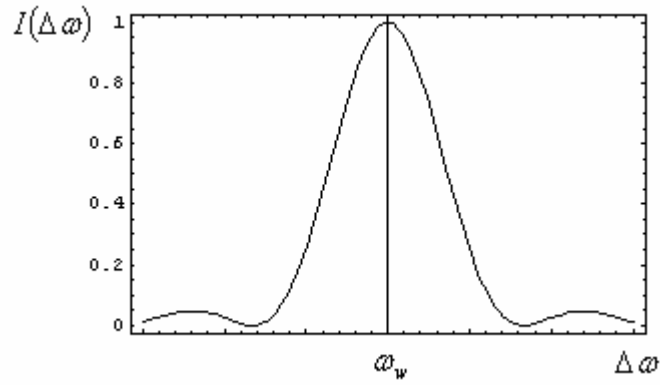
$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi T}} \int_{-\infty}^{+\infty} u(\omega_w, t) \exp(-i\omega t) dt \quad (2.105)$$

$$A(\omega) = \frac{a}{\sqrt{2\pi T}} \int_{-T/2}^{+T/2} \exp[-i(\omega - \omega_w)t] dt = \frac{2a}{\sqrt{2\pi T}} \frac{\sin((\omega - \omega_w)T/2)}{\omega - \omega_w} \quad (2.106)$$

Burada $\Delta\omega = \omega - \omega_w$ ve $\omega_w T = 2\pi N_u$ yazarak kısmi dalga genliğini elde ederiz.

Undulatörden yayımlanan koherent ışınının şiddeti kısmi dalga genliklerinin karesi ile orantılıdır. Böylece şiddet dağılımı aşağıdaki formdadır.

$$I(\Delta\omega) \propto \left[\frac{\sin\left(\pi N_u \frac{\Delta\omega}{\omega_w}\right)}{\pi N_u \frac{\Delta\omega}{\omega_w}} \right]^2 \quad (2.107)$$



Şekil 2.14 Salındırıcı magnet ışınımı spektrumu

Salındırıcı ışınımı spektrumunun tam genişliğinin yarı çizgi maksimumu aşağıdaki ifade kullanılarak kolayca belirlenir.

$$x = \pi N_u \frac{\Delta\omega}{\omega_w} \quad (2.108)$$

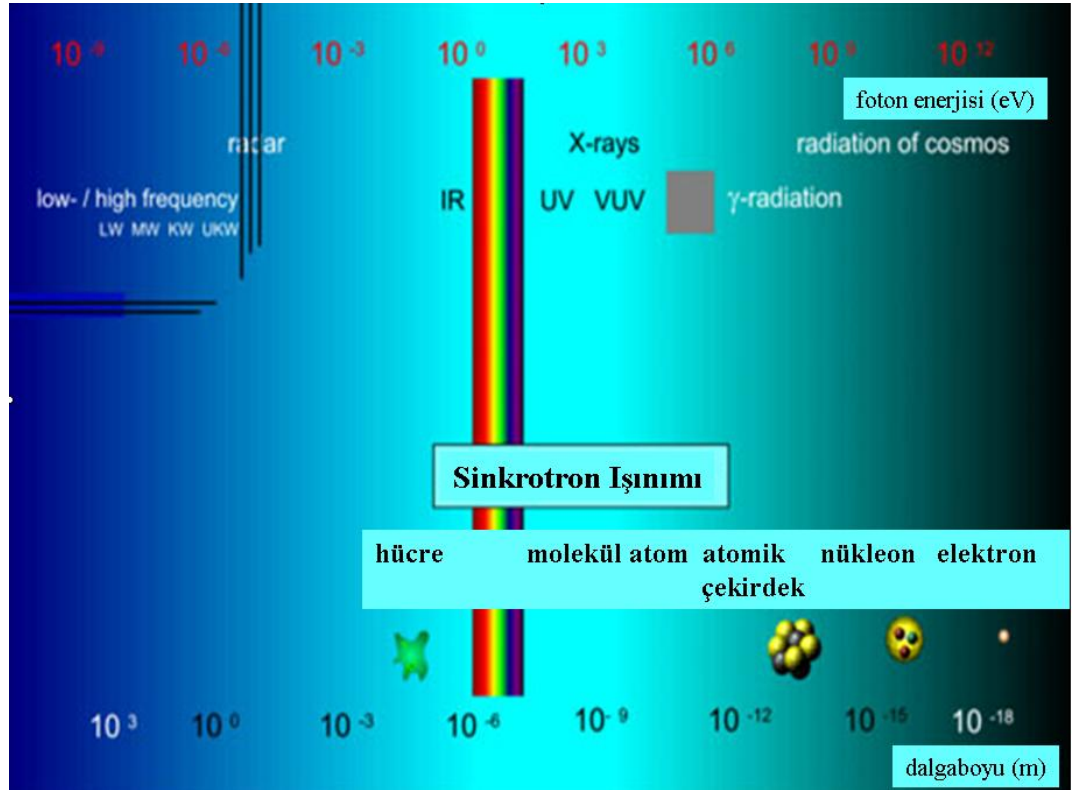
$$\left(\frac{\sin x}{x} \right)^2 = \frac{1}{2} \quad (2.109)$$

$$x = 1.392 \quad (2.110)$$

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega_w} = \frac{2x}{\pi N_u} = \frac{0.886}{N_u} \approx \frac{1}{N_u} \quad (2.111)$$

Buna göre spektrum çizgi keskinliği salındırıcı magnet periyodu sayısı N_u ile doğrusal olarak artmaktadır.

Son olarak elde edilecek bu sinkrotron ışınının elektromagnetik spektrumda hangi bölgeleri kapsadığı aşağıdaki şekillerde belirtilmiştir. Sinkrotron ışınının bu özellikleri ile hangi alanlarda kullanıldığından ilgili bölümde bahsedilecektir.



Şekil 2.15 Sinkrotron ışınının elektromagnetik spektrumdaki yeri

2.4 Serbest Elektron Lazeri

SEL için kazanç ortamını, bir salındırıcı magnetin periyodik magnetik alanında ilerleyen görelî elektron demetidir. Kullanılan bu salındırıcı magnet sinkrotron ışınımı elde etmek için kullanılanların beş veya on kez daha uzun olabilmektedir (Bilderback *et al.*, 2005) . Elektron demetinin kalitesi, yük yoğunluğu, yayınımlı ve enerji yayılımı

cinsinden yeterince yüksekse, salındırıcı magnetin magnetik alanında salınım yapan elektronların, kendiliğinden (spontaneous) üretilen sinkrotron ışıını etkisinde kalması sonucu, elektron yoğunluğu salındırıcı magnetin temel dalgaboyuna eşit uzunlukta olacak şekilde boyuna doğrultuda modüle olmaya başlar. Elektronların birbirlerinden bağımsız olarak ışıma yaptıkları geleneksel salındırıcı magnetlerdeki durumdan farklı olarak, uzaysal gruplanmadan ötürü paketçiklenen elektronlar birbirleri ile aynı fazda ışımaya devam edecektir. Bu yüzden SEL şiddet kazancı yer alan parçacık sayısı ile orantılı olarak 10^8 mertebesine kadar çıkabilmektedir.

İlk olarak, serbest elektron lazeri fiziği, periyodik magnetik alandaki (bremsstrahlung) frenleme ışıını olarak açıklanmıştır (Madey, 1971). Bununla birlikte, SEL foton enerjisi elektron demet enerjisinden pek çok mertebe düşük olduğundan gerçekte klasik teori tamamiyle uygun ve daha öğreticidir. Bu nedenle on yıllardır gerçekleştirilen neredeyse tüm teorik gelişmeler ve sayısal simülasyonlar klasik yaklaşım temellidir (Saldin *et al.*, 2000). SEL'in temel kazanç mekanizması, hemen hemen sabit bir alan varlığında, yani, düşük kazanç bölgesinde, hareket denkleminde türetilebilir.

Serbest elektron lazerinde, geçiş başına yeterli enerji alış verişini sağlayacak şekilde, etkileşim bölgesi uzunluğunun en üst düzeyde tutlması için elektron ve lazer demeti aynı eksen boyunca hareket etmelidir. Bu durumda elektrik alan ve elektron hızı v böylece birbirine diktir. Kazanılan enerji aşağıdaki gibidir.

$$\Delta W = -e \int \vec{E}_L \cdot d\vec{s} = -e \int \vec{v} \cdot \vec{E}_L dt = 0 \quad (\vec{v} \perp \vec{E}_L) \quad (2.112)$$

Buna göre elektron ve lazer demeti arasında doğrudan enerji alış verışı mümkün değildir. Bu yüzden demete yatay hız bileşeni kazandırmak için bir salındırıcı magnet kullanılır.

$$v_x = \dot{x} = \beta c \frac{K}{\gamma} \sin(\omega_u t) \quad (2.113)$$

$\omega_u = k_u \beta c$ olmak üzere, yukarıdaki ifade bu yatay hız bileşenini göstermektedir. SEL demetinin elektrik alanı bu yatay hız bileşeni ile çiftlenim oluşturabilir. Bununla birlikte pozitif enerji ancak salındırıcı magnet periyodu ve lazer alanı arasındaki faz bazı koşulları sağlarsa mümkündür.

Nicel olarak SEL'deki enerji iletimini incelerken, faz şartı detaylı olarak göz önünde bulundurulmalıdır. E_L lazer demetinin elektrik alanı olmak üzere elektronların enerjisinde değişim,

$$\Delta W = -e \int \vec{E}_L \cdot d\vec{s} = -e \int \vec{v} \cdot \vec{E}_L dt \quad (2.114)$$

İyi bir yaklaşımla lazer alanın x-bileşeni aşağıdaki formda bir düzlem dalga olarak düşünülebilir.

$$E_{L,x} = E_{L,0} \cos(k_L s - \omega_L t + \varphi_0) \quad (2.115)$$

Burada $k_L = 2\pi / \lambda_L$ dalga sayısı, ω_L lazer alanın frekansı ve φ_0 rastgele başlangıç fazıdır. Elektron hızının yatay bileşeni $\beta = 1$ kullanılarak,

$$v_x = c \frac{K}{\gamma} \sin(k_u s) \quad (2.116)$$

olarak bulunur. Bu ifadeleri kullanarak elektron enerjisindeki değişim için sonuç ifade bulunur.

$$\begin{aligned} \Delta W &= -\frac{ceE_{L,0}K}{\gamma} \int \cos(k_L s - \omega_L t + \varphi_0) \sin(k_u s) dt \\ &= -\frac{ceE_{L,0}K}{2\gamma} \int \left\{ \sin[(k_L + k_u)s - \omega_L t + \varphi_0] - \sin[(k_L - k_u)s - \omega_L t + \varphi_0] \right\} dt \end{aligned} \quad (2.117)$$

Ortalama olarak, salındırıcı magnet içinde elektron ve lazer alanı arasındaki enerji alış verişi, SEL'e ait elektromagnetik dalga ve elektronun hız bileşeni arasındaki fazın zaman içinde çok yavaş değişmesi ve hemen hemen sabit kalması ile mümkün olur. Buna göre zamana göre türevi sıfır olmalıdır.

$$\psi \pm = ((k_L \pm k_u)\bar{s} - \omega_L t + \varphi_0) \quad (2.118)$$

$$\frac{d\psi \pm}{dt} = (k_L \pm k_u)\dot{\bar{s}} - \omega_L \approx 0 \quad (2.119)$$

Burada $\dot{\bar{s}}$, elektronun s-ekseni boyuca ortalama hızıdır. $\omega_L = k_L c$ ve $\dot{\bar{s}} = \beta^* c$ olmak üzere,

$$\frac{1}{c} \frac{d\psi \pm}{dt} = (k_L \pm k_u)\beta^* - k_L = 0 \quad (2.120)$$

bulunur. Ortalama bağıl hız ifadesini ve kullanarak ve $k_u \ll k_L$ olduğunu göz önünde tutarak,

$$\begin{aligned} 0 &= (k_L \pm k_u) \left[1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \right] - k_L \\ &\approx -\frac{k_L}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \pm k_u \end{aligned} \quad (2.121)$$

ifadesine ulaşılır. Açıkça görülüyor ki bu ifade Eşitlik 2.121'in pozitif terimi ile doğru olabilir.

$$k_u = \frac{k_L}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right). \quad (2.122)$$

Burada dalga sayılarını karşı gelen dalgaboyları ile yerdeğiştirirsek, ışıınım açısı θ_0 için,

$$\lambda_L = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2.123)$$

bulunur. Enerji eşitliğine yalnız fazın,

$$\psi_+ = (k_L - k_u)\bar{s} - \omega_L t + \varphi_0 \approx \text{sabit} \quad (2.124)$$

ifadesi katkıda bulunurken,

$$\psi_- = (k_L - k_u)s - \omega_L t + \varphi_0 \quad (2.125)$$

ifadesi hızlı bir şekilde salınım yapar ve böylece ortalamada toplam iletilmiş enerjiye etkisi olmaz. Basitlik açısından problem tek boyutta düşünüldüğünden, θ_0 yukarıdaki dalgaboyu formülünde kullanılmamıştır. Sonlu elektron ve lazer demeti boyutları ve iki demetin üst üste gelmesi de burada ihmal edilmiştir. Bununla birlikte sonuç olarak, SEL'in en önemli özellikleri bu basitleştirilmiş yöntemle açıklanmaktadır.

2.4.1 SEL İçinde Yüklü Parçacıkların Hareket Denklemi

Energileri $\gamma = E / m_e c^2$ olan elektronlar SEL elektromagnetik alanı ile etkileşerek, lazer alanına göre $\Delta\gamma$ kadarlık enerji değişimi ile $\Delta\psi$ kadarlık faz kaymasına uğrarlar. Salındırıcı içindeki $\Delta\gamma(s)$ ve $\Delta\psi(s)$ fonksiyonları SEL boyunca parçacık hareketinin tam bir açıklamasını verirler. Enerjideki yol başına değişimi, $ds = cdt$, aşağıdaki gibi verilebilir.

$$\frac{d\gamma}{ds} = \frac{dW}{cdt} \frac{1}{m_e c^2} \quad (2.126)$$

Önceki bölümden diferansiyel enerjiyi yerine koyarak,

$$\frac{d\gamma}{ds} = -\frac{eE_{L,0}K}{2\gamma m_e c^2} \left\{ \sin[(k_L + k_u)s - \omega_L t + \varphi_0] - \sin[(k_L - k_u)s - \omega_L t + \varphi_0] \right\} \quad (2.127)$$

bulunur ve eşitlik $\sin x = -R(i \exp(ix))$ ifadesini kullanarak tekrar düzenlenir.

$$\frac{d\gamma}{ds} = \frac{eE_{L,0}K}{2\gamma m_e c^2} R(i \exp\{i[(k_L + k_u)s(t) - \omega_L + \varphi_0] - i[(k_L - k_u)s(t) - \omega_L + \varphi_0]\}) \quad (2.128)$$

Eşitlik 2.83 kullanılarak konum değişkeni elde edilebilir.

$$\dot{s}(t) = \beta^* c + \frac{cK^2}{4\gamma^2} \cos(2\omega_u t) \quad (2.129)$$

$$s(t) = \beta^* ct + \frac{cK^2}{8\gamma^2 \omega_u} \sin(2\omega_u t) \quad (2.130)$$

bulunur. Burada oldukça yüksek göreceli hızlardan bahsedildiği için $\beta = 1$ olarak alınmıştır. Sonraki adım olarak ortalama hız ifadesini ekleyerek ve $k_L \gg k_u$ olduğunu göz önünde bulundurarak enerjideki yol başına değişim ifadesinde yerine koyalım.

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{ds} &= \frac{eE_{L,0}K}{2\gamma m_e c^2} \\ &\times R \left(i \exp \left[i \frac{ck_L K^2}{8\gamma^2 \omega_u} \sin(2k_u \bar{s}) \right] \left\{ \exp \{ i[(k_L + k_u)\bar{s} - \omega_L + \varphi_0] \} - \exp \{ i[(k_L - k_u)\bar{s} - \omega_L + \varphi_0] \} \right\} \right) \end{aligned} \quad (2.131)$$

Bu ifadede düzenleme yapmak için Abramowitz-Stegan özdeşliğini kullanırız.

$$\exp(ix \sin \phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(x) \exp(in\phi) \quad (2.132)$$

Burada $J_n(x)$ n. dereceden Bessel fonksiyonudur.

$$\frac{d\gamma}{ds} = \frac{eE_{L,0}K}{2\gamma m_e c^2} \quad (2.1)$$

$$\times R \left(i \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n \left(\frac{ck_L K^2}{8\gamma^2 \omega_u} \right) \exp(i2k_u \bar{s}) \{ \exp[i[(k_L - k_u)\bar{s} - \omega_L t + \varphi_0]] - \exp[i[(k_L - k_u)\bar{s} - \omega_L t + \varphi_0]] \} \right) \quad (2.2)$$

Bu ifadedeki aynı nk_u dalgasayısına sahip terimleri n yerine N indeksini kullanarak bir araya getirebiliriz. Dalgaboyu başına enerji değişimi,

$$\frac{d\gamma}{ds} = \frac{eE_{L,0}K}{2\gamma m_e c^2} \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \left[J_{\frac{N-1}{2}}(N\eta) - J_{\frac{N+1}{2}}(N\eta) \right] R \{ i \exp[i[(k_L + Nk_u)\bar{s} - \omega_L t + \varphi_0]] \} \quad (2.134)$$

$$= -\frac{eE_{L,0}K}{2\gamma m_e c^2} \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \left[J_{\frac{N-1}{2}}(N\eta) - J_{\frac{N+1}{2}}(N\eta) \right] \sin[(k_L + Nk_u)\bar{s} - \omega_L t + \varphi_0]$$

Burada,

$$\eta = \frac{ck_L K^2}{8N\gamma^2 \omega_u} = \frac{k_L K^2}{8N\gamma^2 k_u} \quad (2.135)$$

şeklindedir.

Salıncııcı magnet parametresiyle benzerlik kurarak burada da lazer alanının etkisini belirten boyutsuz parametre tanımlayabiliriz.

$$K_L = \frac{eE_{L,0}}{k_u m_e c^2} \quad (2.136)$$

$$\frac{d\gamma}{ds} = -\frac{k_u K_L K}{2\gamma} \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \left[J_{\frac{N-1}{2}}(N\eta) - J_{\frac{N+1}{2}}(N\eta) \right] \sin[(k_L + Nk_u)\bar{s} - \omega_L t + \varphi_0] \quad (2.137)$$

Salındırıcı magnet boyunca sıfırdan farklı bir enerji iletimi için elektron salınımlarının N. harmoniği ve lazer alanı arasındaki faz,

$$\psi = (k_L + Nk_u)\bar{s} - \omega_L t + \varphi_0 \quad (2.138)$$

zaman içinde etkin olarak sabit olmalıdır.

$$\frac{d\psi}{dt} = (k_L + Nk_u)\dot{\bar{s}} - \omega_L = (k_L + Nk_u)\beta^* c - \omega_L = 0 \quad (2.139)$$

Ortalama hız ifadesini kullanarak ve $k_L \gg Nk_u$ olduğunu göz önünde tutarak,

$$\frac{d\psi}{dt} = -\frac{ck_L}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) + cNk_u = 0 \quad (2.140)$$

$$k_u = \frac{k_L}{2N\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2.141)$$

Dalga sayıları karşı gelen dalga boyları ile yer değiştirilirse herhangi bir N. harmonik için genelleştirilmiş koherentlik koşulunu elde ederiz.

$$\lambda_L = \frac{\lambda_u}{2N\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2.142)$$

Dalgaboyu her zaman pozitif değer alan bir niceliktir. Buradan yola çıkarak ve yukarıdaki eşitlikten de görüldüğü gibi $N \leq 0$ durumu fiziksel olarak anlamlı değildir.

Bunun yanında pek çok durumda SEL için mümkün olan bütün harmoniklerin toplamı yerine özel bir harmonik göz önünde bulundurulur. Böylece son olarak N. harmonik için yol elemanı başına enejideki değişimi aşağıdaki gibi elde ederiz.

$$\left(\frac{d\gamma}{ds} \right)_N = -\frac{k_u K_L K}{2\gamma} \left[J_{\frac{N-1}{2}}(N\eta) - J_{\frac{N+1}{2}}(N\eta) \right] \sin[(k_L + Nk_u)\bar{s} - \omega_L t + \varphi_0] \quad (2.143)$$

$$N = 1, 3, 5, \dots$$

Enerjideki değişim görüldüğü gibi alan parametresi K_L ile ve dolayısıyla lazer alan şiddeti $E_{L,0}$ ile orantılıdır. Açıkça görölüyor ki; enerji alış verişı ancak lazer alanı varlığında gerçekleşmektedir. Bu tam olarak lazerde uyarılmalı yayılım için anahtar süreçtir.

Elektronların SEL içindeki hareketini tam olarak açıklayabilmek için yol elemanı başına faz değişimini de bilmeliyiz. Elektron salınımının hareketinin N . harmoniğı ve lazer alanı arasındaki faz daha önce de değinildiğı gibi,

$$\psi = (k_L + Nk_u)\bar{s} - \omega_L t + \varphi_0 \quad (2.144)$$

dir. Fazın zamana göre değişimini kullanarak aşağıdaki ifadeyi elde ederiz.

$$\frac{d\psi}{ds} = \frac{1}{c} \frac{d\psi}{dt} = Nk_u - \frac{k_L}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2.145)$$

Rezonans enerji, lazer alanına bağıl olarak faz farkının olmadığı enerji olarak tanımlanır, yani, $\frac{d\psi}{ds} = 0$. Bu koşulu kullanarak rezonans enerjiyi hesaplayabiliriz.

$$\gamma_r^2 = \frac{k_L}{2Nk_u} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2.146)$$

Rezonans enerji ifadesini yol elemanı başına faz değişimini ifadesinde kullanırsak, elde edilecek yeni ifade aşağıdaki gibidir.

$$\frac{d\psi}{ds} = Nk_u \left(1 - \frac{\gamma_r^2}{\gamma^2} \right) \quad (2.147)$$

SEL her zaman rezonans enerjisine yakın enerjilerde çalıştırılır. Toplam enerji tranferini rezonans enerji ile ilişkilendirmek ve rezonans enerjiden sapmayı bir değişken olarak kullanmak yararlı olacaktır.

$$\gamma = \gamma_r + \Delta\gamma \quad (2.148)$$

$$\Delta\gamma \ll \gamma_r$$

$$1 - \frac{\gamma_r^2}{\gamma^2} = \frac{(\gamma_r + \Delta\gamma)^2 - \gamma_r^2}{\gamma_r^2} \approx 2 \frac{\Delta\gamma}{\gamma_r} \quad (2.149)$$

$$\frac{d\psi(s)}{ds} = 2 \frac{Nk_u}{\gamma_r} \Delta\gamma(s) \quad (2.150)$$

$$\frac{d\Delta\gamma}{ds} = \frac{d\gamma}{ds} - \frac{d\gamma_r}{ds} = -\frac{k_u K_L K}{2\gamma_r} \sqrt{F(N\eta)} \sin\psi(s) \quad (2.151)$$

$$F(N\eta) = \left[J_{\frac{N-1}{2}}(N\eta) - J_{\frac{N+1}{2}}(N\eta) \right]^2 \quad (2.152)$$

$$\frac{d\Delta\gamma(s)}{ds} = -\frac{k_u K_L K}{2\gamma_r} \sqrt{F(N\eta)} \sin\psi(s) \quad (2.153)$$

$$\frac{d^2\psi(s)}{ds^2} = 2 \frac{Nk_u}{\gamma_r} \frac{d\Delta\gamma(s)}{ds} = -\frac{Nk_u^2 K_L K}{2\gamma_r^2} \sqrt{F(N\eta)} \sin\psi(s) \quad (2.154)$$

Bu ifadeler sonucunda genel *sarkaç denkleminde* ulaşılır.

$$\psi''(s) + \Omega_L^2 \sin\psi(s) = 0 \quad (2.155)$$

Denkleimde ifade edilen salınımın frekansı aşağıdaki gibidir.

$$\Omega_L^2 = \frac{Nk_u^2 K_L K}{2\gamma_r^2} \sqrt{F(N\eta)} \quad (2.156)$$

Salınımın s-ekseni boyunca uzunluğu, $L_L = 2\pi / \Omega_L$ olmak üzere $f_L = c / L_L$ elektronun lazer alanında salındığı frekanstır. Dairesel bir hızlandırıcıda bu frekans sinkrotron frekansına karşı gelmektedir. $\psi - \Delta\gamma$ diyagramı ile elektronun hareketi betimlenmiştir. Küçük genliklerde veya yüksek lazer alanlarında elektron diyagramda iyi bir yaklaşımla elips olarak gösterilebilecek olan kararlı bir salınım yapar. Genlik arttıkça frekans küçülerek $\Delta\gamma = 0$ için limit durumu $\psi_{\max} \rightarrow \pi$ ile sıfıra ulaşır. Bu, kararlı parçacık salınımı ile parçacıkların artık lazer alanı içinde bulunmadıkları kararsız bölge arasındaki sınırı temsil etmektedir. Bu limit sinkrotron salınımlarındaki “separatrix” (ayırıcı)’e karşı gelmektedir.

2.4.2 Madey Teoremi

Daha önceki bölümde kendiliğinden salındırıcı ışınımının şiddet dağılımının aşağıdaki gibi olduğunu göstermiştik.

$$I(\Delta\omega) \propto \left[\frac{\sin\left(\pi N_u \frac{\Delta\omega}{\omega_w}\right)}{\pi N_u \frac{\Delta\omega}{\omega_w}} \right]^2 \quad (2.157)$$

Bu gösterimde elektron enerjisi sabittir ve ışınımın şiddeti frekansının bir fonksiyonu olarak düşünülür. Prensip olarak frekans veya dalgaboyunu sabit tutarak demet enerjini değiştirmek de mümkündür ve benzer bir şiddet dağılımı verecektir. Bunu hesaplamak için N. harmonik frekansının eşzamanlılık koşulu aşağıdaki gibidir.

$$\omega_N = \frac{2\pi c}{\lambda_w} = \frac{4\pi c N \gamma^2}{\lambda_u \left(1 + \frac{K^2}{2}\right)} \quad (2.158)$$

Enerjiye göre değişimi incelendiğinde,

$$\frac{d\omega}{d\gamma} = \frac{4\pi c N}{\lambda_u \left(1 + \frac{K^2}{2}\right)} 2\gamma = N\omega_w \frac{2}{\gamma} \quad (2.159)$$

burada ω_w salındırcı dalgasının birinci harmoniğidir. Frekanstaki bağıl değişim, enerjideki bağıl değişim cinsinden ifade edilebilir.

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_w} = \frac{2N\Delta\gamma}{\gamma} \quad (2.160)$$

$\Delta\gamma = \gamma - \gamma_r$ ifadesini kullanırsak,

$$\pi N_u \frac{\Delta\omega}{\omega_w} = \frac{2\pi N N_u}{\gamma} (\gamma - \gamma_r) \quad (2.161)$$

bulunur. Salındırcı ışıının şiddet dağılımı aşağıdaki gibi de yazılabilir.

$$I(\Delta\gamma) \propto \left(\frac{\sin \omega}{\omega}\right)^2 \quad (2.162)$$

Bu ifadeyi yükseltme fonksiyonu ile karşılaştırdığımızda, demet eksenı boyunca kendiliğinden salındırcı magnet ışıının şiddet dağılımının türeviyle doğru orantılı olduğu görölmektedir. Serbest elektron lazerleri teorisinde temel bir eşitlik olan bu ifade ilk defa J. M. J. Madey tarafından çok genel bir formda verilmiştir. Bu yüzden Madey teoremi olarak bilinir.

2.4.3 SEL Işınımının Zamansal Yapısı

Lazer ışınımının kalitesi ve kullanışlılığı elde edilebilir dalgaboyu aralığına ve şiddetine bağlı olduğu gibi zaman yapısıyla da ilgilidir. En kısa zaman aralığı tek bir elektron paketçisi tarafından meydana getirilen mikro-atmanın uzunluğudur. Bu doğrudan, önemli bir nicelik olan, ışınımın çizgi genişliğini belirlemektedir. Lazer atmasının uzunluğu iki etki tarafından belirlenir. Rezonatörün iki aynası arasındaki uzaklık, d , ışınımın dalgaboyuna göre oldukça büyüktür ($d \approx 10m$ ve $\lambda_L \approx 10^{-7}m$). Bu yüzden $\lambda_{L,j}$ dalgaboyuna ilişkin pek çok rezonatör modu vardır. Burada $j \sim 10^8$ mertebesinde bir tamsayıdır ve aşağıdaki rezonans koşulunu sağlamaktadır.

$$d = j\lambda_{L,j} \quad (2.163)$$

Enerjinin elektron demetinden lazer alanına aktarılabilmesi için dalgaboyu aşağıdaki rezonans koşulunu sağlamalıdır.

$$\lambda_{L,j} = \frac{\lambda_u}{2\gamma_j^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2.164)$$

Şüphesiz tüm elektronlar aynı enerjiye sahip olmayacaktır bunun yerine, sinkrotron ışınımı yayımlanmasındaki kuantum dalgalanması ve bunun sonucu sinkrotron salınımlarından kaynaklanan, geniş bir enerji aralığında Gaussian dağılım gösterecektir. Bu demette, çok sayıda rezonatör moduna karşı gelen $\mathcal{N}_j$ enerjili parçacıklar olduğu anlamına gelmektedir. Sonuç olarak optik rezonatördeki SEL ile $\lambda_{L,j}$ dalgaboylu ve $\omega_{L,j} = 2\pi c / \lambda_{L,j}$ frekansında çok sayıda rezonatör mod yükseltilecektir. Tüm bu modlar birbirine yakındır ve aşağıdaki ifadeye göre üst üste gelir.

$$I(t) = \sum_j a_j e^{i\omega_j t} \quad (2.165)$$

Bu tipik olarak uzunluğu $\tau_L = 1ps - 10ps$ aralığında olan kısa bir atma verecektir. Çizginin enerji yayılımı belirsizlik ilkesinden yola çıkarak aşağıdaki gibidir.

$$\Delta E = \frac{h}{\tau_L} \quad (2.166)$$

Eğer SEL bir linak içinde kullanılıyorsa, mikro-atmaların kısa oluşu dolayısıyla, hızlandırıcının atma oranının genellikle bir kaç yüz Hz'lik tekrarlama frekansına sahip hatırı sayılır uzunlukta zaman skalası olacaktır. Diğer taraftan eğer SEL bir depolama halkasında kullanılıyorsa, sonraki en büyük zaman birimi MHz mertebesinde olan devir frekansına karşı gelecektir. Bununla birlikte devir başına yayımlanan SEL alanı her devirde aynı şiddete sahip olmayacaktır. Bunun yerine bir kaç devirlik bir zaman skalasına sahip görece karmaşık bir davranış gösterecektir.

SEL başladığında ışıınım genliği ilk bir kaç devirde üstel olarak artacaktır. Sonuç olarak alan kuvveti artarken parçacık demetinin enerji yayılımı elektronların lazer alanı ile olan etkileşimleri ile büyüyecektir. Bu enerji devriminden etkilenen elektronların sayısının sürekli olarak artışı yüksek bir enerji sapmasına neden olduğunda SEL yükseltilmesine katkıda bulunmayacaklardır. Sonuçta yükseltme hızla düşerek sıfırın altına inecektir, bu lazer alanının bitişini ve SEL alanının hızla bozunumunu göstermektedir.

Artık geniş enerji yayınımına sahip elektron demeti sinkrotron sönümü ile iyileştirilerek enerji yayınımı azaltılır. Enerji yayınımı düşerken SEL yükseltilmesi lazer eşiğine erişene kadar büyür ve SEL ışıınımı tekrar üstel büyümesine başlar. Bundan sonra enerji yayınımı tekrar büyümeye başlayarak yükseltilmenin sıfırın altına düşmesine sebep olur. SEL çıkış gücü ikinci atmada birinci atmadakinden düşüktür çünkü demet kalitesi bu ikinci atmanın başlangıcında daha düşüktür.

Bu süreç bir dengeye ulaşılan kadar devam eder. Dengedeki şiddet ilk atmadakinden oldukça düşüktür. A. Renieri bu denge durumunda SEL çıkışı için bir yaklaşık eşitlik bulmuştur (Renieri *et al.*, 1979).

$$P_L = \frac{1}{2N_u} P_{\text{sin krottron}} \quad (2.167)$$

Burada $P_{\text{sin krottron}}$ sinkrotron ışıınımları olarak salınan güç, N_u ise undulatör magnetin kutup periyodudur. Dengede yayımlanan SEL gücünün sinkrotron ışıınımları olarak yayımlanan toplam W_0 gücü ile orantılı olduğunu söyleyen bu ifadeye *Renieri kriteri* denir.

2.5 SEL Kazancı için Yarı-Analitik Modeller

Serbest elektron lazeri salındırıcısının evrimi doğrusal bölgeden doyum bölgesine kadar, iyi bir doğruluk derecesi ile bu bölümde değinilecek yarı analitik modeller kullanılarak hesaplanabilir.

Serbest elektron lazerlerinde düşük ve yüksek kazanç bölgeleri sırasıyla salındırıcı yöntemi ile ve SASE yöntemi ile SEL elde edilirken kazanç mekanizmasına ilişkindir. Düşük ve yüksek kazanç yaklaşımlarında ayrıntılı analitik incelemeler çeşitli kaynaklarda yer almaktadır(Dattoli *et al.*, 1993).

Aşağıdaki formülasyon serbest elektron lazeri salındırıcısı için tipik bir örnektir (Dattoli *et al.*, 2005).

2.5.1 Düşük Kazanç Bölgesi

Bu bölge için anahtar parametre düşük kazanç katsayısıdır.

$$g_0 = \frac{16\pi}{\gamma} \lambda [m] \lambda_u [m] N^3 \frac{J[A/m^2]}{I_0[A]} \xi f_b(\xi)^2 \quad (2.168)$$

Burada λ_u ve N sırasıyla, salındırıcı magnetin periyod uzunluğu ve periyod sayısıdır. K salındırıcı magnetin kuvvet parametresi olmak üzere ξ aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\xi = \frac{1}{4} \frac{K^2}{1 + K^2/2} \quad (2.169)$$

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right), \quad (2.170)$$

rezonans dalgaboyu,

$$f_b = J_0(\xi) - J_1(\xi), \quad (2.171)$$

Bessel düzeltmesi ve son olarak J akım yoğunluğu ve I_0 ise Alfvén akımıdır (1.7×10^4 A).

Sürekli ve ideal demet için maksimum düşük kazanç, düşük kazanç durumundan bazı olası sapmaları göz önünde bulundurmak için, g_0 parametresinin ikinci dereceden katkısını da içerecek şekilde aşağıdaki gibidir.

$$\phi(g_0) = 0.85g_0 + 0.19g_0^2 \quad (2.172)$$

Bununla birlikte bu ifade, atma boyunun kısa oluşundan kaynaklanan etkiler, homojen olmayan genişleme ve eylemsizlik gibi etkenler düşünülerek değiştirilebilir. Kısa atma etkilerini kontrol eden parametre aşağıdaki gibidir.

$$\mu_c = \frac{\Delta}{\sigma_z}, \quad \Delta = N\lambda \quad (2.173)$$

Burada Δ (slippage) kayma uzunluğu ve σ_z atmanın rms uzunluğudur. Homojen olmayan genişleme etkileri,

$$\mu_\epsilon = 4N\sigma_\epsilon \quad (2.174)$$

ile belirtilir. Burada σ_ε elektron demetinin bağıl enerji yayılımıdır. Son olarak θ parametresi de kazanç hesabında göz önünde bulundurulmalıdır.

$$\theta = \frac{4\delta L}{g_0\Delta} \quad (2.175)$$

Burada δL , SEL etkileşmesinin bir sonucu olarak ışıının hızında ortaya çıkacak olan yavaşlamanın karşılaması için kavite boyunda gereken ayar miktarıdır.

Bahsedilen tüm bu etkiler dahil edildiğinde bunu izleyen kazanç formülü şu şekildedir:

$$G = -\phi(g_0) \frac{\theta}{\theta_s} \left(\ln \left(\frac{\theta}{\theta_s} \gamma(\mu_c, \mu_\varepsilon) \right) - 1 \right) \quad (2.176)$$

Burada

$$\gamma(\mu_c, \mu_\varepsilon) = \left(1 + \frac{1}{3} \mu_c\right) (1 + 1.7 \mu_\varepsilon) \quad (2.177)$$

$$\theta_s = 0.456$$

şeklindedir.

Belirtmek gerekir ki; $\theta^* = \frac{\theta_s}{\gamma(\mu_c, \mu_\varepsilon)}$ değeri için kazancın maksimum değeri aşağıdaki gibi olacaktır.

$$G^* = \frac{\phi(g_0)}{\gamma(\mu_c, \mu_\varepsilon)} \quad (2.178)$$

Kazanç kavite kayıpları cinsinden de ifade edilebilir.

$$G(\theta, \mu_c, X) = \frac{\eta}{1-\eta} \quad (2.179)$$

Bu ifade oransal bir model ile kavite içi şiddet evrimini izlemek için kullanılabilir.

$$X(r) = X_0 \frac{\left[(1-\eta)(1+G(\theta, \mu_c, 0)) \right]^r}{1 + \frac{X_0}{X_e(g_0, \theta, \mu_c, \eta)} \left\{ \left[(1-\eta)(1+G(\theta, \mu_c, 0)) \right]^r - 1 \right\}} \quad (2.180)$$

Burada r ışınının kavite içindeki devir sayısını X_0 ise başlangıç kök lazerini, $X_e(g_0, \theta, \mu_c, \eta)$ ise kavite içi denge güç şiddetini göstermektedir.

$$X_e(g_0, \theta, \mu_c, \eta) \cong (\sqrt{2} + 1) \left[\sqrt{\frac{\theta_s}{\theta \left(1 + \frac{\mu_c}{3} \right)}} \exp \left(\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\eta}{1-\eta} \frac{\theta_s}{(0.85g_0)\theta} \right) \right) - 1 \right] \quad (2.181)$$

2.5.2 Yüksek Kazanç Bölgesi

Bir önceki alt bölümde tartışılan ve düşük kazanç bölgesinde çalışan SEL salındırıcı aygıtlarında doyuma ulaşmak için ışınının aynalar arasında pek çok kez gidip gelmesi gerekmektedir. Ancak doyumun tek bir salındırıcı geçişinde ulaşıldığı yüksek kazanç bölgesinde çalışan aygıtlar bulunmaktadır (Dattoli *et al.*, 2002).

Yüksek kazançlı tek geçiş SEL'lerinde oldukça önemli bir parametre SEL parametresidir.

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{\pi g_0}{N^3} \right]^{1/3} \quad (2.182)$$

Burada düşük kazanç parametresi daha önce verildiği gibidir. Yüksek kazançlı, optimize edilmiş bir SEL'de aşağıdaki koşul sağlanmalıdır.

$$N\rho = 1 \quad (2.183)$$

Yükseltme kazancı ise,

$$G \cong \frac{1}{9} \exp(4\pi\sqrt{3}) \cong 3.15 \times 10^8 \quad (2.184)$$

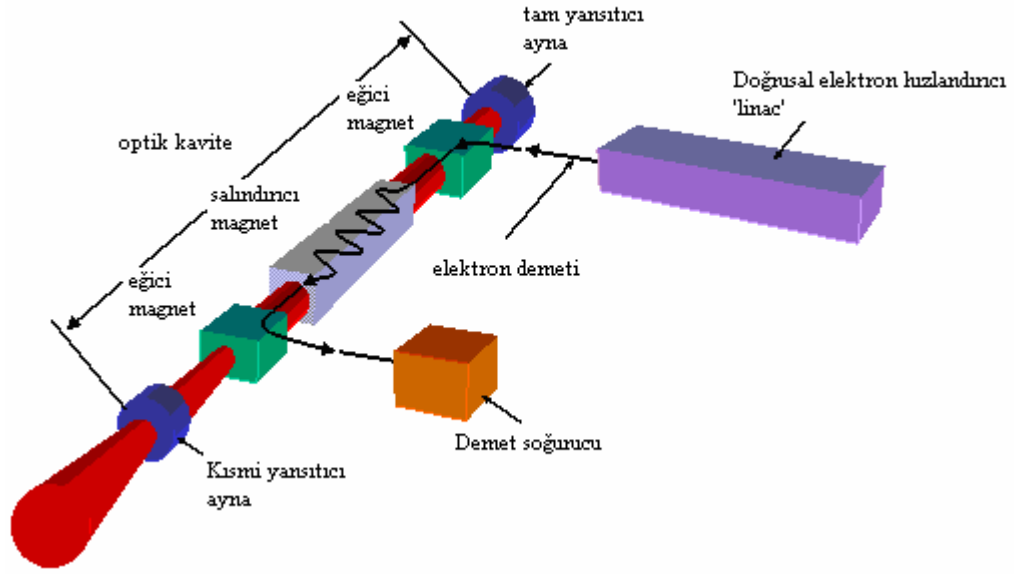
olmaktadır.

Bu tür SEL aygıtlarında doyuma ulaşmak için salındırıcı magnetin z eksenini boyunca tek bir geçiş sırasında şiddetin evrimi aşağıdaki lojistik türü eşitlikle ifade edilebilir.

$$X(z) = \frac{X_0}{9} \frac{\exp\left(\chi \frac{z}{N\lambda_u}\right)}{1 + \frac{\pi}{18(4\pi)^3} \left[\exp\left(\chi \frac{z}{N\lambda_u}\right) - 1 \right]}, \quad \chi = 4\pi\sqrt{3}.N\rho \quad (2.185)$$

2.6 Salındırıcı Modda SEL ve Optik Kavite

Serbest elektron lazeri, kutupları arasına sinüsel manyetik alan uygulanan çok kutuplu bir salındırıcı magnetin içinden göreceli bir elektron demetinin geçerken yaptığı salınım hareketi sonucunda enerjisinin bir kısmını ışıyım olarak kaybetmesi sonucu elde edilir. Elde edilen bu ışıyım belirli bir vakum altında çalışan optik kavite (ışıyımı belirli bir foton akısına ulaştıran karşılıklı yansımaları sağlayan ayna sistemi) içinde güçlendirilir ve bir tarafa konulan yarı geçirgen ayna tarafından dışarıya salınır.



Şekil 2.16 Serbest elektron lazerinin osilatör modda üretiminin şematik gösterimi

Elektron demeti (lineer hızlandırıcıdan veya depolama halkasından elde edilebilir) salıncıci magnetten geçirilirken salıncıci eksenini boyunca dar bir koni içinde odaklanmış anlık salıncıci ışması yapar. Yayınlanan ışınım iki ayna arasında tuzaklanarak salıncıciya giren bir sonraki elektron paketçikleri ile etkileşir. Işınım alanı ve elektron paketçikleri arasındaki koherent etkileşim kohorent ışınım (lazer) neden olur. SEL için temel kazanç mekanizması elektron demeti ve ışınım alanı arasında oluşan enerji değişimine dayanır. Elektronun enine hızının, bir optik atmanın elektrik alanı ile bağlaşımı SEL kazanç mekanizmasıdır. Osilatör modda genel olarak elektron demetinden ışınım alanına enerji aktarılması anlamında pozitif kazanç süreci işletilir (Wiedemann, 2003).

λ_u salıncıci magnet periyodu, K salıncıci magnet kuvvet parametresi ve γ elektron demetini Lorentz faktörü olmak üzere elde edilen serbest elektron lazerinin dalgaboyu

$$\lambda_r = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2.186)$$

olarak verilir. Burada salındırıcı magnet için kuvvet parametresi, B_0 salındırıcı magnet kutupları arasındaki magnetik alanın maksimumunun rms değeri olmak üzere, pratik birimler cinsinden

$$K = 0.934B_0(T)\lambda_u(cm) \quad (2.187)$$

şeklinde verilir.

Optik kavitenin özellikleri, fiziği ve SEL kazanç mekanizması aşağıdaki gibi açıklanabilir: Kullanılabilecek minimum salındırıcı magnet aralığı (kutuplar arası enine boyuna uzaklık) Gaussiyen demet spotu ile belirlenir. Salındırıcı aralığı için kriter:

$$g > \pi\omega \quad (2.188)$$

Burada ω , Gaussian demet spotunun genişliğidir. Bu koşul sağlandığı zaman elektron demetinin %99'dan büyük bir kısmı salındırıcı magnet boyunca iletilebilir.

Optik kavite tasarımı için her iki ayna üzerindeki demet spotlarının hesabı eşitlik (2.189) ve (2.190) ile verilmektedir.

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{L_c \lambda_r}{\pi}} \left(\frac{g_2}{g_1(1 - g_1 g_2)} \right)^{1/4} \quad (2.189)$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{L_c \lambda_r}{\pi}} \left(\frac{g_1}{g_2(1 - g_1 g_2)} \right)^{1/4} \quad (2.190)$$

Işınımın minimum spot genişliği ise aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{L_c \lambda_r}{\pi}} \left(\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2} \right)^{1/4} \quad (2.191)$$

Bağıntılarda geçen g_1 ve g_2 optik rezonatör parametreleridir. L_c optik kavitenin boyu, R_1 ve R_2 ise kavitenin her iki ucuna yerleştirilen aynaların eğrilik yarıçapları olmak üzere g_1 ve g_2 aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$g_1 = 1 - \frac{L_c}{R_1}, \quad g_2 = 1 - \frac{L_c}{R_2} \quad (2.192)$$

SEL kazancı, G , elektromagnetik dalga enerjisinin bağıl değişiminden kaynaklanmaktadır. E_i ve E_f , optik alanın ilk ve son enerjileri olmak üzere, SEL kazancı;

$$G = \frac{E_f - E_i}{E_i} \quad (2.193)$$

olarak tanımlanır. Parçacığın enine hareketi, ışınım alanının fazına göre elektronun konumuna bağlı olarak elektromagnetik alandan enerji kazanımına veya alana enerji vererek enerji kaybına sebep olur. Etkileşim süreci başına veya geçiş başına, alandaki enerji kazanımı veya enerji transferinin değeri hesaplanabilir. Bir geçiş, elektron paketinin tüm salındırıcı magnet boyunca alanla etkileşimi olarak tanımlanmaktadır.

2.7 SEL Salındırıcı için Işınım Özellikleri

Genel olarak ışınım demetin kalitesi akı, aydınlık ve parlaklık nicelikleri ile incelenir. Öncelikle bu kavramların bağlı olduğu verilen enerji aralığında, birim band genişliğine saniyede düşen fotonların sayısı, yani foton akısının tanımı verilmelidir.

$$F = \frac{\text{foton}}{s \times \%0.1bg} \quad (2.194)$$

Akının bu tanımı yüksek konum çözünürlüğü gerektiren deneyler için her zaman yeterli değildir. Bu tür deneyler ışınım kaynağının noktasal olduğu varsayımına dayanırlar, yani ışınımın enine genişliği ve diverjansı son derece küçük olmalıdır. Bu durumda

ışınımın enine genişliğinin ve diverjansının göz önünde bulundurulduğu aydınlık ve parlaklık kavramları ön plana çıkmaktadır.

Aydınlık demetin açısal diverjansı, $\sigma'_{x,z} = \sqrt{\varepsilon_{x,z}\beta_{x,z}}$, ile bağlantılı bir niceliktir. Tanım olarak,

$$S = \frac{F}{2\pi\sigma'_x\sigma'_z} = \frac{F\sqrt{\beta_x\beta_z}}{2\pi\sqrt{\varepsilon_x\varepsilon_z}} = \text{foton} / s / mrad^2 / \%0.1bg \quad (2.195)$$

şeklinde verilir. Burada F daha önce değinildiği gibi, %0.1 band genişliğine saniyede gelen foton sayısıdır. Parlaklık ise enine demet boyutları, $\sigma_{x,z} = \sqrt{\varepsilon_{x,z}\beta_{x,z}}$ ile de ilişkilidir.

$$B = \frac{F}{4\pi^2\sigma_x\sigma_z\sigma'_x\sigma'_z} = \frac{F}{4\pi^2\varepsilon_x\varepsilon_z} = \text{foton} / s / mm^2 / mrad^2 / \%0.1bg \quad (2.196)$$

Pratik birimler cinsinden, σ_z paketçik uzunluğu, $\hat{I}$ pik akımı olmak üzere doyum ve pik parlaklıkları aşağıdaki eşitliklerle verilir.

$$B_s \cong 3.977 \times 10^{42} \left(\frac{E[GeV]}{N} \right)^4 \frac{\sigma_z[mm]}{(\lambda_u[cm][Kf_b(K)])^2} \quad (2.197)$$

$$B_p \cong 6.4 \times 10^{37} \frac{\hat{I}[A]}{N} \frac{E[GeV]^3}{\lambda_u[cm]L_c[cm]} \frac{\sigma_z[mm]}{1 + \frac{K^2}{2}} \quad (2.198)$$

Burada belirtmek gerekir ki; bu tanımlar Gausyen bir elektron demet kesiti için verilmiştir. Literatürde daha farklı tanımlar bulunmasına rağmen önemli olan nokta, parlaklık ve aydınlık kavramlarının ikisinin de demet emittansına bağlı oluşudur.

Yayımlanan spektrumun çizgi şekli basit bir tartışma ile türetilir. Yayımlanan ışınım N periyodlu bir dalga treninden ibarettir, buna göre sonlu süreli bir etkileşmeye bağlı olarak, ışınımın spektral şekli aşağıdaki tanıdık forma sahiptir.

$$f(\nu) = \left(\frac{\sin \nu / 2}{\nu / 2} \right)^2 \quad (2.199)$$

$$\nu = 2\pi N \frac{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}}{\mathcal{E}_n} \quad (2.200)$$

Böylece pratik birimler cinsinden (foton/s/mrad/%0.1bg) eksen doğrultusunda ölçülecek akı,

$$\left. \frac{d^2 F_n}{d\omega d\Omega} \right|_{\theta=0} = 1.74 \times 10^{14} N^2 E^2 [\text{GeV}] I[A] F_n(K) f(n\nu_n) \quad (2.201)$$

$$F_n(K) = \begin{cases} \xi = \frac{1}{2} \frac{K^2}{1+K^2} \rightarrow \text{helissel undulator için} \\ \xi = \frac{1}{4} \frac{K^2}{1+K^2/2} \rightarrow \text{doğrusal undulator için olmak üzere} \\ \xi n^2 \left[J_{(n-1)/2}(n\xi) - J_{(n+1)/2}(n\xi) \right]^2 \rightarrow \text{şeklindedir.} \end{cases} \quad (2.202)$$

Burada n indisi, dalgaboyu, temel dalgaboyuna aşağıdaki gibi bağlı olan harmoniklik derecesidir.

$$\lambda_n = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) = \frac{\lambda}{n} \quad \omega_n = n\omega = \frac{0.947n[E(\text{GeV})]^2}{\lambda_u(\text{cm})(1+K^2/2)} \quad (n=1,3,5,\dots) \quad (2.203)$$

Elektron demeti paketçığının enerji kazancı veya kaybı, elektromagnetik alandan enerji çekmek veya alana enerji vermek şeklindedir. Serbest elektron lazerinin kazancı ise tek

bir geçişte kendiliğinden yayınının elektromagnetik dalga şiddetindeki oransal değişim olarak tanımlanır.

Elektronlar $\gamma > \gamma_r$ durumunda enerji kaybederken, $\gamma < \gamma_r$ durumunda enerji kazanırlar. $\gamma = \gamma_r$ durumunda ise daha önce de değinildiği gibi enerji geçişi olmaz. Işığın kavite içindeki olası kayıpları göz ardı edilirse, kazancın kayıptan büyük olduğu durumda sistem bir lazer salındırıcısı olarak çalışır. Kavite içinde elektromagnetik dalga enerjisindeki kaybın kazanca eşit olduğu duruma kararlı durum denir ve kararlı durumda lazer çıkış gücü pratik birimler cinsinden aşağıdaki gibi verilir (Lee, 2004).

$$P_L = \text{verimlilik} \times EI_{ort} \quad (2.204)$$

Burada I_{ort} elektron demetinin ortalama akımı (Ek-1), E elektron demetinin enerjisidir.

Aygıtın verimliliği ise $\sim \frac{1}{2N_u}$ olarak hesaplanır.

Lazer kazancı elektron demetinin pik akımı ile orantılı olduğu için lazer demetinin uzay zaman yapısı elektron demetinin yapısını yansıtır. Paketçikli demet ile çalışırken lazer demetinin uzunluğu, elektron demetinin uzunluğuna eşittir.

Lazer alanındaki yükseltmenin sürdürülebilmesi için lazer atmalarının elektron demeti paketçikleri ile eşzamanlılığı da önemlidir. Eşzamanlılık prosedürü optik kavite uzunluğunun ayarlaması ile başarılır.

2.8 SASE SEL

Temel fizik prensipleri, atomlar moleküller ve insan yapımı nano yapılar gibi maddenin küçük yapıtaşlarının zaman içinde yapılarını ve özelliklerini çok hızlı değiştirebildiklerini söylemektedir. Bu yüzden nano dünyanın fiziğinin, kimyasının ve biyolojisinin keşfi nanometre altı yapıların nano saniye altı çözünürlüklerde görüntülenmesini sağlayacak deneysel teknikler ve araçlar gerektirmektedir. Geleneksel lazerler istenilen zaman çözünürlüğünü sağlamalarına rağmen atom, molekül ve insan yapımı nano yapıları doğrudan çözmemektedir. Diğer taraftan günümüzün x-ışını

sinkrotron kaynakları nano dünyayı görüntüleme de ancak sınırlı bir zaman çözünürlüğünde kullanılabilir. Bir sinkrotron ışınımı kaynağı ile piko saniye atma uzunluğuna sahip, x-ışını dalgaboylarında lazer üretme potansiyeli x-ışını serbest elektron lazeri olarak bilinen 4. nesil ışınım kaynağının keşfiyle umut vaatmektedir.

Serbest elektron lazeri bir açıdan, sinkrotron ışınımı uygulamalarında yararlığını kanıtlamış olan salıncıcı ışınımının bir uzantısıdır. Salıncıcı magnet daha önce de değinildiği gibi görelî elektron demetini periyodik olarak yörüngesinden saptıran periyodik bir magnet dizisidir. Girişim etkileri, her bir elektronun, elektron enerjisi ve salıncıcı magnet periyodu arasındaki faz uyumunca seçilen dalgaboylarında (rezonans dalgaboyu) ışıma yapma olasılığını artırmaktadır. Çoğunlukla, bu girişim etkileri her bir elektronun ışıma olasılığı üzerinde elektronlar arası etkileşimler olmaksızın uygulanmaktadır. Bununla birlikte çok uzun bir salıncıcı magnet ve özenle hazırlanmış bir elektron demeti kullanıldığında SEL kararsızlığı denen bir durum ortaya çıkabilir. Bu elektronlar arası düzeltmeleri gündeme getirecek ve oldukça arttırılmış x-ışını parlaklığı olasılığını ortaya çıkaracaktır. Bu kararsızlık yayımlanan ışınımın şiddetinde belirli bir dalgaboyu için üstel artışa sebep olacaktır. Kararsızlık durumunu ilk başlatacak ışınım alanı kendiliğinden salıncıcı ışınımı veya bir dış kök lazeri olabilir. Anlık ışınımın kaynağından SEL ışınımına SASE (Self Amplified Spontaneous Emission), genlik artımlı kendiliğinden ışıma denir. Eğer bir dış kök lazeri kullanılmışsa bu durumda elde edilecek SEL'e SEL yükseltici (amplifier) denir.

Geleneksel lazerler ve serbest elektron lazerleri Einstein tarafından 1905'te yayınlanan kavramlara dayanmaktadır. Fakat geleneksel lazerler bilimsel temellerini Einstein'ın fotoelektrik olay ve ışığın kuantumluluğu ile ilgili makalesinden alırken (Einstein, 1905), serbest elektron lazerleri özel görelilikle ilgili makaleye dayanmaktadır (Einstein, 1905). Serbest elektron lazeri süreci esasında klasiktir ancak hızlı hareket eden nesneler ve elektromagnetik alanların görelî dönüşümleri ile yakından ilgilidir.

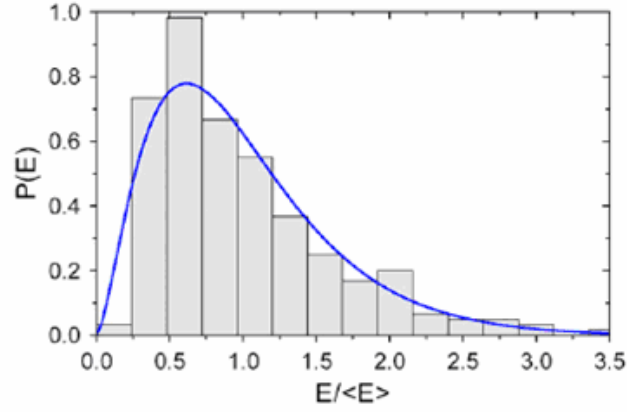
SEL, görelî elektron demetlerinden ışınım üretimi üzerinde uzun yıllar süren teorik ve deneysel çalışmanın sonucudur. SEL'ler üzerine teorik çalışmalar 1960'lar ve 1970'lerde Palmer (Palmer, 1972) , Robinson (Robinson, 1985) ve Csonka tarafından

yapılmıştır. 1971’de, Madey (Madey, 1971), kuantum-teorik bir yaklaşımla serbest elektronlar ve elektromagnetik alan arasındaki enerji alış verişi olasılığını tekrar analiz etmiştir. Bu Madey ve arkadaşları tarafından deneysel olarak SEL yükseltici (Elias *et al.*, 1976) ve 10 mikrometre dalgaboyunda SEL salındırıcı (Decon *et al.*, 1977) ile gösterilmiştir.

Çalışmanın başlangıcı, SEL alanının oluşturulması için ışıınım atmasının optik kavite boyunca çoklu geçişini gerektiren, SEL yükseltilmesinin düşük kazanç bölgesine dayanmaktadır (Serbest Elektron Lazeri Salındırıcısı). Gürültüden başlayarak tek geçişli yükseltici ile kızılötesi ışıınım elde etmek için SEL kollektif kararsızlığının kullanılması fikri ilk olarak Kondratenko ve Saldin tarafından 1980 de önerilmiştir (Kondratenko *et al.*, 1980) (SASE, Genlik Artımlı Kendiliğinden Işıınım). 1985 yılında ise Murphy ve Pellegrini (Murphy *et al.*, 1985) yumuşak x-ışınları için gürültüden başlayarak tek geçişli yükseltici kullanılarak SEL kararsızlığının kullanılmasını önermişlerdir. X-ışını bölgesinde tek geçişli bir yükselticinin seçilmesi, optik kavitelerin kısa dalgaboylarında inşa edilmesinin zor oluşu ve yüksek kayıplara sahip olmasından kaynaklanmaktadır.

2.8.1 SASE SEL için Işıınım Özellikleri

SASE SEL yöntemiyle üretilen ışıının özellikleri başlangıçtaki gürültü ile yakından ilişkilidir. Elektron demetinin atım gürültüsünden dolayı salındırıcının başlangıcında genlikler ve fazlar uzay zamanda rastgeledir. Bu şekilde tamamiyle kaotik kutuplanmış bir ışıının özellikleri istatistiksel optikten bilinmektedir. SEL içindeki yükseltme doyum bölgesi haricinde bu özellikleri değiştirmez. SASE SEL’in istatistiksel özellikleri doğrusal ve doyum bölgesinde farklı yazarlar tarafından incelenmiştir (Bonifacio *et al.*, 1994). Bunlar sonradan deneysel olarak DESY’de TESLA Test Tesisinde 100 nm civarındaki VUV dalgaboylarında doğrulanmıştır.



Şekil 2.17 9 m aktif undulatörde doğrusal kazanç bölgesinde 95 nm dalgaboyunda ölçülen ışınlam atma enerjisinin olasılık dağılımını göstermektedir

Teoride öngörüldüğü gibi deneysel sonuçlar gama dağılımıyla uyum içindedir.

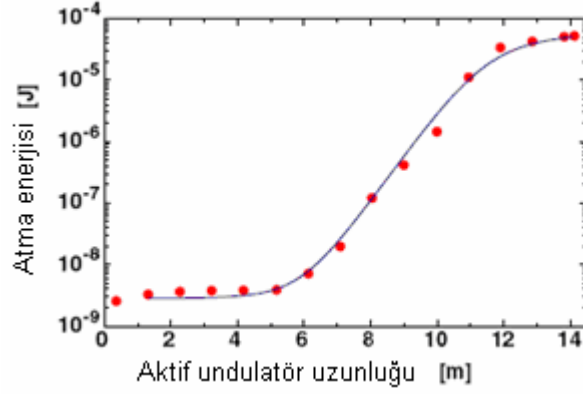
$$P(E) = \frac{M^M}{\Gamma(M)} \left(\frac{E}{\langle E \rangle} \right)^{M-1} \frac{1}{\langle E \rangle} \exp \left(-M \frac{E}{\langle E \rangle} \right) \quad (2.205)$$

Burada $M = 1/\sigma_E^2$ 'dir. σ_E ise ışınlam atmosferinin enerjisinin standart sapmasıdır. Şekilde en iyi durum için $M=2.6$ elde edilmiştir.

M parametresi ışınlam atmosferine katkıda bulunan modların sayısı olarak yorumlanabilir. İleriki bölümlerde açıklanacak olan kazanç uzunluğu (L_G) ve eşzamanlılık uzunluğu (L_c) gibi nicelikler kullanılarak ışınlam atma uzunluğunu kestirmek mümkündür. $L_c \approx 2\lambda L_G / \lambda_u$ olmak üzere ışınlam atmosferinin zamansal uzunluğu aşağıdaki gibi verilir.

$$\tau_{ışınım} \approx ML_c / c \quad (2.206)$$

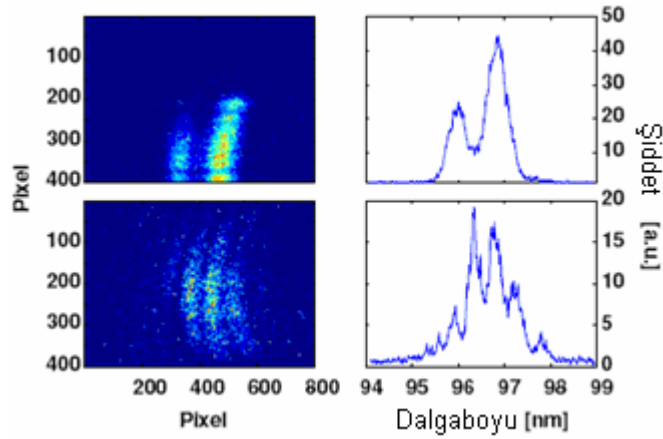
Tipik bir atma enerjisi olan $50 \mu J$ 'e karşı gelen ışınlam tepe gücü ~ 1 GW'tır. Bu ise doyun durumunda bir SASE SEL'den elde edilen VUV ışınlamı için tipik bir değerdir. Elektron demetinden maksimum gücü çekebilmek için, rezonans durumunda kalmak üzere, (tapered) uca doğru incelen undulatorler kullanılmalıdır (Saldin et al., 2004).



Şekil 2.18 DESY’de TESLA test tesisinde 98 nm dalgaboyunda ölçülen kazanç eğrisi
Noktalı gösterim undulator uzunluğunun fonksiyonu olarak ışınım atmasının ortalama enerjisini göstermektedir. Kesiksiz çizgi nümerik simülasyonu göstermektedir.

Atma uzunluğu Şekil 2.19’da görüldüğü gibi spektral dağılımdan da hesaplanabilir. Zaman bölgesinde ışınım L_c uzunluğunda aralarında rastgele bir faz ilişkisi bulunan küçük patlamalar halinde yayımlanır. Bu tarz sivri atmaların Fourier dönüşümü spektral bölgede $\Delta\omega$ genişlikleri atma uzunluğunca verilen, dar piklerle sonuçlanacaktır:

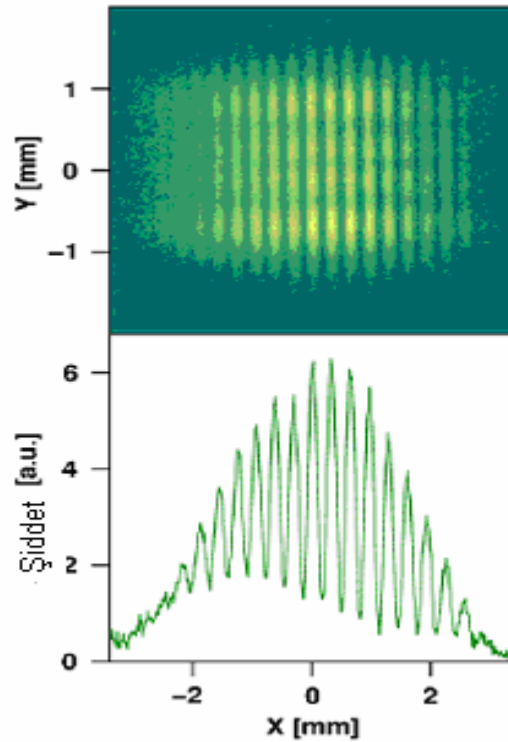
$$\Delta\omega \simeq 2\pi / \tau_{ışınım} \quad (2.207)$$



Şekil 2.19 SEL atmalarının spektrumu

Solda dağılmış SEL atmalarının yatayda CCD görüntüsü görülmektedir. CCD görüntünün yatay merkez çizgisi boyunca taranmış spektral profil görülmektedir. Üstteki spektrum M=2.6 modları ortalaması ile ~50 fs’lık kısa bir atmaya, alttaki ise M=6 ortalaması ile ~100fs’lık daha uzun bir atmaya aittir.

SASE SEL yöntemiyle yayımlanan ışınım atmosferinin zamansal koherentliği kısmi olsa da, ışınım uzaysal olarak yüksek bir eşzamanlılığa sahip olabilir. Salındırıcı magnet girişinde çok sayıda enine ışınım modları uyarılmasına rağmen, doyuma ulaşıldığında temel mod baskın olacaktır. Çünkü bu mod elektron demetiyle en çok üst üste gelmeyi gerçekleştirecek ve bu yüzden en büyük yükseltilmeye maruz kalacaktır. Yüksek uzaysal koherentlik 95 nm dalgaboyunda ölçülen VUV SEL 'in arkasına yerleştirilen bir çift yarık ile elde edilen Şekil 2.20'deki kırınım deseninden görülebilir. Farklı aktif salındırıcı magnet uzunlukları için alınmış bir dizi kırınım deseni uzaysal koherentliğin doyuma ulaşıldığında arttığını doğrulamaktadır. Bununla birlikte uzaysal koherentlik derin doyum bölgesinde diğer modların temel modu yakalaması sonucu yavaş bir şekilde azalacaktır.



Şekil 2.20 95 nm'lik SEL ışınımı ile aydınlatılan iki paralel yarıktan alınan ve yüksek dereceli enine koherentliği gösteren kırınım deseni
Her bir yarık 2 mm yüksekliğinde ve 0.2 mm genişliğindedir. Yarıklar undulator çıkışından 12 metre öteye yerleştirilmiştir. Kırınım desene yarıkların 3 m arkasına yerleştirilen Ce:YAG floresant ekranlı CCD kamera ile görüntülenmiştir. Bir dizi SEL atmosferi toplam etkisi görülmektedir. Yukarıdaki şekil kırınım deseninden yatay bir kesit göstermektedir.

Bir önceki bölümde anlatılan salındırıcı yöntemiyle elde edilen SEL için optik kavite ve aynalar önemli yere sahipti. Diğer taraftan bir serbest elektron lazeri, bir kök lazerin güçlendirilmesiyle de başarılı bir şekilde elde edilebilir. Bu durumun avantajlı yanı bundan böyle aynalar kullanmaya ihtiyaç duyulmamasıdır.

$$P_{lazer} \cong \rho P_E \quad (2.208)$$

Parlaklık değerine ulaşmak için ışının doyum ve anlık şiddeti ile düşük kazanç parametresi arasındaki ilişki aşağıdaki şekildedir.

$$I_L \cong \frac{1}{2} g_0 I_s \quad (2.209)$$

Düşük kazanç parametresi ve doyum şiddeti aynı zamanda aşağıdaki özdeşliği de sağlamaktadır.

$$g_0 I_s = \frac{1}{2N} P_E \quad (2.210)$$

Burada P_E elektron demetinin güç yoğunluğudur.

Yüksek kazançlı aygıtlarda lazer gücü elektron demet gücüne yukarıdaki gibi bağlı olduğu söylenmişti.

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\pi g_0}{N^3} \right)^{1/3} \quad (2.211)$$

olmak üzere,

$$P_{Lazer} \cong 2N \rho g_0 I_s \quad (2.212)$$

bulunur.

Optimize edilmiş yüksek kazançlı aygıtlarda $N\rho \sim 1$ koşulu vardır. Bu koşul bir SEL aygıtına ait düşük kazanç parametresi ve sonuç gücünü saptamamıza olanak tanır.

Yukarıdaki eşitliklerden faydalanarak,

$$g_0 \cong \frac{(4\pi)^3}{\pi}, \quad I_L \cong \frac{2}{\pi}(4\pi)^3 I_s \quad (2.213)$$

elde edilir. Son ifade dikkate değer bir sonuç vermektedir. Bu ifade, sabit parametrelili bir optimize edilmiş yüksek kazanç aygıtının sonuç gücü ve doyum şiddetinin 1.26×10^3 katı olduğunu belirtmektedir. Bu yüksek kazançlı bir SEL aygıtının parlaklığının aşağıdaki gibi verileceği anlamına gelmektedir.

$$B_{H.G.F} \cong 1.26 \times 10^3 B_s \quad (2.214)$$

Bu sonucu yorumlarken yaklaşımın bir boyutta olduğu ve atma yayılması ve enine mod etkilerini barındırmadığının göz önünde tutulmalıdır. Burada belirtmek gerekir ki; elektron demeti ve optik demet arasında faz uzayındaki uyum aşağıdaki gibidir.

$$\varepsilon \sim \frac{\lambda}{4\pi}, \quad \left(\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \right) \quad (2.215)$$

Doyum şiddeti lazer demeti parlaklığının bir ölçüsüdür ve aşağıdaki gibi tekrar yazılabilir.

$$I_s \left[\frac{MW}{cm^2} \right] \cong F(K) \frac{1}{N^4 (\varepsilon [m.rad])^2}, \quad F(K) \cong 1.097 \times 10^{-4} \left(\frac{1 + \frac{K^2}{2}}{K f_b(K)} \right)^2 \quad (2.216)$$

Daha önceki bölümlerden düşük kazanç parametresi hatırlanırsa ve yukarıda g_0 için verilen tanım kullanılırsa akım yoğunluğu aşağıdaki koşula bağlı olacaktır.

$$J[A/m^2] \cong G(k) \frac{1}{N^3 \sqrt{\lambda_u[m]}} \frac{1}{(\lambda[m])^{2/3}} \quad (2.217)$$

$$G(k) \cong 19.28\pi \times 10^4 \left[\frac{\left(1 + \frac{K^2}{2}\right)^{3/4}}{K f_b(K)} \right]^2 \quad (2.218)$$

Son ifadeler, gereken akım yoğunluğu düzeylerini ve kırınım limitli yüksek kazançlı SEL çıkış gücünü anlamak için kullanılabilir.

Sonuç olarak yüksek kazançlı SEL'in çıkış gücü, doyum şiddetinin 1.26×10^3 katıdır.

$$P_L \cong \frac{2}{\pi} (4\pi)^3 I_s \quad (2.219)$$

Bir salındırıcıda λ dalgaboyunda yayımlanan koherent fotonlar göz önüne alınırsa,

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (2.220)$$

Bu durum bu fotonlar $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ çizgi genişliği içinde olacaktır.

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2N_u} \quad (2.221)$$

Burada etkin açısal açıklık ve kaynak yarıçapı aşağıdaki gibidir.

$$\theta = \sqrt{\frac{\lambda}{(\lambda_u N_u)}} \quad (2.222)$$

$$a = \sqrt{\lambda \lambda_u N_u} / 4\pi$$

Bu iki ifadenin çarpımı kırınım limitli foton demeti için faz uzayını ve buna bağlı olarak sürücü hızlandırıcı demetinin yayılım gereksinimini verecektir.

Düzlem salındırıcı için eksen boyunca yayımlanan ışınımın şiddeti aşağıdaki gibi verilir.

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = N_u^2 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c} \gamma^2 \frac{K^2}{1 + \frac{K^2}{2}} f_b^2(K) \quad (2.223)$$

θ açısı içerisinde, $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ band genişliğine elektron başına yayımlanan fotonların sayısı,

$$N_{foton} = \frac{\pi\alpha}{2} \frac{K^2}{1 + \frac{K^2}{2}} f_b^2(K) \quad (2.224)$$

$$f_b(K) = \begin{cases} (J_{n-1/2}(\xi) - J_{n+1/2}(\xi)) & \text{Düzlem Undulatör için} \\ 1 & \text{Helissel Undulatör için} \end{cases} \quad (2.225)$$

$$\xi = \frac{1}{4} \frac{K^2}{1 + K^2/2} \quad (2.226)$$

Tipik bir değer olarak $K \sim 1$ için $N_{foton} = 5 \times 10^{-3}$ verilebilir. Burada α elektromagnetik ince yapı sabiti olup $\alpha = e^2 / 4\pi\epsilon_0 \hbar c = 1/137.0359895$ değerine sahiptir.

Eğer ışınım vakum ortamda yayılıyorsa, kendisini üreten elektronun salındırıcı periyodu başına bir dalgaboyu önünde olacaktır. Bu etkiye kayma (slippage) etkisi denir (Wu Chao, 2002).

2.8.2 SEL Kollektif Kararsızlığı

Elektron demeti, elektromagnetik ışınım, salındırıcı sisteminin kollektif kararsızlığını kullanarak N_{foton} sayısını pek çok kez artırabiliriz. Elektronlar salındırıcı magnet boyunca ilerlerken üzerlerine etkiyen alan elektronların, birbirlerinden ışınımın dalgaboyu kadar uzak mikro paketçikler oluşturmaya sebep olur. Mikro paketçikler içindeki elektronlar aynı fazda, eşzamanlı olarak toplam ışınım şiddetini artıracak şekilde ışırlar. Bu süreç, ışınım alanı, paketçiklenme ve enerji yayılımı şeklinde üç kollektif değişken kullanılarak açıklanabilir (Bonifacio *et al.*, 1984). Kollektif değişkenler salındırıcı boyunca $e^{i\mu z}$ şeklinde üstel olarak değişir. μ özdeğerleri, en basit durumda kübik olan, dağılım (dispersion) bağıntısı tarafından belirlenir. Işınımın dalgaboyu rezonans değeri yakınlarında iken dağılım bağıntısının köklerinden ikisi karmaşık sayıdır ve bu ışınım alanındaki ve L_G kazanç uzunluklu elektron demetindeki mikro paketçiklenmedeki üstel büyümeye sebep olur.

$$L_G \approx \frac{\lambda_u}{4\sqrt{3}\pi\rho} \quad (2.227)$$

Burada ρ SEL parametresidir ve tipik olarak $\rho \sim 10^{-2}-10^{-3}$ değerlerini alır.

$$\rho = \left[\frac{K}{4\gamma} f_b^2(K) \frac{\Omega_p}{\omega_u} \right]^{2/3} \quad (2.228)$$

$$\omega_u = \frac{2\pi c}{\lambda_u} \quad (2.229)$$

Önemli diğer bir parametre ise, koherentlik uzunluğu veya işbirliği (cooperation) uzunluğudur. Bir kazanç uzunluğu boyunca oluşan kayma uzunluğuna (slippage distance) işbirliği uzunluğu denir.

$$L_c \simeq 2\lambda L_G / \lambda_u \quad (2.230)$$

Demet plazma frekansı aşağıdaki gibidir. Burada n_e bir mikro paketçik içindeki elektron yoğunluğudur.

$$\Omega_p = \sqrt{4\pi r_e c^2 n_e / \gamma} \quad (2.231)$$

Kazanç uzunluğu bağıntısı verilirken aşağıdaki varsayımlar geçerli sayılmıştır.

$$a) \quad \sigma_E < \rho,$$

$$b) \quad N_u \lambda_u \gg L_G,$$

$$c) \quad \varepsilon < \frac{\lambda}{4\pi},$$

$$d) \quad L_G < L_R,$$

$$e) \quad N_u \lambda < L_e.$$

Burada ε demet emittansı, σ_E enerji yayılımı, L_R ışınım demeti yarıçapı ω_0 ile ilişkili olarak, $\pi\omega_0^2 = \lambda L_R$, Rayleigh uzunluğudur. Koşul a) ışınım çizgi genişliğinin enerji yayılımından ötürü artmadığını temin etmektedir; koşul b) kolektif kararsızlığın gelişmesi için gerekmektedir; koşul c) ve d) birlikte kırınım ve 3-boyutluluk etkilerinin önemsiz olduğunu ve kırınım ile kaybedilenden daha fazla ışınım üretildiğini söylemektedir; koşul e) toplam elektron paketçik uzunluğu L_e ile karşılaştırıldığında kayma (slippage) küçük olduğunu söylemektedir.

Işınım alanı salındırıcı magnet uzunluğu $\sim 20L_G$ olduğunda doyuma ulaşır(Bonifacio *et al.*, 1984). Doyum durumunda ışınım gücü ve elektron başına yayımlanan foton sayısı için,

$$P_{doyum} = \rho I_{demet} E_{demet} \quad (2.232)$$

$$N_{doyum} = \rho \frac{E_{demet}}{E_{foton}} \quad (2.233)$$

ifadeleri geçerlidir. Burada I_{demet} demet akımı, E_{demet} demet enerjisidir. Eğer $E_{foton} \sim 250$ eV, $E_{demet} \sim 3$ GeV, $\rho \sim 10^{-3}$ ise, $N_{doyum} \sim 10^4$ olacaktır.

SEL gücü, elektron demet gücünün $\sim 30-40$ 'lık değerine kadar doyum bölgesinin ötesine taşınabilir. Bunun için salındırıcı magnet periyodunu ve/veya magnetik alanını değiştirmek gerekmektedir. Böylece dalgaboyu için verilen rezonans şartı elektron enerji değişimine karşı korunmuş olur.

2.9 Serbest Elektron Lazerlerinde Polarizasyon

Kristaller, moleküller, moleküler etkileşmeler, yüksek sıcaklık süperiletkenler, polimerler ve sıvı kristallerle çalışılırken, pekçok bilimsel ve endüstriyel uygulamada kutuplanmış elektromagnetik ışınım kullanmak gerekmektedir. Kutuplanmış elektromagnetik ışınım kullanmak pekçok alanda genellikle diğer yöntemlerle ulaşılamayacak verilere ulaşmaya olanak tanımaktadır.

Serbest elektron lazerlerinde dış bir kutuplayıcı kullanılmaksızın çeşitli tiplerde salındırıcı magnetler, bu magnetlerin değişik şekillerdeki kombinasyonları veya eksen boyunca uygulanan magnetik alanlar yardımıyla kutuplanma sağlanır.

SEL'de polarizasyon üzerindeki incelemeler salındırıcı ve yükseltici modlar için ikiye ayrılabilir. Salındırıcı durumunda başlangıç sinyali gürültü veya elektron demetinin anlık ışınımıdır. Bu durumda eğer kavitede herhangi bir kutuplanma seçimli olarak

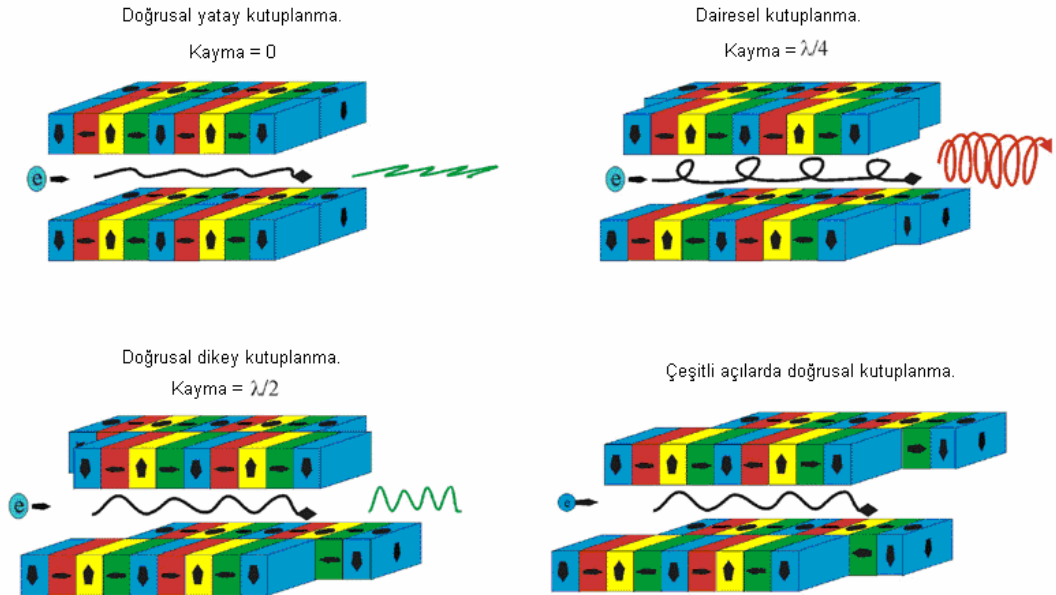
gerçekleşmemişse, ışınlam elektron demetinin yörüngesine göre kutuplanacaktır: düzlemsel bir yörünge için doğrusal, eliptik veya dairesel bir yörünge içinse helissel kutuplanma olacaktır. Yörünge şekli kullanılan salındırıcı magnet ile belirlenebileceği gibi uygulanabilecek bir dış magnetik alanla da belirlenebilir.

Yükseltici modunda başlangıçta doğrusal kutuplanmış bir giriş sinyali kullanılmışsa her iki şekilde de (doğrusal ve dairesel yörünge) doğrusal kutuplu çıkış alınacaktır.

Çeşitli deneylerde kutuplanma şekli çabuk bir şekilde değiştirilmelidir. Bu ise eş eksende bir kaç salındırıcı magnetin bir arada ya da eksenlerine magnetik alan uygulanan bir veya iki salındırıcı magnetin kullanılmasıyla gerçekleştirilebilir. Kutuplanmanın değiştirilmesinde aşağıdaki seçenekler izlenebilir (Papadichev, 1996).

- 1) Farklı heliselliğe sahip iki salındırıcı magnetin kullanılması sağ veya sol elli dairesel kutuplanma oluşturmaya için kullanılabilir. Her iki salındırıcı magnetin de aynı alan şiddeti ile çalıştırılması doğrusal kutuplanmaya sebep olacaktır. Bu durumda salındırıcı magnetin birinin akım yönünün değiştirilmesi kutuplanma düzlemini değiştirecektir.
- 2) İki düzlemsel salındırıcı magnetin birinin diğerine göre 90^0 döndürülmüş ve ortak eksenleri boyunca salındırıcı magnetin periyodunun dörtte biri kadar ötelenmiş olarak yerleştirilmesi ile yine dairesel kutuplanma elde edilecektir. Heliselliğin değiştirilmesi salındırıcı magnetlerden birinin akım yönünün değiştirilmesi ile başılır. Salındırıcı magnetlerden birinin kapatılması uyarılan salındırıcı magnetin yörünge düzleminde doğrusal kutuplanma meydana getirecektir.
- 3) Birbirine dik ancak aynı fazda alanlara sahip iki salındırıcı magnet kullanılarak kutuplanma düzleminin değiştirilmesi salındırıcı magnetin akımında işaret veya genlik değişimi yapılarak elde edilebilir.

- 4) İki 3)'te belirtildiği gibi, üçüncü ise birinci salındırıcı magnetin aynı fazda olacak şekilde yerleştirilmiş üç salındırıcı magnet kullanılarak, istenilen kutuplanma şeklinin seçilmesini sağlayacaktır.
- 5) Düzlem salındırıcı magnetin eksenini boyunca magnetik alan uygulandığında dairesel kutuplanma sağlanır. Kutuplanmanın helisselliği magnetik alanın işareti değiştirilerek değiştirilir. Alan şiddeti sıfır iken doğrusal kutuplanma sağlanır.
- 6) Elektromagnetik dalganın fazı kutuplanma azimutu ile korelasyon halinde ise helisel elektron yörüngesi herhangi bir düzlemde doğrusal kutuplu elektromagnetik alan oluşturmak için kullanılabilir. Bu, rastgele zaman aralıklarında birbirini izleyen, herbiri farklı düzlemlerde kutuplu bir dizi ışık atmasının elde edilmesine olanak tanır. Bu serinin uzunluğu elektron demetinin uzunluğunu (paketçik veya atma) geçmemelidir. SEL giriş atmaları özel bir aygıt tarafından belirlenir ve genlikleri anlık salındırıcı ışınımı genliğinden oldukça büyük olmalıdır.



Şekil 2.21 Salındırıcı magnetin çeşitli şekillerde düzenlenmesi ile kutuplanmanın elde edilişi

3. MATERYAL ve YÖNTEM

Tezin hazırlamasında kaynaklar bölümünde belirtilen kitap ve dergiler, ayrıca konu ile ilgili dünya çapında çalışmakta olan DESY, Hamburg (Germany) www.desy.de; CERN, Cenevre (İsviçre) www.cern.ch; iFEL, Osaka (Japonya) www.ifel.jp gibi araştırma merkezlerinin internet sitelerinden yararlanılmıştır.

Literatürden tespit edilen modeller adı geçen ve diğer merkezlerde çalıştırılmakta olan hızlandırıcılara dayanan ışınım kaynakları parametreleri üzerinde sınanarak uygun formülasyon belirlenmiştir. Belirlenen formülasyon ile kurulması planlanan Türk Hızlandırıcı Merkezi projesi ışınım kaynaklarından elde edilecek kızılötesi, x-ışını lazeri , sinkrotron ışınımı üzerinde kullanılmıştır. Çalışmalar sırasında Mathematica, Origin SPECTRA gibi programlar kullanılmıştır.

4. IŞINIM KAYNAKLARININ OPTİMİZASYONU

4.1 Sinkrotron Işınımı Optimizasyonu

Dünyada depolama halkaları denilen dairesel hızlandırıcılar ilk olarak yüksek enerji deneylerinde parçacık demetlerinin çarpıştırılması için kullanılırken günümüzde depolama halkaları, sinkrotron ışınımı elde etmek için de kullanılmaktadır.

Bu bölümde Türk Hızlandırıcı Merkezi Projesi kapsamında gerçekleştirilen parçacık çarpıştırıcısına yönelik depolama halkası tasarımının sinkrotron ışınım kaynağı olarak kullanılma potansiyeli üzerinde durulacaktır. Tasarımı gerçekleştirilmiş depolama halkasının temel amacı çarpıştırıcı modunda çalışarak temel parçacıklardan olan charm parçacıklarının üretildiği bir parçacık fabrikasının uygulanmasıdır (Nergiz, 2005). Bunun yanında gerçekleştirilmiş temel parametrizasyon, çarpıştırıcılarda en önemli parametrelerden olan ışınlğı maksimum yapmaya ve depolama halkasının üçüncü nesil bir ışınım kaynağı olarak da çalıştırılabilmesine yöneliktir. Bir parçacık çarpıştırıcısında ışınlık $L = (1/4\pi)(N_1 N_2 / t A_T) f$ şeklinde verilmektedir.

Burada N_1 ve N_2 , çarpışacak birinci ve ikinci demetin paketçik başına parçacık sayısı; t , ayrı ayrı paketçiklerin arasındaki zaman farkı; A_T , çarpışma bölgesinde paketçiklerin enine kesitleri ve f , paketçğin parçacıklarla dolma oranıdır.

Elde edilecek üçüncü nesil ışınımının parlaklık değerin yüksek olması için parçacık demetinin yayınının (emittance) bazı sınırlar dahilinde küçük tutulması gerekmektedir. Üçüncü nesil sinkrotron ışınımı kaynaklarında yayının 20 nm rad değerinden düşük olmalıdır. Depolama halkalarının tasarımında demetin dairesel yörünge izlemesini sağlayan dairesel hızlandırıcı boyunca yerleştirilmiş eğici magnetler, demetin uzaysal odaklanmasının sağlanmasına yarayan kuadrupol magnetler ve demeti oluşturan yüklü parçacıkların momentum sapmalarının karşılanmasında kullanılan sextopol magnetlerin yanı sıra ışınım eldesinde kullanılan salındırıcı ve zigzaglayıcı magnetler halkanın magnetik örgüsünü oluşturmaktadır. Depolama halkalarında kullanılan çeşitli örgü tipleri mevcuttur ve bu örgü tiplerinin temel amacı yayını minimum yapmak ve disperiyon fonksiyonu küçük olan magnetsiz bölgeler

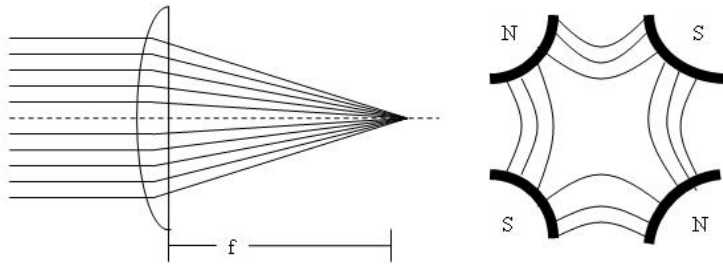
oluşturmaktadır (Winick, 1995). Tasarımda magnetsiz bölgeler oluşturma gerekliliği vardır. Bu bölgeler, depolama halkasına demetin enjekte edilmesi için kullanılacak enjeksiyon bölgesi, sinkrotron ışınımı olarak kaybedilen demet enerjisinin karşılamasında kullanılan rf kaviteler, sinkrotron ışınım kaynağı olarak kullanılan salındırıcı ve zigzaglayıcı magnetlerin yerleştirilebileceği düz bölgeler ve çarpışma bölgesinin yerleştirileceği alan olarak göz önünde tutulmalıdır.

İleriki bölümlerde bir pozitron demetinin kullanıldığı TAC depolama halkası (Yavaş vd., 2006) sinkrotron ışınımı kaynağı olarak incelenecek ve Dünya’da çalışmakta olan örneklerinden Almanya, Hamburg’da kurulmuş DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron, Alman Elektron Sinkrotronu) laboratuvarı bünyesinde bulunan HASYLAB (Hamburger Synchrotron Laboratory) için demet hatları sağlayan DORIS halkası tanıtılacaktır.

4.1.1 TAC Depolama Halkasının Teknik Özellikleri

Depolama halkaları parçacıkları belli bir enerjide tutmaya yarayan sinkrotronlardır. Parçacıklar halkada dolanırlarken yaptıkları ışımadan dolayı enerji kaybederler. Bu enerji halkaya yerleştirilen bir veya daha fazla rf kavite tarafından tekrar demete sağlanır.

Depolama halkaları üzerinde demetin hareketine etki eden çeşitli optik aletler bulunur. İlki iki kutuplu magnetler olan eğici magnetlerdir. Yüklü parçacıklar eğici magnetten geçerken magnetik alan dolayısıyla sapmaya uğrar ve bu araçlar kullanılarak dairesel yörüngede dolanmaları sağlanır. Parçacık demetleri ilerlerken ışık demeti gibi dağılma gösterirler. Demetin bir arada tutulması için (odaklayıcı) kuadrupol magnetler kullanılır (Şekil 4.1).



Şekil 4.1 Odaklayıcı magnetin parçacık demetlerini odaklaması ve yapısı

Bu magnetler demeti bir düzlemde odaklarken diğer düzlemde tam tersine dağıtır. Dolayısıyla bir eksen için dağıtıcı ve odaklayıcı kuadropollerin belli bir düzen içerisinde yerleştirmesi gereklidir. Bu sayede demet hem yatay hem düşey ekseninde dağılmadan depolama halkasında dolanır.

TAC Charm fabrikasının depolama halkası için önerilen temel hücre DBA (double bending achromat) tipi bir yapıdır. Tasarımda 32 adet eğici magnet ve 96 adet dağıtıcı ve odaklayıcı kuadropol kullanılmıştır. Sinkrotron ışınımı elde etmekte kullanılacak zigzaglayıcılar ve salındırıcılar ile rf kaviteler için ayrılan 12 adet magnetsiz bölgenin uzunluğu 4.4 metredir. Çarpışma bölgesi için bırakılan iki bölgenin uzunluğu ise 14.4 metredir. Şekil 4.2 örgünün betatron ve dispersiyon fonksiyonlarını göstermektedir. İdeal olmayan, gerçek bir demette parçacıkların ideal enerjin sapmalarından kaynaklanan düzeltmelerin yapılması gerekmektedir. Bu parçacığın hareketinin rf alanına göre incelenerek enerji sapmasının faz uzayındaki yörüngeyi nasıl etkilediğinin çalışılmasını gerektirmektedir. Dispersion kavramı bir parçacığın referans yörüngeye göre sapmasını tanımlamaktadır (Wilson, 2001). Doğrusal demet optiği yaklaşımı ile yalnızca doğrusal terimleri göz önünde bulundurarak hareket denklemi incelendiğinde geri çağırıcı kuvvetin yörünge doğrultusu olan s 'e bağıllığı dışında sönümlü harmonik hareket denklemi ile özdeşdir. Bu denklemin homojen çözümü $x \equiv 0$ 'daki denge yörüngesi çevresinde salınımı ifade etmektedir. Bu tarz salınımlar betatron salınımları adını alırlar. TAC depolama halkası tasarımında magnetsiz bölgelerde dispersiyonun düşük olması sağlanmıştır. Bu ışınım cihazlarından elde edilecek ışınımın kalitesi açısından önemlidir. Halkanın DBA örgünün yapısı Şekil 4.3'te verilmiştir. Şekil 4.4 ise halkanın genel yapısını göstermektedir. Charm fabrikasının depolama halkasına ait genel hızlandırıcı parametreleri Çizelge 4.1'den, kullanılan magnetlere ait parametreler ise Çizelge 4.2'ten görülebilir.

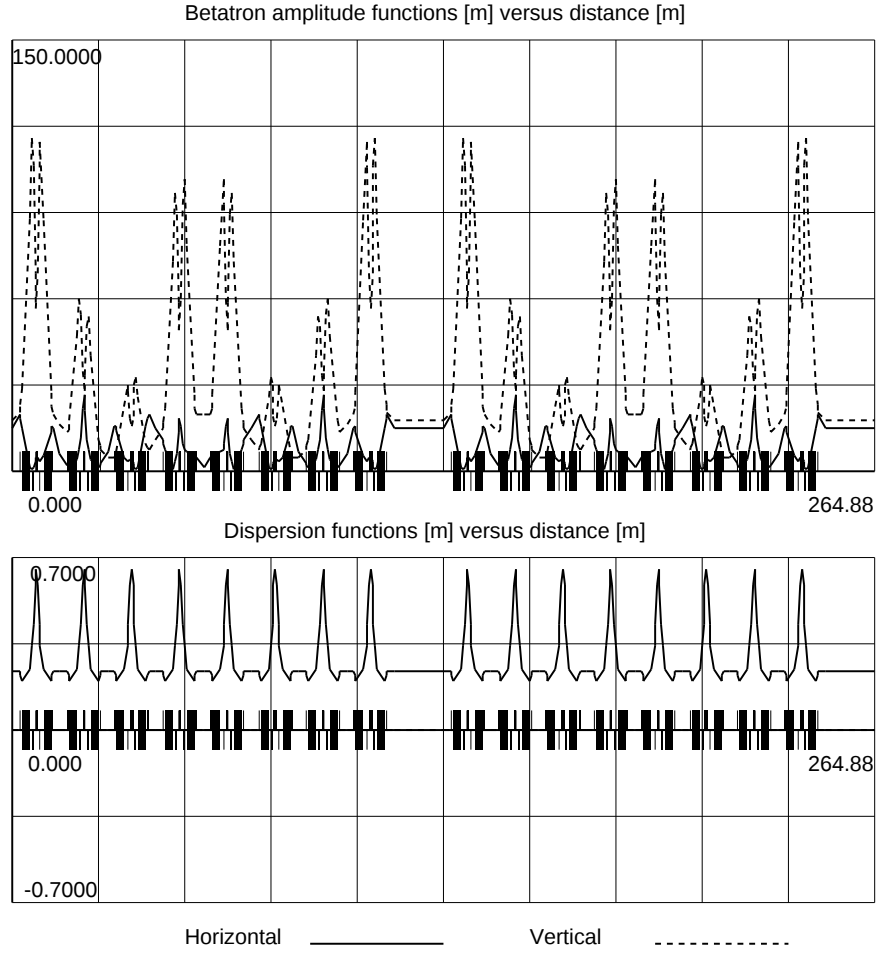
Çizelge 4.1 TAC pozitron halkası için ana parametreler

Enerji (GeV)	3.56
Çevre (m)	264
Demet akımı (mA)	216
Tur başına enerji kaybı (keV)	1163.2
Harmonik sayısı	442
Rf frekansı (MHz)	500.25
Enerji yayılması (%)	0.09
Yayınım (nm rad)	20

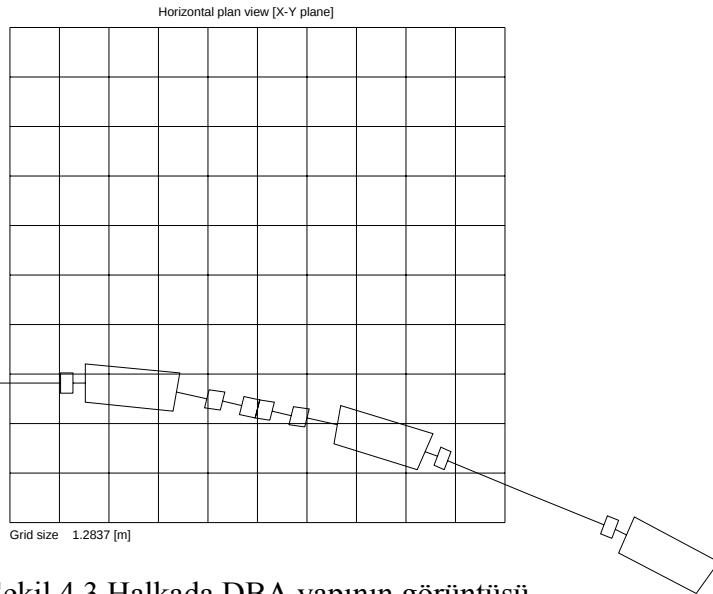
Çizelge 4.2 Magnet parametreleri

	Boy (m)	k (1/m ²)	ρ (m)	B (T)	B' (T/m)
Q1	0.30	1.10			13.06
BD	2.40		12.22	0.972	
Q2	0.40	-1.30			-15.44
Q3	0.40	1.24			14.72

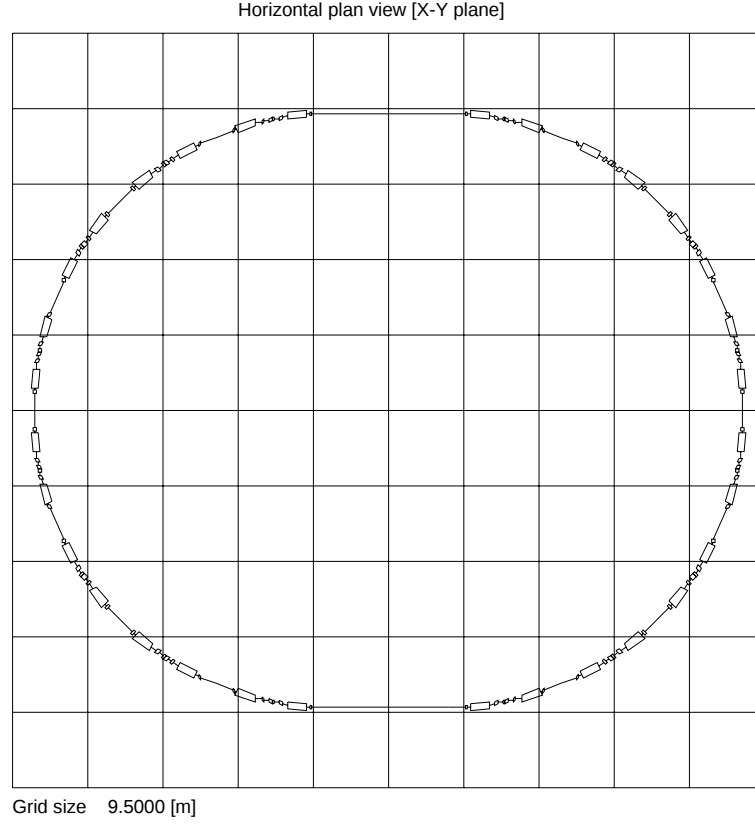
Çizelge 4.2’de Q₁, Q₂ ve Q₃, demetin eksen boyunca odaklanmasını sağlayan odaklayıcı magnetler; BD, bir dipol magnetten ibaret olan eğici magneti ifade etmektedir.



Şekil 4.2 Halkanın betatron ve dispersiyon fonksiyonları



Şekil 4.3 Halkada DBA yapının görüntüsü



Şekil 4.4 Halkanın genel görünümü

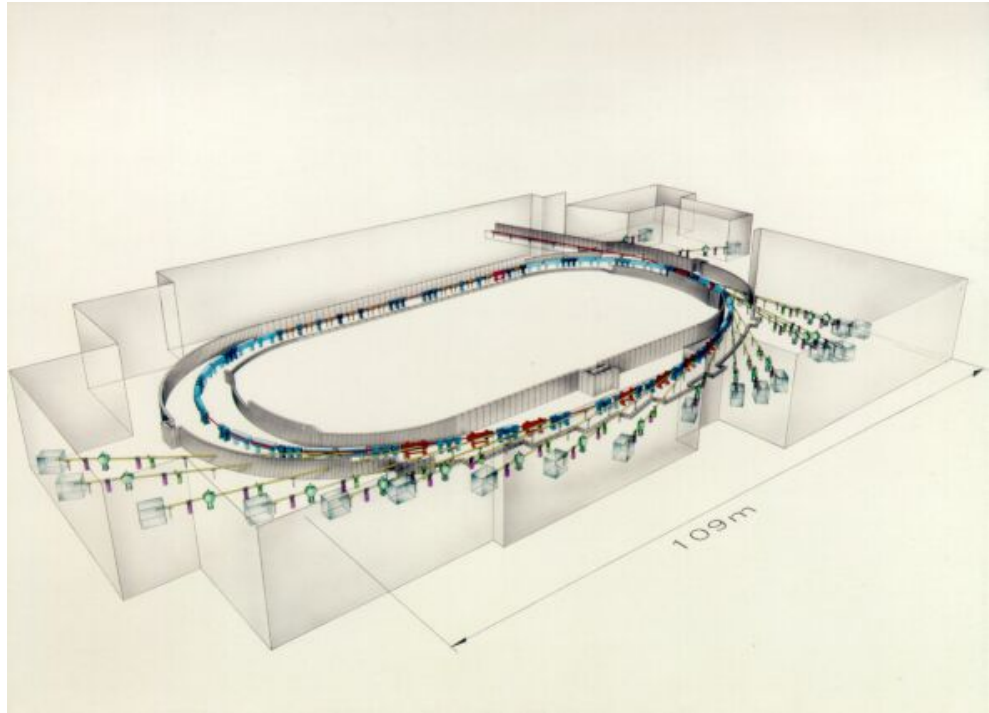
Depolama halkası tasarlanırken 3. nesil sinkrotron ışınımı kaynağı olarak da çalışabilmesi hedeflenmiştir (Nergiz, 2004). Tasarlanan örgüde toplam 12 adet magnetsiz bölge vardır. Bunlardan bir iki adetinin rf kaviteler için kullanılacağı düşünülür ise sinkrotron ışınımı kaynağı olarak kullanılacak aletler ile 10 adet demet hattı tasarlanabilir. Depolama halkasında bulunan 32 adet eğici magnet ile de sinkrotron ışınımı elde edilebilir.

Kullanılacak örnek zigzalayıcı ve salındırııcıların ayrıntılı parametreleri Çizelge 4.3’de verilmiştir. Burada kullanılan eklentiler kalıcı magnetden (NdFe_2) yapılmıştır.

Çizelge 4.3 TAC Depolama Halkasında kullanılacak zigzaglayıcı ve salındırıcı magnetlerden örnekler

Işınım kaynağı	Zigzaglayıcı 1	Salındırıcı 1	Salındırıcı 2
Periyod uzunluğu (m)	0.10	0.08	0.04
Periyod sayısı	35	43	100
Magnetik alan (T)	0.85	0.16	0.32
K değeri	8	1.2	1.2
Gap yüksekliği (mm)	31	90	94

Bu tasarım örnek labotatuvar olan HASYLAB (DESY) için pekçok demet hattı sağlayan DORIS halkası ile karşılaştırılabilir. DORIS halkası çeşitli salındırıcı, zigzaglayıcı ve eğici magnet demet hatları ile sinkrotron ışınımı elde etmeye yönelik bir ışınım kaynağıdır. Halkada depolanan pozitron demetinin akımı 140 mA'dir ve demet 10 ila 18 saat arası tipik ömrü ile halka içerisinde 5 paketçik halinde dolanmaktadır. Mor ötesinden x-ışınlarına kadar olan bir bölgede elde edilen ışınım, biyolojiden kimya ve malzeme bilimerine geniş bir alanda kullanılmaktadır.



Şekil 4.5 DORIS Halkası ve demet hatlarının şematik görünümü

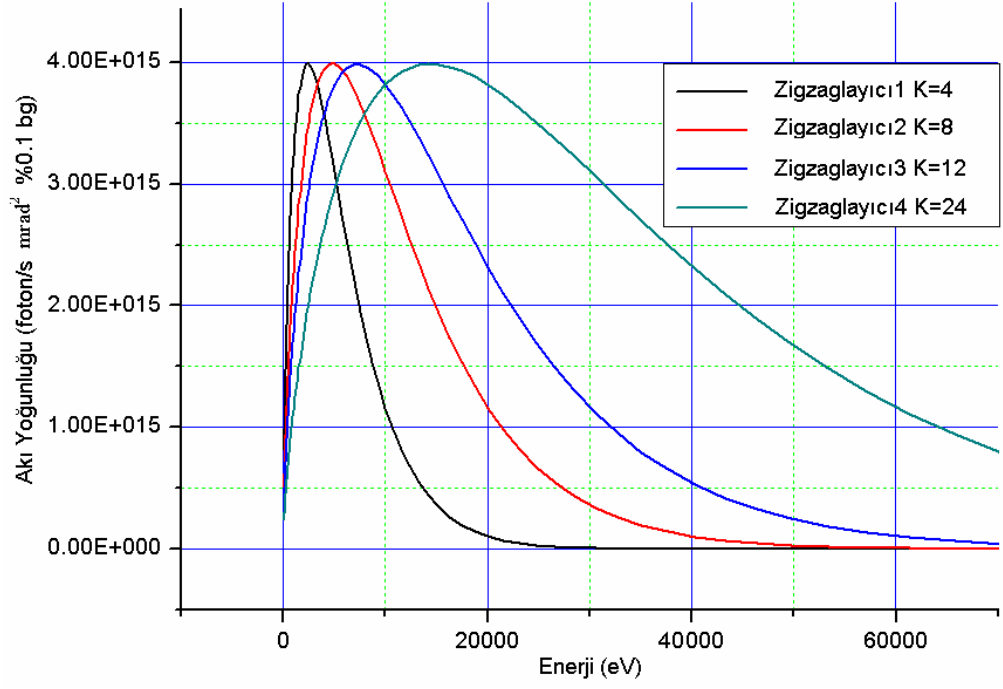
Çizelge 4.4 DORIS (DESY) Halkası için temel parametreler

Enerji (GeV)	4.45
Demet Akımı (mA)	140
Çevre (m)	289.193
Harmonik Sayısı	482
Dolanım Frekansı (MHz)	1.036
Yatay Yayınım (nm rad)	410
Dikey Yayınım (nm rad)	12
Enerji Yayılımı (%)	0.11
Paketçik Uzunluğu (1σ) (mm)	19.5
Tur Başına Enerji kaybı (MeV)	3.466
Eğrilik Yarıçapı (m)	12.18

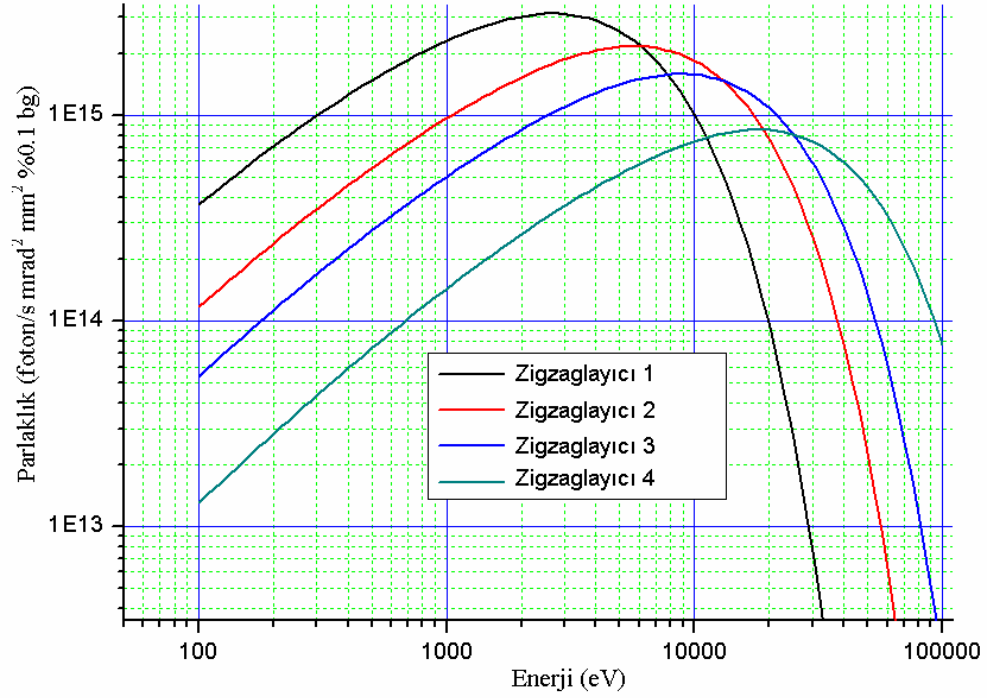
4.1.2 TAC Depolama Halkası Sinkrotron Işınım Kaynakları

Daha önceki bölümde parametrelerinden bahsedilen salındırıcı, zigzaglayıcı ve eğici magnetler halka üzerindeki sinkrotron ışınım kaynaklarıdır.

Zigzaglayıcılar tasarlanırken depolama halkasının parametreleri ve magnetsiz bölgelerin uzunluğu dikkate alınarak mümkün olduğunca yüksek akı yoğunluğu ve geniş bir spektrum elde edilmeye çalışılmıştır ve bu da sağlanmıştır (Yavaş vd., 2006). Zigzaglayıcı 1,2,3,4 sırasıyla $K=4, 8, 12, 24$ değerlerine sahiptir ve hepsi için periyod uzunluğu 10 cm, toplam uzunluk=3.5 m olarak alınmıştır. Bu zigzaglayıcı magnetlere ait ışınımın akı ve parlaklık grafikleri aşağıdaki gibi verilmiştir.



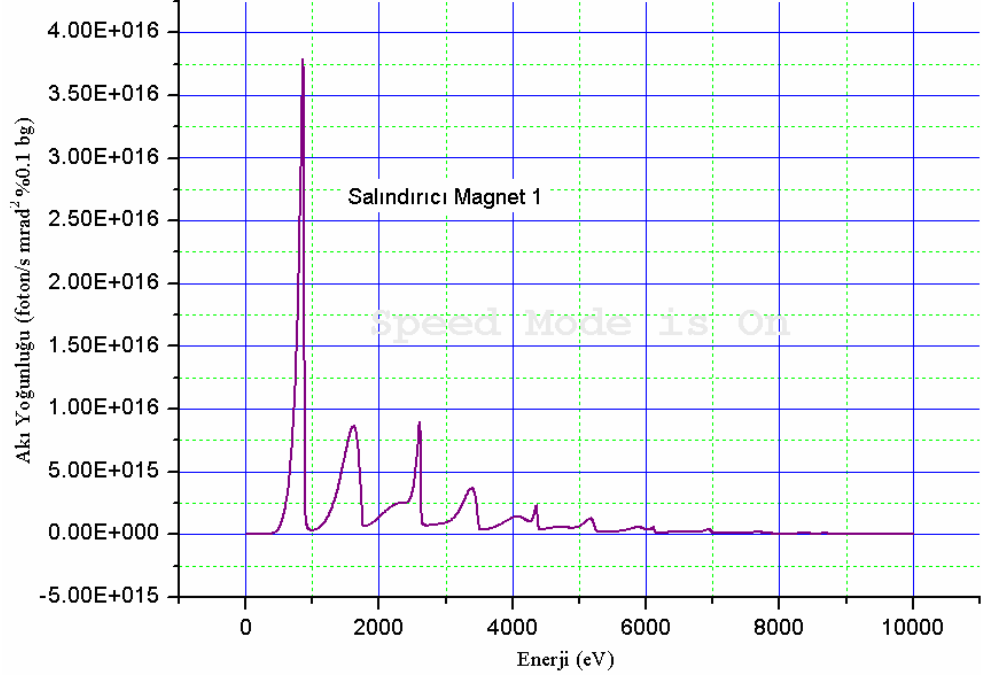
Şekil 4.6 TAC Depolama Halkasında kullanılacak zigzaglayıcı magnetlerin akı grafikleri



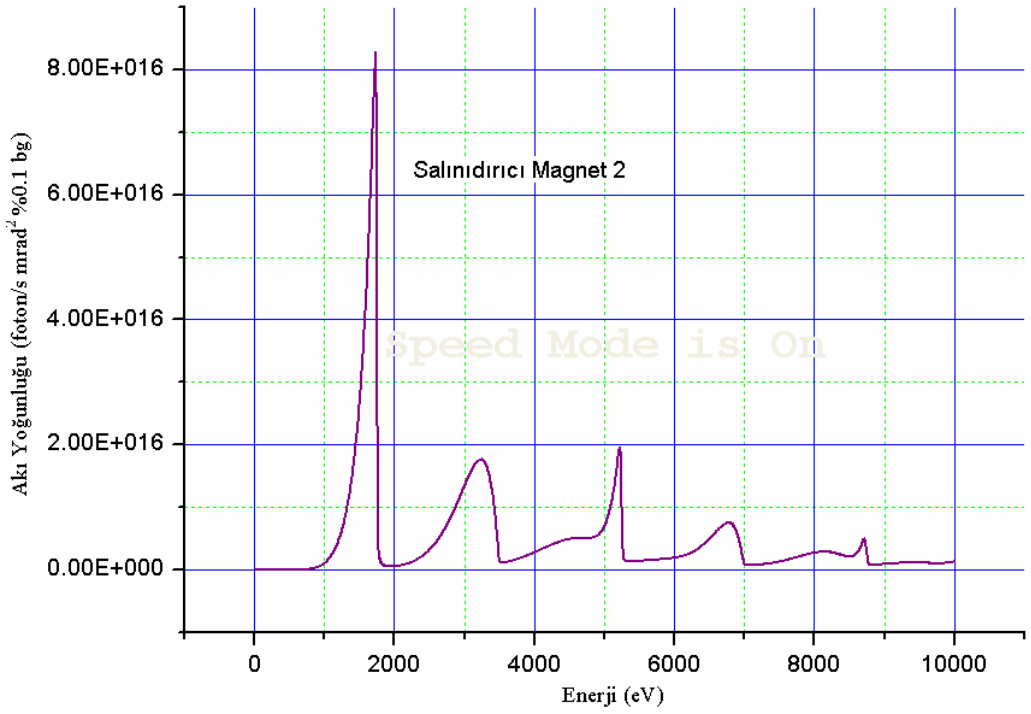
Şekil 4.7 TAC Depolama Halkasında kullanılacak zigzaglayıcı magnetlerin parlaklık grafikleri

Halka tasarımında çizelgeden de görüldüğü gibi kuvvet parametreleri aynı olacak şekilde farklı geometrilere sahip olan iki çeşit salındırıcı magnet kullanılmıştır. Bu

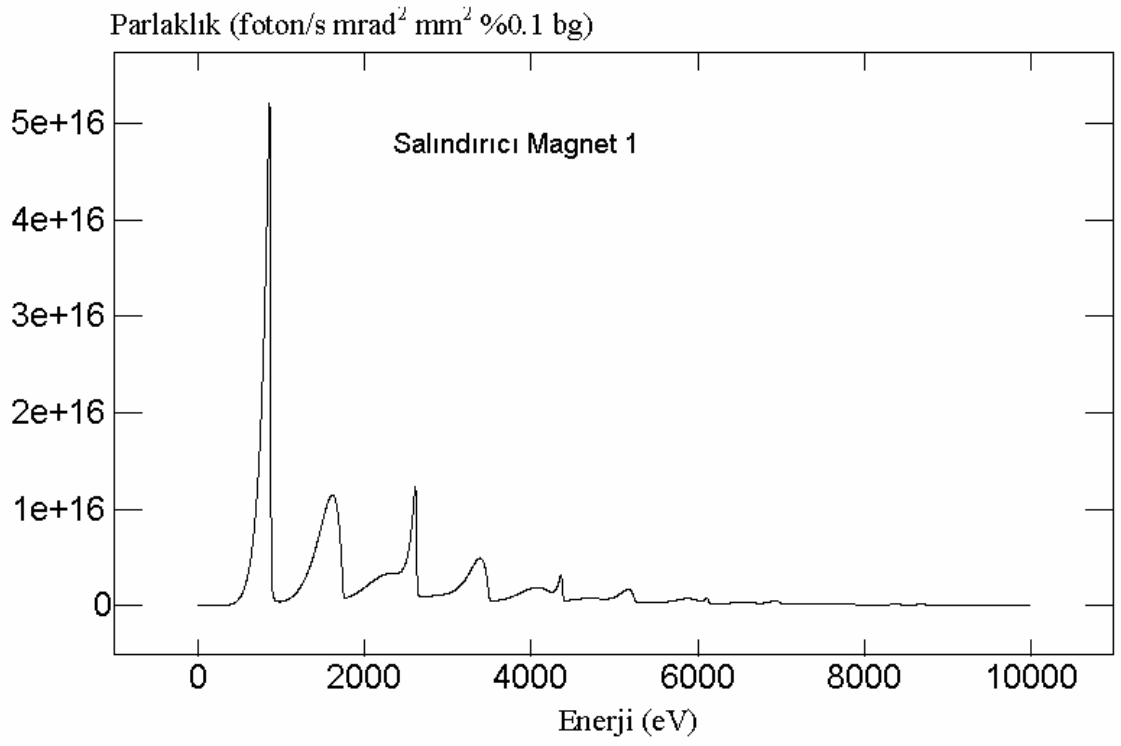
salındırıcılardan elde edilecek ışınının akı yoğunluğu-foton enerjisi ve parlaklık grafikleri aşağıda verilmektedir.



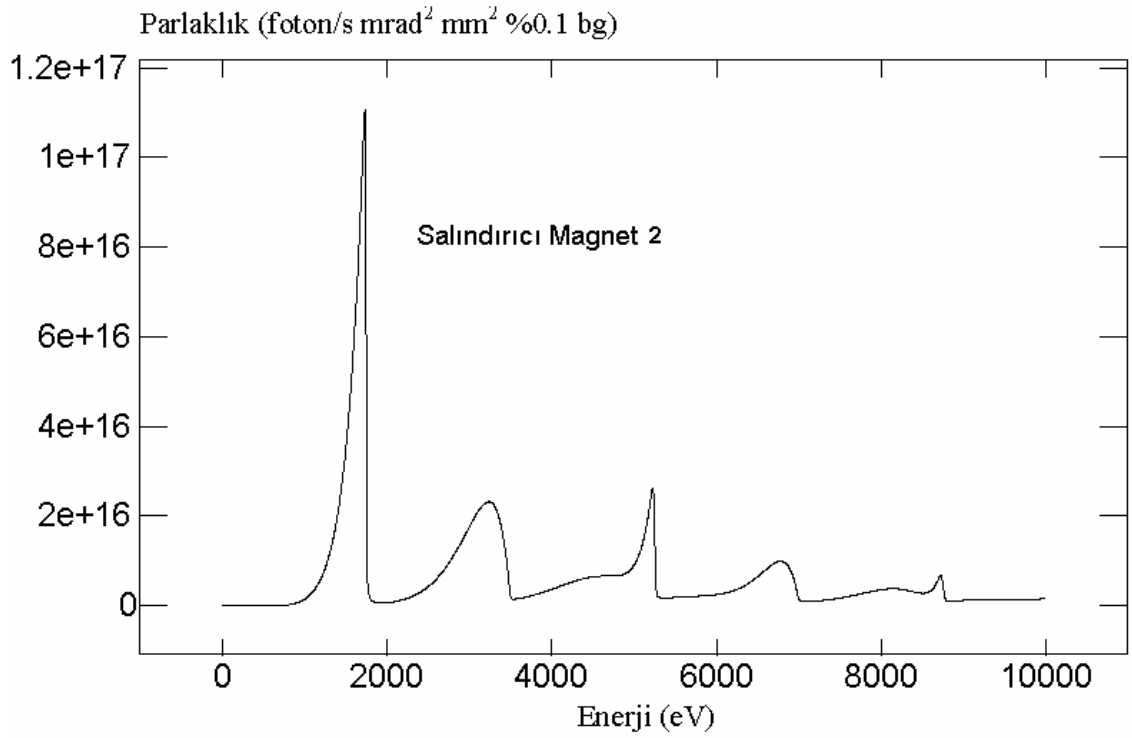
Şekil 4.8 TAC Depolama Halkasında kullanılacak salındırıcı magnet 1'e ait akı grafiği



Şekil 4.9 TAC Depolama Halkasında kullanılacak salındırıcı magnet 2'ye ait akı grafiği

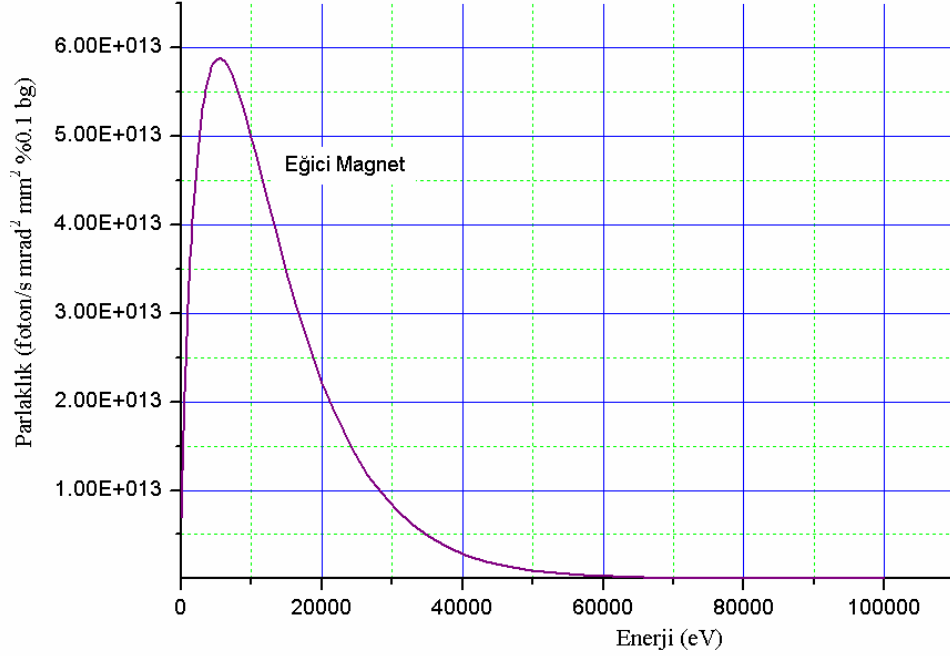


Şekil 4.10 Salındırıcı magnet 1'e ait parlaklık grafiği



Şekil 4.11 Salındırıcı magnet 2'ye ait parlaklık grafiği

Halkanın tasarımında kullanılan eğici magnetin eğrilik yarıçapı 12.22 m ve manyetik alanı 0.972 T' dir.



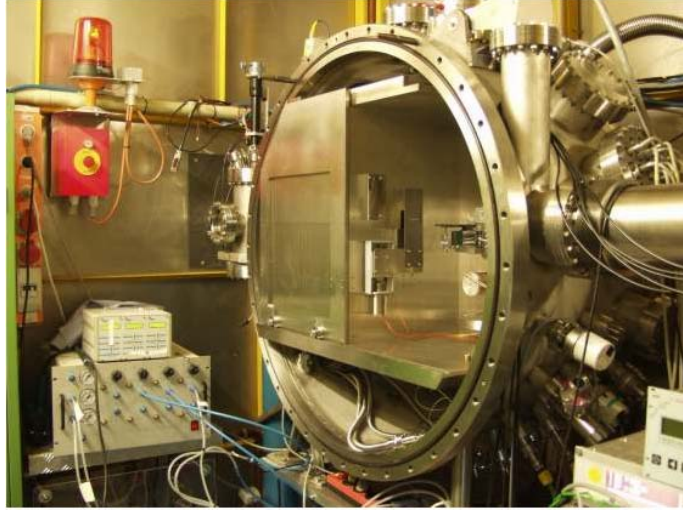
Şekil 4.12 TAC Depolama Halkasında kullanılacak eğici magnete ait parlaklık grafiği

4.1.3 Sinkrotron Işınımının Kullanım Alanları

Sinkrotron ışınımı kullanım alanları konusunda Hamburg'ta kurulmuş DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron, Alman Elektron Sinkrotronu) laboratuvarı bünyesinde bulunan HASYLAB (Hamburger Synchrotron Laboratory) incelenecektir. HASYLAB ulusal bir kullanıcı araştırma laboratuvarıdır. DORIS ve PETRA depolama halkalarındaki pozitronların yayınladığı sinkrotron ışınımı, temel ve uygulamalı araştırmalarda pek çok şekilde 80 civarında enstrüman ile 40 deney istasyonunda kullanılmaktadır. Üniversite, endüstri ve hükümet laboratuvarlarının araştırmacıları HASYLAB'ta, tıp uygulamaları kadar, fizik, biyoloji, kimya, kristalografi, malzeme ve yer bilimleri alanlarında da inceleme ve araştırmalar yapmaktadırlar. Bu bölümde bu demet hatlarından bazılarına örnekler verilmiştir.

DORIS halkasındaki A1 demet hattı, X-ışını Soğurma Spektroskopisinin (XAS) çeşitli tipleri için eğici magnet demet hattıdır. Spektroskopi demet hattının, en önemli bölümü monokromatördür. A1, Si(111) ve Si(311)channel cut kristaller kullanılmaktadır. (111)

kristali kullanılarak 2.4 - 17 keV (311) kristal kullanılarak 6-32 keV enerji aralığı kapsanmaktadır.



Şekil 4.13 DORIS halkası A1 demet hattı için kullanılan monokromatör

DORIS halkasının A2 demet hattında zayıf saçılma örneklerinde zaman çözünürlüklü ölçümler için küçük açılı X-ışını difraktometresi kullanılmaktadır. Difraktometre konuma duyarlı dedektörler kullanmakta ve sentetik polimerler gibi hafif elementler içeren örnekler için uygun olan 0.15 nm sabit dalgaboyunda çalışmaktadır.

DORIS halkasının BW1 demet hattında sıvı yüzeylerde (grazing) küçük geliş açılı kırınım ve x-ışını yansıtıcılığı deneyleri yapılmaktadır. Sıvı yüzeyler üzerindeki Langmuir tekli katmanlarından küçük açılı kırınım ve yansıma üzerinde çalışılmaktadır.

BW2 demet hattı yüzey kırınımı, fotoemisyon ve mikro tomografi gibi çeşitli deneysel teknikler için 2.4-25 keV'lik geniş enerji aralığında yüksek şiddette monokromatik demet elde etmek üzere tasarlanmıştır.

Adı geçen bu demet hatlarının yanısıra DORIS halkası sahip olduğu 42 demet hattı ile 80 kullanıcı laboratuvarına hizmet vermektedir.



Şekil 4.14 DORIS BW2 Demet hattında kullanılan difraktometre

Sinkrotron ışınımının çeşitli kullanım alanlarına HASYLAB (DESY)'tan örnekler verilmiştir. TAC depolama halkasındaki farklı kaynaklardan elde edilebilecek ışınımın dalgaboyları Çizelge 4.5'te elde edile bu ışınımın kullanım alanları ise Çizelge 4.6'da özetlenmiştir.

Çizelge 4.5 Depolama halkasındaki çeşitli magmetlerle elde edilecek ışınımın dalgaboyları

Parametreler	Salındırıcı 1	Salındırıcı 2	Zigzaglayıcı 1	Zigzag. 2	Zigzag. 3	Zigzag. 4
K	1.2	1.2	4	8	12	24
Dalgaboyu (nm)	1.42	0.71	9.3	34	75	300

Çizelge 4.6 Sinkrotron ışınımının kullanım alanlarına örnekler

Dalgaboyu Å	Foton Enerjisi (eV)	Biyoloji/ Tıp	Kimya	Fizik	Teknoloji
1000 100 10	0.1 Kızılötesi	Biyokimya	Katalizli reaksiyonlar	Katıların elektron yapısı	Spektroskopide yeni metodlar
	1 Görülebilir	Biyofizik	Foto- kimya	Yüzeylerin ve arayüzeylerin özellikleri	Yüksek performanslı optik
	10 Morötesi	VUV ve X Işını	Elektron spektroskopisi ile kimyasal analiz	Atomik ve moleküler fizik	Kalibrasyon ve radyasyon standartları
	100 Vakum Morötesi	Radyografi	Işıma tahribatının incelenmesi	Foto-elektron spektroskopisi	Zigzaglayıcı ve salındırıcı ışınması araştırması
	1000 Yumuşak X Işını	Akışkan Yüzeylerde Kompleks biyomolekül- lerin yapısının belirlenmesi	Polimerlerin yapısının belirlenmesi	X-ışını optiği	X-ışını litoğrafisi
1	10000 Sert X Işını	X-ışını Aniivografisi ve tomografisi	İz elementlerin analizi	X-ışını floresansı	Malzeme araştırması
0.1				Tomografi İnelastik X- ışını saçılması Compton saçılması	

4.2 SASE Yöntemiyle SEL Optimizasyonu

Linak'larla sürülen SASE yöntemi ile elde edilen serbest elektron lazerleri salındırıcı yöntemi ile elde edilen serbest elektron lazerleri gibi dördüncü nesil ışınım kaynaklarıdır. Bu tarz kaynaklar pikosaniye altı atmalardan oluşan bir zaman yapısı ve ışınımın tepe parlaklığında 10^6 - 10^{10} kat artış sunmaktadır. Yakın zamanlarda dünya çapında IR ve VUV bölgelerinde çalıştırılmak üzere çeşitli SASE projeleri yürütülmektedir. Bu çalışmada DESY'de (Deutsches Elektronen Synchrotron in Hamburg) kurulmuş olan TTF1 (TESLA Test Facility Phase 1, TESLA Test Tesisi Faz 1) örnek tasarım olarak incelenmiştir. DESY'de VUV SEL için temel oluşturan TTF ve diğer test laboratuvarları, süperiletken rf teknoloji konusunda deneyler ve geliştirme çalışmaları için test platformu olarak hizmet vermektedir.



Şekil 4.15 DESY TTF için süperiletken rf kaviteler ve üretimin gerçekleştirildiği özel ortam standartlarını sağlayan temiz odalar

Çizelge 4.7 TTF1 (TESLA Test Facility 1) için linak parametreleri

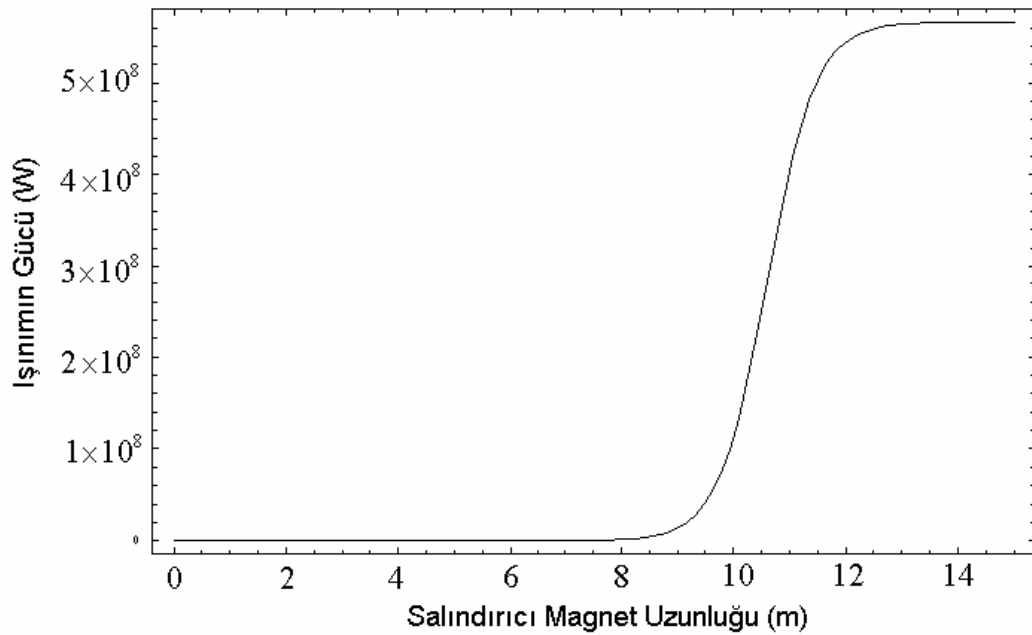
Parametre	Değeri
Demet Enerjisi (GeV)	0.39
Tepe Akımı (kA)	0.5
RMS Paketçik Uzunluğu (μ m)	250
Paketçik Yüğü (nC)	1
Undulator Tipi	Düzlem
Periyod Uzunluğu (mm)	27.3
Undulator Aralığı (mm)	12

Yukarıdaki tablolarda verilen demet ve undulator parametreleri kullanılarak TTF1 için temel parametreler aşağıdaki tabloda orijinal tasarım değerleriyle karşılaştırmalı olarak verilmiştir. TTF1 tasarımına yakın değerlerin elde edildiği ve kuramsal bölümde açıklanan formulasyon kullanılarak 130 MeV demet enerjili TAC SASE SEL için benzer parametreler hesaplanmıştır.

Çizelge 4.8 TTF1 SEL ana parametreleri

Parametreler	TTF1
Işınımın dalgaboyu (nm)	42
SEL parametresi (Pierce parametresi)	2.91×10^{-3}
Doyum Uzunluğu (m)	13.16
Doyum Gücü (GW)	0.56
Tepe Parlaklığı (foton/s mm ² mrad ² %0.1bg)	4×10^{28}
Undulator Şiddet Parametresi, K	1.26
Undulator Tepe Alan Şiddeti (T)	0.49
Kazanç Uzunluğu (m)*	0.43
Cooperation Uzunluğu (μm)*	1.33
Işınımın Atma Uzunluğu (ns)*	2.63
Foton Enerjisi (eV)	29.5
Ortalama Foton Akısı (foton/s %0.1bg)	1.64906×10^{19}

TTF1 için lojistik eşitlik yardımıyla elde edilmiş doyum grafiği aşağıdaki şekilde görülmektedir. Buna göre Şekil 4.35’den de görüldüğü gibi ışınım undulator boyunca 13 m sonra doyuma ulaşmaktadır.



Şekil 4.16 TTF 1 390 MeV için güç doyum grafiği

Verimli bir operasyon için gerekenlerden biri de elektron ve foton demetinin uzayda aynı alanı kaplamasının sağlanmasıdır. Bu dolma faktörü (filling factor) ile karakterize edilir. Dolma faktörü elektron demetinin yarıçapının foton demetinin yarıçapına oranı

olarak tanımlanır. Gausyen demetin minimum genişliğe sahip olduğu orta noktasında, elektron demetine de herhangi bir dış odaklama uygulanmadığı göz önüne alınarak, dolma faktörü bire eşit alınır. Buna göre enine yayılım ve lazer demetinin dalgaboyu arasında bir bağıntı kurulur (Hafizi *et al.*, 1996).

$$\lambda = \pi \varepsilon \quad (4.1)$$

Burada ε normalize olmayan yayılımı göstermektedir. Normalize yayılım ise,

$$\varepsilon_n = \gamma \beta \varepsilon \quad (4.2)$$

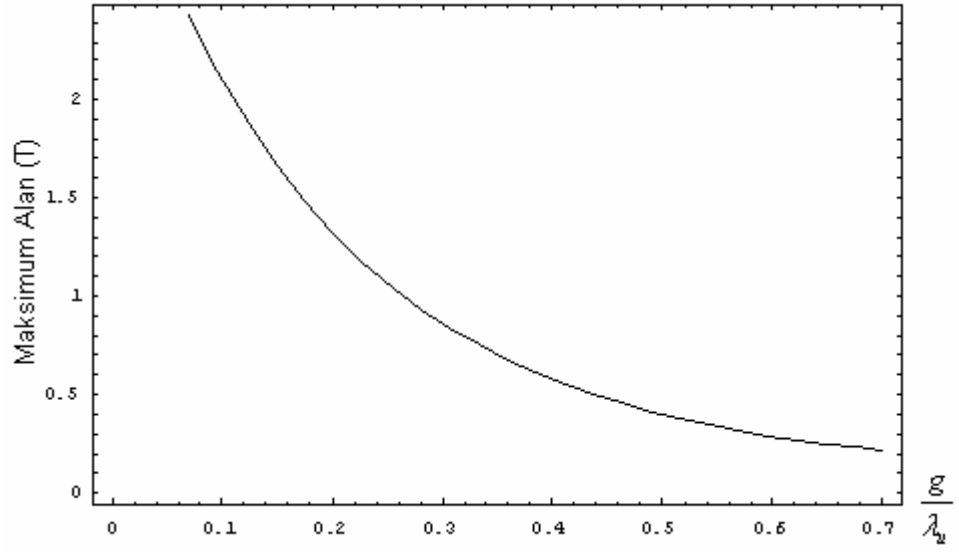
şeklindedir. Linak boyunca normalize emittans kaynağın emittansı olarak alınmaktadır (Togawa *et al.*, 2004). Buna göre T kaynağın katod sıcaklığı, k_b Boltzman sabiti, r_c katod yarıçapı olmak üzere rms termal emittansı aşağıdaki gibidir. Kaynakla ilgili daha detaylı bilgi salındırıcı yöntemiyle SEL üretimi bölümünde verilmiştir.

$$\varepsilon_{n,rms} = \frac{r_c}{2} \sqrt{\frac{k_b T}{m_e c^2}} \quad (4.3)$$

TTF1 parametreleri üzerinde gerçekleştirilen çalışmalarda, NbFeB hibrid undulatörün tepe magnetik alanı hesaplanırken özel olarak aşağıdaki yarı-deneysel ifade kullanılmıştır.

$$B_{\max}(T) = a_3 \exp \left(- \left\{ \frac{g}{\lambda_u} \left(a_1 - a_2 \frac{g}{\lambda_u} \right) \right\} \right) \quad (4.4)$$

Burada a_1 , a_2 ve a_3 deneysel olarak elde edilmiş sabitlerdir. $0.07 < \frac{g}{\lambda_u} < 0.7$ aralığı için geçerli olmak üzere sırasıyla 5.08, 1.54 ve 3.44 değerlerini alırlar (Pflüger, 2000). Buna göre maksimum magnetik alanın undulatör parametrelerine göre değişimi aşağıdaki grafikte verilmiştir.



Şekil 4.17 NbFeB Hibrid magnet materyali için maksimum alanın magnet geometrisine bağıllığı
Optimum değer elde edilecek maksimum alan aralığınca teknolojik sınıra sahiptir.

Yayımlanan ışıınının foton akısı, ω_n n. harmonik için foton enerjisi, I_e elektron demetinin tepe akımı ve N kullanılan undulatörün periyodu olmak üzere aşağıdaki şekilde hesaplanmaktadır.

$$F = 1.431 \times 10^{14} N Q I_e f \quad (4.5)$$

$$Q = \frac{nK^2}{1 + \frac{K^2}{2}} \left(J_{\frac{n-1}{2}}(n\xi) - J_{\frac{n+1}{2}}(n\xi) \right)^2 \quad (4.6)$$

$$f = \left(\frac{\sin[\nu/2]}{\nu/2} \right)^2 \quad (4.7)$$

$$\omega_n = \frac{0.947 n E^2}{\lambda_u \left(1 + \frac{K^2}{2} \right)} \quad (4.8)$$

$$\nu = 2\pi N \frac{n\omega_n - \omega}{n\omega_n} \quad (4.9)$$

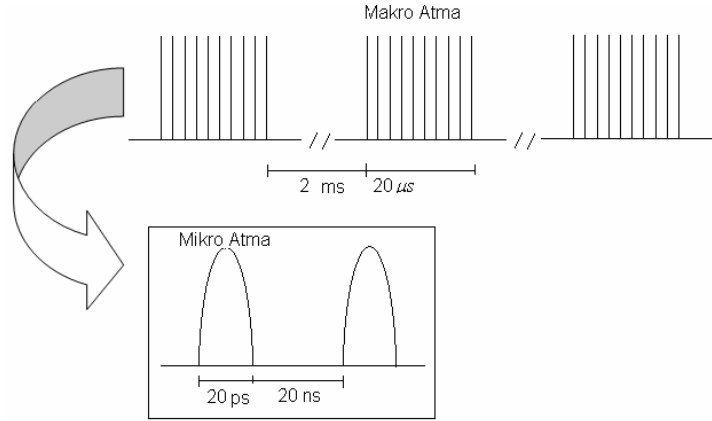
$$\xi = \frac{1}{4} \frac{K^2}{1 + \frac{K^2}{2}} \quad (4.10)$$

Kaliteli ve yüksek akıma sahip bir elektron demeti ile undulatörün başlangıcındaki anlık yayımlanmış ışınım, tek geçişte, güçlü ve yarı-eşzamanlı ışınımaya yükseltilebilir. Bu mekanizmanın “kendiliğinden artımlı anlık yayınım” (SASE, Self Amplified Spontaneous Yayınım) olarak adlandırıldığı belirtilmişti. Kazanç mekanizması bölümündeki tartışmalardan da hatırlanacağı gibi SASE mekanizmasının pek çok konudaki performansı tek bir ρ parametresine bağlıdır.

SASE yönteminde de zaman yapısının belirlenmesinde izlenilen yol aynıdır. Bu tasarımda makro atma süresi iki katına çıkarılarak ışınım özellikleri bakımından farklı bir seçenek oluşturulmuştur. Böylece elde edilen elektron demetinin zaman yapısı Çizelge 4.8’de verilmiştir.

Çizelge 4.9 TAC SASE SEL (130 MeV) için linak demet yapısı

Parametre	Değer
Mikro atma süresi	20 ps
RF Frekansı	50 GHz
Mikro atma aralığı	20 ns
Makro atma süresi	20 μs
Makro atma aralığı	2 ms
Linac tekrarlama oranı	50 MHz
Makro atma tekrarlama oranı	10 Hz
Çalışma Devir (Duty Cycle)	%0.01
Makro atma başına mikro pakeçik sayısı	1000

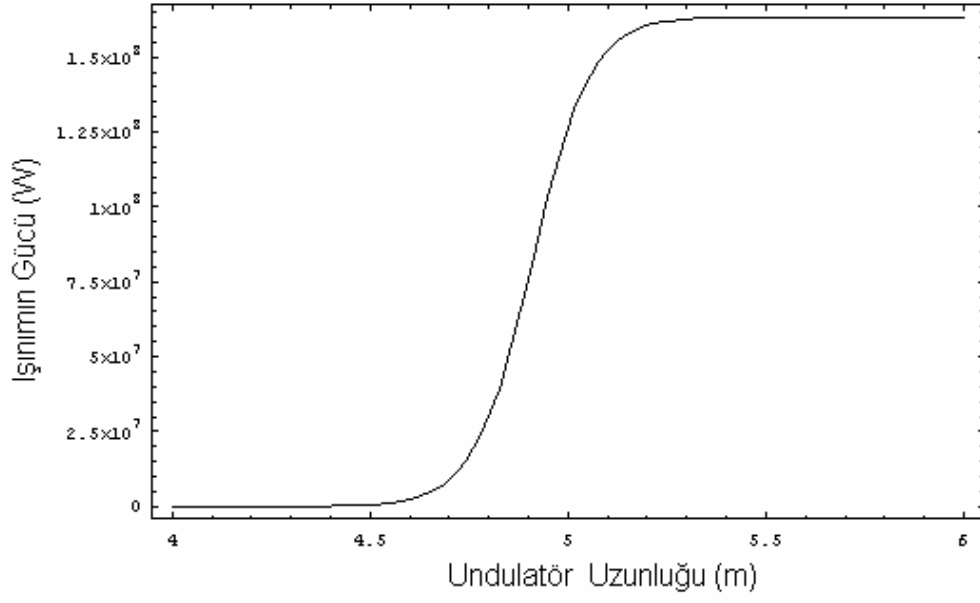


Şekil 4.18 TAC SASE SEL için öngörülen ışınım demeti zamansal yapısı

Çizelge 4.10 TAC SASE SEL (130 MeV) için linak ve salındırıcı magnet parametreleri

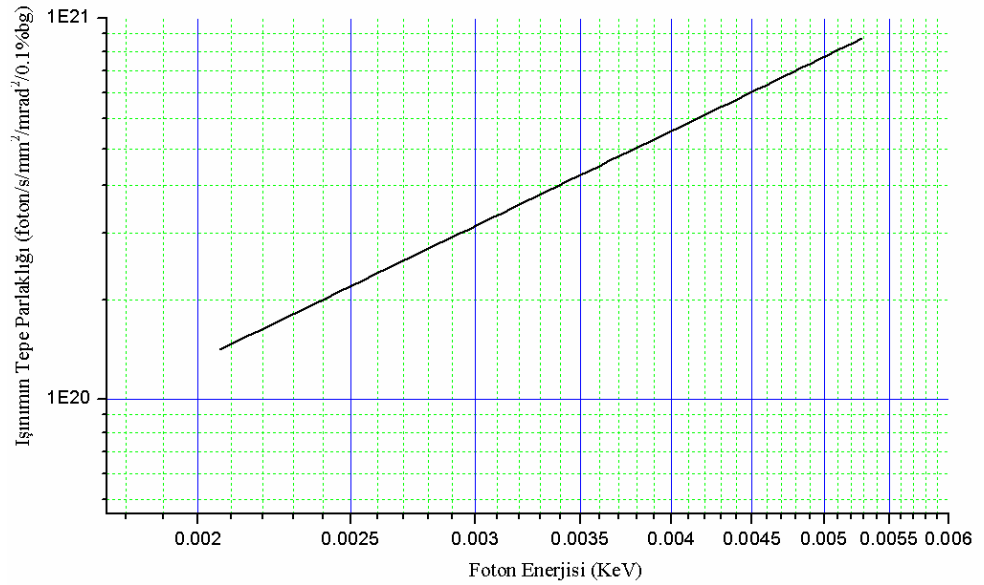
Parametre	Değeri
Mikro paketçik yükü (nC)	2
Tepe akımı (kA)	0.1
Ortalama akım (mA)	20
Akım yoğunluğu (A/m ²)	3.63×10^5
Ön paketleyici frekansı (MHz)	50
Undulatör Şiddet Parametresi, K	0.89
Undulatör Tepe Alan Şiddeti (T)	0.477
Undulatör Periyodu (cm)	2
Undulatör Aralığı (mm)	9
Undulatör tipi	Düzlemsel
Undulatör malzemesi	NdFeB Hibrid
Undulatör periyod sayısı	80

Salındırıcı yönteminden farklı olarak SASE yöntemi ile SEL elde ederken ışınımın doyum gücüne ulaşması için aynalar kullanmak gerekmemektedir. Demetin salındırıcı magnet boyunca tek bir geçişinde elde edilen ışınım doyumuna ulaşmaktadır. Işınımın salındırıcı magnet boyunca güç doyum grafiği Şekil 4.38’te verilmiştir.

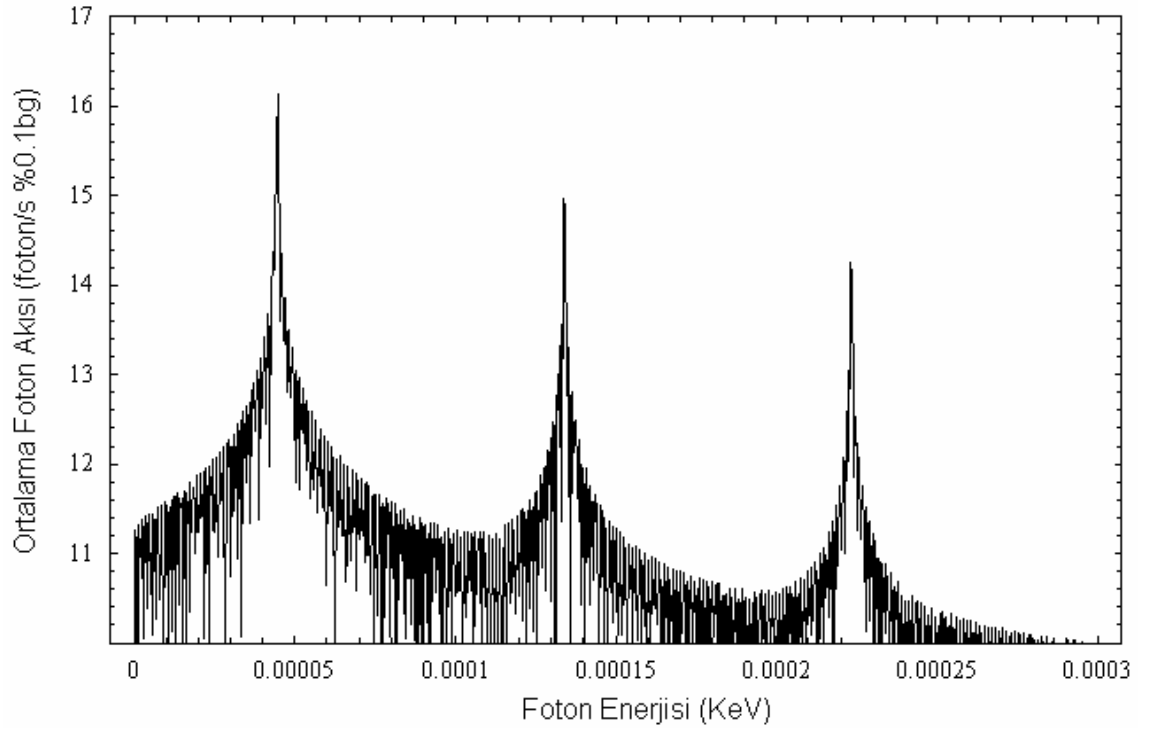


Şekil 4.19 TAC SASE SEL (130 MeV) için güç doyum grafiği

TAC SASE SEL için optimize edilmiş 130 MeV demet enerjili SASE seçeneğinde elde edecek ışınımın parlaklık ve akı grafikleri Şekil 4.39 ve Şekil 4.40'de verilmiştir. Ayrıca ışınım parametreleri Çizelge 4.11'da özetlenmiştir.



Şekil 4.20 TAC SASE SEL (130 MeV) için demet enerjisinin 100-160 MeV aralığında ışınımın parlaklık grafiği



Şekil 4.21 TAC SASE SEL'in (130 MeV) 1., 3., ve 5. harmonikleri için foton akı grafiği

Çizelge 4.11 TAC SASE Serbest Elektron Lazerinin (130 MeV) parametreleri

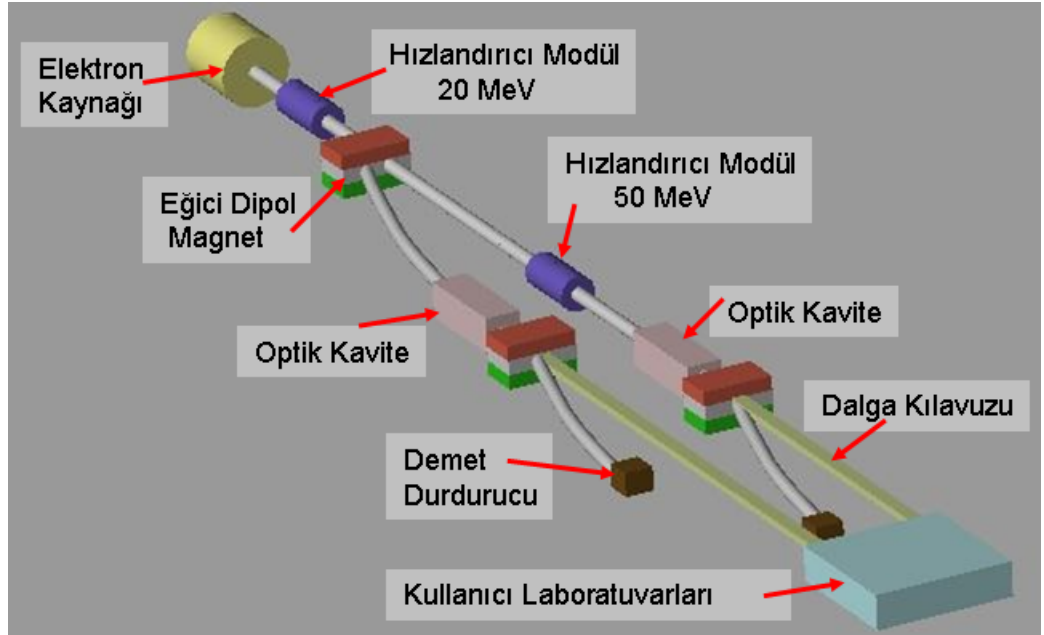
Parametre	Değeri
Işınımın dalgaboyu (nm)	215.7
SEL parametresi (Pierce parametresi)	1.26×10^{-2}
Doyum Uzunluğu (m)	4.573
Doyum Gücü (GW)	0.163
Tepe Parlaklığı (foton/s $\text{mm}^2\text{mrad}^2\%$ 0.1bg)	2.6×10^{29}
Kazanç Uzunluğu (m)	0.073
Cooperation Uzunluğu (μm)	1.57
Işınımın Atma Uzunluğu (ns)	3.11
1. Harmonik için Foton Enerjisi (eV)	4.46
3. Harmonik için Foton Enerjisi (eV)	13.4
5. Harmonik için Foton Enerjisi (eV)	22.3
1. Harmonik için Ortalama Foton Akısı (foton/s %0.1bg)	1.6×10^{16}
3. Harmonik için Ortalama Foton Akısı (foton/s %0.1bg)	1×10^{15}
5. Harmonik için Ortalama Foton Akısı (foton/s %0.1bg)	1.7×10^{14}
Paketçik Başına Yayımlanan Foton Sayısı	2.88×10^{11}

Çizelge 4.12 SASE SEL'in başlıca kullanım alanları

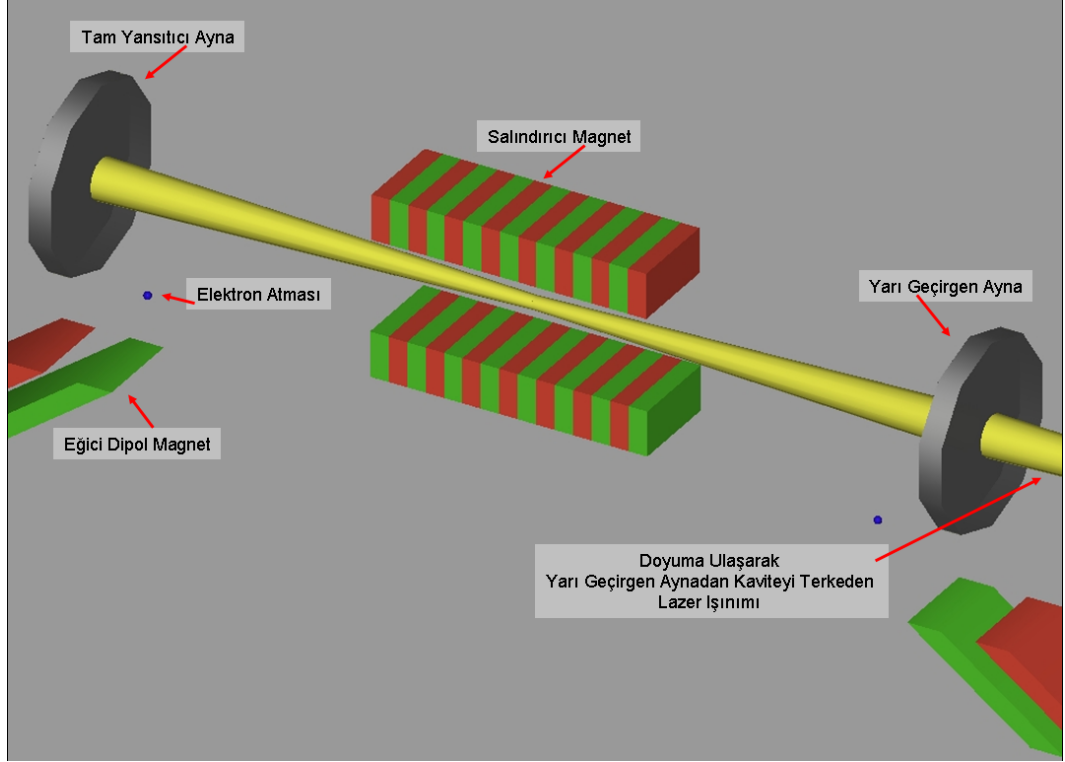
SASE SEL Kullanım Alanları
1. Atom, Molekül ve Cluster Fiziği Çoklu uyarılmalar X-ışını saçılmasıyla zaman çözünürlüklü yapı belirleme Cluster titreşimleri ve reaksiyonları Cluster erimesi ve faz geçişleri
2. Plazma Fiziği X-ışını atmalrına hidrodinamik tepki Denge dışı plazmalar Plazma görüntüleme Elastik olmayan x-ışını saçılması Plazma kinetiği
3. Katıhal Fiziği Moleküler magnetler Nanoyapılı malzemeler Yüzeylerde ve arayüzeylerde magnetizma Engellenmiş ve/veya düzensiz spin sistemleri Magnetik domain, yüzey ve ince filmler Nanoyapıların femtosaniye magnetizması Faz geçişleri Yüksek sıcaklık ve basınç fazları Şok dalgası yüksek basınç durumları Yoğun maddede çoklu foton uyarılmaları Si-Ge heteroyapılarında spin uyarılmaları
4. Yüzey ve Arayüzey Çalışmaları Yüzeylerden zaman çözünürlüklü x-ışını kırınımı Sıvı ve yumuşak arayüzeyler Düşük boyutlarda kollektif uyarılma
5. Malzeme Bilimi Sert maddeler Polimerler Nanomalzemeler
6. Kimya Femtokimya Analitik katıhal kimyası Heterojen kataliz
7. Yaşam Bilimleri Geçiş simetrisiz makromoleküler topluluklar Mikro ve 2D kristaller Biyomoleküllerin fonksiyonları Makromoleküllerin dinamiği
8. Doğrusal Olmayan Süreçler ve Kuantum Optiği Doğrusal olmayan optik ve kuantum optiği Temel yüksek alan bilimi Atom optiği Faz eylem çekimi (conjugation)

4.3 Salındırıcı Yöntemiyle SEL Optimizasyonu

TAC IR SEL laboratuvarı, aşağıdaki şematik gösterimde de belirtildiği gibi, bir parçacık kaynağından elde edilen elektron demetinin iki farklı enerji seçeneği için hızlandırılarak optik kavitelerden geçirilmek suretiyle kızıl ötesi bölgesinde ışınım eldesi amacını taşımaktadır. Şekilde kaynaktan sonra görülen ilk hızlandırma bölgesinde 20 MeV enerji kazandırılan demet ilk optik kaviteye alınarak ~15 mikrometrelik ışınım elde etmek için kullanılabilir. Bu noktada diğer bir seçenek ise 20 MeV'lik enerjiye ulaşmış demetin diğer bir hızlandırma bölgesinden geçirilerek 50 MeV enerjiye ulaştırılması sonuç olarak ta ikinci optik kaviteden geçirilerek ~2.35 mikrometrelik ışınımın elde edilmesidir.



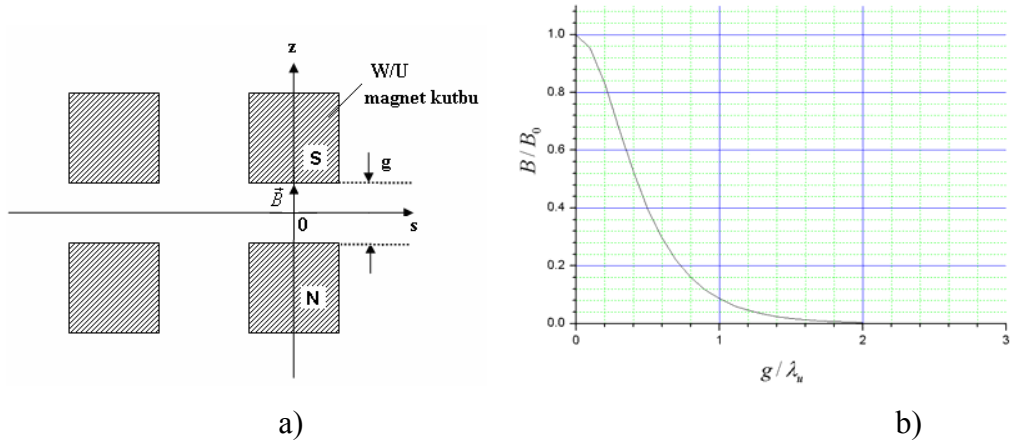
Şekil 4.22 Kurulması önerilen TAC IR SEL laboratuvarının şematik görünümü



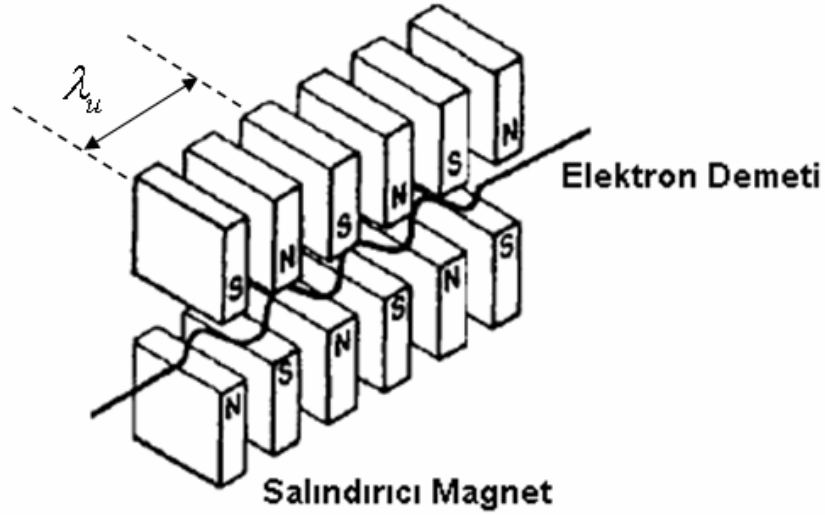
Şekil 4.23 Optik kavite; eğici magnet, salıncı magnet ve aynalar kombinasyonundan oluşmaktadır

Linak'ın kavitelere kadar olan bölgesinde elektron demetini optik kavite öncesi, istenilen enerjiye ulaştırmak ve gerekli uzaysal enine kesitlere odaklamak için donatılmış hızlandırma koridoru bulunmaktadır. Buradan elde edilen demet optik kaviteye alınarak ışınım elde edilir. Işınım aynalar arasında gidip gelmesi sırasında doyum gücüne ulaştığında kaviteden çıkarak kullanıcı laboratuvarlarına demet hatları yardımıyla gönderilmektedir.

Bir SEL salıncıcıda elektron demetinin ışıma yapmasından sorumlu olan salıncıcı (undulator) magnetler periyodik olarak sıralanmış dipol magnetlerden oluşmuş özel bir düzenlemeden ibarettir.



Şekil 4.24.a Salındırıcı magnet kesiti, b. magnetik alanın magnet geometrisine bağılılığı



Şekil 4.25 Salındırıcı magnetin yapısı

Magnetin demetin yörüngesi boyunca alanı, λ_u magnet kutuplarının periyod uzunluğu olmak üzere, periyodiktir.

$$B_s(s, z) = \frac{B_0}{\cosh\left(\pi \frac{g}{\lambda_u}\right)} \sinh(k_u z) \sin(k_u s) \quad (4.11)$$

Burada B_0 , magnet malzemesine bağlı bir değer; g , salındırıcı magnetin kutupları arasındaki uzaklık; $k_u = 2\pi / \lambda_u$ olarak tanımlanan parametredir. Demet ekseni boyunca

periyodik olarak değişen magnetik alanın tepe değeri g/λ_u oranına kritik olarak bağlıdır. Bu bağıllığın davranışı Şekil 4.43.b’de verilmiştir.

Çizelge 4.13 TAC IR SEL laboratuvarı için elektron demeti ve salındırıcı parametreleri

Parametre	TAC IR SEL I	TAC IR SEL II
Elektron Demet Enerjisi (MeV)	20	50
Akım Yoğunluğu (A/cm ²)	3.2×10^7	2×10^8
Mikro paketçik yükü (nC)	2.50	2.50
Pik paketçik akımı (A)	62.5	62.5
Ortalama akım (mA)	6.25	6.25
Kaynak Emittansı (π mm mrad)	0.5	0.5
λ_u (cm), Undulator Periyodu	3.5	3.5
K, Undulator Kuvvet Parametresi	0.934	0.934
N, Undulator Kutup Sayısı	120	120
B ₀ (T), Maksimum Alan Şiddeti	0.286	0.286
g, Undulator Aralığı (mm)	22	22

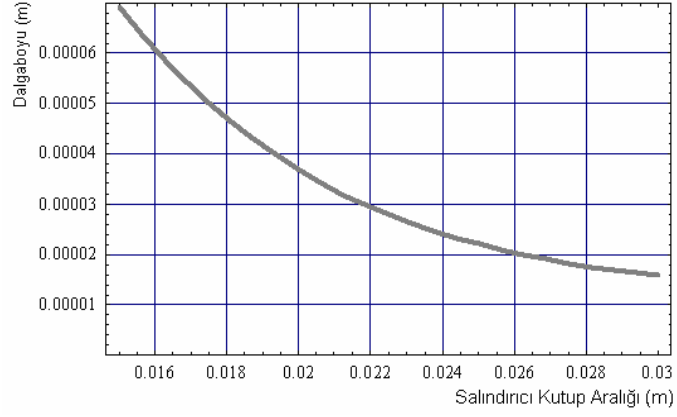
Magnet kuvvet parametresinin magnetten elde edilecek maksimum alan şiddetinin bir ölçütüdür. Aradaki ilişki aşağıdaki eşitlikte görülmektedir.

$$K = \frac{\lambda_u e}{2\pi m_e c} \tilde{B}_{rms} \quad (4.12)$$

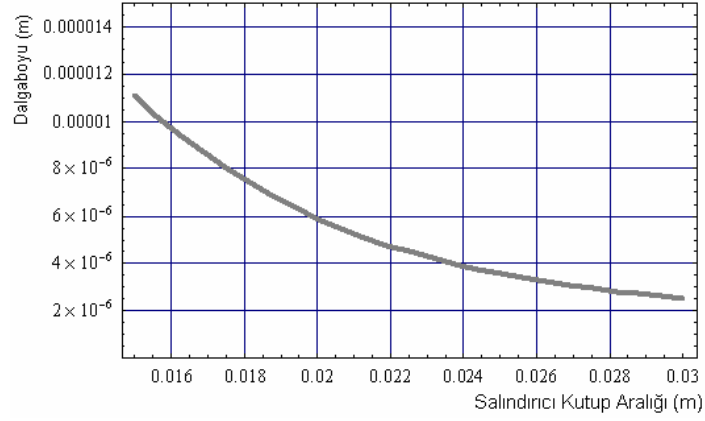
$$\tilde{B} = \frac{B_0}{\cosh\left(\pi \frac{g}{\lambda_u}\right)} \quad (4.13)$$

Buna göre K, kuvvet parametresinin ve dolayısıyla elde edilecek ışıının dalgaboyunun magnet geometrisine bağıllığı incelenmiştir. Buna göre magnetin λ_u , periyod uzunluğu sabit kalmak üzere, teknolojik olarak kutuplar arası uzaklık olan g, magnet aralığı değerinin belirli bir aralığında dalgaboyunun davranışı yukarıdaki grafiklerde

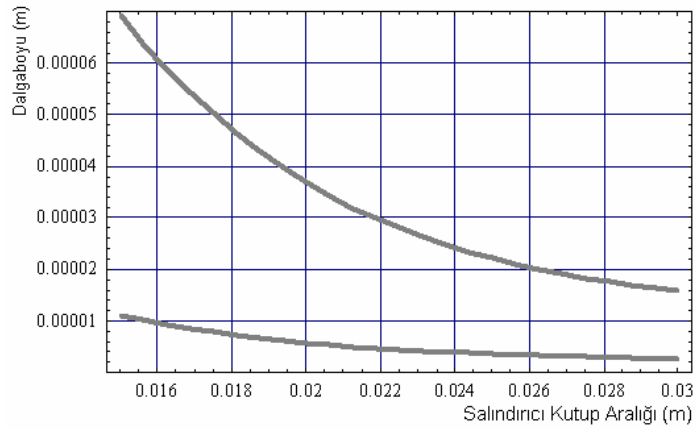
görülmektedir. Dalgaboyunun bu şekilde değiştirilebilmesine lazerin ayarlanabilirliği denilmektedir.



a)



b)

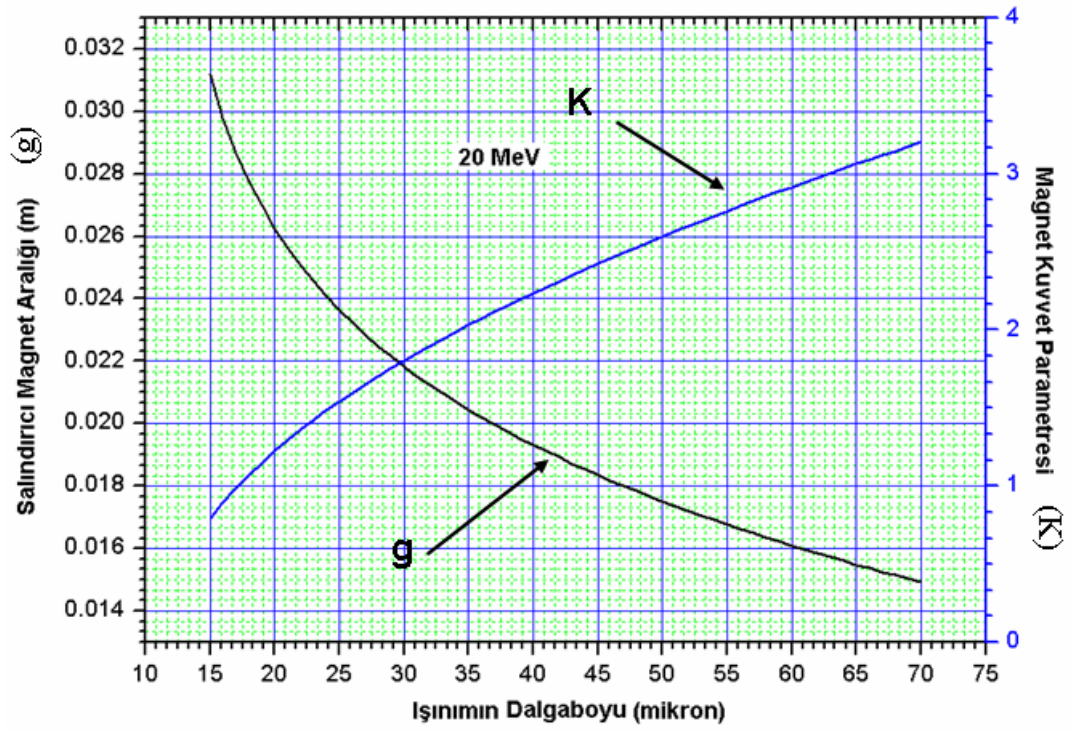


c)

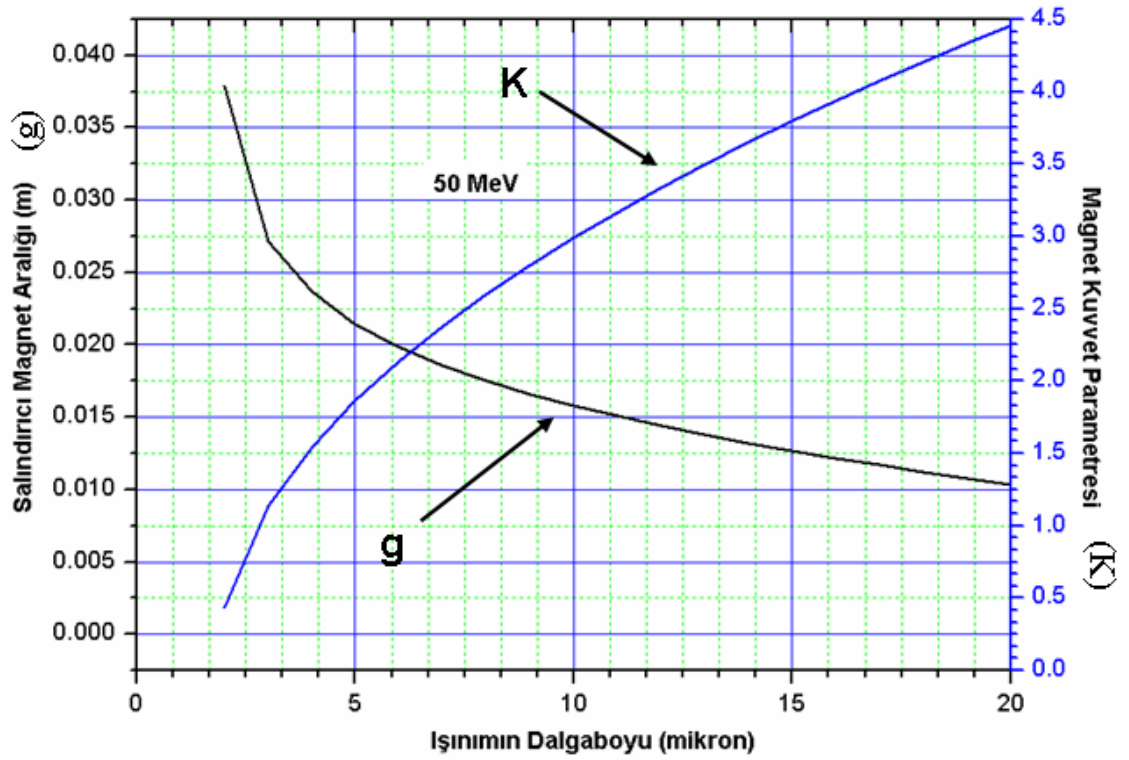
Şekil 4.26.a 20 MeV, b. 50 MeV c. 20 ve 50 MeV’de karşılaştırmalı olmak üzere ışınının dalgaboyunun salıncının kutup aralığına bağlı değişimi

Tasarımı gerçekleştirilen TAC IR SEL için sırasıyla 20 MeV ve 50 MeV demet enerjili seçeneklerde elde edilen ışının dalgaboyu $16.4 \mu m$ ve $2.62 \mu m$ 'dir. Şekil 4.45'de verilen grafikler doğrultusunda her iki demet enerjisi seçeneğinde salındırıcı magnet aralığının değiştirilmesi ile dalgaboyunun bu iki değer çevresinde ayarlanabilme sınırları belirlenebilmektedir. Magnet aralığının 1.5- 3 cm değerleri arasındaki davranışı K, magnet kuvvet parametresinin 0.5- 2.25 aralığında değişmesine sebep olmaktadır. Daha önce periodik dipol düzenlemesinden ibaret magnetlerin kuvvet parametrisinin yaklaşık 3 değerine kadar salındırıcı bu değerden büyük değerlerde ise zigzaglayıcı magnet spektral özelliklerini gösterdiğine değinilmiştir. Buna göre magnet aralığının incelenen bu aralığında K parametresi 0.5-2.25 aralığında değişerek magnetin bu aralıkta bir salındırıcı olarak çalıştığını doğrulamaktadır. Magnet kuvvet parametresinin magnet kutupları arasındaki uzaklığa bağlılığı aşağıdaki grafikte verilmiştir.

Sonuç olarak magnet aralığının bu belirlenen aralığında $2.62 \mu m$ ve $16.4 \mu m$ civarındaki ayarlanabilirlik sırasıyla $\sim 14.16 - 2.5 \mu m$ ve $\sim 70-15.8 \mu m$ 'dir. Dalgaboyunun $2.2 \mu m$ 'den $70 \mu m$ 'e değerleri arasında değiştirilerek daha sonra bahsedilecek olan pek çok alanda lazerin kullanımı amaçlanmıştır. Şekil 4.46'daki grafikler 20 MeV ve 50 MeV demet enerjileri için bu üç parametrenin birbirine bağlılığını göstererek, ayarlanabilirliğe ışık tutmaktadır.

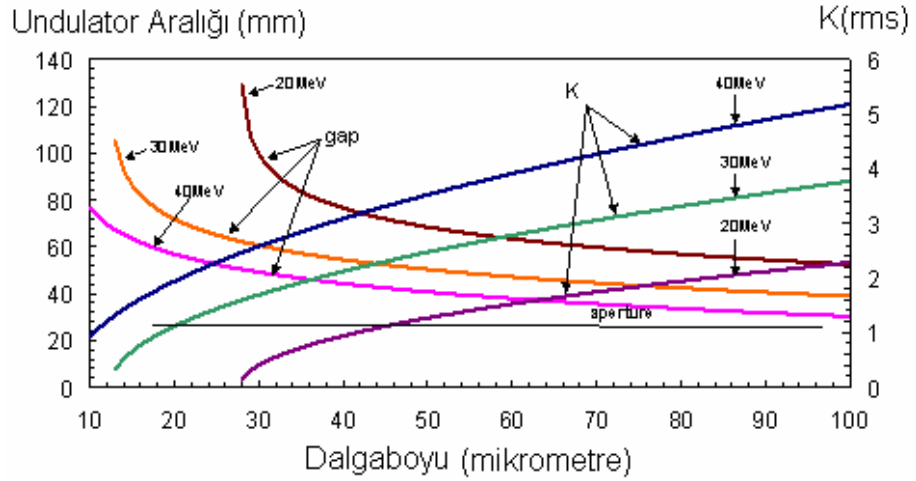


a)



b)

Şekil 4.27.a 20 MeV, b. 50 MeV demet enerjileri için elde magnet aralığı, kuvvet parametresi ve ışınının dalgaboyu arasındaki ilişki



Şekil 4.28 DIAMOND için 20, 30 ve 40 MeV elektron enerjileri için kullanılan salındırıcı magnet aralığının ve kuvvet parametresinin lazer dalgaboyuna bağımlılığı

Yukarıdaki grafiklerde TAC IR SEL ve DIAMOND için dalgaboyuna karşı salındırıcı aralığı ve kuvvet parametresinin davranışı verilmiştir.

Kavite içinde kullanılan diğer bileşenler biri yarı geçirgen diğeri tam yansıtıcı olan aynalardır. Bu aynalar daha önce belirtildiği gibi kavitenin iki ucuna yerleştirilir ve demet tarafından yayımlanan ışının kavite içinde tuzaklanmasını sağlar. Bu şekilde tuzaklanan ışın kavite içinde her turda elektron demeti ile bir kez daha etkileşerek demetten enerji kazanmaktadır. Işının gücü doyum değerine ulaştığında yarı geçirgen aynadan kaviteyi terketmektedir.



Şekil 4.29 Optik kavitede kullanılan aynalar

Çizelge 4.14 Optik kavitede kullanılan bazı aynaların teknik özellikleri

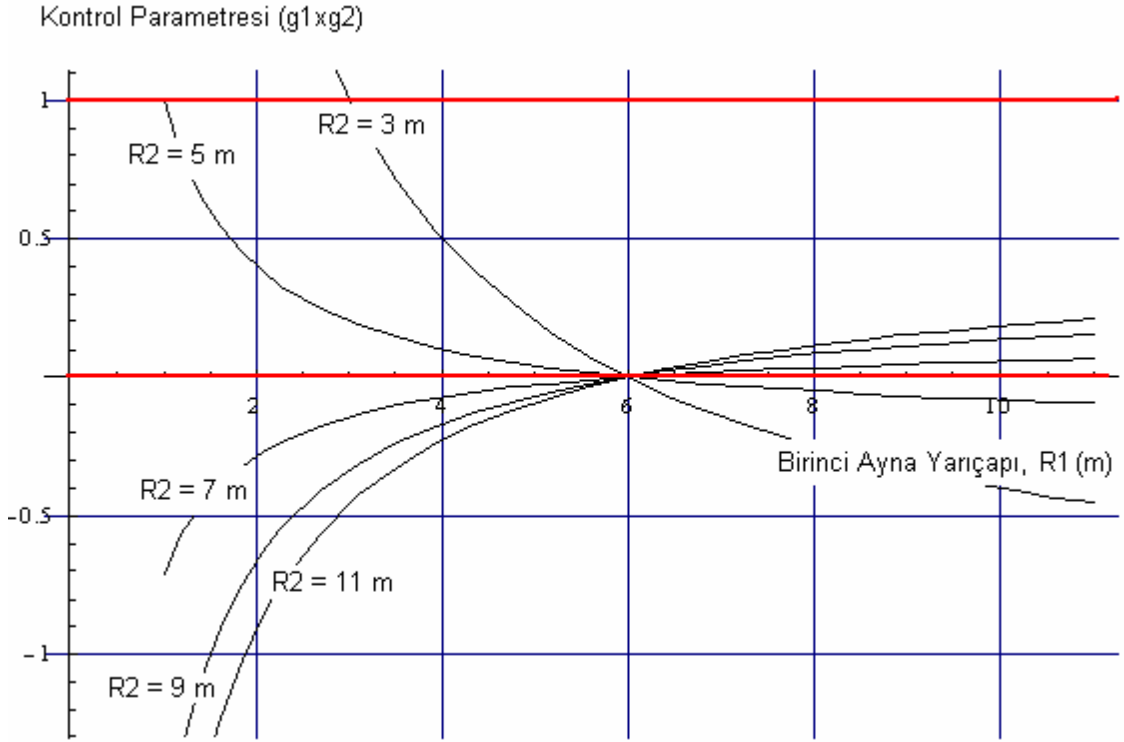
Kaplama Malzemesi	Dalgaboyu Aralığı	Yansıtıcılık
UV Alüminyum	250–600 nm	$R_{avg} > 90\%$
Alüminyum	450–700 nm	$R_{avg} > 93\%$, $R_{min} > 90\%$
Korumalı gümüş	480–1100 nm 1.1–20 μm	$R_{avg} > 96\%$, $R_{min} > 93\%$ $R_{avg} > 98.5\%$, $R_{min} > 97\%$

Yukarıdaki çizelgede kavitede kullanılabilecek çeşitli aynaların teknik özellikleri verilmiştir. Buna göre TAC IR SEL tasarımında kullanılmak üzere, uygun dalgaboyu aralığında tam yansıtıcı olarak kullanılabilecek korumalı gümüş ayna seçilmiştir. Çizelgeden de görüldüğü gibi bu tip bir aynanın ortalama yansıtıcılığı %96'nın üzerindedir. %4 değeri ise kavite içi kayıp parametresi adı altında optimizasyonda göz önünde bulundurulmuştur.

Kararlı bir optik tasarım için kuramsal bölümde bahsedilen ve kullanılacak aynaların eğrilik yarıçapları ve kavitenin uzunluğuna bağlı, rezonatör parametreleri g_1 ve g_2 'nin çarpımları örnek tasarım göz önüne alındığında 0-1 arasında olmalıdır (Chesworth, 2000).

$$0 < s = g_1 \cdot g_2 < 1 \quad (4.14)$$

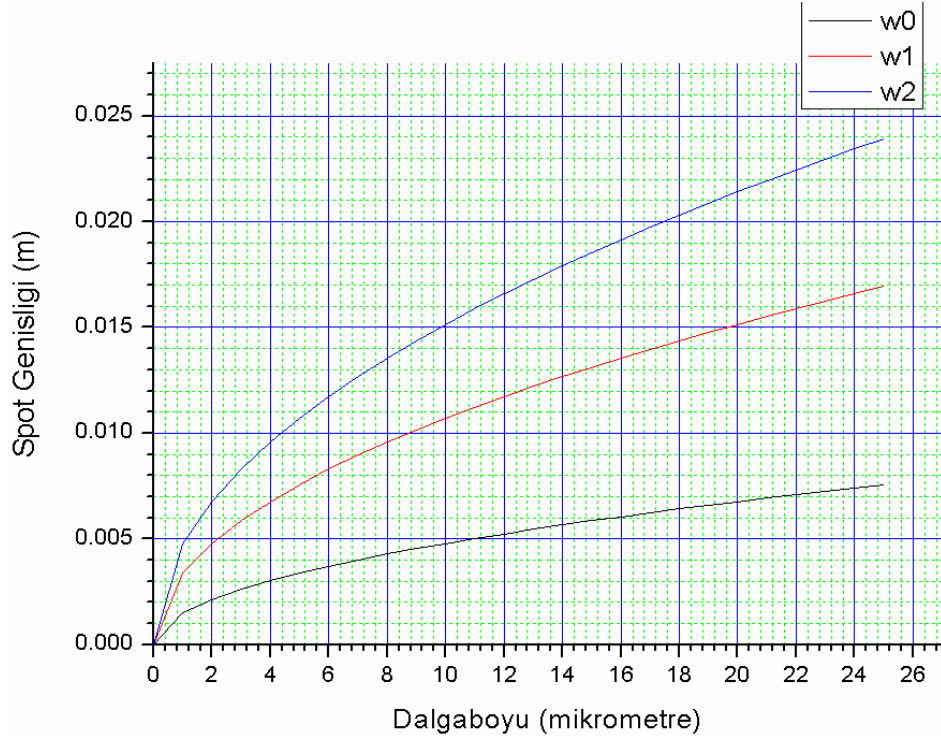
Ayna yarıçaplarının değişimine göre s değerinin optimum aralığı incelenerek ayna yarıçapları belirlenmektedir. Bu inceleme Şekil 4.49'de görülmektedir.



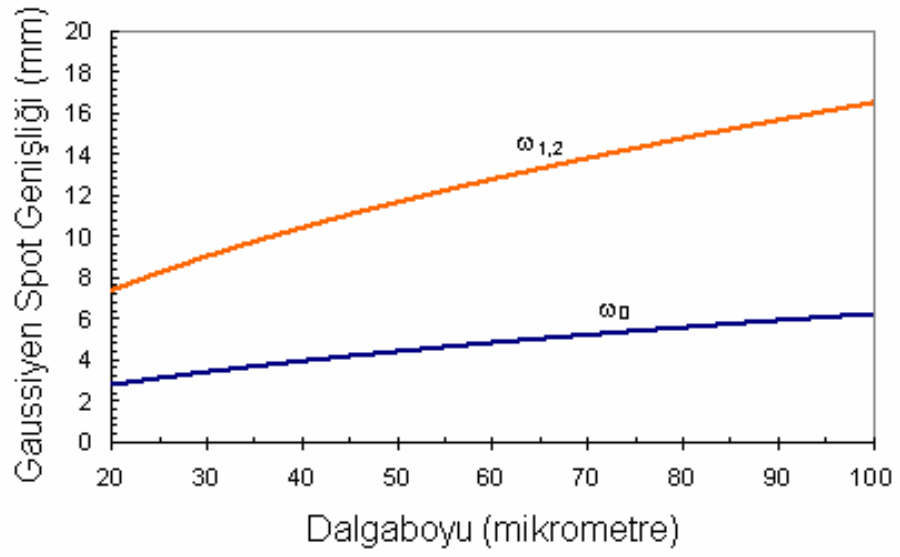
Şekil 4.30 Ayna eğrilik yarıçaplarının kontrol parametresine göre değişimi
Yukarıda belirtilen optimum değer aralığı grafikte iki renkli çizgi
arası olarak gösterilmiştir.

Birinci aynanın yarıçapı, R_1 'e göre kontrol parametresinin değişimi ikinci ayna yarıçapı, R_2 'nin çeşitli değerleri için incelenmiştir. TAC IR SEL için kontrol parametresi 0.5 olarak optimum aralıkta yer almaktadır. Buna göre optimum değer olan $s = 0.5$ noktası değerlendirilerek birinci ayna için eğrilik yarıçapı 4 m ikinci ayna için ise 3 m olarak belirlenmiştir. Buna göre elde edilen ayna eğrilik yarıçapı değerleri ve diğer kavite parametreleri Çizelge 4.14'te belirtilmiştir.

Bir SEL salındırıcıda optik kavite aynaları üzerine düşen ışıının genişliği ve buna ek olarak kazanç açısından önemli bir nicelik olan, ışıının bel genişliği olarak da bilinen, minimum ışıının genişliği hesaplanmıştır. Sonuçlar Şekil 4.50'de belli bir dalgaboyu aralığında TAC IR SEL ve dünyadan bir örnek olan DIAMOND ile karşılaştırmalı olarak verilmektedir. Işıının genişliklerine ait değerler Çizelge 4.14'te verilmektedir.



a)



b)

şekil 4.31.a TAC IR SEL, b. DIAMOND için ışınım spot genişlikleri

Çizelge 4.15 TAC IR SEL tasarımında kullanılan optik kavitelerin parametreleri
Burada I sütunu 20 MeV, II ie 50 MeV için tasarlanmış kaviteleri belirtmektedir.

Parametre	I	II
L_c (m), Optik kavite uzunluğu	6.0	6.0
R_1 (m), Birinci Ayna Eğrilik Yarıçapı	4	4
R_2 (m), İkinci Ayna Eğrilik Yarıçapı	3	3
Z_R (m), Rayleigh Uzunluğu	1.2	1.2
$g_1 \times g_2$, Kontrol parametresi	0.5	0.5
ω_1 (mm), Işınım Spot Genişliği	13.7	5.5
ω_2 (mm), Işınımın Spot Genişliği	19.4	7.7
ω_0 (mm), Işınımın Minimum Spot Genişliği	6.1	2.4

Bir serbest elektron lazerinde elektron demetinin kalitesi çalışılacak dalgaboyu aralığının ve verimliliğinin sınırlarını belirlemektedir. Elektron ve ışınım demetlerinin profili verimli bir etkileşmenin gerçekleşmesi için oldukça yakın olmalıdır. Enine odaklama ve undulatör magnet odaklaması elektron demetinin yarıçapını belirlerken, ışınım demetinin yarıçapı optik kılavuzla sağlanmaktadır. Buna göre normalize olmayan enine emittans ve ışınımın dalga boyu ilişkisi aşağıdaki gibi verilmektedir (Roberson, 1990).

$$\lambda = \left[\frac{\gamma v}{(1 + K^2 / 2)} \right]^{1/2} \varepsilon \quad (4.15)$$

Normalize emittans ise aşağıdaki şekilde verilmektedir.

$$\varepsilon_n = \beta \gamma \varepsilon \quad (4.16)$$

Serbest elektron lazeri elde etmek için istenilen akım ve yayılım özelliklerine sahip elektron demeti linak başlangıcındaki parçacık kaynağından sağlanır. Kaynak seçiminde iş fonksiyonu düşük metaller seçilir. Bu çalışmada ısı yayılım ile elektron demetinin elde edildiği rf katodlar seçilmiştir.

LaB_6 ve CeB_6 katodlar TEM (Taramalı Elektron Mikroskobu), yüzey analizleri, metroloji gibi küçük boyutlu uygulamalar ve mikrodalga tüpleri, litografi, x-ışını

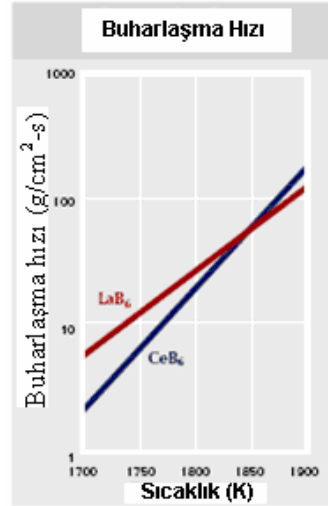
kaynakları ve serbest elektron lazerleri gibi yüksek akımlı uygulamalar için ideal katodlardır. 50 A/cm^2 'lık akım yoğunluklarında uzun vadeli kararlılıkta çalışabilen bu katodların teknik özellikleri aşağıdaki tabloda verilmektedir. Adı geçen ve daha farklı çeşitli katodlarla ilgili ayrıntılı bilgiler www.a-p-tech.com adresinden elde edilebilir.



Şekil 4.32 TAC IR SEL için kullanılması önerilen CeB_6 katod

Çizelge 4.16 LaB_6 ve CeB_6 malzemeleri kullanılan katodların bazı özellikleri

Parametre	$\text{CeB}_6 <100>$	$\text{LaB}_6 <100>$
Parlaklık ($\text{A/cm}^2\text{-sr}$)	10^7	10^7
Kısa vadeli demet akımı kararlılığı (% rms)	<1	<1
Tipik hizmet ömrü (saat)	1500+	1000+
Vakum gereksinimi (Torr)	10^{-7}	10^{-7}
İş fonksiyonu (eV)	~ 2.5	~ 2.5
Buharlaşma hızı ($\text{g/cm}^2\text{-s}$)	1.6×10^{-9}	2.2×10^{-9}



Şekil 4.33 LaB_6 ve CeB_6 katodların buharlaşma hızının katod sıcaklığı ile değişimi

Katoddan çıkan elektronların normalize rms termal yayınımları aşağıdaki ifade yardımıyla hesaplanabilir (Togawa *et al.*, 2004). Burada r_c katod yarıçapı, k_b Boltzman sabiti ve T katod sıcaklığıdır.

$$\epsilon_{n,rms} = \frac{r_c}{2} \sqrt{\frac{k_b T}{m_e c^2}} \quad (4.17)$$

Bu ifadeye göre 1 $\pi mm.mrad$ değerinden düşük yayılım değerine ulaşmak için katod yarıçapı 1300-1800 K sıcaklık aralığında bir kaç milimetre düzeyinde olmalıdır. Bu çalışmada Şekil 4.51’de görülen katod malzemesi, Şekil 4.52 ve Çizelge 4.16’da verilen özellikler değerlendirilerek ~ 1800 K sıcaklığında çalışmak üzere, $50A/cm^2$ akım yoğunluğu sağlayabilecek, 5.6 mm yarıçapında CeB_6 katod malzemesi olarak önerilmiştir.

Elde edilecek ışınım demetinin yapısı elektron demetinin zamansal yapısına kritik olarak bağlıdır. Buradan yola çıkılarak IR SEL optimizasyonunda bir sonraki adım olarak kavite boyunun ve elektron kaynak frekansının belirlmesine kadar süren bir optimizasyon süreci izlenmelidir. Elektron ve ışınım atmaları için kavite içinde eşzamanlı üst üste gelmenin (coherent interference) sağlanması ve her iki demetin atma uzunluklarının yaklaşık olarak eşit olması verim açısından son derece önemlidir. Serbest

elektron lazeri için örnek bir tasarım olan iFEL (Osaka, Japonya) laboratuvarının elektron demet yapısının zaman sabitleri Çizelge 4.18’de verilmiştir.

Çizelge 4.17 iFEL IR SEL (Osaka, Japonya) elektron demeti zaman yapısı

Parametre	Değeri
Mikro atma süresi (ps)	5
Mikro atma aralığı (ns)	44.8
Makro atma süresi (μs)	24
Makro atma aralığı (ms)	100
RF Frekansı (MHz)	2856
Makro atma tekrarlama oranı (Hz)	10

IR SEL uygulamaları bölümünde değinilecek uygulama alanları için yeterli olan ve bu alanlarda “standart” denilebilecek bir makro atma değeri olarak $10 \mu s$ kullanılabilir. Medikal uygulamalar için daha uzun bir makro atma seçilebilir.

Çalışma devrinin tipik değeri %0.01 değeri göz önüne alındığında makro atma aralığı 100 ms mertebesindedir.

$$\text{Çalışma Devri} = \frac{\text{Atma Zamansal Uzunluğu}}{\text{Atmalar Arası Zamansal Uzunluk}} \quad (4.18)$$

Makro atmanın ilk bir kaç μs ’lık bölümünde ışıının şiddeti gürültüden doyum değerine yükselecektir. Atma sonunda sıfıra düşecektir. Elektron demetinin elde edildiği linakta 50 MHz frekansında bir ön-paketleyici kullanılarak, $10 \mu s$ ’lık makro atmalar içerisinde 500 adet ~ 40 ps ‘lik mikro paketçikler oluşturulabilir. Rf alanı frekansı her bir mikro paketçik rf alanı tarafından hızlandırılabilir şekilde belirlenmelidir.

$$f_{rf} = n \times (n_{mikro} \times f_{linak}) \quad (4.19)$$

Burada n_{mikro} , atma içindeki mikro paketçik sayısı; f_{linak} , saniyede linak tarafından üretilen atmaları sayısı, linak tekrarlama frekansı; n ise bir tamsayıdır. Buna göre 500 paketçikli atmalara sahip olan bir demette her bir paketçiğin hızlandırıcı alanın tepe

noktası tarafından yakalanabilmesi için rf frekansının 25 GHz veya bu değerin tam katları olması gerekmektedir. Paketleyici frekansının tersi mikro paketçikler arasındaki zamansal farkı vermektedir.

$$\Delta\tau_{mikro} = \frac{1}{f_{paketleyici}} \quad (4.20)$$

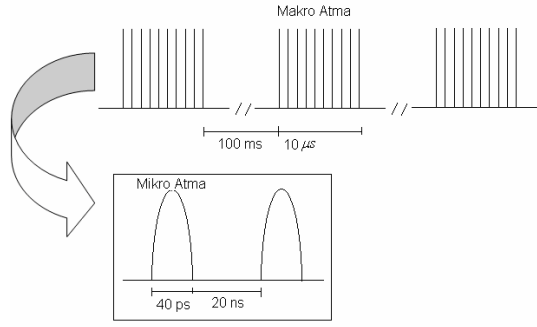
Mikro paketçikler arası uzaklık, atma uzunluğu ve her bir atmanın içerdiği mikro paketçik bilgilerinden yararlanarak mikro paketçik uzunluğu hesaplanmıştır.

$$\tau_{mikro} = \frac{(\tau_{atma} - (n_{mikro} - 1) \times \Delta\tau_{mikro})}{n_{mikro}} \quad (4.21)$$

Bu tartışmalar ışığında TAC IR SEL için elektron demetinin zamansal yapısı Çizelge 4.19’da verilmektedir.

Çizelge 4.18 TAC IR SEL için elektron demeti zaman parametreleri

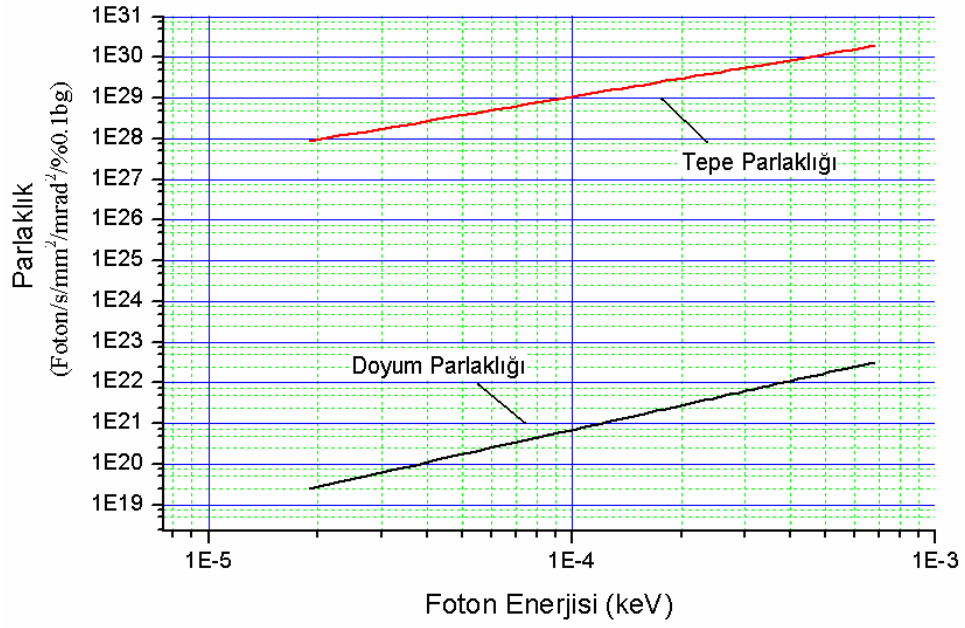
Parametre	Değeri
Mikro atma süresi (ps)	40
RF Frekansı (GHz)	25
Mikro atma aralığı (ns)	20
Makro atma süresi (μs)	10
Makro atma aralığı (ms)	100
Linac tekrarlama oranı (MHz)	50
Makro atma tekrarlama oranı (Hz)	10
Çalışma Devir (Duty Cycle) (%)	0.01
Makro atma içindeki mikro paketçik sayısı	500
Ön paketleyici frekansı (MHz)	50



Şekil 4.34 TAC IR SEL için öngörülen ışınlam demeti zamansal yapısı

Bir linac'ta elektron enerjisi artarken emittans küçülecektir. Buna göre E enerjisindeki bir demet için, emittans $\varepsilon = \varepsilon_n (mc^2 / E) = \varepsilon_n / \gamma$ olarak verilir. Bu kırınım limitli emittansa ulaşmayı kolaylaştırmaktadır. Örnek olarak 3 mm mrad'lık normalize emittansa sahip kaynakla donatılmış bir linac'ta demet 5 GeV'e kadar hızlandırılırsa ($\gamma=10^4$) 0.3 nm-rad'lık emittans oluşturulacaktır. Elektron demet emittansı kırınım limitine yaklaştıkça SEL performansı artacaktır.

Serbest elektron lazerinin ışınlam özellikleri bölümünde değinilen formülasyon kullanılarak doyum ve tepe parlaklıklarının foton enerjisine göre davranışı incelenmiştir. Bu inceleme elektron demet enerjisinin 10-60 MeV aralığında, TAC IR SEL laboratuvarının elektron demet enerji değerlerini kapsayacak şekilde yapılmıştır.



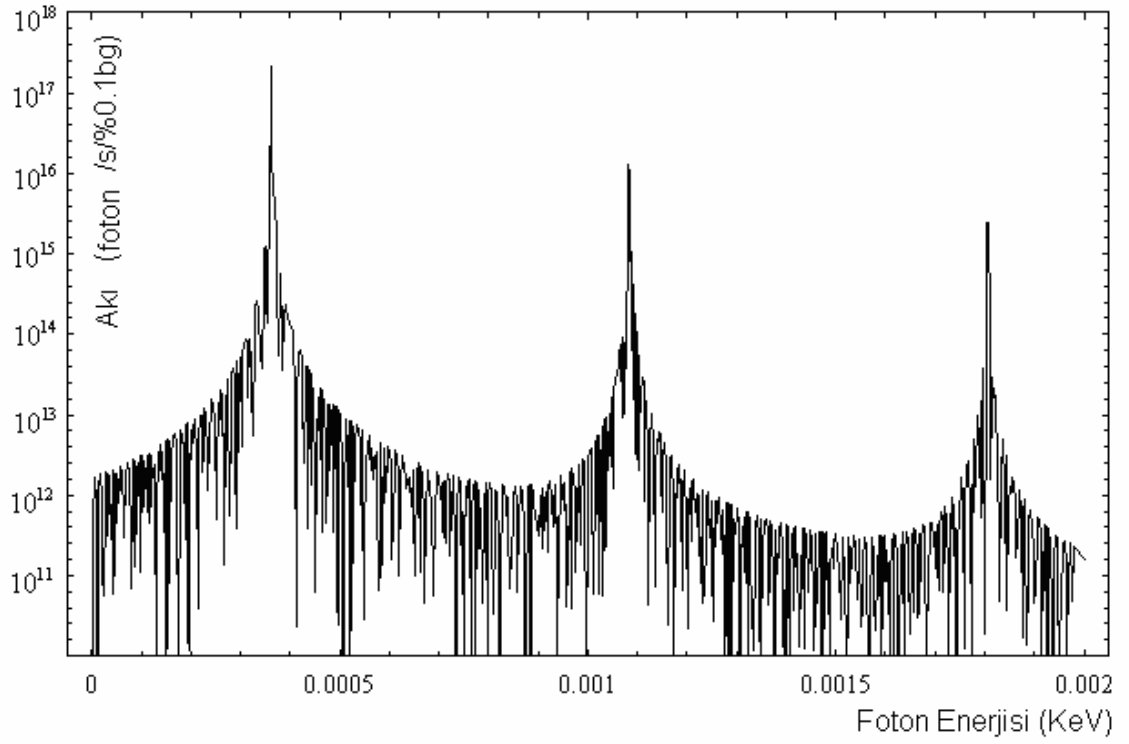
Şekil 4.35 Salındırıcı SEL'in parlaklığının foton enerjisine göre değişimi
Bs (renkli çizgi) kavite içi güç yoğunluğunun doyum değerine karşı gelen parlaklık değerlerini, Bp ise (açık renk çizgi) pik parlaklık değerlerine karşılık gelmektedir.

Serbest elektron lazeri prensibi ile yayımlanan fotonların enerjisi aşağıdaki gibi verilir. Burada n indisi n. dereceden harmoniği göstermektedir.

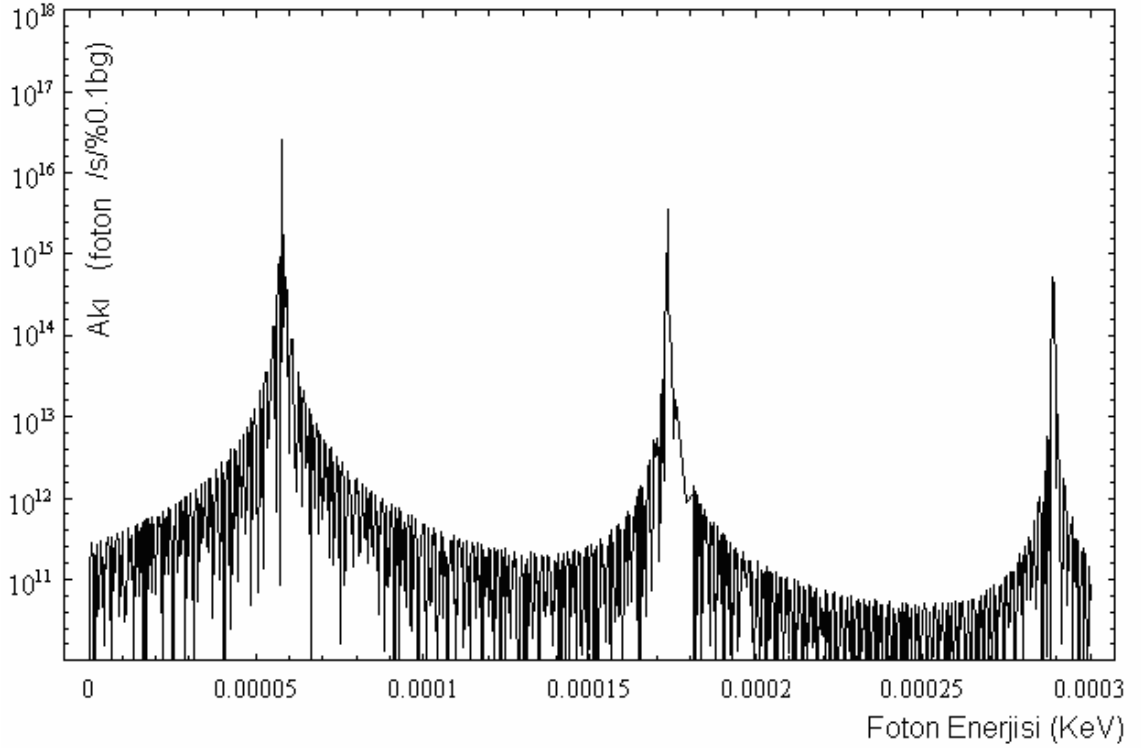
$$\omega_n = n\omega = \frac{0.947n[E(GeV)]^2}{\lambda_u(cm)(1 + K^2/2)} \quad (n = 1, 3, 5, \dots) \quad (4.22)$$

Görüldüğü gibi yayımlanan fotonların enerjisi elektron enerjisinin karesi ile orantılıdır. Birim zamanda, %0.1 band genişliği başına yayımlanan foton sayısı, akı, ile foton enerjisi arasındaki ilişki Şekil 4.54 ve Şekil 4.55'da verilen akı grafiklerinde görülmektedir. Grafikler ilk üç harmonik göz önünde bulundurularak oluşturulmuştur.

Farklı harmonikler için hazırlanmış akı pikleri göz önünde bulundurulursa elde edilen ışınımın kullanım amaçları gözetilerek, görece düşük foton enerjili ancak yüksek akı değerine sahip birinci veya üçüncü harmonik kullanılabilirken, yine görece yüksek foton enerjisine sahip ancak foton akısı düşük olan yüksek harmonikler de kullanılabilir.



Şekil 4.36 TAC IR SEL'in 50 MeV'lik opsiyonu için 1., 3. ve 5. harmoniklerin akı -foton enerjisi grafikleri



Şekil 4.37 TAC IR SEL'in 20 MeV'lik opsiyonu için 1., 3. ve 5. harmoniklerin akı-foton enerjisi grafikleri

Elde edilecek ışınımı kullanacak olan laboratuvarların ya da diğer bir deyişle deney istasyonlarının gereksinimine göre değişik uzunlukta ışınım atmalarına ihtiyaç olacaktır. Undulatör boyunca tek bir geçişte yayımlanan ışınım atmasının uzunluğu yayımlanan fotonlar ve elektronlar arasındaki hız farkı ile ilgilidir. Burada fotonlar ve elektron arasındaki hız farkına bağlı olarak kayma uzunluğu denilen ve atmalı serbest elektron lazerlerinin teorisinde önemli rol oynayan kayma (slippage) parametresi tanımlanır.

$$\Delta = (1 - \beta_z) N \lambda_u \quad (4.23)$$

Ortalama hız ifadesi,

$$\beta^* = \frac{\dot{s}}{c} = 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left[1 + \frac{K^2}{2} \right] \quad (4.24)$$

şeklinde daha önceki bölümlerde belirtilmiştir. Bu ifade eşitlikte kullanılırsa yayımlanan ışınımın zamansal uzunluğu bulunur. Bu değer TAC IR SEL için hesaplanmış ve parametre tablosunda yer verilmiştir.

$$\Delta = N \lambda_r \quad (4.25)$$

$$\delta t = \frac{\Delta}{c} = \frac{N \lambda_r}{c} \quad (4.26)$$

Belirsizlik ilkesiyle bağlantılı olarak frekans aralığı (band genişliği) ise,

$$\Delta \omega = \frac{\pi c}{\Delta} \quad (4.27)$$

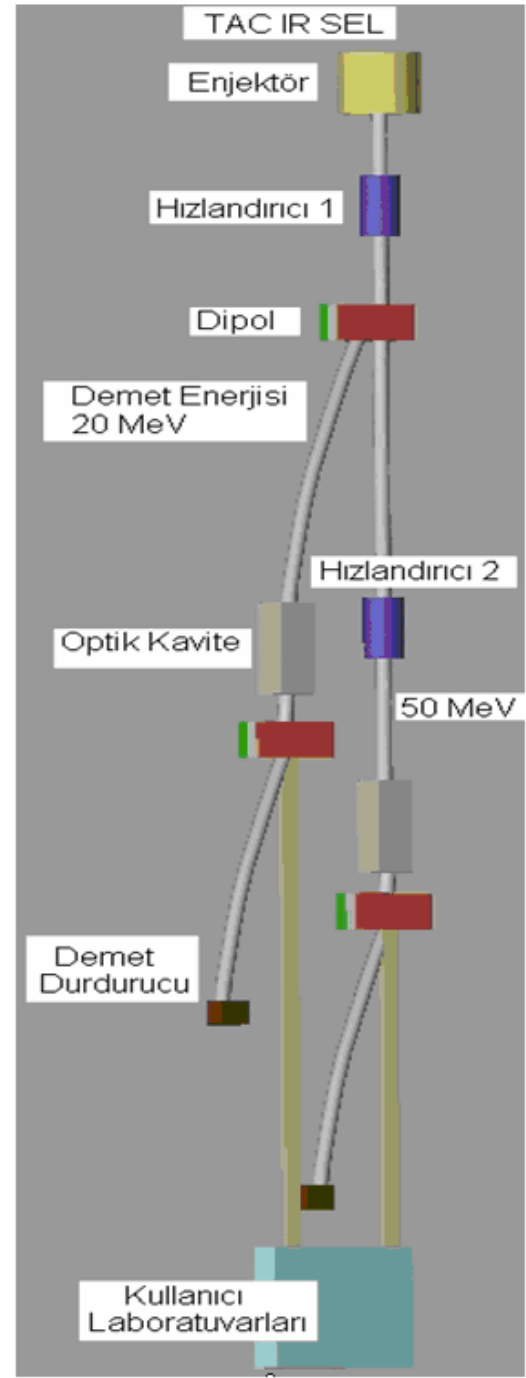
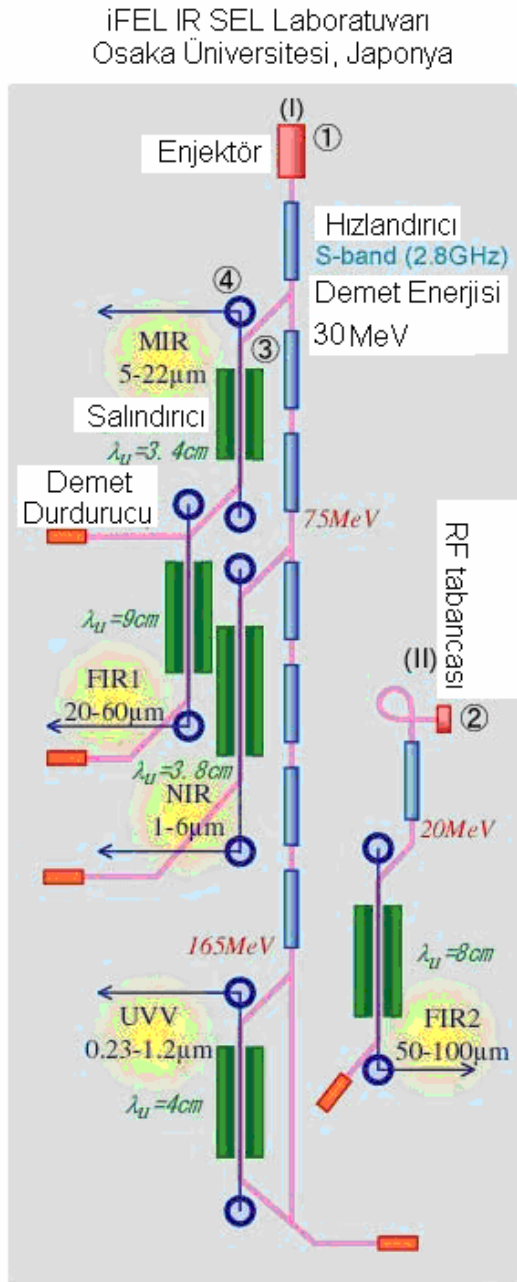
olarak verilebilir. Buradan da,

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{1}{N} \quad (4.28)$$

olacaktır. TAC IR SEL için hesaplanan band genişliği ve atma uzunluğu ile birlikte diğer ışınım parametrelerinin değerleri Çizelge 4.17’da verilmiştir.

Çizelge 4.19 TAC IR SEL parametreleri

Parametre	TAC IR SEL I	TAC IR SEL II
λ_r (mikron), Işınımın Dalgaboyu	16.4	2.62
Foton Enerjisi (eV), 1. Harmonik	0.057	0.4723
Foton Enerjisi (eV), 3. Harmonik	0.17	1.41
Foton Enerjisi (eV), 5. Harmonik	0.28	2.35
Işınımın Doyum Parlaklığı (foton/s/mm ² /mrad ² /0.1%bg)	1.4425×10^{22}	5.635×10^{23}
Işınımın Tepe Parlaklığı (foton/s/mm ² /mrad ² /0.1%bg)	7.0734×10^{28}	1.1052×10^{30}
Işınımın Ortalama Parlaklığı(foton/s/mm ² /mrad ² /0.1%bg)	3.2133×10^{23}	4.4×10^{24}
I_s , Kavite içi doyum güç yoğunluğu (W/cm ²)	2.8×10^6	1.1×10^8
Işınımın 1. harmoniği için akı (foton/s/%0.1bg)	3.8×10^{16}	2.4×10^{17}
Işınımın 3. harmoniği için akı (foton/s/%0.1bg)	3.65×10^{15}	2.3×10^{16}
Işınımın 5. harmoniği için akı (foton/s/%0.1bg)	7.3×10^{14}	4.6×10^{17}
Lazer Çıkış Gücü (KW)	3.125	1.250
Band genişliği	4.167×10^{-3}	4.167×10^{-3}
Işınımın zamansal atma uzunluğu (ps)	6.56	1.05
Elektron paketçiği başına yayımlanan foton sayısı	8.46×10^{21}	8.46×10^{21}
Foton atması enerjisi (mJ)	0.102	0.64
G (%), Tek Geçişteki Kazanç	220	72
g_0 , Düşük kazanç bölgesi parametresi	2.45	0.98

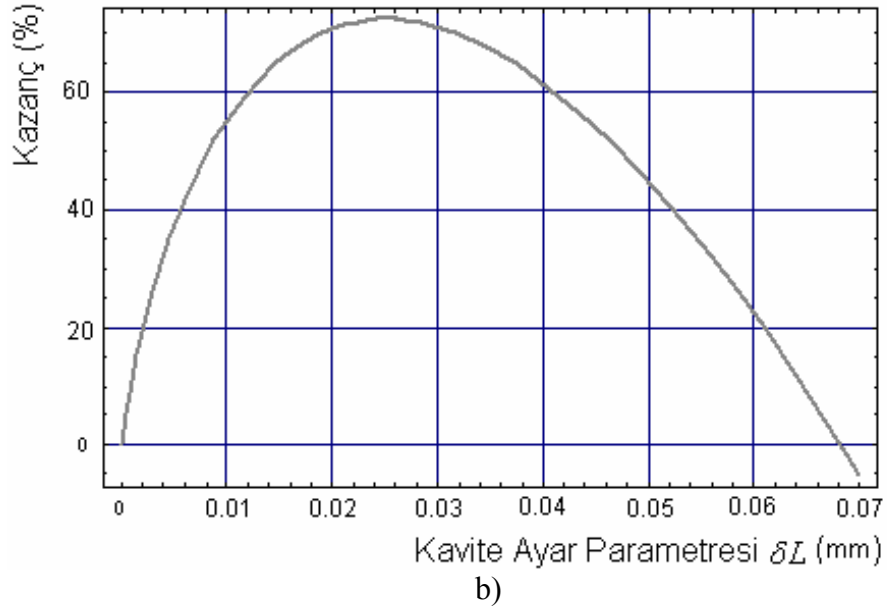
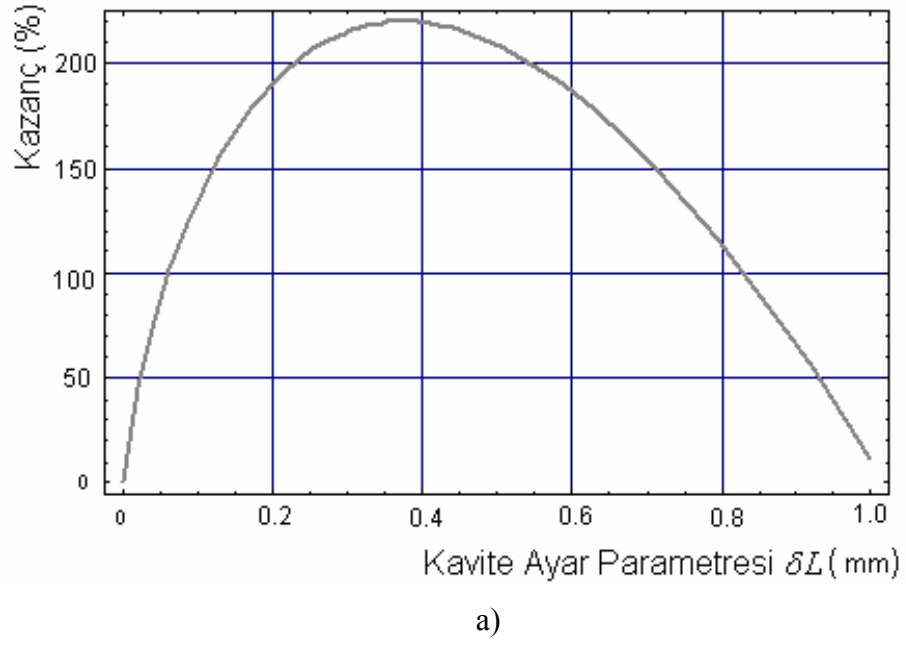


Şekil 4.38 iFEL IR SEL laboratuvarı (solda) ve TAC IR SEL laboratuvarının şematik görünümü

Çizelge 4.20 TAC IR SEL ve iFEL laboratuvarının bazı parametrelerinin karşılaştırılması

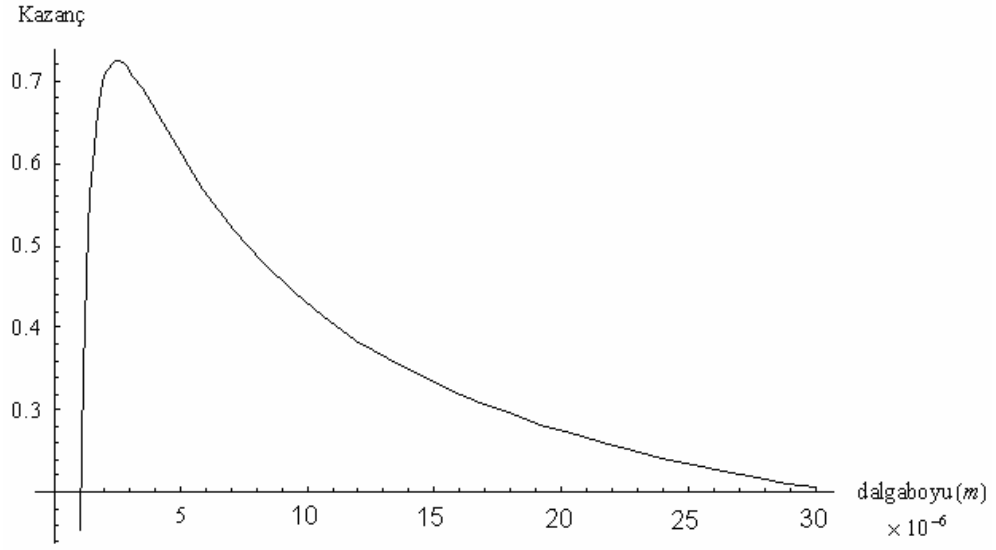
Parametre	TAC IR SEL I	iFEL
ElektronDemet Enerjisi (MeV)	20	30
RF Frekansı (GHz)	25	2.856
Pik Akım (A)	62.5	40
Enerji Yayılımı (%)	0.1	1.0
Toplam Undulatör Uzunluğu (m)	3.6	2
L_c (m), Optik kavite uzunluğu	6.0	6.72
λ_r (microns), Işınımın Dalgaboyu	16.4	22
λ_u (cm), Undulator Periyodu	3	3.4
K, Undulator Kuvvet Parametresi	0.984	1.5
N, Undulator Kutup Sayısı	120	58
B_0 (T), Maksimum Alan Şiddeti	0.36	0.48
g, Undulator Aralığı (mm)	22	15

Elektron ve ışınım atması arasındaki eşzamanlılık kazanç açısından önemlidir ve kavite boyu hafifçe değiştirilerek bu koşul sağlanabilir. Şekil 4.58’de kavite ayar parametresine karşı kazancın değişimi görülmektedir. Kazancın maksimum olduğu ayar uzunluğu 50 MeV’lik elektron demeti kullanıldığında 24 mikrometre, 20 MeV’lik elektron demeti için 370 mikrometre olarak belirlenmiştir. Bu noktadaki kazanç ışınımın kavite aynaları arasında gerçekleştirdiği tur başına 50 MeV için %72, 20 MeV için %220 değerlerini almaktadır.

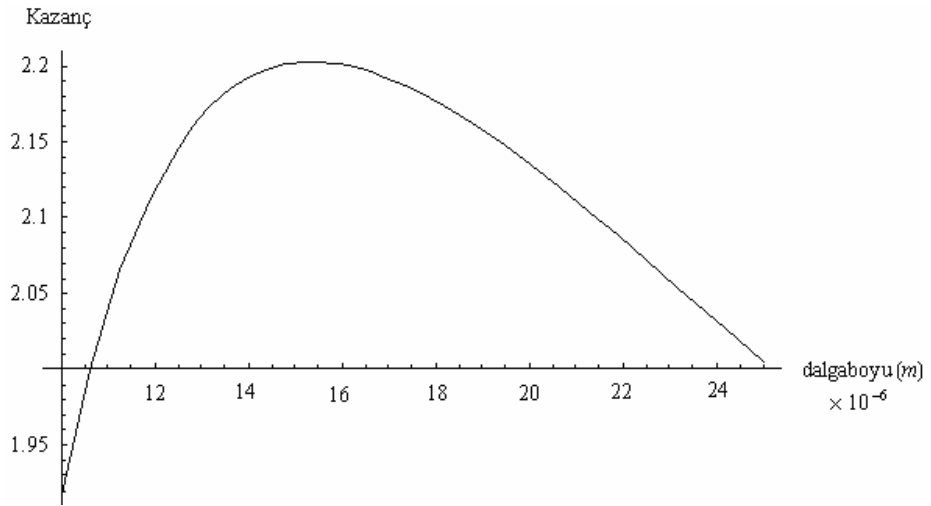


Şekil 4.39.a 20, b. 50 MeV demet enerjili seçenekler için kavite ayar parametresine göre kazancın davranışı

Tasarımı gerçekleştirilen TAC IR SEL laboratuvarı için kavite içi ışınlım kazancının salındırıcı magnetin rezonans dalgaboyunda maksimum değerini aldığı aşağıda Şekil 4.59’da verilen grafiklerden görülmektedir.



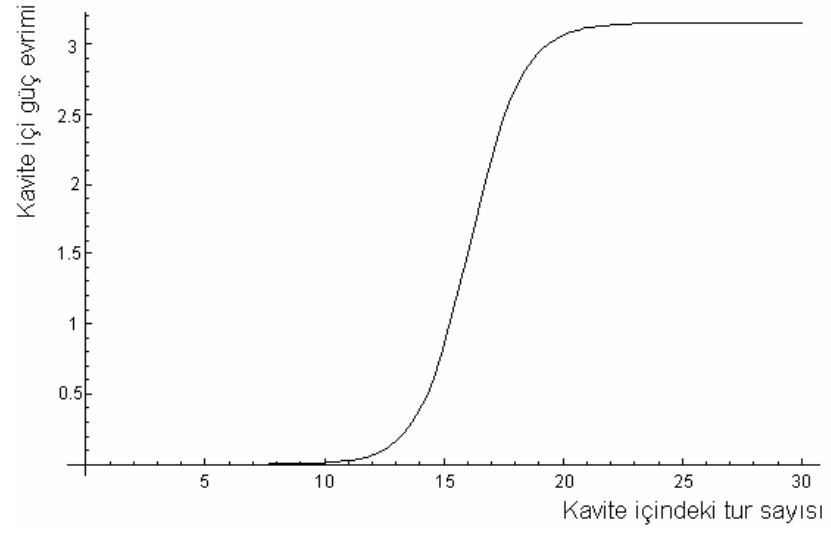
a)



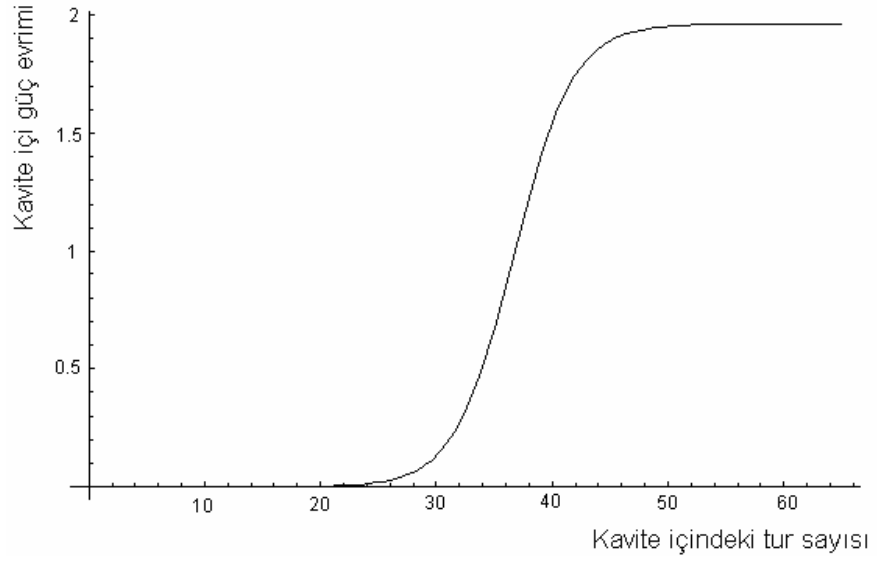
b)

Şekil 4.40.a 50 MeV, $\delta L = 370 \mu m$, b. 20 MeV, $\delta L = 24 \mu m$ için dalga boyuna karşı kazancın davranışı

Salındırıcı yöntemiyle elde edilen serbest elektron lazerlerinde ışınımın doyum gücüne ulaşma süreci kuramsal bölümde verilen lojistik eşitlik uyarınca gerçekleşmektedir. Buna göre ışınım aynalar arasında her gidiş gelişinde güçlenerek sonuçta doyum gücüne ulaşmaktadır. Aşağıda Şekil 4.60'da verilen güç doyum grafikleri incelendiğinde; ışınım aynalar arasında, 20 MeV demet enerjili seçenek için yaklaşık 22, 50 MeV demet enerjili seçenek için ise 51 tur sonunda doyum gücüne ulaşmaktadır.



a)



b)

Şekil 4.41.a 20, b. 50 MeV enerjilerindeki elektron demeti için kavite içi güç yoğunluğunun gelişimi
 $I = 50$ A; 20 MeV'de $\theta = 0.166$, 50 MeV'de $\theta = 0.26$; kavite kaybı %4.

Çizelge 4.21 IR ve UV için bölgeler ve kullanım alanları

1. Uzak kızılötesi bölge (1000 to 10 μm)

Moleküler yüzey titreşimleri
Moleküller arası grup titreşimleri
Yarıiletken kuantum kuyularının uyarılması
Büyük biyomoleküllerde düşük frekanslı hareketler

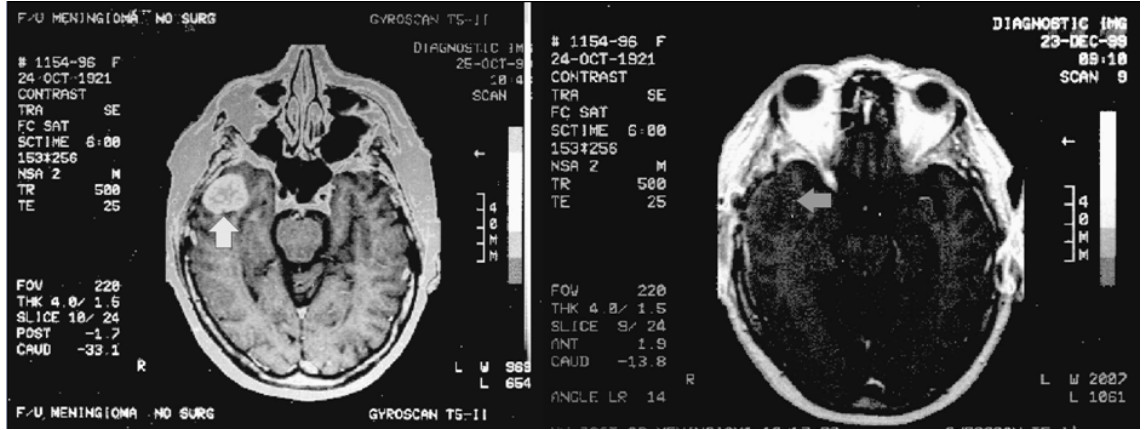
2. Yakın kızılötesi, görünür ve mor ötesi bölge (10 μm to 200 nm)

Maddenin temel özellikleri
Moleküler titreşimler, kimyasal bağlardakideğerlik bandı geçişleri
Katılarda band aralığı

3. Vakum morötesi ve uzak morötesi bölge (200 to 10 nm)

Foto ayrıştırma
Seyreltik örneklerde tekli-foton spektroskopisi
Pump-probe foto yayılım

Serbest elektron lazerleri (SEL) mor ötesinden x-ışınları bölgesine kadar olan geniş bir bölgede elde edilebilmektedir. SEL'ler bu geniş spektral bölgede sürekli ayarlanabilirlik, atma yapısı ve kutuplanma gibi özellikleriyle geleneksel lazerlerden ayrılmaktadır. SEL ışınımı, biyolojik, biyomedikal, yoğun madde ve malzeme bilimlerinde kullanım alanları bulmaktadır. Bu alanlardaki çalışmalar, malzemelerin terahertz dinamiği, yoğun fazlı sistemlerdeki dinamik süreçlerin incelenmesinde doğrusal olmayan titreşimsel kızıl ötesi spektroskopisi, gaz fazı spektroskopisi ve spektrometresi için kızıl ötesi çoklu foton iyonizasyonu, beyin cerrahisi, medikal kızıl ötesi SEL kullanarak göz cerrahisi ve malzemelerin ve nano boyutlardaki süreçlerin karakterizasyonu için mor ötesi foto-yayılım elektron mikroskopisini içermektedir (Edwards et al., 2005, 2003).



Şekil 4.42 Beynin sağ lobunda bulunan tümörlü bölgenin (solda) SEL ile müdahale sonucu temizlenmesi

Bunun yanında Duke Üniversitesi bünyesinde bulunan IR SEL laboratuvarı Mark III, kurulması önerilen TAC IR SEL laboratuvarına örnek bir tasarımıdır ve benzer bir dalgaboyu aralığına sahiptir. Bu laboratuvar malzeme bilimleri, biyomedikal ve biyofizik alanında, 2-10 mikrometre geniş band aralığında ayarlanabilir ışınım kaynağı olarak hizmet vermektedir. Kullanıcı laboratuvarlarında biyofizik deneyleri için yaklaşık 6.45 mikrometre dalgaboyunda, doku alınması gibi fotofizik mekanizmalarında ise yine 6-6.45 mikrometre dalgaboyu aralığı kullanılmaktadır (Edwards *et al.*, 2003, 2005). Dalgaboyundaki bu ayarlanabilirlik değişken aralıklı bir undulator kullanılarak sağlanabilir.

Bu uygulama alanları dahilinde, kurulması planlanan ve optimizasyonu bu çalışmada sunulan TAC IR SEL için belirlenmiş kullanım alanları; biyoteknoloji, malzeme bilimi, medikal uygulamalar, yarıiletkenler ve foto kimya olarak belirlenmiştir.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Günümüzde dünyada yüzün üzerinde çok amaçlı hızlandırıcıya dayalı ışınım kaynağı bulunmaktadır. Bunların listesi EK 1 ve EK 2’de sunulmuştur. Bu ışınım kaynaklarının 21. yüzyılda modern araştırma ve geliştirme faaliyetlerinin en nitelikli ve aranan araçları haline gelmiştir. Örneğin, GENOM projesinin geliştirilip sonuçlandırılmasında sinkrotron ışınımı kullanımı önemli rol oynamıştır.

Kurulumu planlanan ve çalışmaları süren Türk Hızlandırıcı Merkezi’nde, gerek sinkrotron ışınımı gerekse serbest elektron lazeri üretimi ve kullanımının planlanmış olması ülkemiz bilim çevreleri için heyecan verici bir gelişme olma özelliğini önümüzdeki dönemlerde de sürdürecektir.

TAC ışınım kaynaklarının optimizasyosuna örnek olarak gerçekleştirilen bu çalışmada, temel fizik deneylerinde kullanılmak üzere tasarlanmış 3.56 MeV enerjili pozitron demeti kullanılması önerilen depolama halkasının sinkrotron ışınım kaynağı olarak da kullanılma olasılığı üzerinde durulmuştur. Teknik özellikleri belirtilen bu hızlandırıcıdan elde edilecek ışınımın özellikleri incelenmiştir. Dairesel hızlandırıcı boyunca kullanılacak 4 tip zigzaglayıcı, 2 tip salındırıcı ve bir eğici magnetin parametreleri ilgili bölümde verilmektedir. Bu kaynaklarla elde edilecek ışınımın akısı, zigzaglayıcılar için, 4×10^{15} (*foton/s mrad² %0.1 bg*); salındırıcı magnetler için; 3.74×10^{16} ve 8×10^{16} (*foton/s mrad² %0.1 bg*); eğici magnet için ise 5.8×10^{13} (*foton/s mrad² %0.1 bg*) olarak belirlenmiştir. Bu sonuçlar bu halka için özellikle salındırıcı magnetlerin sinkrotron ışınım kaynağı olarak kullanılabileceklerini doğrulamaktadır. Zigzaglayıcı magnetler için magnet aralığı sabit kalmak şartıyla kutuplar arası magnetik alan, dolayısıyla magnetin kuvvet parametresi 4, 8, 12 ve 24 değerlerini alacak şekilde değiştirilirse; 9.3, 34, 75 nm ve 0.3 μm dalgalıboylarında sinkrotron ışınımı elde edilmektedir. Salındırıcı magnetlerde ise bu inceleme kutuplar arası magnet alan sabit kalacak şekilde magnet aralığının değiştirilmesi şeklinde gerçekleştirilmiştir. Buna göre magnet kuvvet parametresinin 1.2 değeri için, magnet aralığının 0.04 m ve 0.08 m değerlerinde sırasıyla, 0.71 nm ve 1.42 nm dalgalıboylarında

ışınım lar elde edilmektedir. Bulgular bölümünde halkanın düz kısımlarına yerleştirilecek olan bu salındırıcı magnetler için verilen akı ve parlaklık grafikleri göz önünde bulundurulduğunda bu kaynaklardan SEL elde edilebileceği görülmektedir.

Çalışmada üzerinde durulan ikinci optimizasyon ise 130 MeV demet enerjili SASE yöntemiyle eşde edilmiş bir serbest elektron lazeridir. Linak ve demet parametreleri bulgular kısmında sunulan tasarım ile elde edilecek ışı nım 4-22 eV'luk foton enerjisi aralığı, 1.6×10^{16} değ erindeki foton akısı ve 2.6×10^{29} değ erindeki parlaklığı ile çalışma dahilinde tasarımı yapılan IR SEL'in foton enerjisi bakımından yetersiz kalabileceği bazı malzeme bilimi uygulamaları açısından bir alternatif oluşturmaktadır.

Türk Hızlandırıcı Merkezi Test Laboratuvarı olarak önerilen salındırıcı yöntemi ile elde edilecek olan kızıl ötesi serbest elektron lazeri optimizasyonu bölüm 4.3'te verilmektedir. Tasarım 20 ve 50 MeV enerjili iki demet göz önünde tutularak gerçekleştirilmiştir. Buna göre optimizasyonu kuramsal kısımda ve parametreleri ilgili bölümde verilen optik kavite kullanıldığında bu demetlerden sırasıyla, 16.4 ve 2.62 μm dalgaboylarında SEL elde edilmektedir. Bunun yanında optik kavite içinde kullanılacak salındırıcı magnet aralığının 1.5-3 cm aralığında ayarlanabilmesi ile her iki elektron demet hattı düşün üldüğünde elde edilebilecek dalgaboyu aralığı 2.5-70 μm 'dir. Magnet aralığı artırıldığında artan magnetik alan dolayısıyla kuvvet parametresi dalgaboyunun üst limitini belirlemektedir. Çünkü kuvvet parametresinin ~3 değ erinin üzerinde olması elde edilen ışı nımın spektral yapısını SEL ışı nımında olduğu gibi pikli bir yapı yerine zigzaglayıcı ışı nımındaki gibi geniş spektrumlu bir yapıya taşımaktadır. Bununla birlikte elde edilecek bu dalgaboyu aralığı kurulacak tesisin hizmet vermesi amaçlanan nanoteknoloji, biyoteknoloji, malzeme bilimi ve fotokimya gibi alanlarda kullanılmak üzere uygun bir dalgaboyu aralığına sahiptir.

KAYNAKLAR

- Applied Physics Technologies, 2006. Web sitesi. www.A-P-TECH.com. Erişim Tarihi: 13.06.2006.
- Bilderback, D. H. Elleuame, P. and Weckert, E. 2005. Review of third and next generation synchrotron light sources. J. Phys. B, 38, 773.
- Bonifacio, R. and Pellegrini, C. 1984. Collective instabilities and high-gain regime in a free electron laser. Opt. Commun., 50, 373.
- Bonifacio, R. De Salvo, L. Pierini, P. Piovella, N. and Pellegrini C. 1994. Spectrum, temporal structure, and fluctuations in a high-gain free-electron laser starting from noise. PRL, 73, 70.
- Chesworth, A. A. 2000. A feasibility study for placing an infrared free electron laser on DIAMOND. AP-PI Report, 001.
- Ciocci, F. Dattoli, G. Torre, A. and Renieri, A. 2000. Insertion devices for synchrotron radiation and free electron laser. World Scientific, 400p, Singapore.
- Çiftçi, A. K., Sultansoy, S., Yavaş, Ö., Yılmaz, M. 2000. TAC proposal for fundamental and applied research. Proc. 1st Euroasia Conf. on Nuclear Science and its Applications, 1090-1096.
- Çiftçi, A. K. 2001. Türk Hızlandırıcı Kompleksi Önerisi. I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi (UPHUK I), <http://www.taek.gov.tr/uphuk1>
- Dattoli, G. Renieri, A. and Torre, A. 1993. Lectures on the free electron laser theory and Related Topics. World Scientific, 637p, Singapore.

- Dattoli, G. and Ottaviani, P. L. 2002. Semi-analytical models of free electron laser saturation. *Optics Communications*, 204, 283-297.
- Dattoli, G. Ottaviani, P. L. Pagnutti, S. and Evtushenko, P. 2005. Mid-infrared free electron laser oscillator sources and semi-analytical formulae. *NIMA*, 545, 475-479.
- Deacon D. A. G. Elias, L. R. Madey, J. M. J. Ramian, G. J. Schwettman, H. A. and Smith, T. I. 1976. First operation of a free electron laser. *PRL*, 38, 892.
- Edwards, G. S. Allen, S. J. Haglung, R. F. Nemanich, R. J. Redlich, B. Simon, J. D. and Yang, W. C. 2005. Applications of free electron lasers in the biological and material sciences. *Photochemistry and Photobiology*, 81, 711-735.
- Edwards, G. S. Austin, R. H. Carroll, F. E. Copeland, M. L. Couprie, M. E. Gabella, W. E. Haglung, R. F. Hooper, B. A. Hutson, M. S. Jansen, E. D. Joos, K. M. Kiehart, D. P. Lindau, I. Miao, J. Pratisto, H. S. Shen, J. H. Tokutake, Y. van der Meer, A. F. G. and Xie A. 2003. Free electron laser based biophysical and biomedical instrumentation. *Review of Scientific Instruments*, 74; (7) 3207-3244.
- Einstein, A. 1905. On a heuristic viewpoint concerning the production and transformation of light. *Ann. Phys.*, 17, 132-148.
- Einstein, A. 1905. On the electromagnetics of moving bodies. *Ann. Phys.*, 17, 891-921.
- Elias, L. R. Fairbank, W. M. Madey, J. M. J. Schwettman, H. A. and Smith, T. I. 1976. Observation of stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a spatially periodic transfer magnetic field. *PRL*, 36, 717.

- Hafizi, B. and Roberson, C. W. 1999. Kinetic theory of free electron lasers. NIMA, 375, 78-81.
- Kondratenko, A. M. and Saldin, E. L. 1980. Generation of coherent radiation by a relativistic electron beam in an undulator. Part. Acc., 10, 207.
- Lee, S. Y. 1994. Accelerator Physics. World Scientific, 480p, Singapore.
- Madey, J. M. J. 1971. Stimulated emission of bremsstrahlung in a periodic magnetic field. J. Appl. Phys., 42,1906.
- Karlı, Ö. Mete, Ö., Yavaş, Ö. 2005. TAC test laboratuvarı olarak kızılötesi serbest elektron lazeri. 23. Ulusal Fizik Kongresi (TFD23).
- Mete, Ö., Karlı, Ö. Yavaş, Ö. 2006. An optimization study for an FEL oscillator as TAC test facility. European Particle Accelerator Conference 2006 (EPAC 06).
- Murphy, J. B. and Pellegrini, C. 1985. Free electron lasers for XUV spectral region. NIMA, 237, 159-67.
- Nergiz, Z. 2004. TAC phi fabrikasının pozitron depolama halkası. II. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi (UPHUK II), <http://www.taek.gov.tr/uphuk2>
- Papadichev, V. A. 1996. Polarization in free electron lasers. NIMA, 375, 483-486.
- Palmer, R. B. 1972. Interaction of relativistic particles and free electromagnetic waves in the presence of a static helical magnet. J. Appl. Phys., 43, 3014-3023.
- Pflüger, J. 2000. Undulators for SASE FELs. NIMA, 445, 366-372.

- Roberson, C. W. and Hafizi, B. 1990. Electron beam quality in free electron lasers. NIMA, 269, 477-479.
- Robinson, K. W. 1985. Ultra short wave generation. NIMA, 239, 111.
- Saldin, E. L. Schneidmiller, E. A. and Yurkov, M. V. 1998. Statistical properties of radiation from VUV and X-ray free electron laser. Opt. Commun., 148, 383-403.
- Saldin, E.L. Schneidmiller, E.A. and Yurkov, M.V. 2000. The physics of free electron lasers. Springer, 464p, Berlin.
- Saldin, E. L. Schneidmiller, E. A. and Yurkov, M. V. 2004. A new technique to generate 100 GW-level attosecond X-ray pulses from the X-ray SASE FELs. Opt. Commun., 239, 161.
- Togawa, K. Shintake, T. Baba, H. Inagaki, T. Onoe, K. Tanaka, T. and Matsumoto, H. 2004. Proceedings of the 2004 FEL Conference, 351-354.
- Wiedemann, H. 2003. Synchrotron radiation. Springer, 269, Germany.
- Wilson, E. 2001. An introduction to particle accelerators. Oxford University Press, 249, New York.
- Wille, K. and Mcfaal, J. 1996. The physics of particle accelerators. 310p, Germany.
- Winick, H. 1995. Synchrotron radiation sources. World Scientific, 493p, USA.
- Wu Chao, A. and Tigner, M. 2002. Handbook of accelerator physics and engineering. World Scientific, 654p, USA.

- Yavaş, Ö. 2001. 4. Nesil ışınım kaynağı olarak serbest elektron lazerleri. I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi (UPHUK I), <http://www.taek.gov.tr/uphuk1>
- Yavaş, Ö. Çiftçi, A. K. Yılmaz, M. Recepoğlu, E. ve Sultansoy, S. 2000. “Parçacık hızlandırıcıları: Türkiye’de neler yapılmalı” DPT1997K-120420 No’lu Proje Sonuç Raporu, <http://bilge.science.ankara.edu.tr>
- Yavaş, Ö. 2001. Turkic Accelerator Centre (TAC) Proposal. 1st Helenic-Turkish International Physics Conf., 131.
- Yavaş, Ö., 2004. Türk Hızlandırıcı Kompleksi Projesi. II. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi (UPHUK II), <http://www.taek.gov.tr/uphuk2>
- Yavaş, Ö. 2006. Sinkrotron ışınımı ve serbest elektron lazeri üretimi ve kullanımı için genel tasarım. Türk Hızlandırıcı Merkezi Projesi İçerik Tasarımı DPT2003K-1201906 No’lu Proje Sonuç Raporu, s131, Ankara.

EK-1 Akım Tanımları

Demet şiddeti veya demet akımı bir demet monitöründen geçen yükün birim zamana oranı tanımına bağlı olarak elektrik akımı cinsinden verilir. Paketçikli demetlerde ölçme zamanı paketçikten, demet atmasından veya her ikisinden birden uzun olabilir. Hangi zaman aralığının kullanıldığına bağlı olarak, paketçik akımı, atma akımı veya ortalama akım tanımları yapılır.

Demet için en küçük birim bir diğerinden hızlandırıcı gerilimin bir dalgaboyu veya bunun katları kadar aralığa sahip olan mikro paketçiklerdir. Mikro paketçik akımı veya tepe akımı, toplam mikro paketçik akımı, q 'nun, mikro paketçik uzunluğu, τ_μ 'ye oranı olarak tanımlanır.

$$\hat{I} = \frac{q}{\tau_\mu} \quad (\text{Ek-1,1})$$

Bir dizi mikro paketçik, genellikle rf atmasının zamansal uzunluğunca belirlenen demet atmasını oluşturur. Atma akımı I_p atmanın zamansal uzunluğu süresinceki ortalama akım olarak tanımlanır. Mikro paketçik uzunluğu τ_μ , ardışık iki mikro paketçik arasındaki uzaklık T_μ ise atma akımı aşağıdaki gibi verilir.

$$I_p = \hat{I} \frac{\tau_\mu}{T_\mu} = \frac{q}{T_\mu} \quad (\text{Ek-1,2})$$

Son olarak ortalama akım, hızlandırıcının bir devri sonundaki ortalama demet akımıdır.

$$\langle I \rangle = I_p \frac{T_p}{T_r} = \frac{q}{T_r} \frac{T_p}{T_\mu} = \frac{n_\mu q}{T_r} \quad (\text{Ek-1,3})$$

Burada n_μ bir atma içindeki mikro paketçiklerin sayısı, q mikro paketçik yükü, T_r ise ardışık iki atma arasındaki zaman farkıdır.

EK-2 Sinkrotron Işınımı : Dünya çapındaki durum

- Advanced Light Source (ALS), Berkeley, California
- Advanced Photon Source (APS), Argonne, Illinois
- ALBA Synchrotron Light Facility (formerly Laboratorio de Luz Sincrotrón), Vallés, Spain
- ANKA Synchrotron Strahlungsquelle, Karlsruhe, Germany
- Australian Synchrotron, Melbourne, Victoria
- Beijing Synchrotron Radiation Facility (BSRF), Beijing
- Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung (BESSY), Berlin
- Canadian Light Source (CLS), Saskatoon, Saskatchewan
- Center for Advanced Microstructures and Devices (CAMD), Baton Rouge, Louisiana
- Center for Advanced Technology (INDUS-1 and INDUS-2), Indore, India
- Cornell High Energy Synchrotron Source (CHESS), Ithaca, New York
- diamond, Rutherford Appleton Laboratory, Didcot, England
- Dortmund Electron Test Accelerator (DELTA), Dortmund, Germany
- Electron Stretcher Accelerator (ELSA), Bonn, Germany
- Elettra Synchrotron Light Source, Trieste, Italy
- European Synchrotron Radiation Facility (ESRF), Grenoble, France
- Hamburger Synchrotronstrahlungslabor (HASYLAB) at DESY, Hamburg, Germany
- Institute for Storage Ring Facilities (ISA, ASTRID), Aarhus, Denmark
- Laboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Electromagnétique (LURE), Orsay, France
- Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) Sao Paulo, Brazil
- MAX-lab, Lund, Sweden
- National Synchrotron Light Source (NSLS), Brookhaven, New York
- National Synchrotron Radiation Laboratory (NSRL), Hefei, China
- National Synchrotron Radiation Research Center (NSRRC), Hsinchu, Taiwan, R.O.C
- National Synchrotron Research Center (NSRC), Nakhon Ratchasima, Thailand
- Photonics Research Institute, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST) [formerly known as Electrotechnical Laboratory (ETL)]
- Photon Factory (PF) at KEK, Tsukuba, Japan
- Pohang Accelerator Laboratory, Pohang, Korea
- Shanghai Synchrotron Radiation Facility, (SSRF), Shanghai
- Siberian Synchrotron Radiation Centre (SSRC), Novosibirsk, Russia
- Singapore Synchrotron Light Source (SSLS), Singapore
- SOLEIL Synchrotron, Saint-Aubin, France
- Stanford Synchrotron Radiation Laboratory (SSRL), Menlo Park, California
- Super Photon Ring - 8 GeV (SPRING8), Nishi-Harima, Japan
- Swiss Light Source (SLS), Villigen, Switzerland
- Synchrotron Radiation Center (SRC), Madison, Wisconsin
- Synchrotron Radiation Source (SRS), Daresbury, U.K.

- Synchrotron Ultraviolet Radiation Facility (SURF III) at the National Institute of Standards and Technology (NIST), Gaithersburg, Maryland
- UVSOR Facility, Okazaki, Japan
- VSX Light Source, Kashiwa, Japan

EK-3 Serbest Elektron Lazeri : Dünya çapındaki durum

Temel bilimlerde araştırmalar için çalışmakta olan SEL laboratuvarları

- iFEL (Osaka, Japan)
- Duke University Free electron Laser Laboratory (US)
- Vanderbilt University Free Electron Laser Center (US)
- FELIX - FOM (Rijnhuizen, Netherlands)
- Stanford Picosecond FEL Center (US)
- CLIO - LURE (Orsay, France)
- Jefferson Lab (US)
- FEL-SUT - Science University of Tokyo (Japan)
- UCSB Center for Terahertz Science and Technology (US)
- FELBE FEL - FZR (Germany)
- ENEA Compact FEL - (Frascati, Italy)

Çalışmakta olan SEL'ler

- European UV/VUV FEL at Elettra/Trieste (Italy)
- TESLA Test Facility FEL, DESY (Germany)
- Duke University Free Electron Laser Laboratory (US)
- Photon Storage Ring - Ritsumeikan University (Japan)
- iFEL (Osaka, Japan)
- UVSOR - Institute for Molecular Science (Okazaki, Japan)
- FELICITA 1 (Dortmund, Germany)
- Vanderbilt University Free Electron Laser Center (US)
- FELIX - FOM (Rijnhuizen, Netherlands)
- Stanford Picosecond FEL Center (US)
- CLIO - LURE (Orsay, France)
- Jefferson Lab Free Electron Laser Program (US)
- ENEA Compact FEL - (Frascati, Italy)
- FEL-SUT - Science University of Tokyo (Japan)
- IR-FEL - S-DALINAC (Darmstadt, Germany)
- Beijing Free Electron Laser (China)

- FELBE FEL - FZR (Germany)
 - The UCSB Free Electron Lasers (US)
 - KAERI - (Korea)
 - Tel Aviv University FEL (Israel)
 - Particle Physics Lab, JINR (Dubna, Russia)
- note: list is approximately ordered by wavelength

Geliştirme çalışmaları süren SEL'ler

- SLAC SSRL x-ray FEL - LCLS (US)
- European X-ray FEL, DESY (Germany)
- FERMI project at ELETTRA (Italy)
- SCSS SPring-8 Compact SASE Source (Japan)
- Institute for Plasma Research (India)
- BESSY FEL (Germany)
- LEUTL APS, Argonne National Lab (US)
- Center for Advanced Technology (India)
- University of Maryland - MIRFEL (US)
- University of Hawaii (US)
- University of Hawaii THz FEL(US)
- Brookhaven - Accelerator Test Facility FELs (US)
- UCLA Particle Beam Physics Lab
- Osaka University - ISIR (Japan)
- University of Twente Cerenkov FEL (Netherlands)

Önerisi yapılmış SEL laboratuvarları

- National High Magnetic Field Laboratory (US)
- SPARC Project - INFN (Italy)
- Daresbury 4GLS (UK)
- MIT Bates Lab X-Ray FEL (US)
- Satellite Power Beaming (US)
- Türk Hızlandırıcı Merkezi Test Laboratuvarı

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Öznur Mete

Doğum Yeri: Kayseri

Doğum Tarihi: 08.12.1980

Medeni Hali: Bekar

Yabancı Dili: İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : T.C Kayseri Sümer Lisesi

Lisans : T.C Hacettepe Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü

Yüksek Lisans: T.C Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü

Yayınları (SCI ve diğer)

Karslı, Ö. Mete ve Ö. Yavaş, Ö. 2005. TAC Test Laboratuvarı Olarak Kızıl Ötesi Serbest Elektron Lazeri, Türk Fizik Derneği 23 Konferansı

Mete, Ö.Karslı ve Ö. Yavaş, Ö. 2006. An Optimization Study for a FEL Oscillator as TAC Test Facility. European Particle Accelerator Conference

Wuensch, W. Achard, C. Braun, H. Carron, G. Corsini, R. Doeber, S. Fandos, R. Grudiev, A. Jensen, E. Ramsvik, T. Rodriguez, J. A. Sladen, J. Syratchev, I. Taborrelli, M. Urschütz, P. Wilson, I. Mete and Ö. Aksakal, H. 2006. Optimum Frequency and Gradient for the CLIC Main Linac Accelerating Structure. European Particle Accelerator Conference 2006

Doeber, S. Corsini, R. Fandos, R. Grudiev, A. Jensen, E. Ramsvik, T. Rodriguez, J. A. Sladen, J. Syratchev, I. Taborrelli, M. Tecker, F. Urschütz, P. Wilson, I. Wuensch, W. and Mete, Ö. 2006. A High-Gradient Test of a 30 GHz Copper Accelerating Structure. European Particle Accelerator Conference 2006