# АЛЕКСАНЯН АЛ.Г. О СВЕРХНИЗКОМ ПОРОГЕ ГЕНЕРАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО К Р С ЛАЗЕРА

Предложен механизм, который позволил выявить одну из причин сверхнизкого порога генерации КРС лазера. Его суть заключается в том, что учет квантования в зонах приводит к заметному росту показателя преломления при толщине квантового слоя менее 100 Å. При этом, достигая своего максимального значения на частоте максимума усиления, обеспечивается необходимое оптическое ограничение, для выполнения соответствующих пороговых условий.

Теоретические и экспериментальные исследования [1,2] предопределившие возможности получения генерации излучения в ультратонких полупроводниковых слоях обладающих свойствами размерного квантования и существующая современная технология получения тонких слоев, позволили создать весьма сложные гетероструктуры с квантово-размерными слоями (КРС), что в свою очередь, обусловило создание нового класса лазеров, обладающих рекордными характеристиками, такими как сверхнизкий порог генерации, узкая спонтанная линия генерации, малая температурная чувствительность [3]. Отметим, что относительно низкие значения пороговой плотности тока отчасти обусловлено большой плотностью состояний на краях подзон квазидвумерного электронного газа, что в свою очередь, позволяет получить достаточно высокий уровень усиления при сравнительно малых плотностях тока [4].

С другой стороны анализ электродинамической задачи распространения излучения в ультратонких слоях показал, что пороговый коэффициент усиления растет с изменением толщины активного слоя как d<sup>-2</sup> [1] для лазеров с двойной гетероструктурой (ДГС). Однако последующие исследования [5] показали, что для d<0,1мкм, применение структур с раздельным электронным и оптическим ограничениями (РОДГС) значительно снижают порог генерации. Дополнительные волноводные слои позволили значительно увеличить фактор оптического ограничения Г, при этом возникает новая зависимость порогового коэффициента усиления от толщины активного слоя ≈(d·a)<sup>-1</sup>, где а-толщина дополнительного волноводного слоя.

В связи с этим, большое внимание было уделено теоретическому анализу оптимизации размеров волноводной структуры, обеспечивающие максимальную величину фактора Г РОДГС, для получения предельно малых пороговых токов.

21

Согласно [6] при d≈10<sup>-6</sup> см, как для широкозонных, так и для узкозонны лазеров без потерь пороговая плотность тока  $j_n$  может составлять (40÷5)  $A/cm^2$ . С другой стороны в [3] экспериментально реализован AlGaAs-GaA РОДГС лазер с КРС, у которого  $j_n \cong 62 \text{ A/cm}^2$ , а потери  $\alpha + \frac{1}{2L} ln \frac{1}{R} \cong 130$  с 1. Тот факт, что лазер, несмотря на больщие потери на излучение, имел низки порог генерации, показывает, что исходная гетероструктура, из которой бы изготовлен образец, имеет низкую плотность дефектов. Это позволя предположить, что практически все носители вышедшие из эмиттера ил забрасываемые светом в зону будут захвачены квантовой ямой.

Т.к.  $j = \frac{cdN}{\tau_s}$ , где  $\tau_s = 2,6.10^6 \text{ N}^{-0,81} [7]$  - время спонтанного излучения, т при  $j_n \equiv 62 \text{ A/cm}^2$  пороговая концентрация носителей  $N_n \equiv 2,8.10^{18} \text{ см}^{-3}$ , чем соответствует коэффициент усиления  $g = 4.10^{13} \text{ см}^{-1}$ , при  $d \equiv 7.10^{-7} \text{ см}$ .

Как видно из [6], для оптимизированной структуры фактор оптическог ограничения Г = 0,02.

Таким образом для компенсации потерь коэффициент усиления долже достигать эначений g  $\cong 6\,10^3$ , что практически недостижимо при используемы уровнях накачки.

Подобное несоответствие теории с экспериментом, на наш вэгляд связан с тем, что при вычислении пороговых характеристик применяются эначени показателя преломления объемных образцов. Оказывается, что квантовани энергетического спектра электрона приводит не только к изменению величинь коэффициента усиления, но и существенно изменяет показатель преломления, что в свою очередь влияет на значения принимаемы фактором оптическом ограничения.

Действительно из полученного в [5] выражения для пороговок коэффициента видно, что порог генерации зависит не только от потерь и диэлектрических постоянных расширенного волновода, но также существенно может зависить от значения показателя преломления активного слоя. Из этого выражения фактор оптического ограничения приближенно можно представить в виде:

$$\Gamma \equiv \frac{2\pi^2}{\lambda_0^2} \left\{ \left( n_b^2 - n_a^2 \right) a d + \left( n_a^2 - n_a^2 \right) d^2 \right\}$$
(1)

Для определения показателя преломления необходимо вычислить восприимчивость связанную с междузонными переходами в квантовом слое. Нетрудно показать [8] что восприимчивость квантового слоя связанная с усилением, для  $f_v=0$ ,  $f_c=1 |R_{cv}|^2$ =const будет иметь следующий вид:

$$\chi = \frac{\mu^* |R_{\alpha}|^2}{2\pi \hbar^2 d} \ln \frac{\left(\Delta + \varepsilon_1 + \varepsilon_g - \hbar\omega\right)^2}{\left(\varepsilon_1 + \varepsilon_g - \hbar\omega\right)^2 + \gamma^2}, \quad \gamma = \frac{\hbar}{\tau_2}$$
(2)

Чтобы оценить величину квадрата показателя преломления  $n^2=1+4\pi X$ , нам необходимо значить  $|R_{cv}|^2$ .

Его определим из выражения для показателя преломления объемного полупроводника, учитывая , что квадрат матричного элемента дипольного перехода для квантовой ямы вблизи края зоны в полтора раза превосходит соответствующий квадрат матричного элемента для объемного полупроводника [8]. Действительно из [9]

$$\eta_b^2 = 1 + \frac{\sqrt{8}}{36} \frac{|\mathcal{R}|^2 \,\mu^{3/2} \Delta^{3/2}}{\pi \hbar^3 \varepsilon_g} \tag{3}$$

отсюда находим  $|\mathbf{R}|^2 \cong 10^{-32} \ (г \cdot cm^5) / cek^2$ .

Для переходов между первыми подзонами имеем:

$$n_a^2 = 1 + \frac{\mu^* |R|^2}{2\pi \hbar^2 d} \ln\left(\frac{\Delta}{\gamma}\right)$$
  
$$\Delta >> \gamma, \quad \gamma = 10^{-14} \operatorname{spr}, \quad \ln\left(\frac{\Delta}{\gamma}\right) \approx 4.6$$

Так как показатели преломлений входят в выражение (1) в виде разности квадратов, то

$$\left(n_a^2 - n_b^2\right) = \frac{\mu^* |R|^2}{\pi \hbar^2} \left[\frac{9}{d} - \frac{\sqrt{8}}{36} \frac{\mu^{*1/2} \Delta^{3/2}}{\pi \hbar \varepsilon_g}\right]$$
(4)  
Если  $d < 9 \cdot 10^{-6} \frac{\hbar \varepsilon_g}{\mu^* \Delta^{3/2}}, \text{ to } n_a^2 - n_b^2 = \frac{6.9 \mu^* |R|^2}{\pi \hbar^2 d}.$ 

Отсюда видно, что входящая в эту формулу зависимость от d начинает играть существеную роль при d < 100  $\overset{\circ}{A}$ .

Т.к. лазер работал на длине волны  $\lambda_0 = 8115 \text{ Å}$ , при этом d = 70 Å, a=1300 Å, потери  $\alpha = 160 \text{ см}^{-1}$ ,  $n_a^2 - n_b^2 = 20$  [8]  $n_b^2 - n^2 = 1,2$ , тогда  $\Gamma = 0,028$  (без учета квантования  $\Gamma = 0,015$ ). Отсюда  $g_{nop} = 5,5\cdot10^3$  см<sup>-1</sup>, что соответствует концентрации N=3·10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup> инжектируемых в КРС носителей заряда, таким образом  $j_{nep} = 90 \text{ A/см}^2$ . Как видно это находится в достаточно хорошем согласии с экспериментом [3].

# **ЛИТЕРАТУРА**

- А.Г.Алексанян, Ал.Г.Алексанян, Р.Г.Аллахвердян. Квантовая электроника т.2, в.8, 1648-1653, 1975.
- R.Dindle. In Festkorper Problem XV (Advances in Solid State Physics), H.J. Queisser, Ed.New York: Pergamon, 1975, p.p. 21-48
- 3. Голоньяк НН., мл. ФТП, 1985, т.19, N9, ц.ц.1529-1556.
- 4. A.Sugimura, IEEE QE-20, N4, p.p. 336-343; 1984.
- 5. Ал.Г. и др, Квантовая электроника т.11, N9, с.1885, 1984.
- 6. Гарбузов Д.З. и др. ФТП, т,19, в.3, с.449-455, 1985.
- 7. M.Yamada et.al., Trans., IECE Japan vol. E68, p.p. 102-108, 1984
- 8. А.Г.Алексанян и др., Препринт ИРФЭ АН Арм.ССР, г.Аштарак, 1990.
- 9. Ю.Л.Климонтович, Э.В.Погорелова, ЖЭТФ, т.50, в.3, с.605-612, 1966.

# Ալեքսանյան Ալ.Գ.

Կիսահաղորդչային ՉՔՇ լազերի գեներացիայի գերցածը շեմի մասին

#### 110000110

Առաջարկված է մեխանիզմ, որը թույլ է տվել բացահայտելու ՉՔՇ լազերների գերցածր շեմային գեներացիայի պատճառներից մեկը։ Դրա էությունը կայանում է նրանում, որ գոտիներում քվանտացման հաշվի առնումը քվանտային շերտի 100 A-ից պակաս հաստության դեպքում հանգեցնում է բեկման գործակցի զգալի աճի։ Ընդ որում, հասնելով իր առավելագույն արժեքին՝ ուժեղացման մաքսիմումի հաճախականության վրա, այն ապահովում է անհրաժեշտ օպտիկական սահմանափակում համապատասխան շեմային պայմանների բավարարման համար։

# Alexanian Al. G.

The lowest threshold current of a semiconductor quantum well.

# Summary

A model calculation of the threshold current of a laser in quantum well structure is presented. This culculation shows that factor at the lasing wave length is lager than the value estimated at energy gat of bulk semiconductors.