



KUANTUM-ÇUKURLU YARIİLETKEN LAZERLERDE BAZI ÖZEL ÇÖZÜMLER VE YÜK TAŞIYICILARININ TUZAKLANMALARI

Mustafa TEMİZ

Pamukkale Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü, Çamlık/Denizli

Geliş Tarihi : 14.06.1999

ÖZET

Çoklu kuantum çukuru özellikle GaAs ve $Al_xGa_{1-x}As$ malzemelerinden yapılır. Kuantum çukurlarını yapmak için aliminyum konsantrasyonu, daha ince iki AlAs tabakası arasındaki GaAs tabakası ile yapılmış kuantum çukurlarında müsaade edilmiş durumlar arasındaki geçişlerle birleşmelerin meydana geldiği kontrol bölgesine enjekte edilen taşıyıcıların tuzaklanmasına yardım etmek için, mesafeyle derece derece değişir. Aliminyum konsantrasyonundaki değişme, kuvvetlendirilen alanlara ait dalganın büyük bir kısmını kılavuzlar. Kuantum çukurlarının başlangıç ve bitiş tabakaları, hapsedici yapı içindeki elektronların (veya deliklerin) dalga fonksiyonlarını bir dereceye kadar etkiler. Hapsedici katmanlar GaAs çukurunda tuzaklanmış elektronların (veya deliklerin) dalga fonksiyonlarına karşı potansiyel duvarları meydana getirirler. Kuantum çukurunda mesafeler deBroglie dalgası boyu ile mukayese edilebilecek derecede, küçüktür. Kuantum boyutuna ve kuantizasyona bağlı olan durum yoğunluğu sabittir. Malzemelerin yasak-bant genişliği ve kırılma indisi değiştirilen alaşımdaki aliminyum yüzdesi olarak birbirine ters yönde değişir. Yük taşıyıcılarının hapsedilme derecesi, hapsedicilik faktörü ile belirlenir. Hapsedicilik faktörü, lazer kazancını da doğrudan etkiler.

Anahtar Kelimeler : Kuantum çukuru, Lazer, Hapsedicilik faktörü

THE CONFINEMENT OF CHARGED CARRIERS ON THE QUANTUM-WELL SEMICONDUCTOR LASERS AND SOME SPECIAL SOLUTIONS

ABSTRACT

The multiple quantum well structure is especially constructed from GaAs and $Al_xGa_{1-x}As$ materials. To construct the quantum wells, the aluminium concentration is graded over much longer distances to aid in the trapping of injected carriers in the control region where the recombination takes place by transitions between allowed states in the quantum wells formed by sandwiching these layers of GaAs between even thinner layers of AlAs. The change in the aluminium concentration creates a high waveguide for the fields being amplified. The beginning and terminating quantum layers affect the wave functions of the electrons (or holes) in the confining structure somewhat. The confining layers create potential barriers to the wave functions of the electrons (or holes) trapped in GaAs well. In the quantum structure the distances are so small, comparable to the deBroglie wavelength. The density of states are a constant and dependent on quantum size and quantizations. The band gap and index of refraction of material vary in the opposite directions as the percentage of aluminium in the alloys is changed. The confinement degrees of charged carriers are determined by the confinement factors. The confinement factor directly affects the laser gain, too.

Key Words : Quantum well, Laser, Confinement factor

1. KUANTUM ÇUKURLARININ ENERJİ-BANT YAPISI

Bir ikili farklı yapı (heterostructure), aktif tabaka kalınlığı deBroglie dalgası mertebesine indiğinde, farklı davranışlar sergiler.

Boyutları L_x , L_y ve L_z olan farklı yapı yarıiletken farklı yapı bir tabakada (heterostructure layer) bir elektron üç boyutlu sonlu bir potansiyel çukuruna hapsedilmiş olarak düşünülebilir (Casey, 1978). Böyle bir taşıyıcıya ait enerji özdeğerleri,

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2), \quad \hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (1)$$

ile verilir. Burada h Planck sabiti ve m^* elektronun efektif kütesidir. $k_i = n\pi/L_i$, ($i \rightarrow 1, 2, 3$ için $i \rightarrow x, y, z$; ve $n=1, 2, 3, \dots$) dalga vektörü bileşenlerini gösterir. λ dalga boyu olmak üzere, eğer ince film yapılarında, $L_z \ll L_x, L_y$, ve $L_z = \lambda$ olarak alınırsa, o zaman,

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2Em^*}} \quad (2)$$

olur. m^* efektif kütesine sahip olan elektronun enerjisi, z istikametinde kuantize olarak,

$$E = E_{zn} + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (3)$$

$$E_{zn} = \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m^*} \left\{ \frac{n\pi}{L_z} \right\}^2 = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left\{ \frac{n\pi}{L_z} \right\}^2 \quad (4)$$

ile verilir (Joseph, 1989). Elektronun enerji öz değerlerindeki bu enteresan değişme tabakanın boyut özelliklerinin bir sonucu olarak ortaya çıkmaktadır. dE enerji aralığındaki durum yoğunluğu, meselâ, $n=1$ için $k_z = \pi/L_z$ alınırsa,

$$E_{z1} = \frac{[\hbar(\pi/L_z)]^2}{2m^*} = \frac{(\hbar k_z)^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_z^2} \quad (5)$$

için

$$\rho(E)dE = \frac{1}{3\pi^2} \left\{ \frac{2m^*}{\hbar^2} \right\}^{3/2} E^{1/2} dE \quad (6)$$

ifadesinden hareket ederek,

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left\{ \frac{2m^*}{\hbar^2} \right\} \left(\frac{\pi}{L_z} \right), \quad (E > E_1) \quad (7)$$

bulunur. Buna göre, durum yoğunluğunun kuantum boyutlarında E enerjisinden bağımsız ve sadece filmin z boyutuna ve kuantizasyona bağlı olduğu anlaşılır. Burada E_1 enerjisi, elektronun yarıiletkenin normal bant kenarı enerjisinden daha büyük bir enerjidir.

Bu kuantum boyutlu etkiler, taşıyıcıların hapsedilmelerinden başlayarak iletim ve valans bantları kenarları ile oluşturulan sonlu potansiyel çukurlarına kadar, oldukça geniş bir sahada etkisini gösterir.

Bu sonuçlara göre, L_z boyut büyüklüğünün seçilmesiyle elektronların enerji durumları ve dolayısıyla elektronlara ilişkin bant genişliği tasarlanabilir. Bu bir mühendislik problemi meydana getirir. Yeter miktarda enerji sağlanarak, diğer bir enerji seviyesi elde edilebilir. Meselâ $n=2$ için enerji,

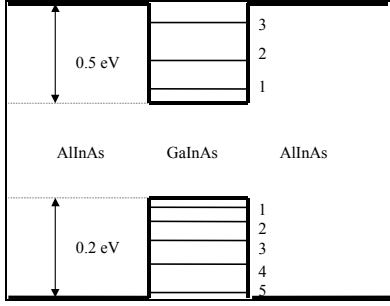
$$E = E_{z2} = \frac{[\hbar(2\pi/L_z)]^2}{2m^*} \quad (8)$$

olur. Bu enerji, z doğrultusunda ilk değerle orantılı olarak merdiven basamağı şeklinde artar ve kuantum boyutunun bir sonucudur. $n = 1$ için dalga fonksiyonu, basit bir duran dalga olup yarım dalga mesafesinde sınırlarda sıfır olur. $n=2$ için dalga iki alternansa sahiptir ve sınırlar arasında elektronun dalga fonksiyonunun tam dalga boyuna uyar.

Farklı yapı GaAs/AlGaAs malzemesi ile yapılmış bir kuantum çukurunda hafif ve ağır deliklerle elektronlara ait durum yoğunluğunun merdiven şekli, iletim bandı ve valans bandı enerji kenarlarından başlayan parabolik enerji değişimi içinde uzanır.

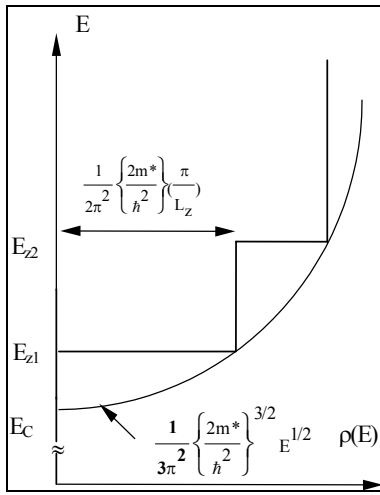
Alt enerji bantlarını oluşturan ağır ve hafif deliklerin etkileri farklı olur. Geçişler, iletim bandındaki bir elektronun durumu ile valans bandındaki hafif veya ağır bir deliğin durumu arasında meydana gelir.

Şekil 1'de $Al_{0.48}In_{0.52}As$ tabakaları arasında $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ malzemelerinden meydana gelen $a = 100 \text{ \AA}$ 'lük bir kuantum çukurundaki taşıyıcıların çukura dik doğrultuda iletim bandındaki 0.5 eV 'luk süresizlik bölgesinde $3, 0.2 \text{ eV}$ 'luk süresizlik bölgesinde 5 kuantize değer meydana getirdiği görülmektedir. Elektronlar için 3 , delikler için 5 kuantize enerji seviyelerinin meydana gelmesi, bu taşıyıcıların efektif kütlelerinin farklı oluşundan kaynaklanmaktadır.



Şekil 1. Bir kuantum çukurunun enerji-bant diyagramı

Taşıyıcıların heteroyüze paralel ve dik doğrultudaki hareketleri Şekil 2’de gösterilmiştir.



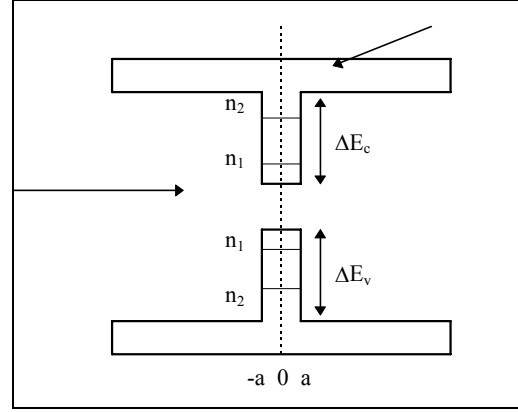
Şekil 2. Kuantum çukurunda kuantum boyutunun kuantizasyon etkisi

Üç boyutlu durum yoğunluğu ekseriya enerjinin kare kökü ile değişen bir eğridir. İki boyutlu enerji değişimi ise şekilde görüldüğü gibi merdiven basamağını andırır.

Enerji tabakalarının başlangıç ve bitiş yerleri, hapsedici yapıdaki elektronların dalga fonksiyonlarını bir dereceye kadar etkiler. Bu hapsedici tabakalar, GaAs çukurunda tuzaklanmış olan elektronun (veya deliğin) dalga fonksiyonlarına karşı bir potansiyel duvarı meydana getirir (Verdeyen, 1989).

GaAs/AlGaAs malzemelerinden yapılan çoklu kuantum çukurlu lazerler farklı yasak bant genişliğine sahip olan iki farklı yarıiletkenin farklı eklem yapılarıyla oluşturulur. Elektronlar, dışarıda sürekli enerji bandında sahip oldukları halde çukur içine girdiklerinde çukur-tipli potansiyelin oluşturduğu doğrultuda ayrıklaşırlar. Bu durum, suni potansiyel (V_c) tarafından değiştirilen enerji öz durumlarıyla, kuantum boyutunun bir sonucu olur.

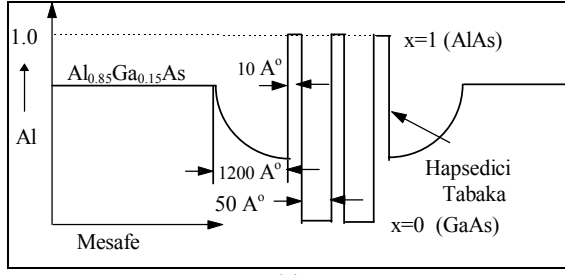
Şekil 3’de farklı yapı eklemeleriyle geliştirilen kuantum çukurlu bir lazerde iletim ve valans bantlarına ilişkin enerji seviyeleri görülmektedir (Iga, 1994).



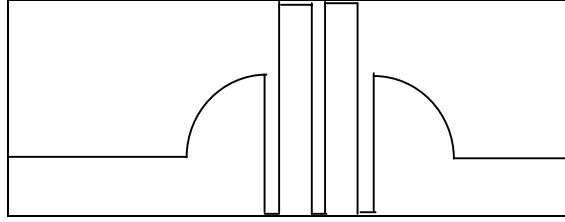
Şekil 3. Kuantum çukurlu lazerde elektronların enerji seviyeleri

Şekil 4’de sol taraftan elektronların ve sağ taraftan deliklerin enjekte edildiği kuantum çukurlu bir lazerde alüminyum konsantrasyonunun derece derece değiştirilmesiyle yapılmış bir çoklu kuantum çukuru görülmektedir. Kuantum çukurlarını meydana getiren yarıiletken lazerlerde p-tipi ve n-tipi $Al_xGa_{1-x}As$ kristalinde x’in çeşitli oranlarda seçimi yapılarak alüminyum konsantrasyonunun değiştirilmesiyle yapılan yarıiletken tabakaların ve aktif bölgenin kırılma indisi ve kazanç sabiti lazer boyutlarının bir fonksiyonu olarak ayarlanır (Temiz, 1999a). Bu sayede yarıiletken lazer iletişimde elektromanyetik dalgalar özel tabakalar arasında hapsedilip kılavuzlanarak taşınırlar. Enjekte edilen elektronlar (akım) lazerin aktif bölgesinde elektromanyetik alanla etkileşir. Elektronların elektromanyetik alandan aldıkları enerjinin optik enerjiye dönüştürülmesinden bir kazanç sağlanır. GaAs’li tabakalar, daha ince olan AlAs’li tabakalar arasında bulunmakta ve müsaade edilen enerji geçişleri arasında elektron delik birleşmeleri bu kuantum çukurlarında olmaktadır. 10 \AA gibi küçük boyutlarda olan AlAs’li hapsedici katmanlar arasında, 50 \AA gibi daha geniş olan GaAs katmanları birer çukur mahiyetindedirler.

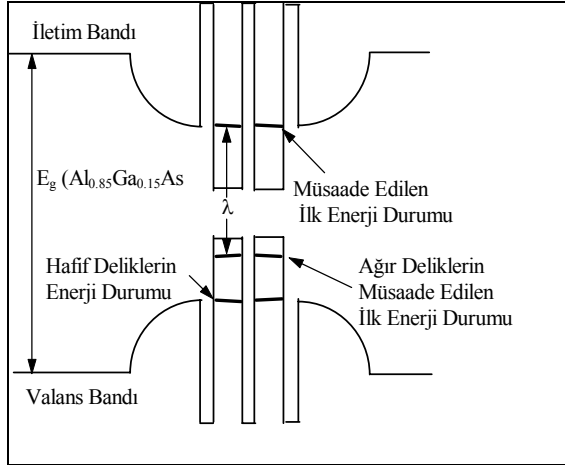
Enjekte edilen taşıyıcıların tuzaklanmasını sağlamak için alüminyum konsantrasyonu mesafeye bağlı olarak derece derece azaltılır. AlAs tabakaları, GaAs çukurlarında toplanan elektronlara (veya deliklere) eşlik eden dalga fonksiyonlarına karşı birer potansiyel duvarı meydana getirirler. Dolayısıyla iki AlAs tabakası arasındaki GaAs tabakası kuantum çukuru adı verilen bir potansiyel çukur oluşturur.



(a)



(b)

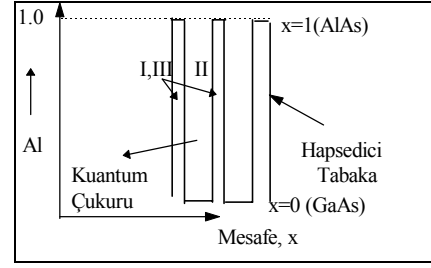


Şekil 4. Çoklu kuantum çukuru, (a) Alüminyum konsantrasyonunun değişimi, (b) Kırılma indisinin değişimi (c) Enerji bant diyagramı

Bir kuantum çukurunda birden fazla boyutta hareket eden taşıyıcıların tuzaklanma ihtimalleri, lazer için daha iyi bir performans sağlar. 2 ve 3 boyuttaki tuzaklama alanları, sırasıyla, bir boyutlu kuantum çukurundan başka, kuantum iletkenlerini (quantum wires), kuantum kutusunu (quantum box) meydana getirirler (Temiz, 1996). Çoklu kuantum çukuru, bir çok tabakadan (tipik olarak 50) meydana gelir.

2. ELEKTRONUN KUANTUM ÇUKURUNDAKİ DAVRANIŞI

İki AlAs tabaka arasında bulunan GaAs katmanı ile oluşturulan kuantum çukuru, enjekte edilen elektronlara karşı bir potansiyel çukuru (Verdeyen, 1989) gibi davranır (Şekil 5).



Şekil 5. Kuantum çukuru

Bir elektrona eşlik eden dalgalar, I ve III bölgelerinde, ve II bölgesinde, çift çözüm için, sırasıyla,

$$E_{y_{I,III}}(x) = A_{I,III} e^{-\alpha_{I,III}|x|} \quad (9)$$

$$E_{y_{II}}(x) = B_2 \cos \alpha_{II} x \quad (10)$$

tek çözüm için,

$$E_{y_2}(x) = A_2 \sin \alpha_{II} x \quad (11)$$

alanlarını meydana getirir ve ayrıca, $L_z = a$ ve $z \rightarrow x$ alınırsa,

$$\alpha_{II}^2 a^2 = \xi^2 = \frac{2m^*(V_0 - E)a^2}{\hbar^2} \quad (12)$$

$$t = \frac{2ma^2 V_0}{\hbar^2} = \frac{m^* x_0^2 V_0}{2\hbar^2} \quad (13)$$

$$\alpha_{I,III}^2 a^2 = \eta^2 = \frac{2m^*}{\hbar^2} E a^2 \quad (14)$$

$$\tan \xi = \frac{\alpha_{I,III}}{\alpha_{II}} \quad (15)$$

$$\xi^2 = t - a^2 \alpha_{I,III}^2 = t - \eta^2 \quad (16)$$

$$E_n = V_0 - \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m^* a^2} \quad (\text{Tek}) \quad (17)$$

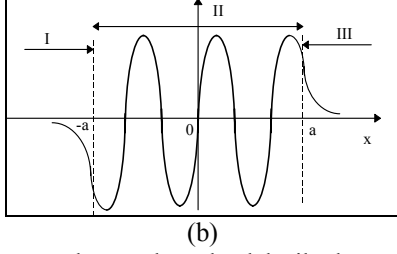
$$E_n = V_0 - \frac{n^2 \hbar^2 \pi^2}{8m^* a^2} \quad (\text{Çift}) \quad (18)$$

bulunur. Elektronlar, başka enerji seviyelerinde bulunamazlar (Temiz, 1999b). I, II, III kuantum tabakalarında elektrik alan değişimi (tek fonksiyon) Şekil 6'da görülmektedir.

Tek çözümlere için,

$$-\cot \xi = \frac{\sqrt{t-\xi^2}}{a} \frac{a}{\xi} = \frac{\sqrt{t-\xi^2}}{\xi} \quad (19)$$

ilişkisi vardır (Temiz, 1999b).



Şekil 6. Lazer katmanlarında elektrik alanın değişimi (Tek)

3. BAZI ÖZEL ÇÖZÜMLER

Verilen m^* efektif kütleli bir elektron (partikül) için, V_0 (potansiyel cinsinden kuyu derinliği) elektrik alanı meydana getirmek için dışarıdan uygulanan gerilim ve $2a = x_0$ kuantum çukurunun eni olmak üzere, enerji seviyeleri $V_0 a^2$ kombinezonundan ileri gelen potansiyel enerji parametrelerine bağlıdır. $n=0$

ile $\frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^*}$ arasındaki $V_0 a^2$ için çift alan fonksiyonuna

ilişkin sadece bir enerji seviyesi vardır. Yani, m^* efektif kütleli bir elektron V_0 derinliğinde tek bir kuyuda hapsedilirse, o zaman $V_0 a^2 = \frac{\hbar^2}{2m^*}$

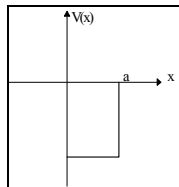
olduğunda tek bir bağımlı enerji seviyesi meydana gelir. Buna göre, özdeğer bakımından grafik olarak, sıfır çözümden başka bir imkan yoktur. Bu hale ilişkin özel alan fonksiyonları,

$$E_{yII}(x) = A \cos \alpha_{II} x \rightarrow |x| < \frac{x_0}{2} \quad (20)$$

$$E_{yI,III}(x) = C e^{-\alpha_{I,III} x} \rightarrow |x| > \frac{x_0}{2} \quad (21)$$

şeklinindedir.

Tek fonksiyon çözümlerinin hepsi özdeğer denkleminde göre $x = 0$ 'da sıfır olur (Temiz, 1999b). Bu suretle, tek fonksiyon çözümleri için bağlı durum, Şekil 7'de gösterilen potansiyel çukuruna indirgenir.



Şekil 7. Tek fonksiyon çözümüne ilişkin kuyu potansiyeli

4. TEK FONKSİYONLU ÇÖZÜMDE ELEKTRONLARIN ÜÇ BÖLGEDE BULUNMA İHTİMALİ

Grafik çözüm, tek fonksiyon çözümleri için $x = 0$ 'dan başka bir çözüm vermez. Bu yüzden, tek çözümler için elektronların yalnız bir bağımlı hali vardır. Bu da (20)'de görüldüğü gibi tek bir fonksiyonla temsil edilir. Bunlar $x = 0$ 'a göre simetrik olup, her bir elektronun bu bölgeler içinde bulunma ihtimali,

$$\int_{-a}^a E_{yII} E_{yII} * dx + \int_{-\infty}^a E_{yI,III} E_{yI,III} * dx + \int_a^{\infty} E_{yI,III} E_{yI,III} * dx = 1 \quad (22)$$

$$2 \int_0^a E_{yII} E_{yII} * dx + 2 \int_a^{\infty} E_{yI,III} E_{yI,III} * dx = 1 \quad (23)$$

veya

$$2 \int_0^a B_2 B_2 * \cos^2 \alpha_{II} x dx + \int_0^{\infty} A_{I,III} A_{I,III} * e^{-2\alpha_{I,III} x} dx = 1 \quad (24)$$

olur. Bu normalizasyon ifadelerine göre elektronların her birinin I, II, III bölgelerinde bulunma ihtimali 1'dir.

Dalga $x = a$ 'da süreklidir. Yani,

$$B_2 \cos \alpha_{II} a = A_{I,III} e^{-\alpha_{I,III} a} \quad (25)$$

$$B_2 * \cos \alpha_{II} a = A_{I,III} * e^{-\alpha_{I,III} a} \quad (26)$$

olup

$$B_2 B_2 * \cos^2 \alpha_{II} a = A_{I,III} * A_{I,III} e^{-2\alpha_{I,III} a} \quad (27)$$

elde edilir. (27), (24) ifadesine taşınırsa,

$$B_2 B_2 * = \frac{A_{I,III} A_{I,III} * e^{-2\alpha_{I,III} a}}{\cos^2 \alpha_{II} a} \quad (28)$$

bulunur. O zaman (24) ifadesi,

$$2 A_{I,III} A_{I,III} * \frac{e^{-2\alpha_{I,III} a}}{\cos^2 \alpha_{II} a} \int_0^a \cos^2 \alpha_{II} x dx + 2 A_{I,III} A_{I,III} * \int_0^{\infty} e^{-2\alpha_{I,III} x} dx = 1 \quad (29)$$

veya

$$2A_{I,III}A_{I,III} * \frac{e^{-2\alpha_{I,III}a}}{\cos^2\alpha_{II}a} \left[\frac{1}{2} \left(a + \frac{\sin\alpha_{II}a}{2\alpha_{II}} \right) \right] + 2A_{I,III}A_{I,III} * \left[\frac{e^{-2\alpha_{I,III}a}}{2\alpha_{I,III}} \right] = 1 \quad (30)$$

ya da

$$\frac{A_{I,III}A_{I,III} * e^{-2\alpha_{I,III}a}}{\alpha_{I,III}} \left[\frac{\alpha_{I,III}a}{\cos^2\alpha_{II}a} + \frac{\alpha_{I,III}a}{2\alpha_{II}} \frac{\sin 2\alpha_{II}a}{\cos^2\alpha_{II}a} + 1 \right] = 1 \quad (31)$$

veya

$$P_0 = \frac{A_{I,III}A_{I,III} * e^{-2\alpha_{I,III}a}}{\alpha_{I,III}} \left[\alpha_{I,III}a(1 + \tan^2\alpha_{II}a) + \frac{\alpha_{I,III}a}{2\alpha_{II}} \tan\alpha_{II}a + 1 \right] = 1 \quad (32)$$

olur. Bu sonuç, her bir elektronun bu üç bölgenin sınırları içinde % 100 bulunmasının matematik ifadesini verir.

5. ELEKTRONUN BEKLENMEYEN YERDE BULUNMA İHTİMALİ

Klasik mekanik açısından bir elektronun bulunamayacağı yerde kuantum mekaniği açısından bulunma ihtimali,

$$P' = \int_{-\infty}^a E_{yI,III} E_{y,III} * dx + \int_a^{\infty} E_{yI,III} E_{yI,III} * dx$$

veya

$$P' = 2 \int_a^{\infty} E_{yI,III} E_{yI,III} * dx \quad (33)$$

olur. Klâsik mekanik açısında elektronun bulunamayacağı yerde kuantum mekaniği açısından bulunma ihtimalinin yüzdesi,

$$P = P/P_0 = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\alpha_{I,III}}{\alpha_{II}} \right)^2 \right] [1 + \alpha_{I,III}a]} \quad (34)$$

veya (12), (34-18)'den,

$$P = P'/P_0 = \frac{\xi^2}{t \left[1 + \sqrt{t - \xi^2} \right]} \quad (35)$$

ya da

$$P = \frac{V_0 - E}{V_0 \left[1 + \sqrt{\frac{2m * a^2 E}{\hbar^2}} \right]} = \frac{V_0 - E}{V_0 \left[1 + \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m * E} \right]} = \frac{V_0 - E}{V_0 \left[1 + \frac{x_0}{2\hbar} \sqrt{2m * E} \right]} \quad (36)$$

ya da (18-13), (35-19)'dan,

$$P = \frac{2n^2 \pi^2 \hbar^2}{m * V_0 x_0^2 [1 + \eta]} \quad (37)$$

olur. $V_0 = 0.5$ alarak ($t = 10$, $\xi = 1.2$) için $P = 0.4$, $a = 0.35 \times 10^{-8} \text{ A}^\circ$; ($t = 50$, $\xi = 1.28$) için $P = 0.004$, $a = 0.78 \times 10^{-8} \text{ A}^\circ$; ($t = 100$, $\xi = 1.41$) için $P = 0.0018$, $a = 1.05 \times 10^{-8} \text{ A}^\circ$ bulunur. Yani, t 'nin fonksiyonu olduğu için, a büyüdükçe $V_0 = \text{Sabit}$ ($= 0.5$) alındığında elektronların bulunmaması gerekli olan yerde bulunmaları ihtimali gittikçe azalmaktadır. Tersinden söylemek gerekirse, kuantum çukurunun eninin gittikçe küçülmesi, elektronların dar bir bölgede kalmalarını güçleştirmektedir.

Bir elektronun bağlı enerji seviyesi, kuyunun derinliğinin yüzdesi olarak hesaplanabilir. Yani, meselâ

$$a^2 V_0 = \frac{\hbar^2}{2m} \quad (38)$$

hali için bağlı enerji seviyesi % $V_0 = LV_0$ kadar üstünde ise L yüzdesi hesaplanabilir.

$$P = P'/P_0 = \frac{\xi^2}{t \left[1 + \sqrt{t - \xi^2} \right]} \quad (39)$$

Burada (12)'den,

$$\xi^2 = \frac{2m * (V_0 - E)a^2}{\hbar^2} = \frac{2m * a^2 V_0}{\hbar^2} L \quad (40)$$

olup

$$\frac{2m * a^2 V_0}{\hbar^2} = t = 1 \quad (41)$$

olduğundan,

$$\xi^2 = L \quad (42)$$

veya

$$P = \frac{L}{\left[1 + \sqrt{1-L}\right]} \quad (43)$$

bulunur. Kuyu derinliği V_0 olan potansiyel kuyusunda enerji seviyesinin kuyunun dibinden, meselâ, $0.55V_0$ üstünde olması için, taneciğin klasik mekanik açısından bulunmaması gerekli olan bölgede kuantum mekaniğine göre bulunma ihtimali 0.33 olarak ortaya çıkar.

Kuantum çukurlarında bir elektronun, klasik mekanik açısından bulunmaması gerekli olan bölgede kuantum mekaniğine göre bulunma ihtimali çok küçüktür. $\xi = 1$, $t = 50$ ($a = 0.78 \times 10^{-13}$ Å), $V_0 = 0.5$ V için bulunmamanın yüzdesi (19)'dan, $P \approx 2.5 \times 10^{-3}$ civarında hesaplanır ki bu, elektronların tamamen kuantum çukuru içinde kaldıklarının bir ifadesidir.

6. HAPSEDİCİLİK FAKTÖRÜ

Çekirdek bölgesinde hapsedilen optik gücün toplam güce oranı olan hapsedicilik faktörü (F)

$$F = \frac{\int_{-a}^a E_{yII} E_{yII}^* dx}{\int_{-a}^a E_{yII} E_{yII}^* dx + \int_{-\infty}^a E_{yIII} E_{yIII}^* dx + \int_a^{\infty} E_{yIII} E_{yIII}^* dx} = \frac{2 \int_0^a E_{yII} E_{yII}^* dx}{2 \int_0^a E_{yII} E_{yII}^* dx + 2 \int_a^{\infty} E_{yIII} E_{yIII}^* dx} \quad (44)$$

olur. (9), (12) ve (44)'den,

$$F = \frac{2 \int_0^a B_2 B_2^* \cos^2 \alpha_{II} x}{2 \int_0^a B_2 B_2^* \cos^2 \alpha_{II} x + 2 \int_a^{\infty} A_{I,III} A_{I,III}^* e^{-2\alpha_{I,III} x} dx} = \frac{\frac{1}{2} \left(a + \frac{1}{2\alpha_{II}} \sin 2\alpha_{II} a \right)}{\frac{1}{2} \left(a + \frac{1}{2\alpha_{II}} \sin 2\alpha_{II} a \right) + \frac{1}{\alpha_{I,III}} \cos^2 \alpha_{II} a} \quad (45)$$

veya

$$F = \frac{\left(1 + \frac{1}{2\alpha_{II}a} \sin 2\alpha_{II}a\right)}{\left(1 + \frac{1}{2\alpha_{II}a} \sin 2\alpha_{II}a\right) + \frac{1}{\alpha_{I,III}a} \cos^2 \alpha_{II}a} = \frac{\left(1 + \frac{1}{2\alpha_{II}a} \sin 2\alpha_{II}a\right)}{\left(1 + \frac{1}{2\alpha_{II}a} \sin 2\alpha_{II}a\right) + \frac{1}{\alpha_{I,III}a} \cos^2 \alpha_{II}a} \quad (46)$$

olur.

Normalize edilmiş propagasyon sabiti,

$$\alpha = \frac{\alpha_{I,III}^2}{\alpha_{I,III}^2 + \alpha_{II}^2} = \frac{a^2 \alpha_{I,III}^2}{R^2} = \frac{\eta^2}{R^2} \quad (47)$$

olarak tanımlanırsa, (46) ifadesi,

$$\frac{\sqrt{\alpha}}{R} = \frac{1}{2\alpha_{II}a} \sin(2\alpha_{II}a) \rightarrow \sin 2\alpha_{II}a = \frac{2\alpha_{I,III}a^2}{R^2} = 2\sqrt{\alpha(1-\alpha)} \quad (48)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\alpha}R} = \frac{1}{2\alpha_{II}a} \sin 2\alpha_{II}a + \frac{1}{\alpha_{I,III}a} \cos^2 \alpha_{II}a \rightarrow \cos^2 \alpha_{II} = 1 - \frac{\alpha_{I,III}^2 a^2}{R^2} = 1 - \alpha \quad (49)$$

alınmasıyla,

$$F = \frac{R + \sqrt{\alpha}}{R + \frac{1}{\sqrt{\alpha}}} \quad (50)$$

olur (Iga, 1994). Burada R'ye V sayısı denir (Verdeyen, 1989). (50) ifadesi, yaklaşık olarak, % 1.5'luk bir duyarlılıkla,

$$F = \frac{R^2}{R^2 + 2} \quad (51)$$

alınabilir (Adams, 1987). Bu parametre, lazerin anlaşılmasına geniş ölçüde yardımcı olan bir parametredir. Yüksek R değerlerine karşı $F \rightarrow 1$ 'e yaklaşır. R'nin azalan değerleri için F de azalır.

Çift alan fonksiyonlarında tek bağımlı hal için $\xi = 1$, $\eta = 0.4$ 'e karşı $R = 1.077$ olur ve hapsedicilik $F=0.38$ olur. Halbuki, $\xi = \eta = 1.5$ karşı $R = 2.115$ ve $F = 0.89$ bulunur.

Tek alan fonksiyonlarında $\xi = 2$, $\eta = 0.4$ 'e karşı $R = 2.04$ olur ve hapsedicilik $F = 0.31$ olur. Halbuki,

$\xi = 2.8$ ve $\eta = 1.8$ karşı $R = 3.33$ ve $F = 0.75$ bulunur.

Sonuçlar incelendiğinde görülen bir sonuç da şudur ki, küçük ξ ve η değerlerinde küçük olan hapsedicilik, bu değerlerin büyümesiyle artmaktadır. ξ ve η parametrelerinin, dalga kılavuzunun eninin yarısını gösteren $a = x_0/2$ parametresi ile doğru orantılı olmasına bakılırsa, P ihtimallerinin hesaplanmasında da görüldüğü gibi a'nın küçük değerlerinde optik gücü dar bir alanda tutmak daha da güç olmaktadır. Bu da makul bir beklentidir.

7. SONUÇ

Lazer, foton ve elektronların aktif bölgede hapsedilmeleri esasına dayanır. Bu yüzden hapsedicilik faktörü önemlidir. Elektronların aktif bölgede hapsedilmeleri ışığın aynı bölgede hapsedilmesinden daha zordur.

Diyot lazerlerinde aktif tabaka kalınlığının bir fonksiyonu olarak ifade edilen hapsedicilik özel bir parametredir. Bu hesaplandığı ana modun frekans sahası civarında hemen hemen sabittir.

Kuantum çukurunun aktif bölge genişliği şunu gösterir ki, tek bir kuantum çukuru içindeki radyasyonun hapsediciliği pek zayıftır ve oldukça küçüktür.

Foton enerjisi çukur genişliğine bağlıdır. Genişlik azaldıkça foton enerjisi artar. Hapsedilmiş taşıyıcılara ait enerji seviyeleri ve foton enerjisi, potansiyel duvarının yüksekliğine ve malzeme cinsine de bağlıdır.

Secicilik faktörü lazerin modal kazancına etki eder. Modal kazanç, hapsedicilik faktörü ve malzeme kazancı ile orantılıdır.

7. KAYNAKLAR

Adams, M. J. 1987. Semiconductor Lasers for Long-Wavelength Optical-Fiber Communications, IEEE Materials and Devices Series, Peter Peregrinus Ltd., London.

Casey, H. C. 1978. Heterostructure Lasers, Academic Press, Inc., New York, 1978.

Iga, K. 1994. Fundamentals of Laser Optics, New York.

Joseph, W. 1989. A Study of Gallium Arsenide-Aluminum Arsenide-Aluminum Gallium Arsenide Semiconductor Laser Devices for Monolithic Integrated Optical Circuits, Ph. D., Cornell Üniv., 1989.

Temiz, M. 1999a. Fiberglas, Yarıiletken Lazerler ve Kazanç Sabiti, Pamukkale Üniversitesi, Mühendislik Bilimleri Dergisi, 5 (2-3), 1083-1092.

Temiz, M. 1996. The Quantum-Well Structure of Self Electro-optic Effect Devices and Gallium-Arsenide, Mamukkale University Engineering College, Journal of Engineering Sciences, Page 89, Volume 2, Number 2, Year 1996.

Verdeyen, J. T. 1989. Laser Electronics, Prentice-Hall, Inc., New Jersey.