

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

LAZERLERİN GENEL ÖZELLİKLERİ VE SERBEST
ELEKTRON LAZERİ'NİN AYARLANABİLİRLİĞİ

Çiğdem ÇELİK

F.B.E. Fizik Anabilim Dalında
Hazırlanan

YÜKSEK LİSANS TEZİ

106263

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Kubilay KUTLU

Prof. Dr. F. Senel Boydağ
Senel

Doç. Dr. Mehmet Sirel
MSIREL

İSTANBUL, 2001

Prof. Dr. Kubilay KUTLU
KUTLU

106263

TC. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

İÇİNDEKİLER

ŞEKİL LİSTESİ.....	i
ÇİZELGE LİSTESİ.....	ii
ÖNSÖZ.....	iii
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
1. GİRİŞ	1
2. GELENEKSEL LAZERLERİN ÇALIŞMA PRENSİPLERİ.....	4
2.1 Enerji Transferleri.....	4
2.2 Lazer Aygıtlarının Çalışma İlkesi ve Ters Doluluk.....	6
2.3 Lazer Işığının Özellikleri.....	12
2.3.1 Dalga boyu.....	12
2.3.2 Lazer ışık demetinin ıraksaması.....	16
2.3.3 Çıkış gücü.....	17
2.3.4 Koherentlik.....	19
2.3.5 Şiddet yüksekliği ve yöneltilebilirlik.....	20
2.4 Lazer Osilasyonu.....	21
2.5 Optik Kazanç.....	25
2.6 Lazer Çeşitleri.....	28
2.6.1 Katı lazerler.....	29
2.6.2 Gaz lazerler.....	31
2.6.3 Yarı iletken lazerler.....	33
3. SERBEST ELEKTRON LAZERİ.....	36
3.1 SEL'nin Çalışma Prensibi.....	36
3.2 SEL'nin Ayarlanabilirliği.....	37
3.3 Dalgalandırıcı.....	38
3.4 SEL Çeşitleri.....	39
3.5 Rezonans.....	40
3.5.1 Senkron şartı.....	42
3.6 SEL'de Kazanç ve Ayarlanabilirlik Hesabı.....	49
4. SONUÇLAR.....	57
KAYNAKLAR.....	59
ÖZGEÇMİŞ.....	61

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	Soğurma(1), Kendiliğinden ışınım (2), Uyarılmış ışınım (3) olaylarının şematik gösterimi.....	4
Şekil 2.2	Bir lazer için gerekli enerji düzeyleri.....	11
Şekil 2.3	Lazer geçişlerinde lazer ışınımı.....	14
Şekil 2.4	Birkaç boylamsal moda osilasyon hareketi yapan tipik bir gaz lazeri ışınımı.....	15
Şekil 2.5	Dairesel aralık ile ışık dalgalarının kırınımı.....	16
Şekil 2.6	Puls enerjisi hesaplamasının iki yolu.....	18
Şekil 2.7	Koherent ışık dalgaları.....	19
Şekil 2.8	Bir lazer osilasyon şeması.....	21
Şekil 2.9	Lazerde osilasyon frekansları.....	23
Şekil 2.10	Bir lazer kazanç eğrisinde hole burning.....	24
Şekil 2.11	Isısal denge halinde Boltzman dağılımı (1), Isısal dengenin bozulduğu durumlarda Boltzman dağılımı (2).....	26
Şekil 2.12	Optik pompalı katı lazerlerin sembolik gösterimi.....	29
Şekil 2.13	Yakut lazerindeki krom iyonlarının enerji düzeyleri.....	30
Şekil 2.14	Sürekli lazerde enerji düzeyleri.....	32
Şekil 2.15	He-Ne gaz lazerinin ilk enerji düzeyleri.....	33
Şekil 2.16	Tipik bir He-Ne gaz lazeri şeması.....	34
Şekil 3.1	SEL'nin şematik yapısı.....	36
Şekil 3.2	İki aşamalı SEL kullanılarak daha kısa dalga boylu lazer demeti üretimi.....	38
Şekil 3.3	Doğrusal hızlandırıcı SEL (1), Depolama halkalı SEL (2).....	39
Şekil 3.4	Elektronlar ve fotonlar için enerji –momentum ilişkisi.....	43
Şekil 3.5	Periyodik kırıcı alanında elektron yörüngesi.....	45
Şekil 3.6	Tipik bir SEL düzenlemesi.....	49
Şekil 3.7	Normalize kazanç fonksiyonu.....	55
Şekil 3.8	Elektron enerjilerine göre SEL dalga boyları.....	56

ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge 2.1	Önemli ticari lazerlerin başlıca dalga boyları.....	13
Çizelge 3.1	Elektron enerjilerine göre SEL dalga boyları.....	56



ÖNSÖZ

Günümüzde Serbest Elektron Lazeri hakkında araştırmalar, özellikle kıpırdatıcı ve ivmelendirici tasarımlarının geliştirilmesine yönelmiştir. Gelecekte SEL sistemlerinin boyutu ve karmaşıklığı azalacak, pratik uygulama alanları doğacaktır. Bana, gelişmekte olan bu konuda bir tez çalışması yapma fırsatı tanıyıp, fikirleriyle tezime yön çizen, sabır ve yardımlarını esirgemeyen Sayın Prof. Dr. Kubilay KUTLU'ya, anlayış ve hoşgörüsünden dolayı Cengiz Topel İ.Ö.O Müdürü Sayın Cengiz KAYA'ya, desteklerini esirgemeyen tüm dostlarıma ve aileme sonsuz teşekkürleri borç bilirim.

Çiğdem ÇELİK
Haziran, 2001



ÖZET

Geleneksel lazerlerin çalışma prensibi, uyarılmış ışımaya yoluyla ışığın güçlendirilmesi olayına dayanır. Serbest Elektron Lazeri'nin çalışma prensibi ise rölativistik elektron demetinin dalgalı bir manyetik alandaki hareketi sonucu, yayınlanan ışımının güçlendirilmesi olayına dayanır.

Bu çalışmada geleneksel lazerlerin ve Serbest Elektron Lazeri'nin genel özellikleri gözden geçirilerek, Serbest Elektron Lazeri'nin ayarlanabilirlik özelliği Klasik Elektromanyetik Teori kullanılarak incelenmiştir.

Serbest Elektron Lazeri'ni, geleneksel lazerlerden ayıran önemli özelliklerden biri ayarlanabilir oluşudur. Boya lazerleri hariç geleneksel lazer ışığı, hemen hemen tek renkli bir ışık yayınlarken, Serbest Elektron Lazeri ayarlanabilir oluşundan dolayı, uzak kızılötesi bölgesinden x- ışını bölgesine uzanan geniş bir dalgaboyu spektrumuna sahiptir.

Kıyırdatıcı periyodunun ve manyetik alanın sabit olduğu bir sistemde, rölativistik elektron demetinin enerjisine bağlı olarak Serbest Elektron Lazeri'nin dalga boyu hesaplanmıştır. Elektron demetinin enerjisinin Serbest Elektron Lazeri dalga boyu ile ters orantılı olarak değiştiği görülmüştür.



ABSTRACT

The operating principle of conventional lasers is based on the strengthening of light emitted via the stimulated emission. The operating principle of Free Electron Lasers is based on the strengthening of the emitted radiation as a result of the motion of the relativistic electron beam within an undulatory magnetic field.

In this study, the general properties of the conventional lasers and Free Electron Lasers are reviewed and the tunability characteristic of the Free Electron Laser is investigated via the Classical Electromagnetic Theory.

The major property distinguishing the Free Electron Laser from the conventional one is its tunability. While conventional lasers except dye lasers emit a mono-color light, the Free Electron Laser, due to its tunability, possesses a large wavelength spectrum ranging from the far infrared region to the x-ray region.

In a system where the wiggler period and the magnetic field is constant, the free electron laser's wavelength is determined based on the energy of the relativistic electron beam. It is observed that the electron beam's energy varies inversely proportional to the Free Electron Laser's wavelength.



1. GİRİŞ

Geleneksel lazer ve maserlerin çalışma prensibi, uyarılmış ışımaya yoluyla ışığın güçlendirilmesi olayına dayanır. Uyarılmış ışımaya olayında, uyarılmış atomlar üzerine gönderilen ışık demeti, atomların aynı frekansta fotonlar yayınlarken gelen ışımaya daha da güçlendirmesine yol açar. Uyarılan ve uyarıcı fotonlar koherent (eşyumlu –aynı fazda) oldukları için, lazer ışık demeti uzayda çok belirgin bir yönde yayılır. Lazer sözcüğü İngilizce’de “uyarılmış ışımaya yayınıyla ışığın güçlendirilmesi” (Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation) sözcüklerinin baş harflerinden oluşur. Uyarılmış ışımaya olayı ilk olarak 1917 yılında Albert Einstein tarafından düşünülmüştür. 1950’lerde Amerikalı ve Sovyet fizikçiler atom ve moleküllerin soğurduğu radyasyonun (ışığın) nasıl güçlendiğini açıklayan çözüm yolları önermişlerdir (Motz., 1951,1953).

Uyarılmış ışımaya faydalanmaya yönelik ilk çalışmalar mikrodalgalar alanında yapılmış ve bunlar maserin bulunmasına sebep olmuştur. Maser (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) ile ilgili başarılı ilk çalışma dalga boyu mm mertebesinde dalgalar yayıyan bir kaynak üzerinde düşünülmüş ve moleküllerin de bu mertebede ışık yayabileceği sonucu ortaya çıkmıştır. 1954 yılında C.H. Townes ve çalışma arkadaşları tarafından amonyak kullanılarak oluşturulan maser, çok geçmeden bir çok fizikçi tarafından denenmeye başlamıştır. Uyarılmış ışımaya faydalanmaya yönelik çalışmaları, geleneksel lazerler ile ilgili çalışmalar takip etmiştir. Geleneksel lazerler ile ilgili ilk çalışmalar, 1958’de Rusya’da N. Basov ve çalışma arkadaşları, Amerika’da da C. Townes tarafından yapılmıştır. Townes ve iki Rus Maser Öncüsü; N. Basov ve A. Prokhorov, “maser-lazer prensibi” çalışmalarıyla 1964 Nobel Fizik Ödülünü almışlardır (Brother, 1964).

Görünür ışıkta yapılan ilk lazer türü, Amerikalı fizikçi T.H. Maiman’ın 1960’da yaptığı puls lazeridir (Maiman ve Elion, 1967). Bu lazerin başlıca elemanı, krom iyonlarıyla katılanmış yakut taşından bir çubuktur. Maiman, yakutun her iki ucuna aynalar yerleştirerek, parlak flaş lambasıyla çalışmalarını sürdürerek dünyanın ilk lazerini yapmayı başarmıştır. Maiman, uyarıcı işi için Xenon lambasının flaşlarından yararlanarak ilk katı lazeri bulmuştur. Bu buluştan sonra, bu alandaki çalışmalar hızlanmış ve He-Ne gaz lazeri, daha sonra ise yarı iletken lazerleri bulunarak lazer çağı büyük bir hızla gelişmeye başlamıştır (Bennet vd;1990). Maiman’ın ilk lazeri elde tutulabilecek kadar küçüktü, oysa modern lazerler çok farklı ebatlardadır. En bilinen lazerler, dijital CD videolarında ve fiber optik iletişim sistemlerinde kullanılan tuz tanesi ebatında olan yarı iletken tiplerdir. Diğerleri ise; kalem boyundan, ağır

makine görünümündeki metal işleme lazerlerine kadar çeşitli boylardadır. Geleneksel lazerlerin uygulama alanları esas olarak; bilimsel araştırmalar, askeri alan, endüstri ve tıp olup, çalışmalar hızla gelişmektedir.

Serbest elektronların kinetik enerjisini elektromanyetik ışınımına çeviren bir düzenek olan Serbest Elektron Lazeri (SEL)'nin çalışma prensibi, yüksek enerjili elektron demetinin dalgalı (undulatory) bir manyetik alan içerisindeki hareketi sonucu yayınladığı ışımının güçlendirilmesi olayına dayanır.

SEL ile ilgili ilk çalışmalar Stanford Üniversitesinden Hans Motz (1951) ile başlamıştır. Motz dalgalı manyetik alandaki elektron demetinden yayınlanan ışığın spektrumunu incelemiştir. Motz ve çalışma arkadaşları yaptıkları deneylerle, elektromanyetik spektrumun mavi-yeşil bölümünde koherent olmayan ışımaya ve milimetrik dalga boylarında koherent ışımaya elde etmişlerdir (Motz., 1953). Robert Philips (1960), masere manyetik olan dalgalarını uygulamıştır. Philips'in, SEL'nin mikrodalga versiyonu olan Ubitron (Undulating Beam Interaction) konusunda yaptığı geniş çalışmalarına rağmen SEL tam olarak anlaşılammıştır.

John Modey'in çalışmaları ile (1971,1974) SEL'e ilgi yeniden başlamıştır. Uzaysal periyodik enine manyetik alanda, rölativistik elektronlar tarafından gerçekleştirilen uyarılmış ışımaya olayı incelenmiştir (Elias vd., 1975). Görünür dalga boylu SEL, Stanford Üniversitesi ve Boeing Aerospace / Los Alamos Laboratuvarı işbirliği ile yapılmıştır. Stanford'daki çalışmalara paralel olarak, çeşitli laboratuvarlarda da mikrodalga SEL üzerine çalışmalar başlamıştır (Deacon vd., 1977).

California Üniversitesi'nde yapılan çalışmalarda; elektron demeti ve optiksel dalga arasındaki etkileşimin dinamiği Lagrange formalizmi ile açıklanmıştır (Colson ve Freedman 1982). Heliksel ve lineer polarize dalgalandırıcılar kullanılarak SEL'nin kazancı hesaplanarak açısız kazanç spektrumu çıkarılmıştır (Dattoli vd., 1984).

Günümüzde SEL, geniş bir elektromanyetik spektrumda kullanılmaktadır. Fotokimya, izotop ayırma, kontrollü nükleer füzyonun başlatılması gibi, çeşitli alanlarda gelişmekte olan uygulamaları vardır. SEL ile ilgili çalışmalar başta A.B.D olmak üzere, Japonya, Fransa, Almanya ve İsrail'de devam etmektedir.

Bu tezin 2. bölümü geleneksel lazerlere ayrılmış olup, burada geleneksel lazerlerin ilkesi ve çalışma prensipleri, lazer ışığının özellikleri, çeşitleri ve optik kazanç anlatılacaktır.

Tezin 3.bölümü SEL'ne ayrılmıştır. Bu bölümde SEL'nin çalışma prensibinden başlanarak, ayarlanabilirlik özelliği, dalgalandırıcı ve SEL çeşitleri anlatılacaktır. Aynı bölümde SEL'de rezonans durumu ve senkron şartı anlatılarak SEL'de kazanç kavramı üzerinde durulacaktır. Optik alanı ihmal ederek kıpırdatıcı (wiggler) alanındaki elektron hareketi için çözüm yapılacak daha sonra da SEL'de ayarlanabilirlik hesabı yapılacaktır.

Bölüm 4'de ise; geleneksel lazerler ile SEL karşılaştırılarak, temel farklar ve benzerlikler özellikle kazanç ve ayarlanabilirlik tartışılacaktır.

Tez kaynaklar ile bitmektedir.



2. GELENEKSEL LAZERLERİN ÇALIŞMA PRENSİPLERİ

2.1 Enerji Transferleri

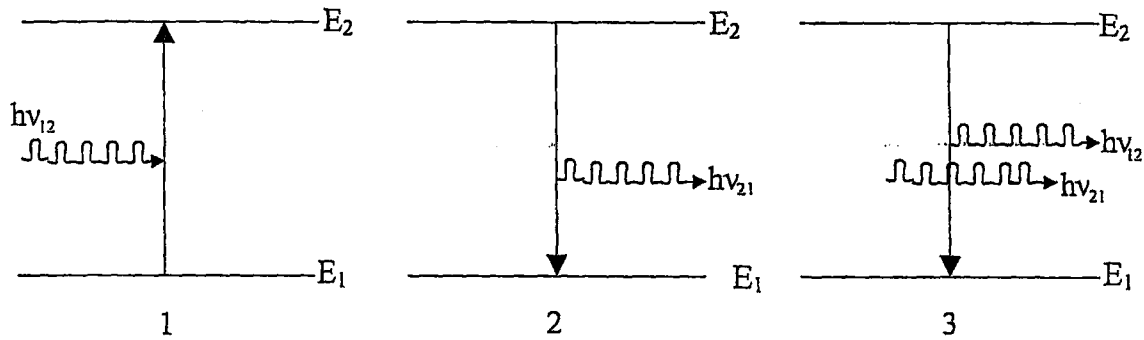
Bir atomun sahip olduğu enerjiler kesiklidir. Bu enerjileri E_1, E_2, \dots ile gösterirsek uyarılmamış bir atom en düşük E_1 enerjisine sahip olur. Bu duruma taban durumu denir. Diğer durumlar, uyarılmış durumlara karşılık gelir.

Atomun bir dış etkiyle, düşük enerjili bir seviyeden, daha yüksek enerjili bir seviyeye geçmesi olayına uyarma adı verilir.

Bir atoma enerji transferi çeşitli yollardan yapılabilir. Elektronlarla bombardıman, bir ışın demeti etkisi ve ısıtma ile enerji transferi en çok kullanılan yöntemlerdir.

Verilen enerji, uyarılacak olan atomun taban enerji seviyesine en yakın enerji seviyesi arasındaki farktan daha düşük ise, bu enerji ne kadar sürekli gelirse gelsin uyarma yapmaz. Uyarma olabilmesi için, gelen enerjinin; uyarılacak atomun taban enerji seviyesi ile ona en yakın enerji seviyesi arasındaki enerji farkına eşit ya da bu enerji farkından fazla olması gerekir.

Kendi temel seviyesinde olan bir atom, daha yüksek bir enerji seviyesine, bu seviyelerin enerjileri arasındaki farka eşit enerjiye sahip bir foton yutarak yükseltilebilir. Bu olay soğurma (absorption) adını alır (Şekil 2.1.1).



Şekil 2.1 Soğurma (1), Kendiliğinden ışıma (2), Uyarılmış ışıma (3) olaylarının şematik gösterimi.

E_1 temel enerji seviyesini, E_2 ise uyarılmış enerji seviyesini göstermektedir. h planck sabiti olmak üzere, temel seviyedeki atomun soğurduğu foton enerjisi;

$$h\nu_{12} = E_2 - E_1 \quad (2.1)$$

olur.

Uyarılmış enerji seviyesinde bulunan bir atom, kendiliğinden bir foton salarak, temel seviyeye döner. Bu fotonun salındığı yön tamamen gelişigüze'dir. Bu olay, dıştan bir etki olmaksızın oluşuyorsa, kendiliğinden ışınım (spontaneous emission) adını alır (Şekil 2.1.2).

Uyarılmış enerji seviyesinde bulunan atomun, kendiliğinden yaydığı fotonun enerjisi;

$$h\nu_{21} = E_2 - E_1 \quad (2.2)$$

olur.

Uyarılmış durumundaki bir atom, ışınım alanının kuantalanması dolayısıyla, bir dış etken olmadan foton salarak kendiliğinden ışınım olayını gerçekleştirebilir.

Soğurma ve kendiliğinden ışınım olaylarının kuantum tasviri aynıdır. Önemli nokta, E_1 ve E_2 enerji düzeyleri arasında bir geçişin meydana gelmesi gerçeğidir.

Enerjisi $h\nu_{21} = E_2 - E_1$ olan bir foton E_2 enerji seviyesinde bulunan bir atom üzerine gelirse, atom uyarılmış durumda olduğu için, foton atomu uyaramaz, etkiler. E_2 düzeyinde bulunan atom, $h\nu_{21}$ enerjili, fotonun etkisi ile E_1 düzeyine geçiş yapar ve yine $(E_2 - E_1)$ enerji aralığına eşdeğer enerjili bir foton salar. Gelen foton ve salınan foton, atomu aynı doğrultuda ve fazda terkeder. Aynı fazda olan iki fotonun genliklerinin toplanması nedeniyle; gelen foton doğrultusunda ışık şiddeti artar. Bu olay bir dış alanın etkisiyle olduğundan uyarılmış (etkilenmiş) ışınım (Stimulated emission) adını alır. Lazerin çalışma ilkesi uyarılmış ışınım olayına dayanır (Şekil 2.1.3).

2.2 Lazer Aygıtlarının Çalışma İlkesi ve Ters Doluluk

Atom ve moleküllerde geçiş kurallarına göre izinli ve yasak geçişler vardır (Wehr vd., 1980). Atomun birim zamanda, bir foton ışınım olasılığı fazla ise izinli, az ise yasak geçişler sözkonusudur. Uzun ömürlü uyarılmış durumlara yarı kararlı durum denir. Bu durumlar, lazerlerin çalışma ilkesinde önemli olurlar. Lazer aygıtının çalışma ilkesini anlamak için E_1 alt düzeyin, E_2 de üst düzeyin enerji seviyeleri olmak üzere iki düzeyli bir sistem gözönüne alalım. Düzeylerin nüfus yoğunlukları olarak tanımlanan, bir enerji düzeyindeki hacim başına düşen atomların sayısı N olsun. Eğer atomik sistem T mutlak sıcaklığında ısısal radyasyonla dengede ise, düzeylerin nüfus yoğunlukları, k Boltzman sabiti olmak üzere Boltzman denklemi ile verilir;

$$N_1 = e^{-E_2/kT} \quad (2.3)$$

$$N_2 = e^{-E_1/kT} \quad (2.4)$$

Buna göre nüfus yoğunlukları oranı ;

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{e^{-E_2/kT}}{e^{-E_1/kT}} \quad (2.5)$$

olur.

Parçacık yoğunluğu ve ilgili düzeye ait Boltzman faktörlerinin çarpımının sabit olacağını söyleyen Boltzman dağılım yasağını;

$$N_1 \cdot e^{E_1/kT} = N_2 \cdot e^{E_2/kT} \quad (2.6)$$

kullanarak ve ν ışınım frekansı olmak üzere, $E_2 - E_1 = h\nu$ olduğunu gözönüne alarak,

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{h\nu/kT} \quad (2.7)$$

elde edilir.

Kendiliğinden ışıma olayında, uyarılmış durumda bulunan atom, kendiliğinden foton yayarak, daha düşük bir enerji düzeyine geçer. Bu geçişin belli bir olasılığı vardır. Genel olarak, bir atom uyarılmış durumunda yaklaşık 10^{-8} saniye kalabilir.

E_2 seviyesinden, E_1 seviyesine kendiliğinden ışıma için, birim zaman başına geçiş olasılığına A_{21} dersek, birim zamanda kendiliğinden ışıma geçiş oranı (hızı);

$$P_{21} = N_2 A_{21} \quad (2.8)$$

olur.

Uyarılmış ışıma olayında ise B_{21} ve B_{12} orantı sabiti olmak üzere, birim zamanda aşağıya doğru uyarılmış ışıma geçiş oranı ;

$$P_{21} = N_2 B_{21} u_\nu \quad (2.9)$$

olur.

Burada u_ν , ν frekanslı ışımının enerji yoğunluğudur.

Benzer şekilde, soğurma gerçekleşirken, birim zamanda yukarıya doğru geçiş oranı;

$$P_{12} = N_1 B_{12} u_\nu \quad (2.10)$$

olur.

Buradaki A_{21} , B_{12} , B_{21} katsayılarına Einstein katsayıları denir. Eğer E_2 düzeyinden, E_1 düzeyine geçen atomların sayısının, tersine geçişlerin sayısına eşit olduğu bir sistem alırsak, ısısal dengedeki bir sistemi elde etmiş oluruz. Bu koşullarda; aşağı doğru geçişlerin net oranı, yukarı doğru geçişlerin net oranına eşit olmalıdır. Bu durumda;

$$N_2 A_{21} + N_2 B_{21} u_\nu = N_1 B_{12} u_\nu \quad (2.11)$$

olur.

Eşitliğin her iki yanını N_1 'e bölüp düzenlersek ;

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} u_\nu}{A_{21} + B_{21} u_\nu} \quad (2.12)$$

olur.

Denklem (2.7)'yi kullanarak N_2 'yi (2.12) eşitliğinde yerine yazarsak,

$$u_\nu = \frac{A_{21}}{B_{21}} \cdot \frac{1}{\left[\frac{B_{12}}{B_{21}} \right] e^{h\nu / kT} - 1} \quad (2.13)$$

elde ederiz.

A_{21} , B_{12} , B_{21} şimdilik birbirinden bağımsızdır. Ancak, ışınım ve farklı nüfuslandırma sayılarına sahip atomlar arasındaki denge dikkate alınırsa katsayılar arasında bir bağıntı bulunabilir.

$B_{12} = B_{21}$ olması uyarılmış ışıma ile soğurmanın tamamen aynı tipten olaylar olduğunu gösterir. Uyarılmış ışıma olayına, negatif soğurma da denir. Bu olaylar, zamanın ters dönüşümü ile birbirlerine dönüşürler.

Isısal radyasyon ile dengedeki atomlar için uyarılmış ışıma oranının, kendiliğinden ışıma oranına oranı;

$$\frac{\text{Uyarılmış ışıma oranı}}{\text{Kendiliğinden ışıma oranı}} = \frac{N_2 B_{21} u_\nu}{N_2 A_{21}} \quad (2.14)$$

olur.

$$\frac{N_2 B_{21} u_\nu}{N_2 A_{21}} = \frac{B_{21} u_\nu}{A_{21}} \quad (2.15)$$

olur. Buradan, (2.13) eşitliği yardımıyla ;

$$\frac{\text{Uyarılmış ışım oranı}}{\text{Kendiliğinden ışım oranı}} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.16)$$

bulunur.

Bu sonuca göre, uyarılmış ışımın, hızı, sıradan optik kaynaklı ($T \sim 10^3 \text{ } ^\circ\text{K}$) spektrumun görünür bölgesinde oldukça küçüktür. Bu tip kaynaklarda ışım çoğu kez kendiliğinden geçişler ile olur. Bu geçişler rastgele meydana geldiğinden, görünür radyasyonun sıradan kaynakları koherent değildir. Isısal dengedeki bir sistem için aşağı ve yukarı geçiş oranları eşit olmalıdır. Isısal dengenin korunması amacıyla, sistem radyasyon vermelidir. Planck'ın radyasyon yasasına göre;

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.17)$$

dir.

(2.13) ile (2.17) karşılaştırılsa;

$$B_{12} = B_{21} \quad (2.18)$$

$$A_{21} = B_{21} \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (2.19)$$

olduğu görülür. (2.18) ve (2.19) denklemleri Einstein eşitlikleri adını alır. Nüfus yoğunluklarını karşılaştırırsak, $N_2 < N_1$ olduğunda soğurma, $N_2 > N_1$ olduğunda uyarılmış ışım olayı baskındır.

Sonuç olarak; ısısal denge durumunda atomsal bir sistemde $N_2 < N_1$ durumu geçerli olup, böyle bir sistem, üzerine düşen elektromanyetik ışınımı soğurabilir.

Doğal olan bu nüfus yoğunluğu değerleri, lazer sisteminde tersine çevrilerek $N_2 > N_1$ yapılabilmektedir. Ters doluluk oluşturarak, üst düzeyin alt düzeye göre fazla yoğunluk kazanması işlemi pompalama işlemi ile olur.

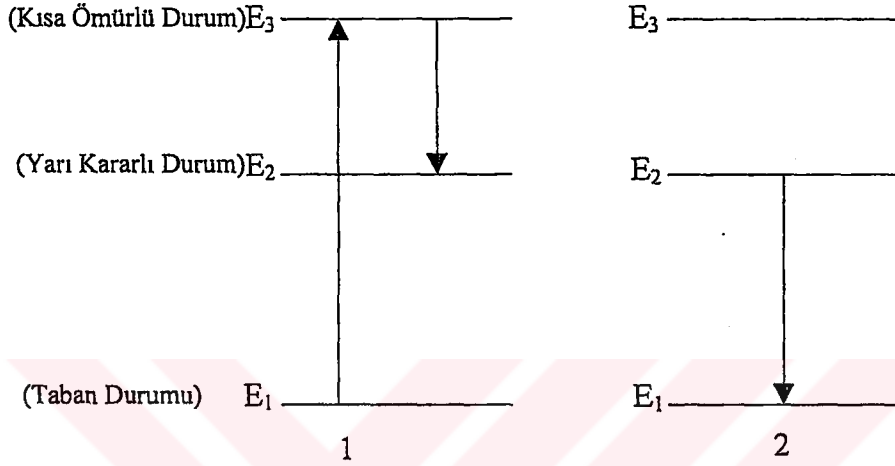
Lazer ışımalarının gerçekleşebilmesi için üç şartın sağlanması gerekir. Bunlar;

1. Sistem ters doluluk durumunda bulunmalıdır. Bu durumda, uyarılmış enerji düzeyinde taban enerji düzeyinden daha fazla atom bulunur.
2. Sistemin uyarılmış durumu yarı kararlı (metastable) bir durum olmalıdır. Böyle bir durumun ömrü, çoğunlukla kısa olan uyarılmış durum ömürleriyle karşılaştırıldığında daha uzundur. Böyle durumlarda uyarılmış ışımaya olayı, kendiliğinden ışımaya olayından daha önce olur.
3. Gelen fotonlar, diğer uyarılmış atomlardan uyarılmış ışımaya yaptırmaya yetecek kadar uzun süre sistem içinde tutulmalıdır. Bu durum, sistemin uçlarına yansıtıcı, aynaların yerleştirilmesi ile sağlanır. Uçlardan birisi tamamen yansıtıcı, diğeri ise lazer demetinin çıkışına izin verecek şekilde yarı geçirgen aynalardır.

Fiziğin temel ilkelerinden biride kararlı dengelerin minimum enerjide oluşma ilkesidir. Isısal dengedeki atomlardan oluşan bir sisteme, bir foton geldiğinde, taban durumunda bulunan atomların sayısı, uyarılmış durumda bulunan atomların sayısından çok daha fazla olduğundan, net bir soğurma enerjisi sözkonusu olur. Bunun nedeni, atomların taban durumda kalma eğilimi göstermesidir. Bu durumda, foton soğurabilecek E_1 enerji düzeyindeki atom sayısı, foton yayımlayabilecek E_2, E_3, \dots enerji düzeylerindeki atom sayısından çok daha fazladır. Lazer işleyişini gerçekleştirebilmek için, uyarılmış bir durumdaki atom sayısı, taban durumundaki atom sayısından daha fazla olacak şekilde, sistem tersine çevrilmelidir. Böylece, sistemde uyarılmış ışımaya olayı gerçekleşir. Ters doluluk (Population Inversion) adını verdiğimiz bu durum, lazerin çalışmasındaki temel prensiptir.

Şekil 2.2'de lazer ortamı olarak kullanılan atomsal bir sistemin enerji düzeyleri verilmiştir. E_4 taban düzeyindeki atomlar dış etkilerle enerji kazanarak E_3 enerji düzeyine çıkarılır. E_3 enerji düzeyi kısa ömürlü bir düzeydir. E_3 enerji düzeyine uyarılan atomların büyük çoğunluğu, yarı kararlı durum olan E_2 düzeyine geçerler. Atomları taban durumundan yarı kararlı düzeye çıkarma işlemine pompalama denir (2.2.1). Yarı kararlı durumun ömrü, görece olarak daha uzun olduğundan, atomların büyük çoğunluğu kısa bir süre için, bu düzeyde bulunurlar. E_3 düzeyinden geçişler devam ettikçe, E_2 düzeyindeki atomların sayısında artma olacaktır.

Böylece, yarı kararlı durumdaki atom sayısı, taban durumundaki atom sayısından büyük ($N_2 > N_1$) olur ve ters doluluk gerçekleşir. Bu durumda, atomlardan biri kendiliğinden E_2 düzeyinden E_1 düzeyine geçiş yaptığında yayınladığı fotonun yolu üzerindeki diğer uyarılmış atomlar uyarılmış ışına ile gelen ışınımı güçlendirirler. Güçlenmiş ışık, kısa sürede diğer uyarılmış atomları da etkiler. Böylece lazer etkisi meydana gelir (Şekli 2.2.2). Atomların çoğunluğu taban durumuna indiğinde aynı işlem tekrarlanır.



Şekil 2.2 Bir lazer için gerekli enerji düzeyleri.

Ters doluluk oluşturmanın çeşitli yolları vardır. Pompalama, elektron uyarılması, elastik olmayan atom-atom çarpışmaları, kimyasal reaksiyonlar en çok kullanılan yöntemlerdir. Pompalama, yakut lazerinin ana model olduğu katı lazerlerde kullanılan uyarma yöntemidir. Elektron uyarılması yöntemi, Argon lazerinde olduğu gibi bazı gazlı iyon lazerlerinde kullanılır.

Elastik olmayan atom-atom çarpışmaları yönteminde, uygun gaz kombinasyonları kullanılarak iki farklı tip atomun çarpışması mümkündür. Helyum-Neon gaz lazerleri bu duruma örnektir.

Kimyasal reaksiyonlar yöntemi ise kimyasal lazerlerde kullanılır. Bir molekülün kimyasal değişime maruz kalması sağlanarak, uyarılmış durumda kalması amaçlanır. Bu duruma örnek olarak uyarılmış hidrojen flor moleküllerinin oluşturduğu hidrojen – florür kimyasal lazeri verilebilir.

2.3 Lazer Işığının Özellikleri

Lazer ışığı ile diğer ışık kaynaklarının yaydığı ışınlar arasında önemli farklar vardır. Bu farklılıklar lazer ışığının özelliklerini oluşturur. Bununla birlikte lazerler, yaydıkları ışığın dalga boyuna, güçlerine ve kullanılan aktif maddenin cinsine göre çeşitlere ayrılırlar. Lazer ışığının bazı özellikleri, lazeri diğer ışık kaynaklarından ayırırken, bazı özellikleri de kendi aralarında gruplandırır. Lazer ışığının önemli özellikleri ; dalga boyu; koherentlik, çıkış gücü, şiddet yüksekliği ve yöneltilirliktir.

2.3.1 Dalga boyu

Işığı dalga olarak düşünürsek, dalga boyu temel özellik olarak karşımıza çıkar. Işık, tam olarak hissedilmemesine karşın, renk olarak görülebilir. Lazer ışığı hemen hemen tek renkli (monochromatic) olup, belirli bir dalga boyunda yayınlanır.

Günlük hayatımızda kullandığımız ışık kaynaklarında herhangi bir yolla enerji alan elektronlar, farklı enerji düzeylerine çıkarlar. Birbirlerinden bağımsız olarak ve kendiliklerinden taban enerji düzeyine indiklerinde ise, salınan ışınların dalga boyları da farklı olur.

Lazer ışığında ise, elektronlar belli bir enerji düzeyinde bekletilirler. Bir uyarı sonucu taban enerji düzeyine indiklerinde ise, yayılacak ışık belirli bir dalga boyunda ve tek renkli olacaktır.

Bazı lazerler, farklı optiksel düzeneklerle farklı dalga boylarında ışın yayarlar. 632,8 nm'deki kırmızı ışığıyla bilinen helyum-neon lazeri bu duruma örnektir. Helyum-neon lazerinin 543 nm dalgaboyunda yeşil ışık ya da 3393 nm dalga boyunda kızılötesi ışık yayması için farklı optiksel düzenekler kullanılır.

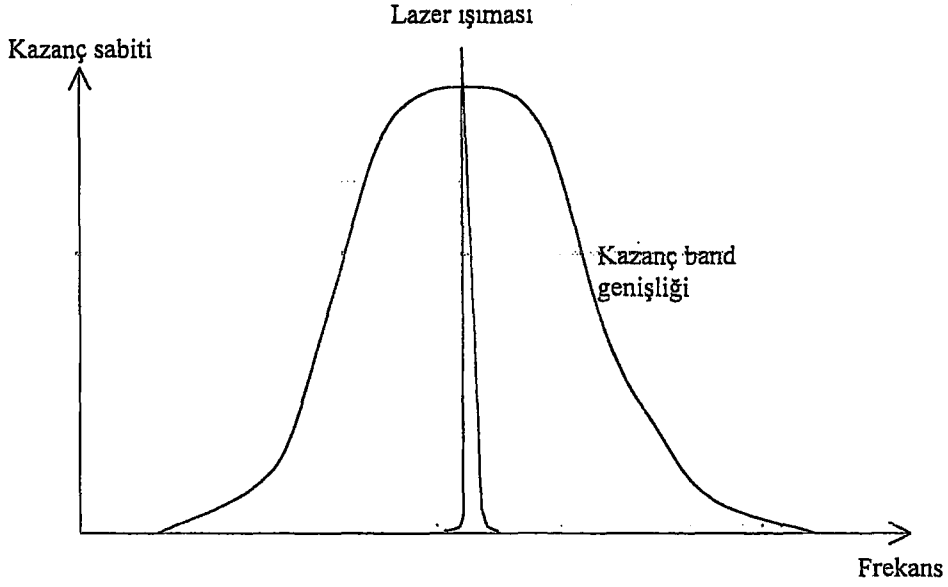
Bir seferde iki veya daha fazla dalga boyunda ışık yayabilen lazerler çok düzeyli lazerler olarak adlandırılır. Yayılan ışınların dalga boyları birbirlerine yakın olabileceği gibi, birbirlerinden uzak değerlerde de olabilir. Örneğin; argon lazerinin dalga boyu, 450 ile 530 nm arasında olmasına karşılık, helyum neon ya da karbonmonoksit lazerlerinin dalga boyu aralıkları oldukça geniştir. Bazı önemli ticari lazerlerin başlıca dalgaboyları Çizelge 2.1'de gösterilmiştir.

Çizelge 2.1 Önemli ticari lazerlerin başlıca dalgaboyları (Hecht, 1994).

TİP	DALGA BOYU
Argon florid	192 nm
Kripton – florid	249 nm
Xenon- klorid	308 nm
Nitrojen	337 nm
Organik kök boya (soltüsyonlu)	320-1000 nm (ayarlanabilir)
Helyum kodmiyum	325-442 nm
Argon-iyon	275-333,330-360, 450-530 nm
Kripton- İyon	330-360,420-800 nm
Helyum-neon	543,632.8, 1150 nm
Yarı iletken (Ga AlIn P) grubu	630-680 nm
Titanyum safır	630-1130 nm (ayarlanabilir)
Yakut	694 nm
Aleksandrit	720-800 nm (ayarlanabilir)
Yarı iletken (GaAlAs grubu)	750-900 nm
Neodymium –YAG	1064 nm; 532,355,256 harmonikler
Yarı iletken (InGaAsP grubu)	1200-1600nm
Hidrojen – florid kimyasal	2600-3000 nm
Karbonmonoksit	5000-6000 nm
Karbondioksit	9000-11000 nm (Anahat 10.600 nm)

Lazer ışığının tekrenkliliği, uygulamada tam olarak sağlanamaz. İki veya daha fazla geçişlerde ışımaya yapabilen bazı lazerler, her geçişte bir dalga boyu kalınlığında band genişliği oluşturur. Lazer dalgaboyları dar veya geniş olabileceği gibi optik ayarlarla da değiştirilebilir. En geniş lazer bant genişliği, güneş gibi sıradan ışık kaynaklarından çok daha dardır.

Bir lazer geçişi, özel bir dalga boyunda kavisli bir pik ile tanımlanır. Birbirleriyle ilişkili lazer karakteristikleri Şekil 2.3 'de gösterilmiştir.



Şekil 2.3 Lazer geçişlerinde lazer ışınımı (Hecht, 1994).

Geniş kavis, dalgaboyunun fonksiyonu olarak, bir geçişteki net kazancı, daha dar olan kavis ise; dalgaboyunun fonksiyonu olarak lazer çıkışının maksimum kazancını ifade eder. Işık, lazer ortamından geçerken kazancın maksimum olduğu dalga boyunda uyarılmış ışımaya gerçekleşir.

Lazer dalgaboyları, kararlı bir yapıya sahip değildir. Dalga boyu değişimini geçiş enerjileri dışındaki faktörler etkiler. Isı değişimleri, lazer ortamında ışığın kırılma indisi, dalga boyunu etkileyen faktörler arasındadır.

Bütün lazerlerinin kazanç band genişliği ve menzilleri sınırlıdır. Dalgaboyu, kazanç band genişliğinin dışına çıkarsa, lazer osilasyonu gerçekleşmez. Bir boya lazeri 565 ile 615 nm arasında ayarlanabilir. Lazer dalgaboyu ayarlandığında, lazer ortamındaki kazanç da değişir. Kazancın değişmesi ; çıkış gücü, dalgaboyu ayarı ve güç seviyesinin de değişmesine sebep olur.

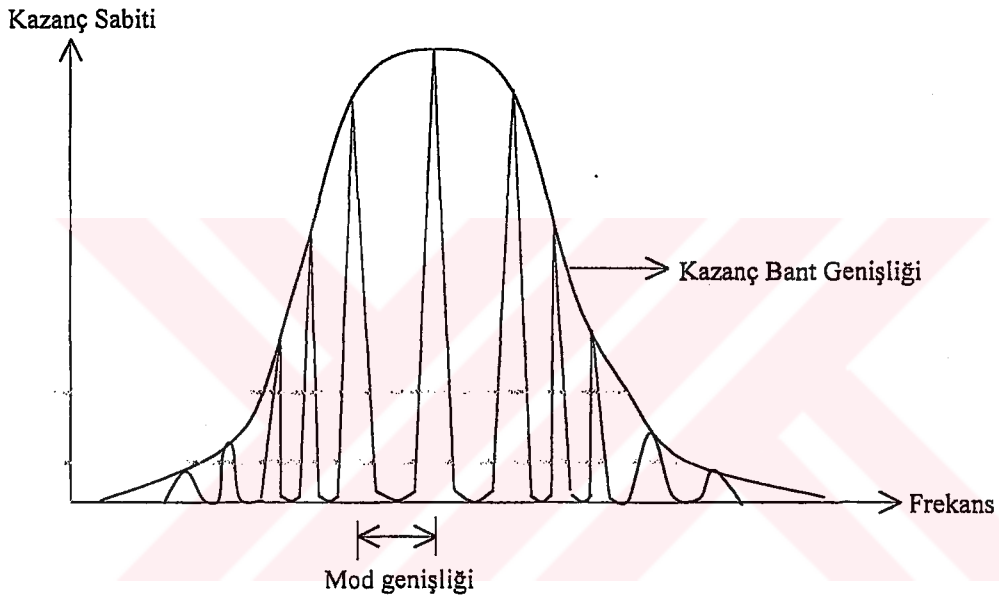
Işık, uzunluğu L olan basit bir düzlemsel ayna boşluğunda, farklı dalga boylarında osilasyon hareketi yapar. Işığın, düzlemsel ayna boşluğunda yaptığı osilasyon hareketinin muhtemel dalga boyları ;

$$2L = N\lambda \quad (2.20)$$

ile bulunur.

Burada N bir tamsayıdır.

İki veya daha fazla sayıdaki dalga boyları, genellikle kazanç eğrisi içinde bulunur. Işık, her dalga boyunda farklı boyuna modlarda osilasyon hareketi yapar (Şekil 2.4).



Şekil 2.4 Birkaç boylamsal modda osilasyon hareketi yapan tipik bir gaz lazeri ışınımı (Hecht, 1994).

Işığın, lazer ortamındaki maddeye göre kırılma indisinin, dalga boyuna etkisi;

$$2 nL = N\lambda_n \quad (2.21)$$

ile ifade edilir.

Burada n ; ışığın lazer ortamındaki maddeye göre kırılma indisi, L ; lazer boşluğunun uzunluğu, λ_n ; ışığın o maddede ki dalga boyu, N ise bir tamsayıdır. Gaz ile ışığın kırılma indisi 1'e çok yakındır. Cam ve bazı transparan maddelerle 1,5'e yaklaşır.

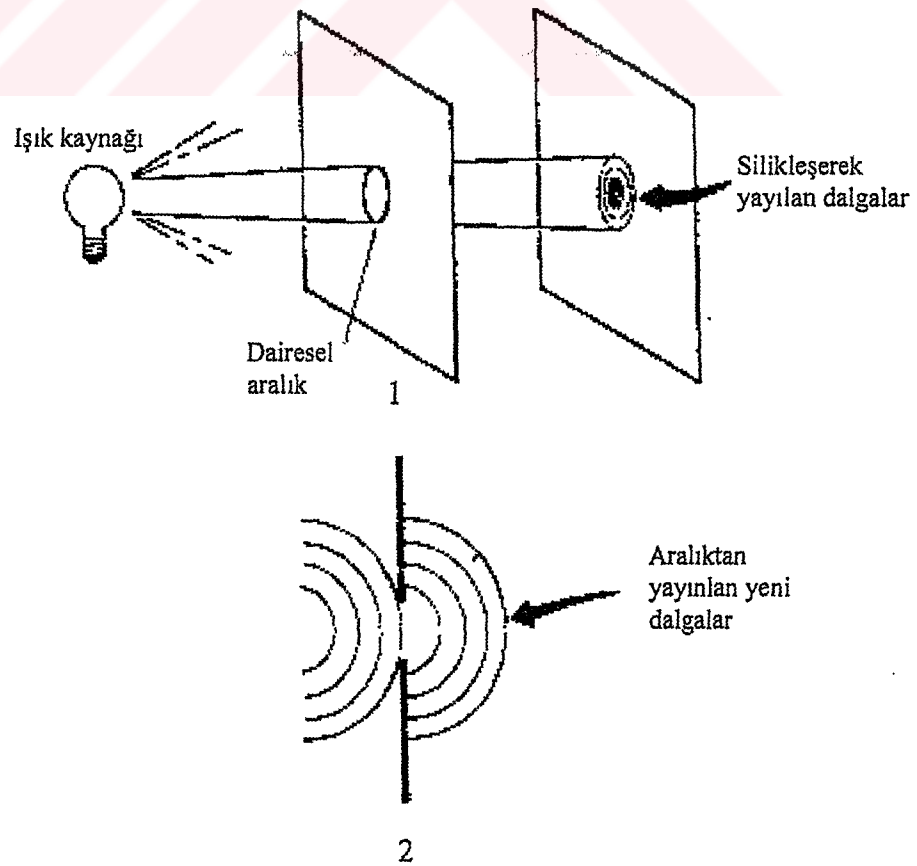
2.3.2 Lazer ışık demetinin ıraksaması

Lazer ışığı doğrusal ilerler ve belli bir noktaya odaklanmıştır. Lazer ışığının yay demetinin ıraksaması olarak adlandırılır. Yayılma açısı genellikle radyanla ve m. ölçülür. Sürekli dalga gaz lazerlerinin çoğunun demet ıraksaması bir miliradyan civarındadır.

Bir lazer osilatöründeki lazer demetinin ıraksaması; rezonatörün yapısına, lazer aralığının boyutuna ve ıraksamanın daha az olduğu kırınım olayına bağlıdır.

Kırınım olayı; girişim etkisi olmakla beraber, ışığın dalga özelliği göstermesini sonucudur. Bu durum, ışık dalgalarının keskin bir kenardan ya da aralıktan geççe yayılması veya saçılması olarak tanımlanır.

Girişim etkileri ışığı uzak mesafelerde yoğunlaştırır. Küçük dairesel bir delik içinden geçen şekillenen ışık dalgalarının kırınım halkaları Şekil 2.5'de gösterilmiştir.



Şekil 2.5 Dairesel aralık ile ışık dalgalarının kırınımı (Hecht, 1987)

Ortadaki parlak nokta, gittikçe silikleşen halkalar şeklindedir (Şekil 2.5.1). Işığın bir delikten geçiş örneği, lazer ışığının çıkış aynasından yayılmasına benzer (Şekil 2.5.2.). Lazer ışını, sıradan ışığın meydana getirdiği kırınım etkileri ile aynı etkilere sahiptir. Bu kırınım etkileri, lazer ışığının minimum iraksama miktarını gösterir.

2.3.3 Çıkış gücü

Lazer çıkış gücü, lazerin yaydığı ışık miktarı ile ifade edilir. Çıkış gücü, birim zamandaki enerji değişimi olup, birimi watt'dır.

$$\text{Güç} = \Delta (\text{Enerji}) / \Delta (\text{Zaman}) \quad (2.22)$$

Bazı lazerler miliwattlar mertebesinde ışık yayarken, bazıları da binlerce watt gücünde ışık yayar. Birkaç miliwatt'dan fazla ışık yayamayan helyum- neon lazeri sınırlı güce sahiptir. Karbondioksit ve kimyasal lazerler başta olmak üzere, birkaç tip lazer binlerce watt gücünde ışık üretebilir.

Kırmızı helyum- neon lazeri dahil olmak üzere, lazerlerin çoğu sürekli ışık yayar. Bununla birlikte bazı lazerlerde kesikli ışık yayarlar.

Kesikli ışık yayan lazerler farklı oluşum sürelerine sahip ışık pulsaları üretirler. Pulsarlar, farklı zaman aralıklarında tekrarlanır. Bir pulsun uzunluğu veya süresi milisaniyeden, femtosaniye'ye kadar değişim gösterebilir. Pulsarlar, dakikada bir, saniyede binlerce hatta milyonlarca defa tekrarlanabilir. Lazer ışığı, kısa puls süresinde yüksek pik gücüne sahiptir ; ancak puls kısa süreli olduğundan fazla enerji içermez. Kesikli ışık yayan lazerlerde puls enerjisi (E); pik gücü (P) ile puls uzunluğu (Δt)'nin çarpımına eşittir. Bu durumda E;

$$E = P \Delta t \quad (2.23)$$

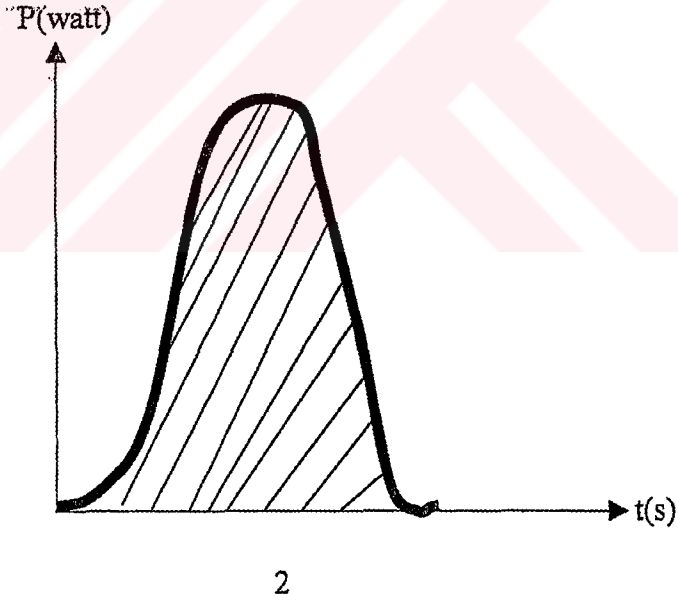
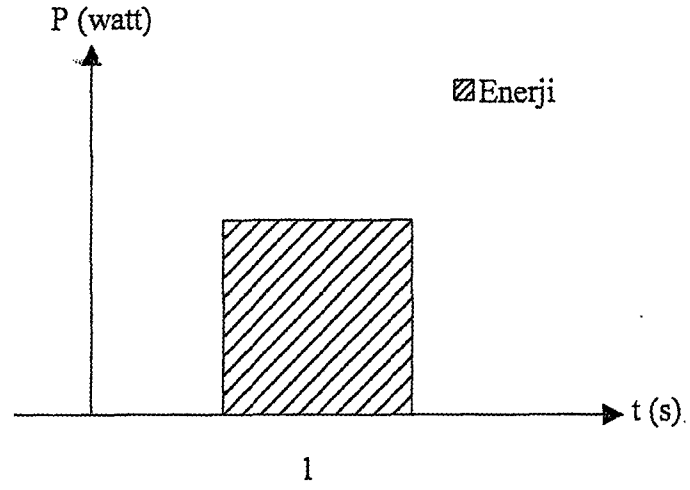
olur (Şekil 2.6.1).

Sürekli ışık yayan lazerlerde puls enerjisi, pik gücünün dt zaman aralığındaki integrasyonu ile bulunur. Bu durumda (2.23) denklemi;

$$E = \int_t^{t+dt} P dt$$

(2.24)

ile ifade edilir (Şekil 2.6.2).



Şekil 2.6 Puls enerjisi hesaplamının iki yolu.

Pulslu bir lazer ışığındaki ortalama güç, pik gücünden farklılık gösterir. Ortala saniyedeki ortalama enerjinin ölçüsüdür. Bu durumda;

$$\text{Ortalama güç} = (\text{Puls sayısı} \times \text{Puls enerjisi}) / \text{Zaman} \quad (2.25)$$

olur.

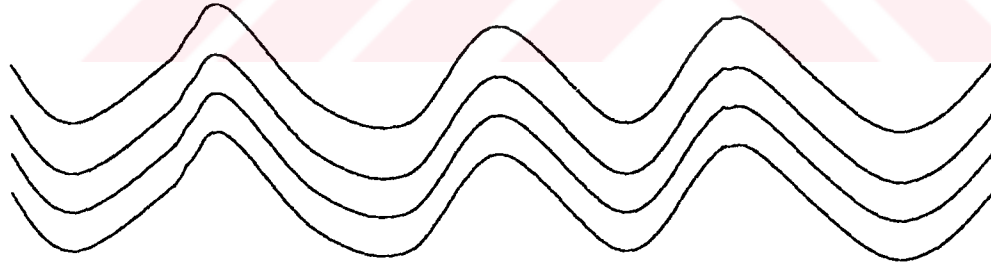
Pik gücü ve ortalama güç birimi watt, puls enerjisinin birimi ise Joule'dür. Pulsar sabit bir orandaysa her saniyede tekrarlanan puls sayısını sayabiliriz. Bu durumda ;

$$\text{Ortalama güç} = \text{Tekrar Oranı} \times \text{Puls Enerjisi} \quad (2.26)$$

olur.

2.3.4 Koherentlik

Lazer ışınlarının diğer ışınlarda bulunmayan bir özelliği de koherent olmasıdır. Lazerin ürettiği dalgalar birbirleri ile uyum içinde ilerlerler. Koherent ışık dalgalarının tepe ve çukur noktaları birbirleriyle uyumlu ve aynı fazdadır (Şekil 2.7).



Şekil 2.7 Koherent ışık dalgaları

Işık dalgalarının koherentliği için iki şartın sağlanması gerekir. Birincisi; ışık dalgaları ilerlemeye aynı durumda, aynı fazda başlamalıdır. İkincisi; ışık dalgalarının dalgalı boyları eşit olmalıdır.

Lazer ışığı koherenttir. Uyarılmış ışımaya sonucu yayınlanan fotonun yönü ve fazı, geçişi sağlamak için dışarıdan gelen fotonun yönü ve fazı ile aynıdır. O halde uyarılmış ışımaya olayı aynı fazda gerçekleşir. Ancak her lazer ışını aynı fazda olmayabilir. Uyarılmış ışımaya sonucu salınan her foton, aynı atom tarafından yayınlanmayabilir. Bu nedenle salınan fotonlar ile

geçişini sağlayan fotonlar aynı fazda hareket etmezler ve koherentlik azalır. Lazerlerde titreşim gibi ufak değişikliklerin olması bir tek ışık dalgasını dahi etkilese koherentliği azaltır. Böylece mükemmel bir koherentliğin olmayacağını söyleyebiliriz.

Hiçbir lazer ışığı aynı koherentliğe sahip değildir. Bazı lazerler farklı dalga boylarında ışınlar yayar, oysa ışık dalgalarının koherent olması için aynı dalgaboyunda yayınmaları gerekir. Tek bir boylamsal modda osilasyon hareketi yapan lazer, çoklu boylamsal modlarda osilasyon hareketi yapan lazerlerden daha koherenttir. Farklı modlar, koherentlik seviyesini azaltan, birbirinden az farklı dalgaboylarına sahiptir. Az kazançlı lazerlerin dalgaboyu band genişliği, çok kazançlı lazerlerinkinden daha küçüktür. Kısa pulsların dalgaboyu band genişlikleri büyükken, sürekli dalga ışınlarının oldukça küçüktür. Sonuç olarak, en koherent ışınlar az kazançlı lazerlerin yaydığı sürekli dalgalarda görülür.

Işık dalgalarının aynı fazı bağıl olarak sürdürebilmeleri için tepe ve çukurları bir araya gelir ve böylece girişim etkileri oluşur. Işık dalgalarının girişim etkilerini gösterebilmeleri için koherent olmaları gerekir. Birbirlerinden farklı dalga boylarına sahip koherent olmayan ışık dalgaları üst üste geldiğinde girişim etkileri ortadan kalkar ve beyaz ışık oluşur. Bu nedenle; günlük hayatımızda güneş veya ampüllerle aydınlanan görüntülerin girişim etkilerini göremeyiz.

2.3.5 Şiddet yüksekliği ve yöneltilebilirlik

Bir ışık dalgasının şiddet yüksekliği; birim yüzeye, birim zamanda ulaştırdığı enerji ile ölçülür. Bir noktaya varan dalgaların aynı fazda olmaları halinde birbirlerini kuvvetlendirdikleri, zıt fazda olmaları halinde ise birbirlerini zayıflattıkları girişim ve kırınım olaylarından bilinmektedir. Lazerlerin dışındaki ışık kaynaklarının yaydığı enerji, geniş bir dalgaboyu aralığında yayılır. Bu ışınlar aynı anda aynı fazda bulunmazlar ve bir noktaya vardıklarında zıt fazda olanlar birbirlerini zayıflatırlar. Bu nedenle diğer ışık kaynaklarının şiddeti, lazer ışınlarıyla karşılaştırılamayacak kadar zayıf olur. Güneş ışınlarının şiddeti 10^4 W/m² olduğu halde en zayıf lazer ışını şiddeti 10^8 W/m² olur.

Lazer ışığının kapladığı frekans bandı, diğer ışınların frekans bandına oranla çok dardır. Sıradan ışık kaynakları, görülebilen her frekansta ışık yayarlar. Bazı lazerlerde Q anahtarı denilen bir sistem kullanılarak lazer ışını şiddetini 10^{10} W/m² ye kadar çıkarmak mümkündür.

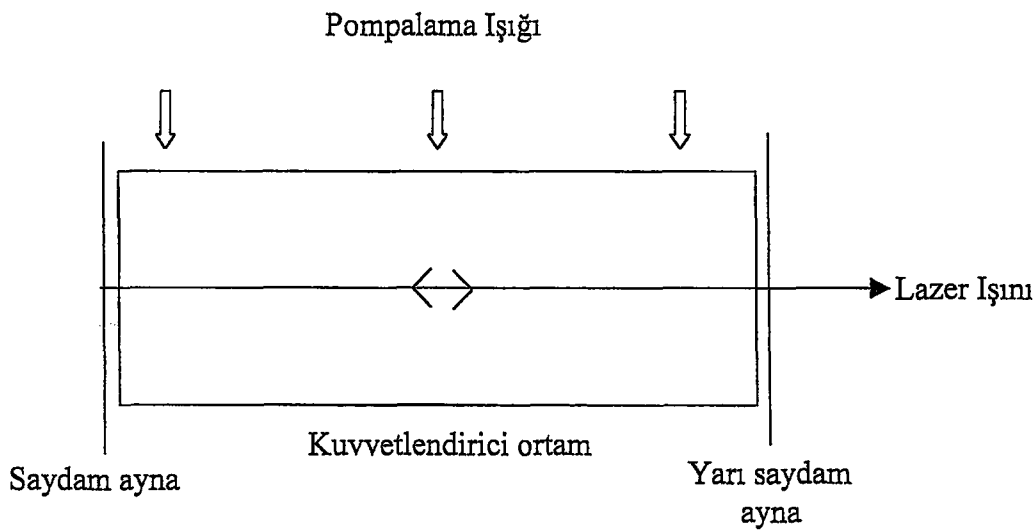
Aynı zamanda bu ışınların şiddetleri, bir mercekle yardımıyla bir noktaya odaklanarak, daha da artırılabilir.

Çok şiddetli tek puls üretme yöntemi Q Artırımı adını alır. Bu adın verilmesi, kalite faktörü teriminden kaynaklanır. Kalite faktörü, ışığın lazer boşluğunda tamamen sönmeye kadar geçirdiği zamanın bir ölçüsüdür. Lazer boşluğunun Q faktörü azaltıldığında, tüm atomlar uyarılmış olsalar bile, lazer etkisi başlayamaz. Ancak Q değeri aniden artırıldığında çok şiddetli tek bir puls üretilebilir. Q artırımı adı buradan gelir.

Lazer ışığı, yönlenebilirlik özelliğine sahip, çok az dağılan bir ışıktır. Bir lazer kaynaktan çıkan lazer ışınları, oldukça uzun bir mesafeyi sabit genişlikte bir ışın demeti olarak alır, bu mesafeden sonra genişlemeye başlar. Lazer ışın demeti, mercekler aracılığı ile dağılmadan istenilen uzaklığa gönderilebilir.

2.4 Lazer Osilasyonu

Lazer optik boşluğu, aralarında kuvvetlendirici ortamın bulunduğu eğrisel ya da düzlem iki aynadan ibarettir (Şekli 2.8). Bu ortama dışarıdan gelen uyarıcı ışık (pompalama ışığı) ters doluluk oluşturur. Ortamda yeteri kadar ters doluluk oluşunca elektromanyetik ışınım meydana gelir. Birbirine paralel



Şekil 2.8. Bir lazer osilasyon şeması

olarak yerleştirilen aynalardan biri %100 yansıtma oranına sahipken, diğerinin yansıtma oranı daha düşüktür. Yansıtma oranı daha düşük olan ayna, üzerine düşen ışığın bir kısmını lazer çıktısı olarak diğer tarafa geçirir. Aynadan geri yansıyan ışık ise, kuvvetlenmiş ortamdan tekrar geçerek daha da güçlenir. Bu işlem bir çok kere tekrarlanarak, ışığın yüksek bir güce ulaşması sağlanır. Sonuç olarak; bu iki ayna lazer ışığının osilasyon yapabileceği optik bir rezonatör oluşturur. Böylece başlangıçta pasif durumda olan ortam aktif hale gelerek kuvvetlenmiş olur.

Lazer cihazı, beyaz ışığı lazer ışığına dönüştüren bir osilatör veya bir amplifikatördür. Ancak bu dönüşümün verimliliği oldukça düşüktür. Lazer çıktı enerjisinin, girdi enerjisine oranı düşük mertebesinde dir. En yüksek verimliliğe sahip olan karbondioksit ve garyum arsenit lazerlerinde bu oran sırasıyla ; %20 ve %50'ye kadar çıkabilir.

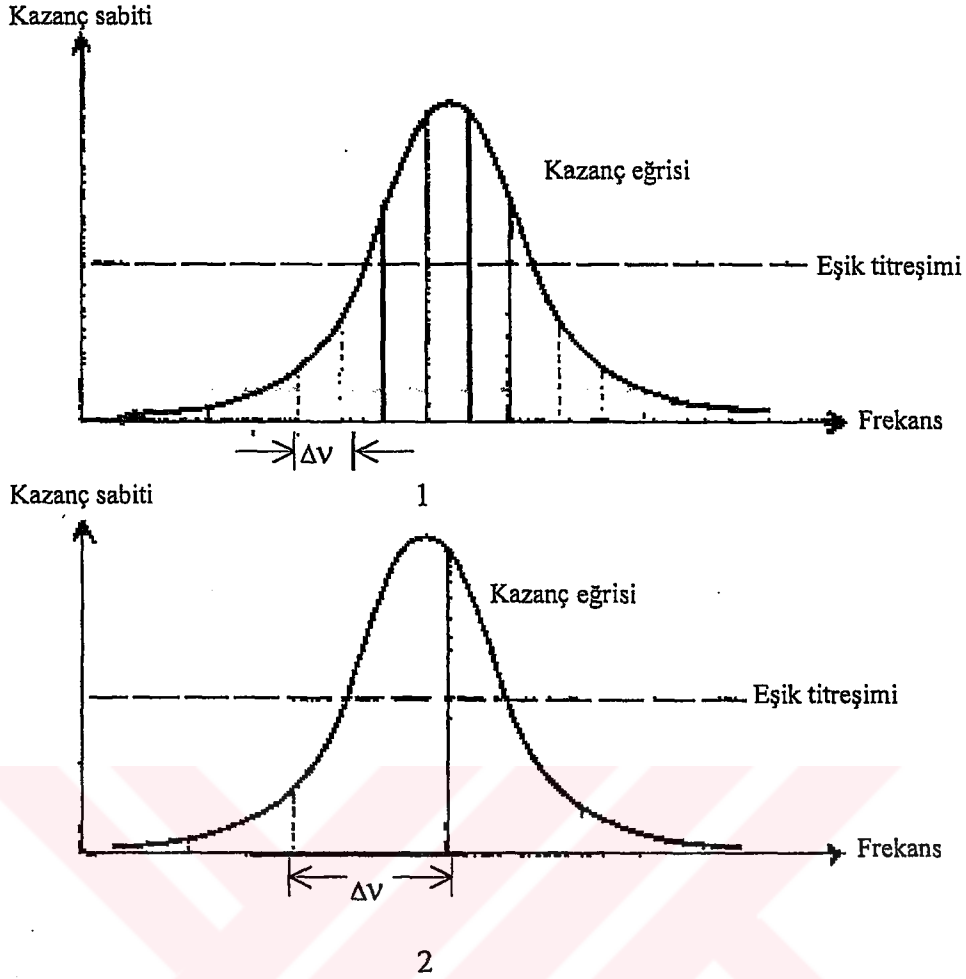
Düzlem yansıtıcılar durumunda, optik boşluk Fabry-Perot interferometresine benzer. Fabry-Perot rezonatörünün geçiş bandları, sonsuz sayıda, eşit aralıklı frekanslardan oluşur.

Bunlar ; $\dots, \nu_n, \nu_{n+1}, \nu_{n+2}, \dots$

ile gösterilir ve spektral aralıkta;

$$\nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2d} \quad (2.27)$$

ile ayrılırlar. Burada c ışık hızını, d reflektörlerin arasındaki mesafeyi gösterir. Bu frekanslar, rezonatörlerin boylamsal modları olarak bilinir. Pek çok lazer ışını, farklı modlarda bir anda osilasyona girer (Şekil 2.9). Şekil 2.9.1'de 4 Boyuna mod, Şekil 2.9.2'de 1 Boyuna mod görülmektedir.



Şekil 2.9 Lazerde osilasyon frekansları (Hecht,1994).

Band genişliği lazer rezonatörünün Q kalite faktörü ile belirlenir ve birkaç Hertz mertebesindedir. Ancak, pratikte 10^3 Hz mertebesinde band genişlikleri de elde edilebilir.

Kuvvetlendirici bir ortamdaki, paralel ışık demetinin parlaklığı;

$$I_v = I_{0v} e^{\alpha \cdot x} \quad (2.28)$$

ile değişir. Lazer boşluğundaki bir dalganın herhangi bir noktada oluştuğunu ve aynalar arasında ileri geri hareket ettiğini varsayalım. Dalga her geriye dönüşünde, enerjisinden δ faktörü kadarını, saçılım, yansıma kayıpları gibi sebeplerle kaybedecektir. Lazer osilasyonu oluşması için, kazanç kayba eşit olmalı veya kaybı aşmalıdır.

O halde ;

$$I_v - I_{ov} = \delta I_v \quad (2.29)$$

l kuvvetlendirici ortamın etkin uzunluğu, α lazer geçişlerinde kazanç sabiti ve ν ışınım frekansı olmak üzere;

$$e^{\alpha \nu 2l} - 1 \geq \delta \quad (2.30)$$

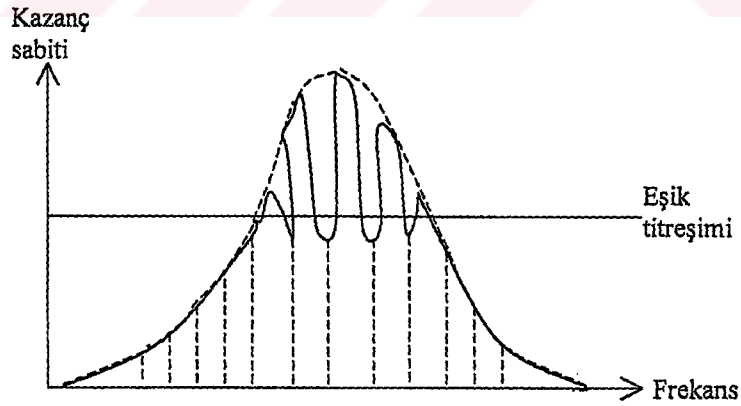
olmalıdır.

Eğer $\alpha \nu 2l \ll 1$ ise osilasyon şartı ;

$$\alpha \nu 2l \geq \delta \quad (2.31)$$

olur.

Lazer sisteminde holeburning ve eşik osilasyonu Şekil 2.10'da görülmektedir.



2.10 Bir lazer kazanç eğrisinde hole burning (Hecht, 1994).

Belirli bir frekansta kazanç kaybı aşarsa, osilasyon denge şartı oluşuncaya kadar, titreşim hareketi artarak devam eder. δ kayıp kesri sabit olup, osilasyon genliğinden bağımsızdır.

Kazanç;

$$\alpha_v \quad 2l = \delta$$

olana kadar düşer. Böylece ortam boşalmış olur. Boşaltma (Depletion), osilasyon frekansı merkezde bir bantda oluşur ve hole burning olarak tanımlanır. Şekil olarak rezonans tersidir ve Lorentz profili olarak da bilinen harmonik osilatörün rezonans eğrisine benzer.

2.5 Optik Kazanç

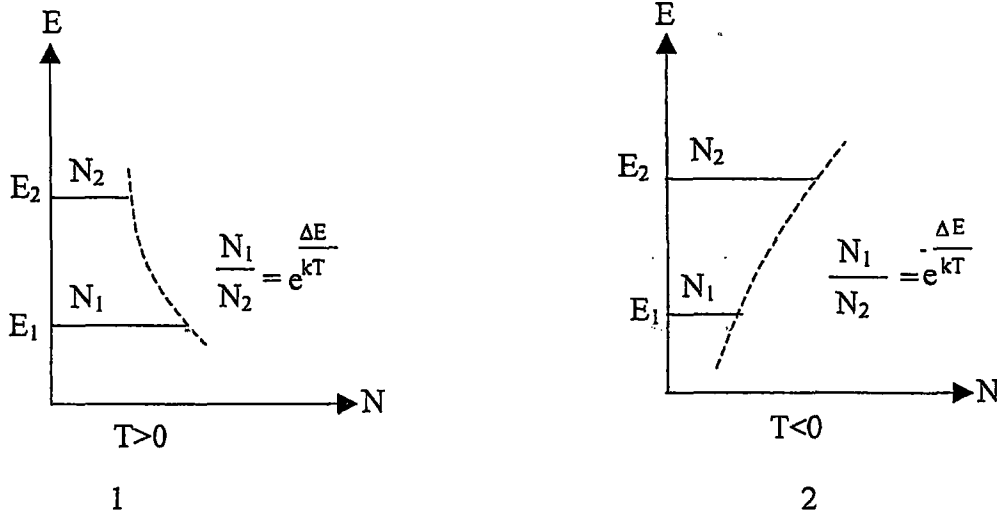
Radyasyonun geçtiği bir optik ortamı ele alalım. Bu ortam E_1, E_2, E_3, \dots gibi farklı enerji seviyeleri içersin. Biz $E_1 < E_2$ olmak üzere E_1 ve E_2 seviyelerinden oluşan iki düzeyli sistemi inceleyeceğiz. Bu iki seviyede uyarılmış ışınım ve soğurma oranları $N_2 B_{21}$ ve $N_1 B_{12}$ ile orantılıdır. $B_{21} = B_{12}$ olduğunda $N_2 > N_1$ ise, uyarılmış aşağı geçişlerin sayısı, yukarı geçişlerin sayısını aşacaktır. Bu durumda, yukarı durumun yoğunluğu, aşağı durumu yoğunluğundan daha fazladır.

Böyle bir durum;

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\exp(-E_2/kT)}{\exp(-E_1/kT)} \quad (2.33)$$

Boltzman denklemi ile verilen ısısal denge dağılımına aykırıdır.

Isısal denge halinde (Şekil 2.11.1) ve dengenin bozulduğu durumlarda (Şekil 2.11.2) Boltzman dağılımı Şekil 2.11'de gösterilmiştir.



Şekil 2.11 Isısal denge halinde Boltzman dağılımı (1), Isısal dengenin bozulduğu durumlarda Boltzman dağılımı (2) (Maiman, 1967).

E_1 ve E_2 ($E_2 > E_1$) enerjili iki düzey arasında ters doluluk elde edilerek, 2 düzeyinde, 1'e göre daha fazla atom bulunması sağlanır. Ters doluluğun olduğu bir ortamda, ışık demetinin şiddeti artar. Bunun sebebi, uyarılmış ışımaya olayından kaynaklanan kazancın, soğurma nedeniyle oluşan kaybı aşmasıdır.

Ters doluluğun olduğu bir ortamda spektral enerji yoğunluğu u_ν ; ν ile $\nu + \Delta\nu$ frekans aralığında olup, spektral parlaklık (I_ν) ile ilgilidir. Bu durum;

$$u_\nu \Delta\nu = \frac{I_\nu \Delta\nu}{c} \quad (2.34)$$

ile ifade edilir.

Enerji seviyelerindeki tüm atomların ışımaya veya soğurma oranları, her frekans aralığında aynı değildir. Birinci enerji düzeyinde; birim hacimde bulunan belirli sayıdaki N_1 atomdan, ΔN_1 kadarı kullanılır. Sonuç olarak yukarı geçiş oranı;

$$B_{12} u_\nu \Delta N_1 = B_{12} \left[\frac{I_\nu}{c} \right] \Delta N_1 \quad (2.35)$$

olur.

Benzer şekilde indüklenmiş aşağı geçiş oranı;

$$B_{21} u_\nu \Delta N_2 = B_{21} \left[\frac{I_\nu}{c} \right] \Delta N_2 \quad (2.36)$$

olur.

Her yukarı doğru geçişte, atomdan $h\nu$ kadar kuantum enerjisi alınır. Benzer şekilde; her aşağı geçişte atoma, $h\nu$ kuantum enerjisi eklenir. Böylece $\Delta\nu$ aralığındaki spektral enerji yoğunluğu değişiminin birim zamandaki hızı;

$$\frac{d}{d} (u_\nu \Delta\nu) = h\nu(B_{21} \Delta N_2 - B_{12} \Delta N_1) u_\nu \quad (2.37)$$

olur.

Işık dalgası, dt zamanda $dx = c dt$ mesafesini kateder. (2.34)'ü kullanarak;

$$\frac{dI_\nu}{dx} = \frac{h\nu}{c} \left[\frac{\Delta N_2}{\Delta\nu} - \frac{\Delta N_1}{\Delta\nu} \right] B_{21} I_\nu \quad (2.38)$$

elde edilir.

(2.38) denklemi; ışığın, yayılma doğrultusundaki büyüme hızını verir. (2.38)'in integrasyonu

ile ;

$$I_\nu = I_{0\nu} e^{\alpha_\nu x} \quad (2.39)$$

elde edilir. Burada ki α_ν ; ν frekansındaki kazanç sabitidir.

Bu durumda kazanç sabiti;

$$\alpha = \frac{h\nu}{c} \left[\frac{\Delta N_2}{\Delta \nu} \right] - \frac{\Delta N_1}{\Delta \nu} B_{12} \quad (2.40)$$

olarak bulunur.

$\Delta N_2 \cong N_2$ ve $\Delta N_1 \cong N_1$ (2.19) denklemini kullanılarak;

$$\alpha_{\max} \cong \frac{h\nu}{c \Delta \nu} (N_2 - N_1) B_{12} = \frac{\lambda^2}{8\pi \Delta \nu} (N_2 - N_1) A_{12} \quad (2.41)$$

olarak bulunur.

Optik ortamı kuvvetlendirme şartı olarak $N_2 > N_1$ olarak alınır, α 'nın pozitif olduğunu görürüz. Bu durum lazer osilasyonunun başlaması için gerekli şarttır ve uyarılmış ışımaya olayı baskındır. Eğer $N_2 < N_1$ ise α negatif olur ve soğurma durumu ortaya çıkar.

2.6 Lazer Çeşitleri

Lazerler, yaydıkları ışığın dalgaboyuna, güçlerine ve kullanılan aktif maddenin cinsine göre çeşitlere ayrılırlar. Çıkış güçlerine ve dalgaboylarına göre gruplanan lazerlerin bir çeşiti sıcak sert lazerler, diğeri ise soğuk yumuşak lazerlerdir. Sıcak sert lazerler, yüksek güçte olup şiddetleri 100 MW'dır. Endüstride, askeri alanda, mühendislikte kullanılırlar. Soğuk yumuşak lazerler ise düşük güçte olup, şiddetleri 1mW'dır ve fizik tedavide kullanılırlar.

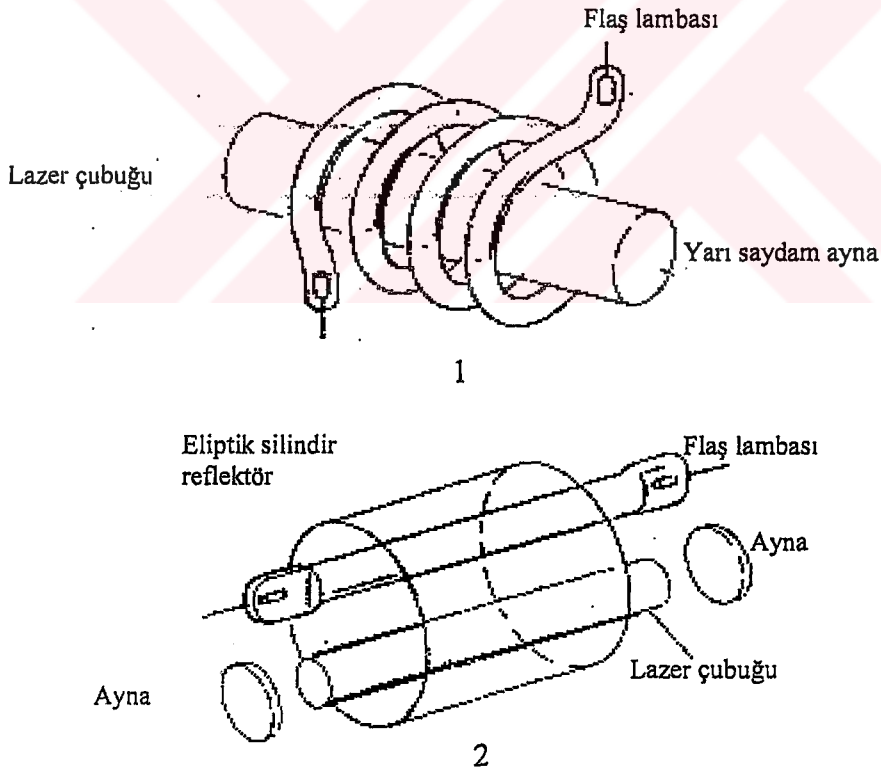
Lazerler, kullanılan aktif maddeye göre; katı, gaz, yarı iletken ve sıvı olmak üzere dört sınıfta toplanırlar. En düşük frekanslı lazerler katı lazerlerdir. Gaz lazerler en dar frekans tayfına sahiptir. Sıvı lazerlerin ürettiği ışığın frekansı ayarlanabilme özelliğine sahiptir. Yarı iletken lazerler ise en verimli çalışan, en ucuz ve en küçük lazerlerdir.

2.6.1 Katı lazerler

Görünür ışıktaki ilk yapılan lazer, Amerikalı fizikçi Maiman'ın 1960'da yaptığı yakut (Ruby) lazeridir (Maiman ve Elion, 1967). Kristal veya cam gibi katı maddeler ile toprak ve geçiş metalleri, katı lazerleri oluşturan katkı maddeleridir.

Lazer çubuğu içindeki iyonların uyarılması, harici bir ışık kaynağı ile olur. Işık kaynağı, darbeli veya sürekli olabilir. Genelde, Xenon flaş lambası veya yüksek basınçlı civa deşarj lambaları bu amaç için kullanılır.

İki tipik optik pompalı katı lazer Şekil 2.12'de gösterilmiştir. Şekil 2.12.1'de heliks içine yerleştirilmiş lazer çubuğu ile kullanılan heliksel flaş lambası, Şekil 2.12.2'de ise eliptik reflektörün bir odağına yerleştirilmiş lazer çubuk ve optik boşluk için kullanılan harici aynalar görülmektedir.

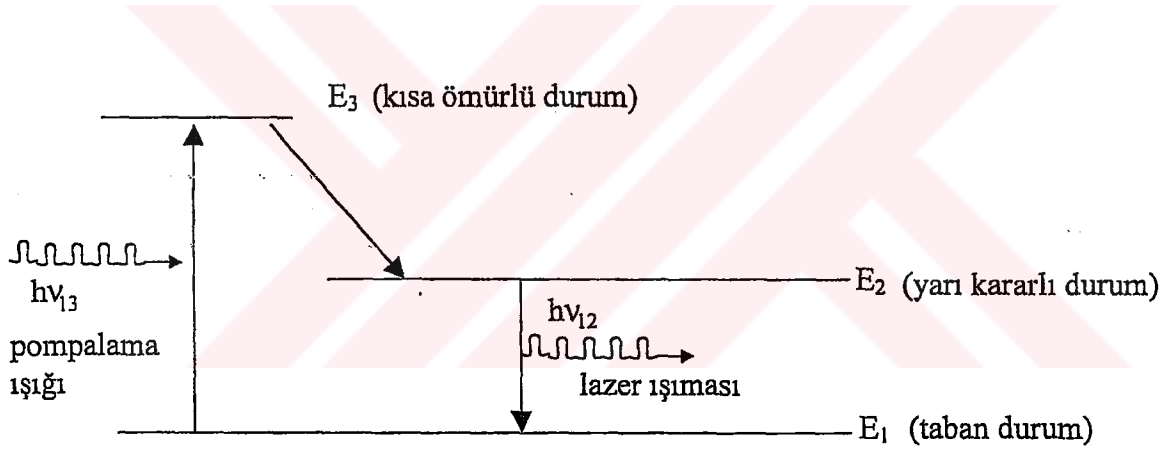


Şekil 2.12 Optik pompalı katı lazerlerin sembolik gösterimi (Maiman, 1967).

Katı, gaz ve yarı iletken lazerler içinde ilk çalışan lazer yakut lazeridir . Yakut lazerindeki aktif madde, yapay bir sentetik yakut kristalidir. Bu kristaller %0,01 - %5 Cr^{+3} derişimli sentetik safir (Al_2O_3) eriyiğinden çekme yöntemi ile 1-2 cm çapında 10-15 cm uzunluğundaki çubuklar şeklinde büyütülürler. Yakut çubuk, koherent olmayan bir ışık kaynağı tarafından uyarılınca, 694,3 nm dalga boyunda koyu kırmızı ışık yayar. Kırmızı renk, Cr^{+3} iyonlarından kaynaklanır.

Işığın iyonları daha iyi etkilemesi için çubuk içinde iki yönde gidip gelmesi sağlanır. Bunun için çubuğun iki ucu gümüş aynayla kaplanır. Bu aynalardan biri yarı saydam olup, lazer ışığının kullanılacağı yere gönderilmesini sağlar.

Yakut lazerinde Cr^{+3} iyonları Şekil 2.13'de gösterilen enerji düzeylerine sahiptir.



Şekil 2.13 Yakut lazerindeki krom iyonlarının enerji düzeyleri.

Diğer katı lazerler; neodiyum lazeri, titreşimli katı lazer, renk merkezli katı lazer, holmiyum lazeri, kristal erbium lazeri, erbium cam lazeri olmak üzere çeşitlere ayrılırlar.

Katı lazerlerde ters doluluk koşulunun ($N_2 > N_1$) sağlanması için, atomların büyük çoğunluğunun uyarılmış duruma geçirilmesi gerekir. Atomların tümü taban durumunda bulunduğundan bu işlem şiddetli bir flaş ışığı ve büyük bir enerji ile gerçekleşir. Ancak; bir çok lazer uygulamasında sabit ışık gücüne yani sürekli dalgalara ihtiyaç vardır.

2.6.2 Gaz lazerler

Gaz lazerler, nötr atom içeren lazerler (atom lazerleri), iyon lazerleri ve moleküler lazerler olmak üzere üç bölümde incelenebilir. He-Ne (Helyum –Neon) lazerini atom lazerine, Ar (Argon) lazerini iyon lazerine, CO₂ (Karbondioksit) lazerini de molekül lazerine örnek verebiliriz.

Bazı amaçlar için sürekli bir lazer ışığı gereklidir. Gaz lazerleri gerekli enerjiyi, flaş ışığı yerine yüksek enerjili elektronlarla sağlar. Elektrik deşarjı, uyarılmış atomlar meydana getirir. Deşarj sırasında elektronların sıkışması ve çarpışması ile atomlar arasında enerji geçişleri oluşur.

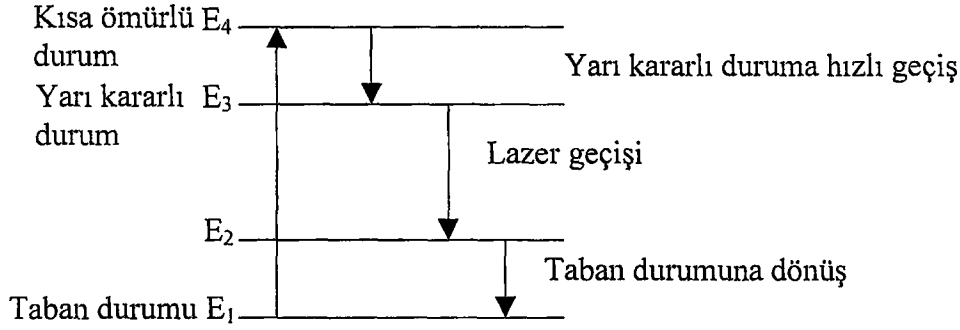
Dış elektrik uyarımları;

1. Doğru akım deşarjı
 2. Alternatif akım deşarjı
 3. Elektropsuz yüksek akım deşarjı
 4. Yüksek voltaj darbeleri
- yollarından biri ile sağlanır.

Doğru akım deşarjı ; ticari gaz lazerlerinde yüksek frekanslı titreşim üretiminde, haberleşme gibi alanlarda kullanılır. Alternatif akım deşarjı ise ticari gaz lazerlerinde kullanılır. Alternatif akım deşarjı yönteminde güç kaynağı, yüksek gerilim transformatörüne bağlı tüpün içindeki soğuk-metal elektrodlardan oluşur. Elektropsuz yüksek akım deşarjı yöntemi ilk olarak gaz lazerlerinde kullanılmıştır. Yüksek voltaj pulsları ise iyon lazerlerinde kullanılabilir bir yöntemdir.

Atom lazerleri : Nötr atom içeren atom lazerleri, atomsal enerji düzeyleri arasındaki geçişlerden oluşur. Atom lazerlerine en güzel örnek He-Ne gaz lazeridir. He-Ne gaz lazeri, sürekli lazer olup, pulslu değildir ve dört enerji düzeyine sahiptir.

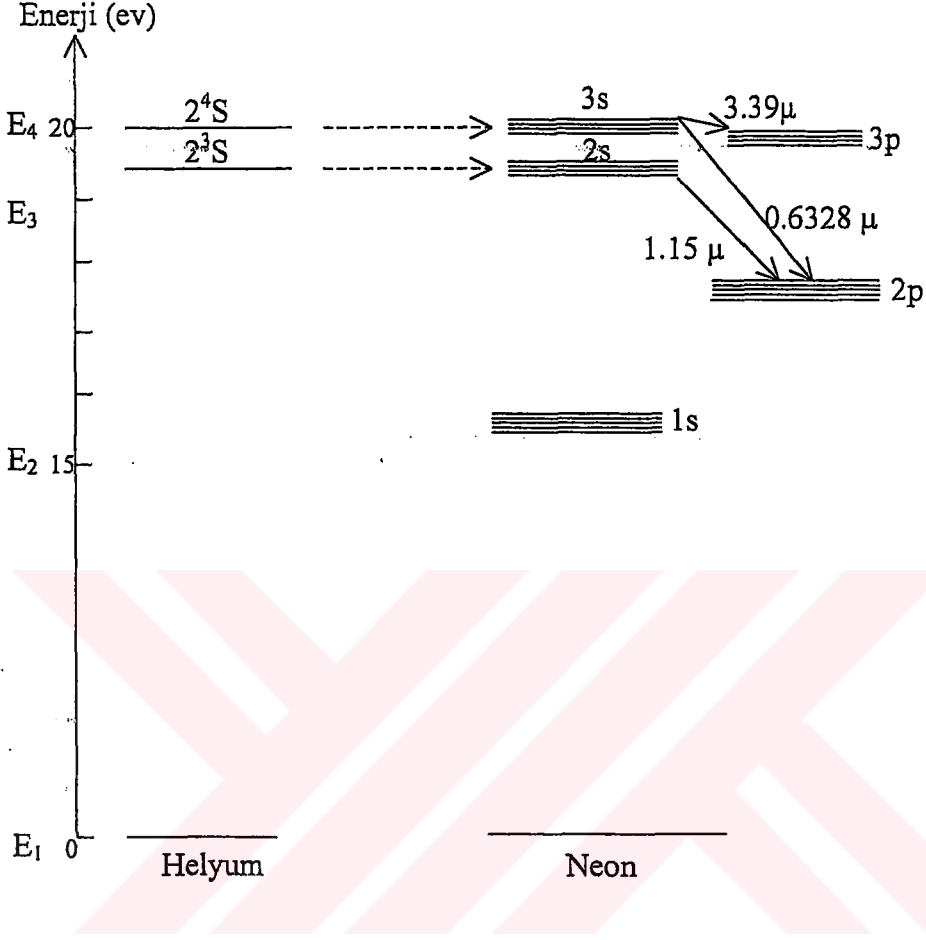
Sürekli lazerlerde lazer geçişi, yarı kararlı durumdan taban durumuna değil, daha aşağıdaki boş bir duruma olur (Şekil 2.14).



Şekil 2.14 Sürekli lazerlerde enerji düzeyleri

$3 \rightarrow 2$ geçişi taban duruma geçişten daha kolaydır ve $N_3 > N_2$ ters doluluk koşulu daha kolay sağlanır. Böylece fazla enerji gerekmeden sürekli çalışabilirler.

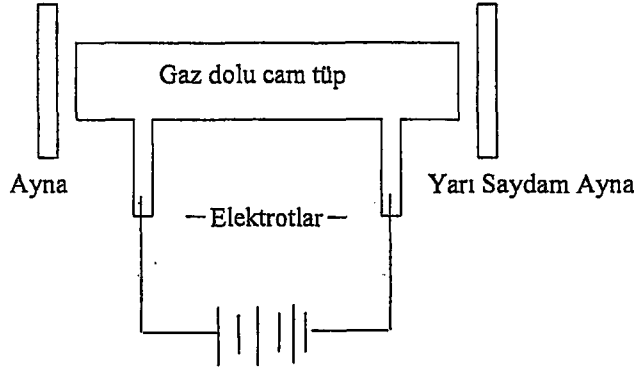
Uçları aynalar yardımıyla hava geçirmez şekilde kapatılmış olan bir cam tüp, He-Ne gaz karışımı ile doldurulur. Tüpe bağlı, yüksek frekanslı akım üreticinin etkisiyle oluşan elektromanyetik alanda, iyonlaşan gaz atomlarından elde edilen elektronlar hızlanırlar. Hızlanan elektronlarla bombardıman edilen He atomlarının enerji düzeyi en üst uyarılmış durum olan E_4 enerji düzeyine yükselir. En üst uyarılmış durumun He atomlarına, diğer üç durumda Ne atomlarına aittir. He atomlarının pompalanması flaş ışığı yerine, yüksek enerjili elektronlarla sağlanır. Elektronların, He atomlarını uyardığı durumun enerjisi; Ne atomunun yarı kararlı bir durumuna çok yakındır. Uyarılmış He atomlarıyla, taban durumundaki Ne atomları arasındaki çarpışmalar sonucu, uyarılma enerjisi Ne atomuna aktarılırken, He atomu da taban durumuna iner. Bu sırada meydana gelen ışıma enerjisi diğer Ne atomları tarafından yutularak E_3 enerji seviyesindeki Ne atom sayısının artmasına ($N_3 > N_2$) başka bir deyişle ters doluluk oluşmasına sebep olur. Daha sonraki lazer geçişin $\lambda=633$ nm dalga boylu karakteristik lazer ışığı yayınlanır (Şekil 2.15).



Şekil 2.15 He- Ne gaz lazerinin ilk enerji düzeyleri (Maiman, 1967).

He-Ne gaz lazerleri sürekli çalışırlar ve güçleri miliwattlar mertebesinde. Ne atomlarının E₂ (2p) düzeyinden E₂ (1s) enerji düzeyine geçişleri sırasında yine bir ışımaya olur, ancak bu lazer ışınması değildir. Şekil 2.15’de görüldüğü gibi, lazer ışınması Ne atomunun 3s-2p düzeyleri arasındaki geçişinde oluşur. En güçlü üç geçiş 0,63 μm, 1,15 μm ve 3,39 μm geçişleridir. 1,15 μm’de çalışan He – Ne gaz lazeri 1960 yılında, yakut lazerinden kısa bir süre sonra geliştirilen ikinci lazer sistemidir.

Şekil 2.16’da tipik bir He – Ne gaz lazeri şeması görülmektedir. İçinde gaz karışımı bulunan cam tüpe takılmış olan elektrotlar sürekli bir elektrik boşalması oluştururlar. Katı lazerlerde olduğu gibi, tüpün iki ucundaki aynalar uyarılmış ışımaya olasılığını artırmak için, ışığın tüp içinde dolaşmasını sağlarlar. Aynalardan biri yarı saydam olup, lazer ışığını dışarı almaya yarar. Küçük modellerde birkaç watt elektrik harcanarak 10⁻³ W ışımaya gücü elde edilebilir.



Şekil 2.16 Tipik bir He-Ne gaz lazeri şeması

İyon lazerleri : İyon lazerlerinin çalışma prensibi, gazın iyonize olmuş enerji düzeyleri arasındaki geçişlerine dayanır. Bu tip lazerlerde, çapı lazer tüpünün çapının %0,1'ine eşit bir kılcal boru içinde, birkaç yüz amperlik çok güçlü bir akım sirkülasyonu sonucu elde edilen iyonların enerji seviyelerinden faydalanılır. İyon lazerlerinde ters doluluk oluşturabilmek için yüksek güce ihtiyaç vardır. Bu tip lazerlere örnek olarak Ar lazerini verebiliriz. Bu lazer 4880 \AA 'da mavi ve 5145 \AA 'da da yeşil ışığı aynı anda çıkarabilmektedir. İyon lazerleri sürekli ve darbeli çalışabilir. Birçok uygulamaları yanında, ayarlanabilen boya lazerlerini pompalamak için foton kaynağı olarak da kullanılmaktadır. Darbeli deşarjlar; çinko, kadmiyum, civa, kurşun, teneke ve diğer metallerde lazer etkisi oluşturmak için kullanılır. Klor, brom, iyod gibi holojenler de darbeli şartlar altında benzer lazer geçişlerine sahiptir.

Moleküler lazerler : Moleküler lazerlerde, moleküllerin taban enerji seviyesindeki osilasyonlarından yararlanır. En iyi bilinen molekül lazerleri, $10 \mu\text{m}$ bölgesinde osilasyon yapan CO_2 lazeri ile, kızılötesi ve ultraviyole bölgede ısınım yapan N_2 (moleküler nitrojen lazeri)'dir. Moleküler lazerler, çoğunlukla kızılötesi ışın salarlar. Gerek sürekli, gerekse darbeli ve çok yüksek güçlerde ışın saldığı için CO_2 gaz lazerinin, lazerler arasında önemli bir yeri vardır.

Sıvı lazerler : Sıvı lazerlerde, kristal ya da camsı çubuk yerine saydam bir bölme içine konmuş uygun bir sıvı kullanılır. Sıvının koyulduğu bölme, istenildiği kadar büyük olabilir. Böylece yüksek güçlerin elde edilmesi mümkün olur. Katı lazerlerle yüksek güçte çalışırken, pompalama lambasından kaynaklanan şiddetli ışığın etkisiyle kırılma veya hasar görme tehlikesi gelebilir. Sıvı lazerlerde kristal ya da camsı çubuk kullanışlıdır. Ancak inorganik sıvıların çok azı lazerlerde kullanılmaya elverişlidir. Bu türdeki en önemli lazer boya lazeridir.

Boya lazerleri; bazı inorganik boyar maddeler üzerine düşen ışığı, farklı bir renkte yeniden yayınlarlar. Atomların uyarılmış durumda bulunma süresinin çok kısa olmasına ve yayınlanan ışığın dar bir bantta toplanmasının olanaklı olmamasına rağmen, boyar maddelerin lazerlerde kullanılmasının nedeni; bunların geniş bir frekans bölgesi içinde ayarlanabilme özelliği göstermesidir. Boyar madde olan metilumbelliferon, hidroklorik asitle karıştırıldığında ışık tayfinin mor ötesinden sarıya kadar uzanan bölgesinde lazer etkisi gösterir. Böylece tayfin bu bölgesinde istenilen dalga boyunda lazer ışını elde edilebilir (Atağ , 1984).

2.6.3 Yarı iletken lazerler

Yarı iletken lazerler elektrik akımı ile çalışırlar. Dalgaboyu sınırları çok farklı olup güçleri 1 W mertebesindedir. Bu tür lazerler, hem sürekli, hem de kesikli çalışabilir. Yarı iletken lazerlerde, yarı iletken maddeler P-N bağlantısıyla bağlıdır. P bölgesinden N bölgesine doğru bir akım geçirilerek, valans bandından iletkenlik bandına elektron geçmesi sağlanır. Elektron ve boşlukların bağlantı düzeyinde yeniden birleşmeleri sırasında enerjinin ışınım biçiminde kaybolması olayından yararlanır. Bu ışınım, lazer olayını oluşturarak başka elektron boşluk birleşmelerini sağlayabilir.

Garyum – Arsenik, kızılötesi bölgede 8383 A⁰ civarında ışımaya yarar. Yarı iletken lazerlerin üstünlüğü, boyutlarının küçük, verdikleri ışınımın genlik ve atma genişliklerinin denetlenebilir oluşudur. Yarı iletken lazerlerde ters doluluk elde etme olanağı fazla olduğundan büyük kazançlar elde edilir.

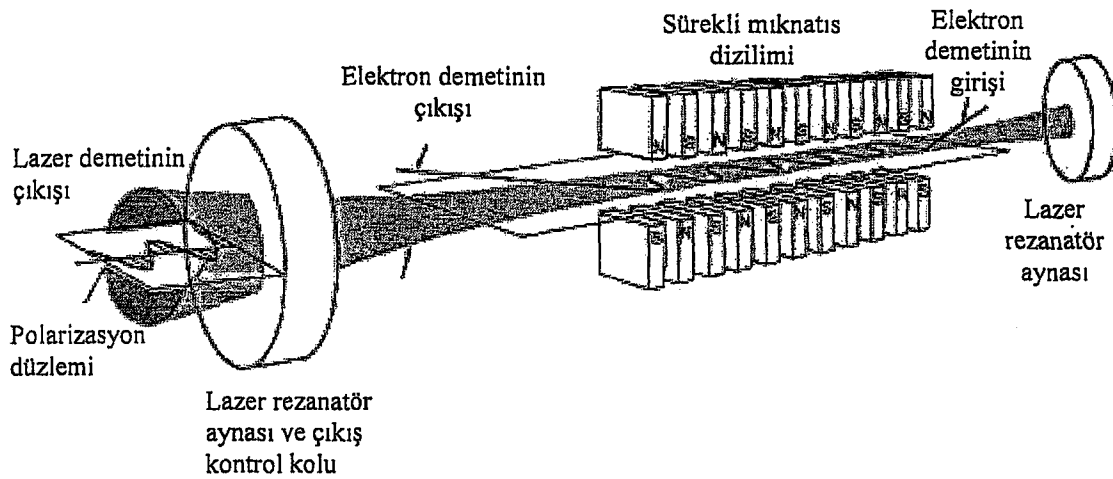
3. SERBEST ELEKTRON LAZERİ

3.1 SEL'nin Çalışma Prensibi

SEL, yüksek enerjili elektron demetinin, dalgalı bir manyetik alan içerisindeki hareketi sonucu yayınladığı radyasyonun güçlendirilmesi olayına dayanır. Kavram itibarıyla SEL, geniş bir elektromanyetik spektrum içinde, oldukça güçlü koherent ışınım yapabilen ayarlanabilir ışık kaynağıdır.

SEL'de elektron, manyetik kuvvetlerin etkisi altında bulunduğu için serbest değildir. Burada kullanılan serbest kelimesi; elektronun, geleneksel lazerlerde olduğu gibi, bir atom içinde bağlı durumda bulunmadığını ifade eder.

SEL'nin temelini, elektron demetinin lazer aktif ortamını meydana getiren periyodik manyetik alanın içerisinde hareket etmesi oluşturur. Manyetik alan dalgalandırıcı (undulator) veya kırıldatıcı (wiggler) adı verilen mıknatıslarla sağlanır. Dalgalandırıcı içerisinde, dalgalandırıcı eksenine göre açı yapacak şekilde giren elektron demeti, ters kutuplara sahip periyodik olarak dizilmiş mıknatıslardan geçerken, zıt yönlerde bükülmek zorunda kalır. Bunun sonucunda ivmelenen elektronlar radyasyon yayarlar (Şekil 3.1).



Şekil 3.1 SEL'nin şematik yapısı (Hecht 1994).

SEL'de yüksek enerjili elektronlar geleneksel lazerlerde olduğu gibi, koherent radyasyon yayarlar. Ancak elektronlar bu kez, lazer ortamındaki gibi bağlı atom durumlarında

kalmazlar. Tam tersine, vakum boyunca bir hızmede hareket ederler. Elektronlar serbest aktıkları için, radyasyon dalga boyu, geleneksel lazerlerde olduğu gibi, iki farklı enerji seviyesi arasındaki belli geçişler ile sınırlı değildir. SEL'nin dalga boyu, dalgalandırıcının periyodikliği, demetin enerjisi gibi dış parametrelere bağlıdır. Geleneksel lazer ışığı, hemen hemen tek frekansta bulunurken, SEL geniş bir frekans aralığına sahiptir. SEL standart bir frekans ile karakterize edilemez. Ayarlanabilirlik, SEL'nin en önemli özelliklerinden biridir. Bundan dolayı SEL'nin uygulama alanları geleneksel lazerlerden daha fazladır.

Radyasyon, üç elemanın birbirini etkilemesi ile üretilir. Bunlar; elektron demeti, elektronlar ile aynı yönde hareket eden elektromanyetik dalga ve dalgalandırıcı veya kıpırdatıcı adı verilen mıknatıslar tarafından üretilen manyetik alandır. Kıpırdatıcı genellikle, SEL'deki periyodik mıknatısları tanımlarken; dalgalandırıcı, koherent olmayan senkrotron ışık kaynakları için kullanılır. Kıpırdatıcı manyetik alanı, elektronlar üzerinde önemli bir etkiye sahiptir. Kıpırdatıcı alanından geçen elektronlar, dalgalandırıcı etkiye sahip olurlar. Bu eğrisel yörüngeye bağlı hızlandırıcı radyasyon oluşumunu mümkün kılar. Bu işlemde, lazer tarafından yayılan ve kuvvetlendirilen elektromanyetik dalgaya elektronlar tarafından enerji verilir. Üç eleman arasındaki etkileşim için gerekli ışığın dalga boyu, hem kıpırdatıcı alanı periyodikliği, hem de elektron demetinin enerjisi tarafından belirlendiği için SEL'nin ayarlanabilirliği mümkün olur.

3.2 SEL'nin Ayarlanabilirliği

Geleneksel lazerlerde, çalışma frekansı düzeyler arasındaki enerji farkı ile sınırlıdır. SEL'de elektronlar atom içinde bağlı durumda bulunmadığından enerji düzeyleri de sabit değildir. SEL'nin ayarlanabilirliği, çıkış dalgaboyunun değiştirilebilmesi ile mümkün olur. SEL'nin çalışma frekansı (ω_0), hızla bağlı elektron enerjisi (E), dalgalandırıcının manyetik alanı (B) veya dalgalandırıcının periyodu(T) değiştirilerek ayarlanabilir. Uygulamada, dalgalandırıcının yapısını değiştirmektense, elektron enerjisini değiştirmek daha kolay olur.

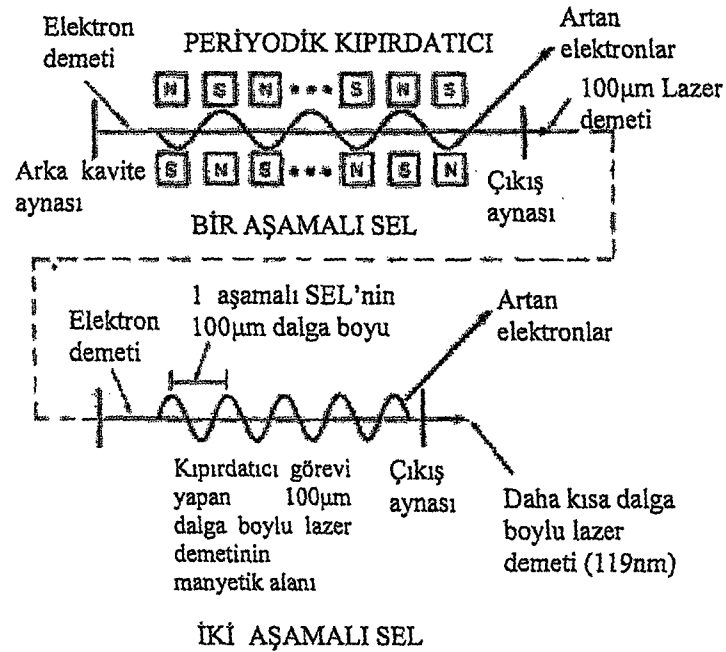
Ayarlanabilirlik SEL'nin önemli bir özelliğidir. SEL, ayarlanabilirlik özelliği sayesinde, mm dalgalardan uv dalgalara kadar bütün spektrumu kapsar. Ancak görünür bölgede, boya lazerlerinin ayarlanabilirliği, SEL'den daha iyidir.

3.3. Dalgalandırıcı

Dalgalandırıcı, Şekil 3.1'de sıralı kutuplar halinde bir mıknatıs dizisi olarak görülmektedir. Dalgalandırıcının en önemli elemanı; mıknatıs değil, manyetik alandır. Manyetik alan, elektronların izlediği yolu kuzey-güney- kuzey doğrultusunda bükerek bir döngü meydana getirir. Böylece manyetik alan, dalgalandırıcı boyunca titreşim yapan sinüzoidal dalga olarak hareketlerine devam eder.

SEL'de dalgaboyu, dalgalandırıcı periyoduyla doğru orantılı olarak azalır. Periyod küçüldükçe mıknatıs dizileri oluşturmak zorlaşır fakat elektromanyetik dalgalar, yüksek enerjili elektronlara ihtiyaç duymadan, kısa dalgaboylu (kısa periyodlu) dalgalar üretebilir.

Şekil 3.2'de kızılötesi bölgede $100 \mu\text{m}$ 'de güçlü bir lazer demeti üreten bir mıknatıs dalgalandırıcı görülmektedir. Lazer demetinin manyetik alanı, daha kısa dalgaboylu lazer demeti oluşturmak için dalgalandırıcı alanı olarak kullanılır. 119 nm dalgaboylu lazer demeti, $10.000.000 \text{ MeV}$ 'luk elektron enerjisi ile ultraviyole bölgede iki aşamalı SEL kullanılarak oluşur. Meydana gelen lazer demetinin dalgaboyu, tek aşamalı, SEL'nin oluşturduğu lazer demetinin dalga boyundan 1000 kat daha kısa ve gücü daha fazladır.

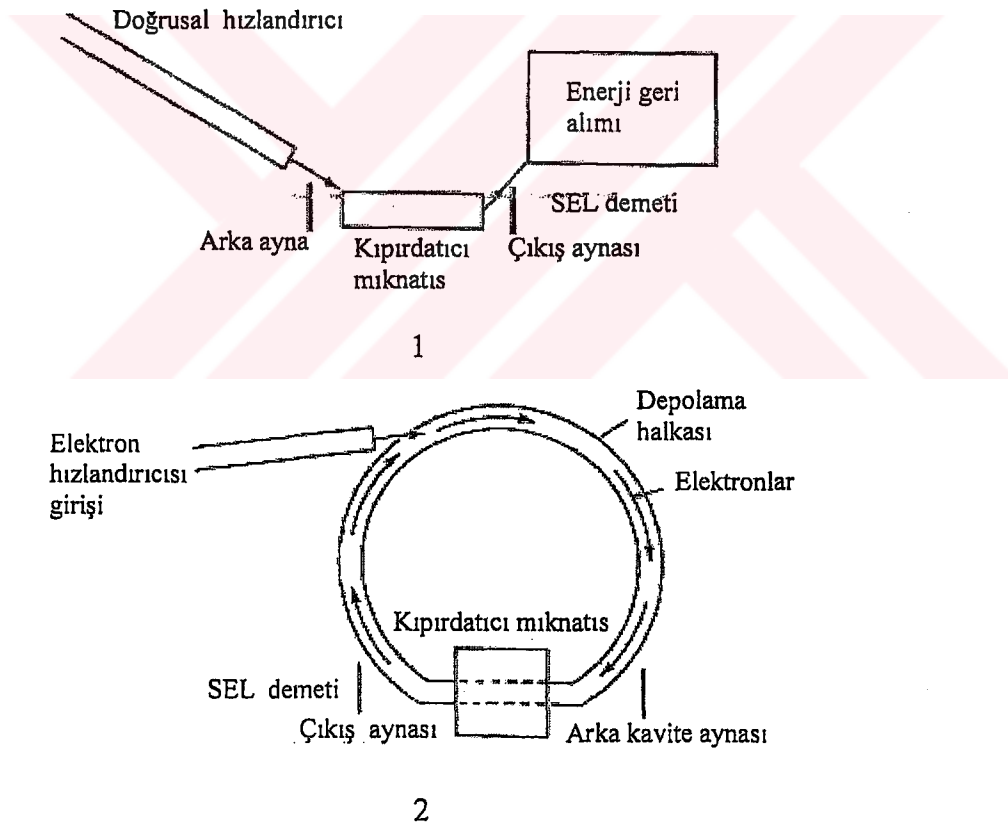


Şekil 3.2 İki aşamalı SEL kullanılarak daha kısa dalga boyulu lazer demeti üret (Hecht, 1994).

3.4. SEL ÇEŞİTLERİ

SEL'in en önemli elemanı hızlandırıcılarıdır. Enerji, elektron demetine hızlandırıcılar yardımıyla kazandırılır. Enerji kazanan elektronların akımı atma şeklindedir. Atmaların ömrü birkaç pikosaniye gibi kısa olabileceği gibi birkaç yüz pikosaniye kadar uzun da olabilir.

Doğrusal hızlandırıcı SEL'de elektron demeti, doğrusal hızlandırıcı yardımıyla enerji kazanır. Bu çeşit SEL'de elektronlar, hızlandırıcı boyunca, düz bir çizgide hareket ederler. Hızlandırılmış elektronlar, dalgalandırıcıya geçerler. Elektronların dalgalandırıcı içerisindeki hareketi sonucu, yoğunluğu artar. Yoğunluğu artan elektronlar, enerji geri alım sistemi (energy recovery system) veya tam boşaltım (just dumped) sistemine giderek enerji kaybına uğrar (Şekil 3.3.1).



Şekil 3.3 Doğrusal hızlandırıcı SEL (1), Depolama halkalı SEL (2) (Hecht, 1994).

SEL araştırmalarında istenilenlerden biri de, mümkün olduğunca kısa dalga boylarına inebilmektir. Bunun için, sadece hızlandırıcı yardımıyla elektronun enerjisini artırmak yeterli değildir. Kısa dalgaboylarına inerken kazancı da düşürmemek gerekir. Bu durum,

dalgalandırıcı tasarımının uygunluğu ve elektron demetinin yoğunluğunun artması ile mümkün olur. Bu işlem ise, en basit olarak depolama halkası ile yapılır.

Depolama halkalı SEL, temel olarak, kapalı bir halka oluşturan bükme ve odaklama için kullanılan kuadropol mıknatıslarından oluşur. Burada amaç; kapalı bir yörünge oluşturmaktır. Depolama halkasında yüksek oranda hızlandırılmış elektronlar, kapalı bir halka etrafında hareket ederler. Hızlandırılan elektron demetinin, kapalı halka etrafındaki hareketi sonucu, yoğunluğu artar. Depolama halkasından dalgalandırıcıya giden elektron demeti enerji kaybına uğrar. Elektron demeti, her yavaşlatma sürecinde, dalgalandırıcıya gitmeden depolama halkasına gidecek ve buradan kuvvetlenerek çıkacaktır. Depolama halkasından kuvvetlenerek çıkan elektron demeti, tekrar dalgalandırıcıya gider ve işlem bu şekilde devam eder (Şekil 3.3.2). Depolama halkaları, yüksek kazançlı SEL'ler için yüksek yoğunluklu elektron demeti sağlarlar.

Uzun dalga boyları (100-400 μ m) elde etmek için kullanılan SEL türü, mikrotron SEL adını alır. Mikrotron SEL'de, hızlandırıcı büyük bir statik yükü biriktirir ve dalgalandırıcıdan geçen elektron demetinin yaydığı radyasyonu yeniden elde eder.

Kısa dalga boylu ve yüksek güçlü SEL yapmanın diğer bir yolu iki aşamalı SEL'dir. Bu tip SEL'lerde ilk önce dalgalandırıcıdan geçen elektron demetinin ortaya çıkardığı radyasyon, özel kavitede depolanır ve aynı elektron demeti üzerine gönderilerek ikinci kez radyasyon çıkartılıp, başka bir rezonatörle osile ettirilir. Böylece lazer demetinin manyetik alanı, daha kısa dalga boylu lazer demeti oluşturmak için dalgalandırıcı alanı olarak kullanılmış olur.

3.5 Rezonans

Kıpırdatıcı alanından geçen elektron demeti elektromanyetik dalgalar yayınlar. Kıpırdatıcı alanı ve elektromanyetik dalganın uzaysal varyasyonları birleşerek bir girişim örneği olan ve beatwave denilen atmaları oluşturur. SEL'deki uyarılmış ışımaya sebep olan etkende elektronlar ile atmalar arasındaki etkileşimdir.

Atmalar, ivmeli elektronların yayınladığı elektromanyetik dalgalar ile aynı frekansa sahiptir ancak atmaların dalga sayısı elektromanyetik ve kıpırdatıcı alanlardaki dalga sayısının toplamı kadardır. Aynı frekansa ve daha fazla dalga sayısına dolayısıyla da daha kısa dalgaboyuna sahip olan atmalar, elektromanyetik dalgalardan daha yavaş hareket ederler. Bu

sebeple atmalar, hareket ettirici (ponderomotive) dalga olarak adlandırılır. Hareket ettirici dalga, ivmeli elektronun yaydığı elektromanyetik dalga ile kırıcı statik manyetik alanının bir bileşimidir. Böylece SEL'de hızlandırılan elektronlar etkin bir alan oluşturur. Buna ek olarak; hareket ettirici dalga, ışık hızında hareket eden elektromanyetik dalgadan daha yavaş hareket ettiğinden, hızları ile sınırlanmış elektronlarla eş zamanlı olabilir. Hareket ettirici dalga ile eş zamanlı hareket eden elektronlar rezonansa kabul edilir. Böyle bir durumda elektronlar ve hareket ettirici dalga arasındaki etkileşim oldukça güçlü olacaktır.

Elektronlar ve hareket ettirici dalga arasındaki etkileşim, kıyıya yaklaşan bir grup sörfçü ile dalgalar arasındaki ilişkiye benzer. Eğer sörfçüler suda durağan olarak kalırsa, dalga ile sörfçülerin hızları arasındaki fark fazla olur. Gelen bir dalga, sörfçüleri yalnızca havaya kaldıracak ve daha sonra eski seviyelerine indirecektir. Sörfçüler ve dalga arasında hacimsel veya ortalama bir yer değişimi olmayacaktır. Eğer sörfçüler dalgayı yakalayabilirler ve hızlarını dalganın hızına uydurabilirlerse, dalga ile aynı frekansa sahip olup, dalgadan momentum kazanacak ve sahile taşınacaklardır. Bu durum, SEL'deki rezonans etkileşiminin altında yatan fiziksel temeldir ancak SEL'de elektronlar dalgayı güçlendirir. Bu durumda sörfçülerin dalganın üzerinde itilip, dalganın genliğini artırması gerekir.

Rezonans etkileşimi için gerekli elektromanyetik dalga frekansını, hareket ettirici dalga ve elektron demetinin hızlarını eşleştirerek belirleyebiliriz. Buna faz uydurma durumu denir. Etkileşim, ω açısal frekanslı, k dalga sayılı elektromanyetik dalga ile aynı frekansda dalga üreten k_w dalga sayılı kırıcı manyetostatığı ile karakterize edilir. Kırıcı ve elektromanyetik dalgaların dalga sayılarının toplamına eşit $(k+k_w)$ sayıda atmalar üretilir. Hareket ettirici dalganın hızı, dalganın frekansının, dalga sayısına oranı ile verilir. Sonuç olarak bu hızı, elektron demetine uygularsak, SEL'deki rezonans durumu, z yönündeki hızı V_z olan demet için;

$$\frac{\omega}{k+k_w} \cong V_z \quad (3.1)$$

olur.

z yönü elektron demetinin akış yönünü ve kırıcı alanın simetri eksenini belirtmek için kullanılmıştır. Hızları rölativistik hızlara yakın olan elektronlar, z eksenini boyunca hareket ederken, z' ye dik yönlerde dalgalanmaya zorlanırlar.

3.5.1 Senkron Şartı

Hareketli elektron ile, elektriksel alanı $E_x(\vec{r},t)$ olan ilerleyen elektromanyetik dalga arasındaki $E_x(\vec{r},t) \cdot V_x(\vec{r},t)$ güç değişimini dikkate alalım. Buraya kadar gördüğümüz senkronlaşma durumundan anlıyoruz ki; E_x 'in ve V_x 'in işaret değişimi aynı anda olur. Bu sebeple $(E_x \cdot V_x)$ 'in işareti değişmez ve elektron demetinden, elektromanyetik dalgaya güç akışı, süreklilik içinde devam eder. Güç akışının yönü negatif de olabilir. Bu durumda elektron, E_x ve V_x 'in izafi fazına bağlı olarak, enerji kazanır.

Başlangıç enerjisi E_1 olan serbest elektron, $E_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$ alanından E_f enerjili bir foton soğursun ya da yaysın. Serbest elektronun son enerjisi ise E_2 olsun. Bu durumda toplam enerjinin ve momentumun korunumu;

$$E_1 - E_2 = (\pm) E_f \quad (3.2)$$

$$\vec{P}_1 - \vec{P}_2 = (\pm) \vec{P}_f = \pm \hbar \vec{k} \quad (3.3)$$

$$E_f = cP_f \quad (3.4)$$

$$E_{1,2} = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 P_{1,2}^2} \quad (3.5)$$

eşitlikleri ile ifade edilir. \vec{P} momentum vektörü, m elektron kütlesi ve c vakumdaki ışık hızıdır. \vec{P}_f foton momentumunu, E_f ise foton enerjisini ifade eder. Eşitliklerdeki üst işaret (+); foton ışınmasına, alt işaret (-) ise; foton soğurmasına karşılık gelir. (3.2), (3.3) ve (3.4) eşitlikleri eş zamanlı değildir. Bu hatayı gidermek için (3.5) eşitliği kullanılarak;

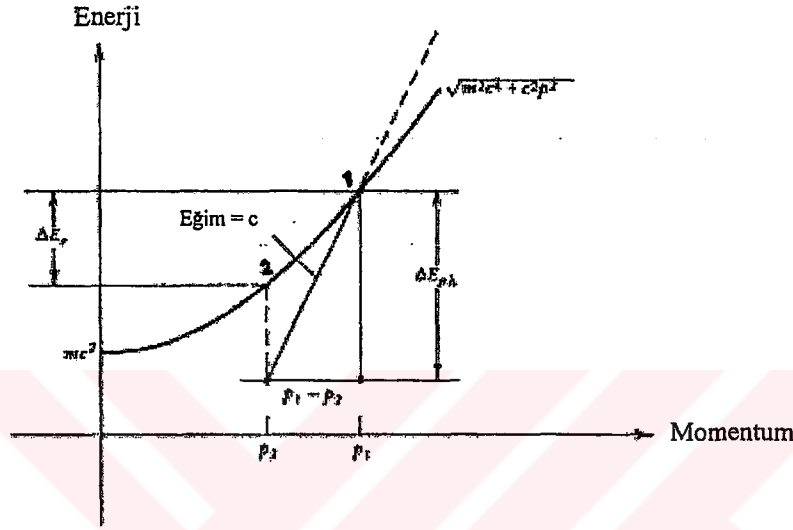
$$\frac{dE_e}{dP_e} = \frac{c^2 P_e}{\sqrt{m^2 c^4 + c^2 P_e^2}} < c \quad (3.6)$$

eşitliği elde edilir.

(3.4) kullanılarak ;

$$\frac{dE_f}{dP_f} = c \quad (3.7)$$

olur. Elektronun P_1 momentum durumundan, P_2 momentum durumuna geçişi sağlayan ΔE_e enerjisindeki değişim, $(P_1 - P_2)$ momentumlu fotonun $c(P_1 - P_2)$ enerjisinden her zaman daha küçüktür. Bu aşamalar Şekil 3.4'de gösterilmiştir.



Şekil 3.4 Elektronlar ve fotonlar için enerji - momentum ilişkisi (Yariv, 1990).

Enerji ve momentumun aynı anda korunması şartına iki kesin çözüm vardır. Birincisi, ışık hızının $\frac{c}{n}$ ($n > 1$ olması şartıyla) oranına düştüğü bir ortamda etkileşimi gerçekleştirmektir. Bu durumda (3.4) ve (3.7) eşitliklerinde bulunan c 'yi $\frac{c}{n}$ ile değiştirebiliriz. Bu durum Çerenkov ışınımı adını alır. Çerenkov ışınımının suda hareket eden elektronları, reaktör havuzlarında gözlenen mavi ışınımın kaynağıdır. İkinci ve daha az kesin olan çözümde ise, elektron ışık demeti arasındaki etkileşime bazı periyodik pertüsbasyonlar aracılık yapar. Bu çeşit eşitliklerde, L periyod olmak üzere 2π 'nin katları momentumu verir. Periyodik pertüsbasyon, elektronları veya fotonları ya da her ikisini de içerebilir. Bu periyodik yapılarda üretilen elektromanyetik alan, Bloch (Floquet) formülasyonu vasıtasıyla ;

$$E(z,t) = F(z) \cdot \exp[i(\omega t - kz)] \quad (3.8)$$

ile ifade edilir.

$F(z)$ 'yi Fourier serisine açalım ;

$$F(z) = \sum_m a_m \exp \left(-im \frac{2\pi}{L} z \right) \quad (3.9)$$

olur.

$F(z)$, (3.8) denkleminde yerine yazılarak, elektromanyetik alan ;

$$E(z,t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_m \exp \left\{ i \left[\omega t - \left(k + m \frac{2\pi}{L} \right) z \right] \right\} \quad (3.10)$$

ile ifade edilir.

Momentum korumunu ifade eden (3.3) eşitliği,

$$\vec{P}_1 - \vec{P}_2 = \pm \hbar \left(\vec{k} + \hat{e}_z m \frac{2\pi}{L} \right) \quad (3.11)$$

olur. Burada ; $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ olup, \hat{e}_z , z yönündeki birim vektördür. Periyodik manyetik alan, SEL 'de elektron hareketini periyodik olarak ayarlar. Böylece elektron dalga fonksiyonu Bloch formuna dönüşür.

Elektrik ve manyetik alanları sırası ile $\vec{E}(z,t)$ ve $\vec{B}(z,t)$ olan ilerleyen elektromanyetik dalga ile hızı \vec{V} olan bir elektronun etkileşim içinde olduğunu düşünelim. Bu durumda, elektronun rölativistik hız, enerji ve momentum bağıntıları (CGS) birim sisteminde;

$$\vec{V} = \beta c \quad (3.12)$$

$$\gamma^{-2} = 1 - \vec{\beta} \cdot \vec{\beta} \quad (3.13)$$

$$E_e = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} = \gamma m c^2 \quad (3.14)$$

$$\vec{P} = \gamma m \vec{V} \quad (3.15)$$

olur ve Lorentz denklemleri de ;

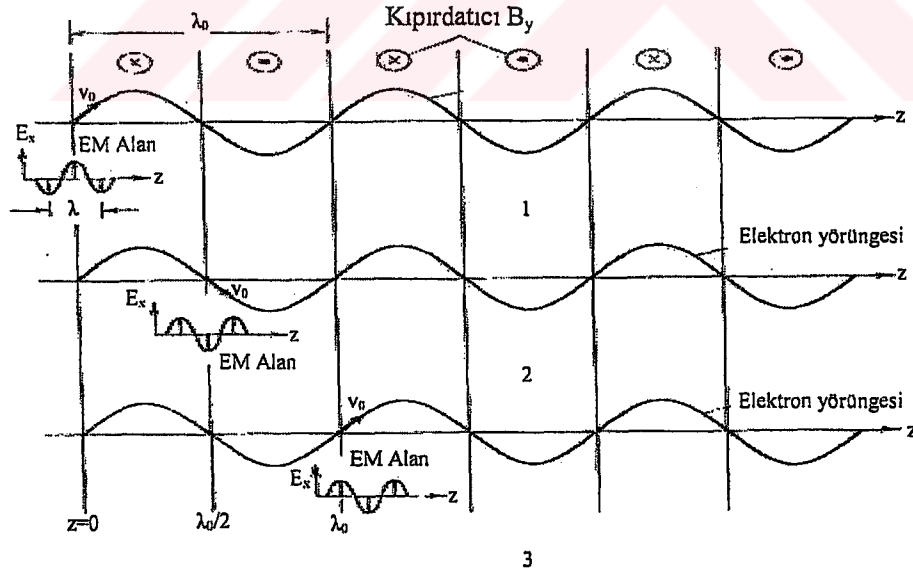
$$\frac{d}{dt} (\gamma \vec{\beta}) = -\frac{e}{mc} (\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B}) \quad (3.16)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e}{mc} \vec{\beta} \cdot \vec{E} \quad (3.17)$$

ile ifade edilir. MKS birim sisteminde (3.16) eşitliği;

$$\frac{d}{dt} (\gamma \vec{\beta}) = -\frac{e}{mc} (\vec{E} + c \vec{\beta} \times \vec{B}) \quad (3.18)$$

olur ve (3.17) eşitliği ise değişmeden kalır. (3.17) eşitliğine göre, enerjisi γmc^2 olan elektron ile \vec{E} alanı arasında enerji değişimi olması için ; elektronun \vec{V} hızı \vec{E} doğrultusunda bir bileşene sahip olmalıdır. Düzlem elektromanyetik dalga z eksenine boyunca yayılır. Bu durumda $E_z = 0$ ve $E_x \neq 0$ olur ve elektron hızının enine bileşeni vardır. Dalga ile senkronize elektron demeti arasındaki güç değişimi Şekil 3.5'de gösterilmiştir.



Şekil 3.5 Periyodik kıpırdatıcı alanında elektron yörüngesi (Yariv, 1990).

$V_z < c$ olduğundan, elektron dalğanın gerisinde kalır. Böylece $\vec{\beta} \cdot \vec{E}$ 'nin işareti değişir. Bu durum her $\frac{\lambda}{c-V_z}$ saniyede tekrarlanarak devam ettiğinden dolayı elektron ile elektromanyetik dalga arasında ki net enerji değişimi sifira yaklaşacaktır. Bu sorunu ortadan kaldırmak için, elektronun enine hızını her $\frac{\lambda}{c-V_z}$ saniyede bir değiştirmeye zorlamak gerekir. Böylece elektron her $\frac{\lambda V_z}{c-V_z}$ yolunda, enine alanla aynı duyarlılıkta hareketine devam eder. Bu da, $\lambda_0 = \frac{\lambda V_z}{c-V_z}$ dalga boyu ile periyodik olarak tekrarlanan enine manyetik alan uygulayarak mümkün olur. Bu uzaysal periyodik enine manyetik alan, λ_0 dalgaboylu, B_y kırıldatıcı alanıdır.

Hareketli elektron, kırıldatıcı alanı B_y sayesinde, λ dalga boylu düzlem elektromanyetik dalga davranışında bulunur. Elektron hız vektörü, elektromanyetik alan ile $z = 0$ 'da karşılaşır. Hızın enine bileşeni alan yönüne paraleldir ($V_x // E_x$). $E_x > 0$ ve $V_x > 0$ olduğundan dolayı, alanın enine bileşeni ile, hızın enine bileşenini çarpımı sıfırdan büyük olmalıdır (Şekil 3.5.1). Şekil 3.5.2'de V_x 'in ve E_x 'in negatif olduğunu görürüz. Elektronun daha hızlı ilerleyen elektromanyetik alan, elektronun $\frac{\lambda}{2}$ kadar öntündedir. $E_x < 0$ ve $V_x < 0$ olduğundan dolayı, alanın enine bileşeni ile, hızın enine bileşeninin çarpımı yine sıfırdan büyük olmalıdır ($E_x V_x > 0$). $z = \lambda_0$ 'da $E_x > 0$ ve $V_x > 0$ olup, elektromanyetik alan, elektronun $\lambda/2$ kadar daha öntüne geçmiştir. Sonuç olarak, hızın ve elektrik alanının enine bileşenlerinin çarpımı her yerde sıfırdan büyüktür. Elektron sürekli frenlenerek, optiksel alanda enerji kaybeder. λ_0 manyetik periyodu ile ilerleyen elektron, optiksel dalgaya göre λ dalgaboyu kadar geri kalır.

(3.17) eşitliğine göre, elektron etkileşim yolu boyunca sürekli enerji kaybeder ya da kazanır. Böylece $\vec{\beta} \cdot \vec{E}$ nin işareti de sabit kalacaktır. Bu rezonans durumu; $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ ve $\beta_z = \frac{V_z}{c}$ olmak üzere;

$$\lambda_0 = \lambda \frac{V_z}{c - V_z} \quad (3.19)$$

$$\lambda_0 = \lambda \frac{\beta_z}{1 - \beta_z} \quad (3.20)$$

olur.

Yüksek enerjili elektronlar için $\beta_z \approx 1$ 'dir. (3.12), (3.13), (3.19) ve (3.20) eşitlikleri kullanılarak;

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \beta_{\perp}^2 \right) \quad (3.21)$$

bulunur.

Optik alanı ihmal ederek, kırıcı alanındaki elektron hareketini göz önüne alalım. Bu durumda; $E = 0$ olduğu için, (3.17) eşitliğinden $\delta = \text{sabit}$ olduğu görülür. Tipik bir kırıcı mıknatis tasarımında ($x = y = 0$) eksen boyu manyetik alan ;

$$B_y = B_0 \sin k_0 z \quad (3.22)$$

$$B_x = B_z = 0 \quad (3.23)$$

olur. (3.18) eşitliğinde, gerekli vektörel çarpımlar yapılarak ;

$$\frac{d\beta_x}{dt} = \frac{e}{\gamma m} \beta_z B_0 \sin k_0 z \quad (3.24)$$

bulunur.

Periyodik manyetik alanda ;

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (3.25)$$

(3.24) integre edilerek, (3.25) yerine yazılırsa,

$$\beta_{\perp} = \beta_x = -\frac{eB_0\lambda_0}{2\pi \gamma mc} \cos k_0 z \quad (3.26)$$

olarak bulunur.

a_{ω} = kırıcı parametresi olmak üzere ;

$$a_{\omega} = \frac{eB_0\lambda_0}{2\pi mc^2} \quad (3.27)$$

ile tanımlanır.

(3.21) eşitliği ile verilen senkron şartı;

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \beta_{\perp}^2 \right) \quad (3.28)$$

olarak yazılır. Burada, β_{\perp}^2 'nin üzerindeki çizgi (β_{\perp}^2), β_{\perp}^2 'nin uzaysal ortalama ifadesidir.

(3.26) eşitliği, (3.28)'de yerine yazılarak ;

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{eB_0\lambda_0}{2\pi mc} \right)^2 \right] \quad (3.29)$$

bulunur. (3.27) eşitliği yardımıyla ;

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{1}{2} c^2 a_w^2 \right) \quad (3.30)$$

elde edilir.

Dairesel polarize manyetik alanda ;

$$B_y = B_0 \sin k_0 z \quad (3.31)$$

$$B_x = B_0 \cos k_0 z \quad (3.32)$$

olur.

$$\beta_{\perp}^2 = \beta_x^2 + \beta_y^2 \quad (3.33)$$

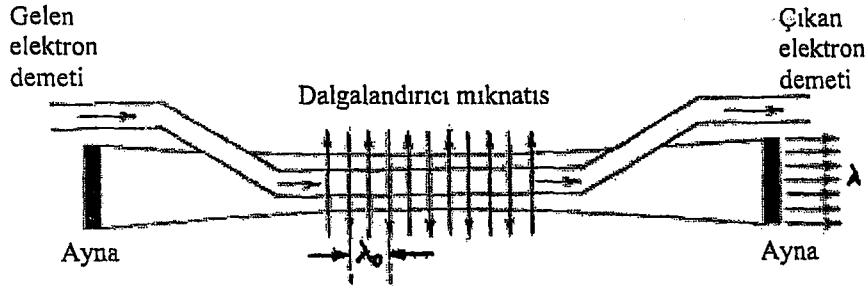
bir sabittir ve (3.30) ile verilen senkron şartı;

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left(1 + c^2 a_w^2 \right) \quad (3.34)$$

olur.

3.6 SEL'de Kazanç ve Ayarlanabilirlik Hesabı

Şekil 3.6'da şematik olarak gösterilen SEL düzeneğinin ekseni boyunca ilerleyen optiksel alanı kuvvetlendirme problemini ele alacağız.



Şekil 3.6 Tipik bir SEL düzenlemesi (Freund, 1992).

Yüksek enerjili elektron demetinde $\gamma \gg 1$, $\beta_z \approx 1$ olur. Heliksel manyetik alan ($B_0 \cos k_0 z$, $B_0 \sin k_0 z$, 0) kullanırsak; β_z , (3.13) ve (3.33) yardımıyla;

$$\beta_z = (1 - \gamma^{-2} - \beta_L^2)^{1/2} \quad (3.35)$$

olarak bulunur.

$$z = V_0 t \quad (3.36)$$

ve

$$\beta_z = \frac{V_0}{c} \quad (3.37)$$

yardımla (3.24) eşitliği,

$$\frac{d\beta_x}{dt} = \frac{eV_0}{\gamma mc} B_0 \sin k_0 (V_0 t) \quad (3.38)$$

olur.

$$\omega_0 = k_0 V_0 \quad (3.39)$$

(3.25) ve (3.39) kullanılarak, (3.38) eşitliğinin integrasyonu ile ;

$$\beta_x = - \frac{eB_0\lambda_0}{2\pi\gamma mc} \cos(\omega_0 t) \quad (3.40)$$

bulunur. $\frac{\omega_0}{2\pi}$; kırıldatıcı manyetik alanının geçici frekansıdır. Optiksel elektrik alan;

$$E_x(z,t) = \hat{x} E \cos(kz - \omega t + \Phi) \quad (3.41)$$

olur. (3.17) eşitliği ;

$$\frac{d\gamma}{dt} = - \frac{e}{mc} \beta_x(t) E_x[z(t), t] \quad (3.42)$$

olarak yazılır. (3.40) ve (3.41) eşitlikleri (3.42)'de yerine yazılarak ;

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{e}{mc} \frac{eB_0\lambda_0 E}{2\pi\gamma mc} \cos \omega_0 t \cos [kz(t) - \omega t + \Phi] \quad (3.43)$$

olarak bulunur. (3.27) ve (3.36) eşitlikleri kullanılarak, (3.43) eşitliği ;

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{ea_w E}{2\gamma m} \cos[(\omega_0 + kV_0 - \omega)t + \Phi] + \frac{ea_w E}{2\gamma m} \cos[(\omega_0 - kV_0 + \omega)t - \Phi] \quad (3.44)$$

olarak bulunur. Işık hızında hareket eden elektron için (3.39) eşitliği ;

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (3.45)$$

olur. (3.37) ve (3.45) eşitleri (3.44)'de yerine yazılarak ;

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{ea_w E}{2\gamma m} [\cos\{[\omega_0 - \omega(1-\beta_z)]t + \Phi\} + \cos\{[\omega_0 + \omega(1-\beta_z)]t - \Phi\}] \quad (3.46)$$

olarak bulunur. Burada geçen $\omega_0 - \omega (1-\beta_z)$ frekansı Ω ile tanımlanır ;

$$\Omega = \omega_0 - \omega (1-\beta_z) \quad (3.47)$$

Ω frekansı, hareketli elektronun $\beta_x E_x$ çarpımının işaret değiştirdiği frekanstır. $\Omega = 0$ şartı ile $\vec{\beta} \cdot \vec{E}$ 'nin işaretinin değişmediği anlaşılır. (3.17) eşitliği, elektronun sürekli güç kazancı veya kaybı içinde olduğunu gösterir.

(3.41) eşitliğindeki Φ fazı; elektronun optiksel dalgaya göre olan başlangıç pozisyonunu belirler. Φ elektronları etiketlemek için kullanılır. $z=0$ 'da $\Phi = 0$ elektronu ile pik alanı karşılaşır. Bu durumda uniform elektron demetinin elektronları $0 \leq \Phi \leq 2\pi$ aralığında tek tek dağılmıştır.

(3.46) enerji ilişkisinde, senkronlaşma yakınında $\Omega \approx 0$ ve $\omega_0 \approx \omega (1-\beta_z)$ olur. İkinci kosinüs teriminin frekansı yaklaşık $2\omega_0$ 'dır. Böylece ikinci kosinüs terimi, birkaç periyod içinde sıfıra yaklaşır. Böylece (3.46) eşitliği;

$$\frac{d\mathcal{X}}{dt} = \frac{ea_w E}{2\mathcal{X}_m} \cos(\Omega t - \Phi) \quad (3.48)$$

olur. (3.36)'yı kullanarak, (3.48) eşitliğinin integrasyonu ile;

$$\Delta\mathcal{X}(z, \Phi) = \frac{ea_w E}{2\mathcal{X}_m \Omega} \sin(\Omega t + \Phi) \Big|_0^{z/\lambda_0} \quad (3.49)$$

$$\Delta\mathcal{X}(z, \Phi) = \frac{ea_w E}{2\mathcal{X}_m \Omega} \left[\sin\left(\frac{\Omega z}{V_0} + \Phi\right) - \sin \Phi \right] \quad (3.50)$$

olarak bulunur.

Tüm fazlar üzerinden $\Delta\mathcal{X}(z)$ 'nin ortalamasını alırsak ;

$$\langle \Delta\mathcal{X}(z) \rangle_\Phi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Delta\mathcal{X}(z, \Phi) d\Phi = 0 \quad (3.51)$$

olur. Birinci mertebede elektron demeti ile elektromanyetik dalga arasında net bir güç transferi yoktur. İkinci mertebeden düzenlemede Φ fazlı bir elektronun ilerleyen veya geciken $z=V_0 t$ pozisyonu, pertürbe olmamış pozisyona göre enerji kazanır ya da kaybeder.

$$z(t) = \int_0^t V_z(t') dt' = \int_0^t [V_0 + c \Delta \beta_z(t')] dt' \quad (3.52)$$

Burada; $\Delta \beta_z(t')$ birinci mertebeye göre hesaplanan değişmedir.

(3.35), (3.36) ve (3.39) kullanılarak (3.40) eşitliği ;

$$\beta_x^2 = \beta_{\perp}^2 = \left(\frac{e B_0 \lambda_0}{2\pi \gamma m c} \right)^2 \cos^2 k_0 z \quad (3.53)$$

olur. β_{\perp}^2 'yi birkaç kırırdatıcı periyodu üzerinden ortalayabiliriz. Heliksel manyetik alan için β_x^2 sabittir ve ortalama gerekmez. Böylece $\cos^2 k_0 z$ yerine $\frac{1}{2}$ olarak;

$$\beta_{\perp}^2 = \frac{1}{2\gamma^2} \left(\frac{e B_0 \lambda_0}{2\pi m c} \right)^2 \quad (3.54)$$

bulunur. (3.27) eşitliğini kullanarak ;

$$\beta_{\perp}^2 = \frac{c^2 a_w^2}{2\gamma^2} \quad (3.55)$$

olur. (3.55) eşitliği, (3.35)'de yerine koyularak;

$$\beta_z^2 = 1 - \gamma^{-2} \left(1 + \frac{c^2 a_w^2}{2} \right) \quad (3.56)$$

bulunur.

$$2\beta_z \Delta \beta_z = 2\gamma^{-3} \left(1 + \frac{1}{2} c^2 a_w^2 \right) \Delta \gamma \quad (3.57)$$

$$\Delta \beta_z = \frac{1 + \frac{1}{2} c^2 a_w^2}{\gamma^3 \beta_z} \Delta \gamma \quad (3.58)$$

(3.50) eşitliği, (3.58)'de kullanılarak ;

$$\Delta\beta_z \approx \frac{(1 + \frac{1}{2} c^2 a_w^2) e a_w E}{2\gamma^4 mc \Omega \beta_z} [\sin(\Omega t + \Phi) - \sin \Phi] \quad (3.59)$$

Yüksek enerjili elektronlar için $\beta_z \approx 1$ olduğu hatırlanarak ;

$$D = \frac{e a_w E (1 + \frac{1}{2} c^2 a_w^2)}{2\gamma^4 mc \Omega} \quad (3.60)$$

olarak tanımlanır. (3.59) ve (3.60) eşitlikleri (3.52)'de kullanılarak;

$$z(t) = V_0 t + cD \int_0^t [\sin(\Omega t' + \Phi) - \sin \Phi] dt' \quad (3.61)$$

olur. Trigonometrik sinüs açılımı yardımıyla;

$$z(t) = V_0 t - cD \left[\frac{\cos(\Omega t + \Phi) - \cos \Phi}{\Omega} + t \sin \Phi \right] \quad (3.62)$$

olarak bulunur. (3.63) eşitliği, (3.42)'de yerine yazılarak, elektrik alan ifadesi ;

$$E_x(t) = E \cos \left\{ kV_0 t - \frac{kcD}{\Omega} [\cos(\Omega t + \Phi) - \cos \Phi + \Omega t \sin \Phi] - \omega t + \Phi \right\} \quad (3.63)$$

olur. (3.63) eşitliğini (3.43)'de yerine yazarak non- senkron terim;

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{ea_w E}{2\gamma m} \cos \left\{ (\Omega t + \Phi) - \frac{\omega D}{\Omega} [\cos(\Omega t + \Phi) - \cos \Phi + \Omega t \sin \Phi] \right\} \quad (3.64)$$

olur. (3.64) ile (3.48) karşılaştırılırsa, (3.64) eşitliğinin birinci mertebeden faz kayması içerdiği görülür.

$$\Delta \Phi = - \frac{\omega D}{\Omega} [\cos(\Omega t + \Phi) - \cos \Phi + \Omega t \sin \Phi] \quad (3.67)$$

$\Delta \Phi \ll \pi$ için (3.64) 'ün açılımı ile ;

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{ea_w E}{2\gamma m} \left\{ \cos(\Omega t + \Phi) + \frac{\omega D}{\Omega} \sin(\Omega t + \Phi) [\cos(\Omega t + \Phi) - \cos \Phi + \Omega t \sin \Phi] \right\} \quad (3.66)$$

olarak bulunur. (3.66) eşitliğinin tüm Φ fazları üzerinden ortalaması alınarak ;

$$\left\langle \frac{d\mathcal{X}}{dt} \right\rangle_{\Phi} = \frac{1}{2\pi} \frac{ea_w E}{2\mathcal{X}m} \int_0^{2\pi} \left\{ \cos(\Omega t + \Phi) + \frac{\omega D}{\Omega} \sin(\Omega t + \Phi) [\cos(\Omega t + \Phi) - \cos\Phi + \Omega t \sin\Phi] \right\} dt \quad (3.67)$$

olarak yazılır. Gerekli trigonometrik açılımlar yapılarak, sadece $\sin^2 \Phi$ ve $\cos^2 \Phi$ terimlerinin korunması ile ;

$$\left\langle \frac{d\mathcal{X}}{dt} \right\rangle_{\Phi} = b \left[-\frac{\sin \Omega t}{2} + \frac{\Omega t \cos \Omega t}{2} \right] \quad (3.68)$$

$$b = \frac{ea_w E \omega D}{2\mathcal{X}m\Omega} \quad (3.69)$$

olarak bulunur.

(3.68) eşitliği, kırıldatıcı boyunca $\tau = \frac{L}{V_0}$ elektron iletim zamanı üzerinden integre edilerek, elektron başına \mathcal{X} ortalama değişimi ;

$$\langle \Delta \mathcal{X} \rangle_{\Phi} = \int_0^{\tau = \frac{L}{V_0}} \left\langle \frac{d\mathcal{X}}{dt} \right\rangle_{\Phi} dt = -\frac{b}{2\Omega} (2 - 2\cos \Omega \tau - \Omega \tau \sin \Omega \tau) \quad (3.70)$$

olarak bulunur.

(3.27) , (3.60) ve (3.69) eşitliklerini (3.30) ve elektromanyetik güç eşitliklerinde kullanarak

$$P = c^2 \frac{E^2}{8\pi} \quad (3.71)$$

bulunur. Bir geçişte elektromanyetik güç değişimi, I ortalama demet akımı olmak üzere ;

$$\Delta P = - \left(\frac{I}{e} \right) m c^3 \langle \Delta \mathcal{X} \rangle_{\Phi} \quad (3.72)$$

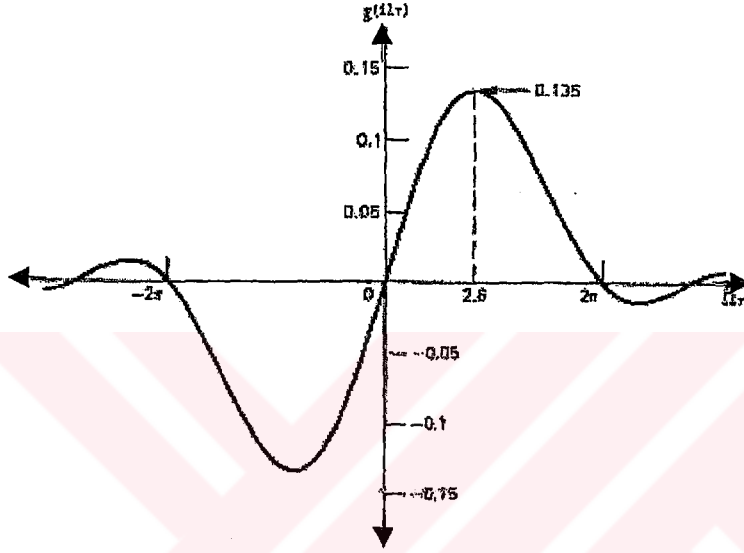
olur. (3.71)'i kullanarak ;

$$\frac{\Delta P}{P} = I \frac{e^3 c B_0^2 \lambda_0}{\mathcal{X}^3 m^3} \tau^3 \left[\frac{2 - 2\cos \Omega \tau - \Omega \tau \sin \Omega \tau}{(\Omega \tau)^3} \right] \quad (3.73)$$

olarak bulunur. Ω optiksel frekansı ω 'a bağlı olduğundan, kazancın frekans bağıllığını;

$$g(\Omega\tau) = \frac{2 - 2 \cos \Omega\tau - \Omega\tau \sin \Omega\tau}{\Omega^3 \tau^3} \quad (3.74)$$

olarak ifade ederiz. Bu fonksiyon Şekil 3.7'de çizilmiştir. Fonksiyon $\Omega\tau$ 'ya göre antisimetriktir. $\Omega\tau = 2,6$ değerinde $g(\Omega\tau) = 0,135$ değerine ulaşan pikleri vardır. Ana kazanç bölgesi, (3.47) eşitliği gözönünde bulundurularak $\Omega\tau > 0$ durumlar için sözkonusudur. Bu durum, senkron ($\Omega = 0$) değerlerini aşan elektron hızlarında görülür.



Şekil 3.7 Normalize kazanç fonksiyonu (Yariv, 1990).

(3.30) eşitliği ile verilen senkron şartı, SEL'nin ayarlanabilirlik şartıdır. (3.27), (3.30)'da yerine yazılarak MKS birim sisteminde ;

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left[1 + \frac{1}{2} c^2 \left(\frac{eB_0 \lambda_0}{2\pi m c^2} \right)^2 \right] \quad (3.75)$$

ya da ;

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{eB_0 \lambda_0}{2\pi m c} \right)^2 \right] \quad (3.76)$$

olur. λ 'nin birimi metre B_0 'nin birimi Tesla olmak üzere, gerekli sabitler yerlerine koyularak, SEL dalga boyu;

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left[1 + 4,35 \cdot 10^3 \lambda_0^2 B_0^2 \right] \quad (3.77)$$

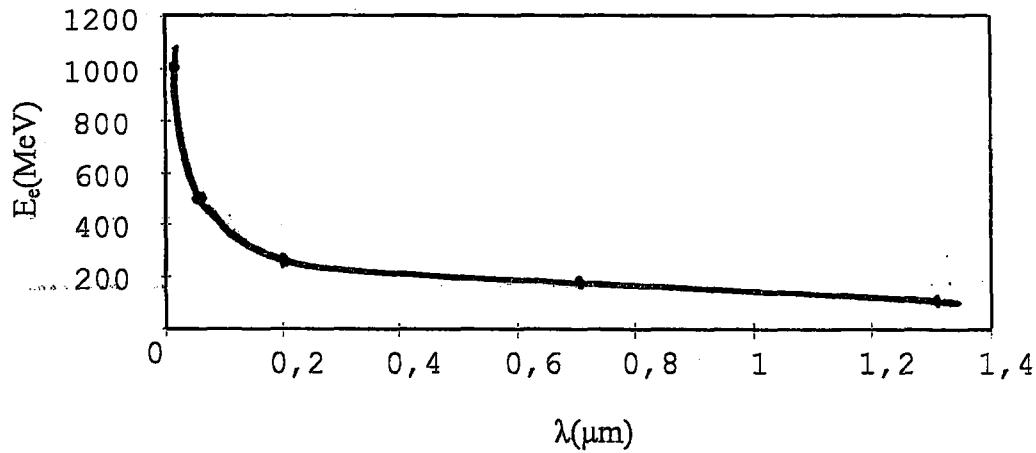
olarak bulunur.

Kıyırdatıcı periyodunun $\lambda_0 = 0,05$ m ve manyetik alanının $B_0 = 0,3$ T olduğu tipik bir gösterimde, elektron enerjisi değiştirilerek, elde edilen SEL dalgaboyları çizelge 3.1'de gösterilmiştir.

Çizelge 3.1 Elektron enerjilerine göre SEL dalgaboyları

$E_e(\text{MeV})$	100	125	250	500	1000
γ	195,6	244,6	489,23	978,47	1956,94
λ	1,299	0,7	0,2	0,05	0,01299

Çizelge 3.1'deki elektron enerjilerine göre SEL dalga boylarının aldığı değerler Şekil 3.8'de gösterilmiştir.



Şekil 3.8 Elektron enerjilerine göre SEL dalgaboyları.

SONUÇLAR

Bu tezde geleneksel lazerlerin ve SEL'nin genel özellikleri gözden geçirildi. SEL'nin ayarlanabilirlik özelliği Klasik Elektromanyetik Teori kullanılarak incelendi.

Geleneksel lazer ve maserlerin çalışma prensibi, atom ve moleküllerde uyarılmış ışımaya yoluya, ışığın güçlendirilmesi olayına dayanır. Lazer osilasyonunun başlaması için uyarılmış ışınımdan kaynaklanan kazanç, soğurma olayından kaynaklanan kayba eşit olmalı veya kayba aşmalıdır. SEL'nin çalışma prensibi ise, serbest elektronların dalgalı bir manyetik alandaki hareketi sonucu, yayınlanan ışımaya güçlendirilmesi olayına dayanır. Kıpırdatıcı alandan geçen elektron demeti, elektromanyetik dalgalar yayınlar. Kıpırdatıcı alan ve elektromanyetik dalganın uzaysal varyasyonları girişim yaparak atmalar oluşturur. SEL'deki uyarılmış ışımaya sebep olan etkende, elektronlar ile atmalar arasındaki etkileşimdir. SEL'de kazancın artması için; elektron hızı, senkron ($\Omega=0$) değerlerini aşmalıdır.

Her iki lazer düzeneğinde yayınlanan ışın koherenttir ve yönlenebilirlik özelliğine sahiptir. SEL'ni geleneksel lazerlerden ayıran bir özellik ise; L etkileşim uzunluğunun artması, kazancın artmasını gerektirmemesidir. L'nin artması kazancın tamamen kaybolmasına ya da negatif olmasına sebep olabilir. L arttıkça maksimum kazanç için frekans,

$$W_r = \frac{W_0}{1 - \beta_z}$$

rezonans değerine yaklaşır.

Geleneksel lazer ışığı hemen hemen belirli bir dalgaboyunda yayınlanırken, SEL ayarlanabilir oluşundan dolayı geniş bir frekans aralığına sahiptir. Dolayısıyla SEL'nin uygulama alanları, geleneksel lazerlerden daha fazladır. SEL dalgaboyu, rölativistik elektron demetinin enerjisi ile ters orantılı olarak değişir. Elektron demetinin enerjisini artırarak, kısa dalgaboylarına inebilmenin mümkün olduğu (3.77) eşitliğinden ve Çizelge 3.1'den görülebilir. SEL'nin ayarlanabilirliği kuantum mekaniksel olarak da incelenebilir. Günümüzde SEL konusundaki araştırmalar için diğer bir yönelim ise, düşük gerilimli elektron demetleriyle kısa dalgaboylarında çalışan kısa periyodlu kıpırdatıcı tasarımıdır. İvmelendiricilerin geliştirilmesi

ve kısa periyodlu kıpırdatıcıların birleştirilmesi ile SEL sistemlerinin boyutu ve karmaşıklığı azalacak, pratik uygulama alanları doğacaktır.



KAYNAKLAR

- Atağ, S., (1984), "Lazer Nedir?", Bilim Teknik Dergisi, Temmuz 1984.
- Bennet, S.T. and Randall, P.G., (1990), The Laser Jet Handbook, Distiributed by Prantice Hall Trade, New York.
- Brothert, M., (1964), Masers and Lasers, How They Work, What They Do, Mc Graw Hill, New York.
- Colson, W.B and Freedman, R.A., (1982), "Oscillator Evolution in Free Electron Lasers," Phys. Rev. A, 27,1399.
- Dattoli, G., Ciocci, F., Colson, W.B., (1984), "Angular- Gain Spectrum of Free Electron Lasers," Phys. Rev. A., 31,828.
- Deacon, D.A.G., Elias, L.R., Madey, J.M.J., Ramian, G.J. Schwettman, H.A. and Smith, T.I., (1977), "First Operation of a Free Electron Laser," Phys. Rev. Letters 38,892.
- Elias, L.R., Fairbank, W.M., Madey, J.M.J., Schwettman, H.A. and Smith, T.I., (1975), "Observation of Stimulated Emission of Radiation by Relativistic Electron in a Spatially Periodic Transverse Magnetic Field," Phys. Rev. Letters 36,717.
- Freund, H.P. and Antonsen, T.M., (1994), Principles of Free Electron Lasers, Chapman & Hall, London.
- Freund, H.P. and Neil, G.R., (1999), Free Electron Lasers : Vacuum Electronic Generators of Coherent Radiation at Frequencies Beyond Microwaves, IEEE Vol. 87, No.5, May 1999, 782-803.
- Hecht, J. (1994), Understanding Lasers, IEEE Press, New York.
- Kutsal, F. (1970), Mühendis ve Makine Aylık Teknik Dergisi, 13:154.
- Madey, J.M.J., (1971), "Stimulated Emission of Bremstrahlung in a Periodic Magnetic Field", J. App. Phys. 42, 1906.
- Madey, J.M.J., (1974), "Stimulated Emisison of Radiation in Periodically Deflected Electron Beams," Patent 3, 822, 410.
- Maiman, T.H. and Elion, H.A., (1967), Lasers Systems and Applications, Pergaman Press, Oxford.
- Motz, H., (1951), "Applications of the Radiation from Fast Electron Beams," J. Appl. Phys., 22 (5) : 527-535.
- Motz, H., Than, W., and Whitehurst, R.N., (1953), "Experiments on Radiation by Fast Electron Beams," J. Appl Phys. 24, 826.
- Phillips, R.M., (1960), "The Ubitron, a High Power Travelling – Wave Tube Based on a Periodic Beam Interaction in Unloaded Waveguide," IRE Trans. Electron Dev. 7,231

Wehr, R., Richards, J. and Adair, T., (1980), Physics of the Atom, Addison Wesley, London

Yariv, A., (1990), Quantum Electronics, California Institute of Technology, New York.



ÖZGEÇMİŞ

Doğum tarihi	16.01.1974	
Doğum yeri	İstanbul	
Lise	1988-1991	Erenköy Kız Lisesi
Lisans	1992-1997	Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
Yüksek Lisans	1997-2001	Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü
Çalıştığı Kurum		
	1998- Devam ediyor	Cengiz Topel İlköğretim Okulu Öğretmen