



متوفرة على الموقع: <http://www.basra-science-journal.org>



ISSN –1817 –2695

تأثير درجة الحرارة على خصائص خرج ليزر النقطة الكمية InAs/InGaAs بطول موجي 1.3μ

ضياء صيوان بريسم و رائد محمد حسن

قسم الفيزياء ، كلية التربية للعلوم الصرفة ، جامعة البصرة ، البصرة ، العراق

Raed m Hassan@yahoo.com

الاستلام 2014-4-14 ، القبول 2014-9-22

الخلاصة

في هذا العمل قدمنا محاكاة لتأثير تغير درجة الحرارة (T) على خرج ليزر النقطة الكمية InAs/InGaAs بطول موجي $1.3 \mu\text{m}$. درسنا تأثير بعض المعاملات مثل معامل أينشتاين، عامل الخسارة، كثافة تيار الحقن، و كثافة النقاط الكمية على كثافة الفوتونات تحت تغيرات حرارية مختلفة. فضلا عن ملاحظة تأثير نسبة الضخ على بعض حركات ليزر النقطة الكمية تحت عامل التأثير الحراري نفسه.

الكلمات المفتاحية: ليزر النقطة الكمية، InAs/InGaAs ، معادلات المعدل، تأثير درجة الحرارة .

1. المقدمة

لعدة سنوات، فأكدت هذه الاعمال ان QDL يملك خصائص افضل من ليزرات الابار الكمية Quantum well laser (QWL) مثل: تيار العتبة الاوطأ [1] واستقرارية درجة الحرارة اعلى [2] وعرض نطاق تظمين عالي [3]. أن نقل البيانات بسرعة عالية يتطلب اجهزة غير حساسة لدرجة الحرارة لذا فإن QDL اخذ الاهتمام الاكبر. كان السبب الفيزيائي لحرارة الحاملات يكمن ان الحاملات تحقق داخل حالات عالية من فضاء k خلال الضخ الكهربائي electrical pumping، والسبب الاخر هو عمليات استطرارة Auger scattering بين QD و QW. التي تؤدي الى استطرارة بحالات طاقة عالية داخل QW وكلا التأثيران يغير من

خلال الفترة الماضية تم تحسين اداء عمل ليزر شبة الموصل، فبعدما كان مقتصرًا على المختبر اصبح الان يستعمل في تطبيقات كثيرة بسبب حجمه الصغير وكلفته المنخفضة مما مكنه ان يستعمل في الكثير من مجالات التطبيقات الصناعية مثل: استخدامه في مشغلات الاقراص DVD الى شبكات الاتصالات البصرية. مع التقدم الكبير والسريع في تقنيات نمو epitaxial والتي تسمح بتصميم اجهزة ليزرات من أشباه الموصلات معقدة مع مناطق فعالة نانوية التركيب nanostructure active regions أصبحت الخصائص الديناميكية مهمة. ليزر النقطة الكمية (Quantum dot laser QDL) كان موضوع البحث

اعادة اتحاد اوجير مع زيادة درجة الحرارة أو زيادة عرض الخط المتجانس للنقاط الكمية المفردة QDs الذي يسمح للازدواج البصري بين النقاط حيث تم الاستناد على اعادة التوزيع الحراري للحاملات داخل مجموعة [9 , 10] QD. ان تضمين التيار بإشارة عالية يؤدي الى تحول فوري غير طبيعي في درجة الحرارة [11] والخيار البديل هو تحديد الحاملات الحرارية من معادلة نسبية إضافية لكثافة الحاملات [12] حيث ان درجة الحرارة تؤثر على شبه توزيع فيرمي quasi-Fermi distribution الذي فرض داخل QW و QD . في هذه البحث تم دراسة تصرف معاملات ليزر النقطة الكمية InAs/InGaAs تحت تأثير درجات حرارة مختلفة وتأثيرها على الحالة المستقرة steady state اضافة الى تأثير نسبة الضخ على خصائص فترة العبور وكثافة الفوتونات عند درجات حرارة مختلفة.

$$\dot{n}_h = S_h^{in}(N^{QD} - n_h) - S_h^{out}n_h - R_{ind} - R_{sp} \quad (2)$$

تكون مستويات الالكترتون والفجوة الاقل طاقة في QDs تساهم بشكل حاسم في حركيات الليزر [11].

فيما يلي معادلات نسبية غير خطية لتغير كثافة حاملات الشحنة في QDs (n_h, n_e) وكثافة الحاملات في QW (w_h, w_e) وكثافة الفوتونات (n_{ph}) : [13]

$$\dot{n}_e = S_e^{in}(N^{QD} - n_e) - S_e^{out}n_e - R_{ind} - R_{sp} \quad (1)$$

$$\dot{w}_e = \tau \frac{j(t)}{e_0} - \frac{N^{sum}}{N^{QD}} [S_e^{in}(N^{QD} - n_e) - S_e^{out}n_e] - R_{loss} \quad (3)$$

$$\dot{w}_h = \tau \frac{j(t)}{e_0} - \frac{N^{sum}}{N^{QD}} [S_h^{in}(N^{QD} - n_h) - S_h^{out}n_h] - R_{loss} \quad (4)$$

$$\dot{n}_{ph} = -2k n_{ph} + \Gamma R_{ind} + \beta R_{sp} \quad (5)$$

التجارب من خلال تغير عدد طبقات ليزر QD [13]، و β معامل الانبعاث التلقائي، k عامل الخسارة الذي يعبر عن الخسارة الكلية للتجويف والذي يساوي:

توزيع الحاملات [4]. كذلك فإن الحاملات لا تملك الزمن الكافي للوصول الى درجة حرارة الشبكة lattice temperature لذا فإن حرارتهم تبقى في حالة زيادة [4]. يمكن تحديد درجة حرارة الحاملات من توزيعها [5]، لذلك فإن درجة الحرارة التي تدخل نسب الاستطارة ليست درجة حرارة الشبكة ولكن درجة حرارة الناقل داخل QW الذي يحيط بـ [4] QDs.

تعتمد العلاقة بين التيار المطبق على الليزر وقدرة خرج الليزر على درجة الحرارة حيث يزداد تيار العتبة threshold current زيادة خطية مع زيادة درجة الحرارة [6]. كما ان الريح وتيار العتبة متأثر بشكل طبيعي بالحقن والمدروسة في المصدر [7] الذي تقدم على دراسة اعتماد تيار العتبة على درجة الحرارة [8]. اما في درجات الحرارة الواطئة cryogenic temperature فإن كثافة حاملات الشحنة تبقى ثابتة أو تتناقص مع درجة الحرارة لذلك يسمى نظام سالب ، وهذا يرجع الى نقصان

1. النموذج النظري

النموذج المعتمد في هذه الدراسة قد تم دراسته من قبل كاثي ومشاركيها [13]. النموذج يصف نظام QDL حيث الالكترونات تحقن في البداية في QW قبل ان يتم اسرها من قبل QDs. نحن سوف نعتبر ان هناك نظام من مستويين للإلكترونات والفجوات في QDs، حيث ان عمليات الاسترخاء للحاملات في QW وفي النقطة الكمية هي اكثر سرعة ($\sim ps$) من عمليات الاسر من QW الى النقطة الكمية عندما تكون ك

$$(1)$$

$$(3)$$

$$(4)$$

$$(5)$$

حيث ان Γ هو عامل الحصر البصري وهو عامل مهم ومعقد ومن الصعب تحديده من الناحية العملية ناتج من عامل الحصر الهندسي (النسبة بين حجم كل QDS وحجم النمط) الذي يمكن الوصول اليه من خلال

$$2k = \left(\frac{c}{\epsilon_{bg}} \right) \left[k_{int} - \frac{\ln(R_1 R_2)}{2L} \right] \quad (6)$$

حيث ان L هو طول التجويف ، ϵ_{bg} هي الوسط سماحية c هي سرعة الضوء ، R_1, R_2 انعكاس الوجوه [14] و k_{int} هو عامل الخسارة الداخلية [15] ، z هو كثافة تيار الحقن و e_0 عنصر الشحنة، τ هو كفاءة الحقن التي تحسب لكون أننا لا نستطيع أن نحقق اي زيادة حاملات عندما يكون QW ممثلي ($w_e = N^{QW}$) اما العمليات الناتجة عن الامتصاص والانبعاث فهي معطاة بواسطة الريح الخطي:

$$\frac{N^{QD}}{10^{-4} nm^{-2}} = [0.75 - 0.74 \exp\left(-\frac{10^6}{1.75} w_e^2\right)] \quad (8)$$

لقد وجد ان $\Delta T = 60 K$ عندما يكون تيار الضخ ، $i=150 A$ [13] حيث ان هناك علاقة ما بين كثافة التيار ودرجة الحرارة $\Delta T(j) \propto j^2$ لذا فان $w_e \propto \sqrt{j}$ ، واعتمادا على تيار الضخ فان $\Delta T(w_e) \propto (w_e)^4$ لذا سوف يكون [16] :

$$T=300 K+ 0.245 \times 10^{12} nm^8 (w_e)^4 \quad (9)$$

نسب الاستطارة تحسب لدرجات حرارة متعددة ويمكن التعبير عنها بالعلاقات الاتية [13]:

$$S_e^{in} = \frac{9T + KT_0}{3000K} [\tanh(a w_e - b) + c] (m w_e^2 + n w_e) \quad (10)$$

$$S_h^{in} = \frac{0.75T + KT_0}{525K} [\tanh(a w_h - b) + c] (n w_h) \quad (11)$$

نسب الاستطارة الخارجية ترتبط بنسب الاستطارة الداخلية من خلال العلاقات الاتية :

$$S_e^{out} = S_e^{in} \exp\left(\frac{-210 meV}{26 meV} - \ln \left[\exp\left(\frac{w_e}{4.7 \times 10^{11} cm^{-2}}\right) - 1.8 \right] \right) \quad (12)$$

$$S_h^{out} = S_h^{in} \exp\left(\frac{-50 meV}{26 meV} - \ln \left[\exp\left(\frac{w_e}{48 \times 10^{11} cm^{-2}}\right) - 1.8 \right] \right) \quad (13)$$

الثنائية spontaneous bimolecular band-band recombination والخسارة المرتبطة باوجير داخل (QW) $(w_h w_e B_A)$ التي تعطى بالعلاقات الاتية $R = w_e$ حيث ان معامل اوجير (B_A) يعتمد على درجة الحرارة من العلاقة [17] :

$$305 nm^4 ps^{-1} \left(\frac{T}{300 K} \right)^4 = B_A \quad (14)$$

وبالتالي فان قيمة B تحسب من العلاقة :

حيث ان L هو طول التجويف ، ϵ_{bg} هي الوسط سماحية c هي سرعة الضوء ، R_1, R_2 انعكاس الوجوه [14] و k_{int} هو عامل الخسارة الداخلية [15] ، z هو كثافة تيار الحقن و e_0 عنصر الشحنة، τ هو كفاءة الحقن التي تحسب لكون أننا لا نستطيع أن نحقق اي زيادة حاملات عندما يكون QW ممثلي ($w_e = N^{QW}$) اما العمليات الناتجة عن الامتصاص والانبعاث فهي معطاة بواسطة الريح الخطي:

و N^{sum} هي ضعف كثافة QD الكلية ، اما الانبعاث التلقائي يقرب بالعلاقة $R_{sp}(n_e, n_h) = \left(\frac{w}{N^{QD}} \right) n_h n_e$ كذلك سوف يؤخذ في الحسبان حرارة الحامل خلال عملية الليزر حيث يحصل تغير في درجة حرارة الجهاز داخل المضخم البصري ذو الضخ الكهربائي

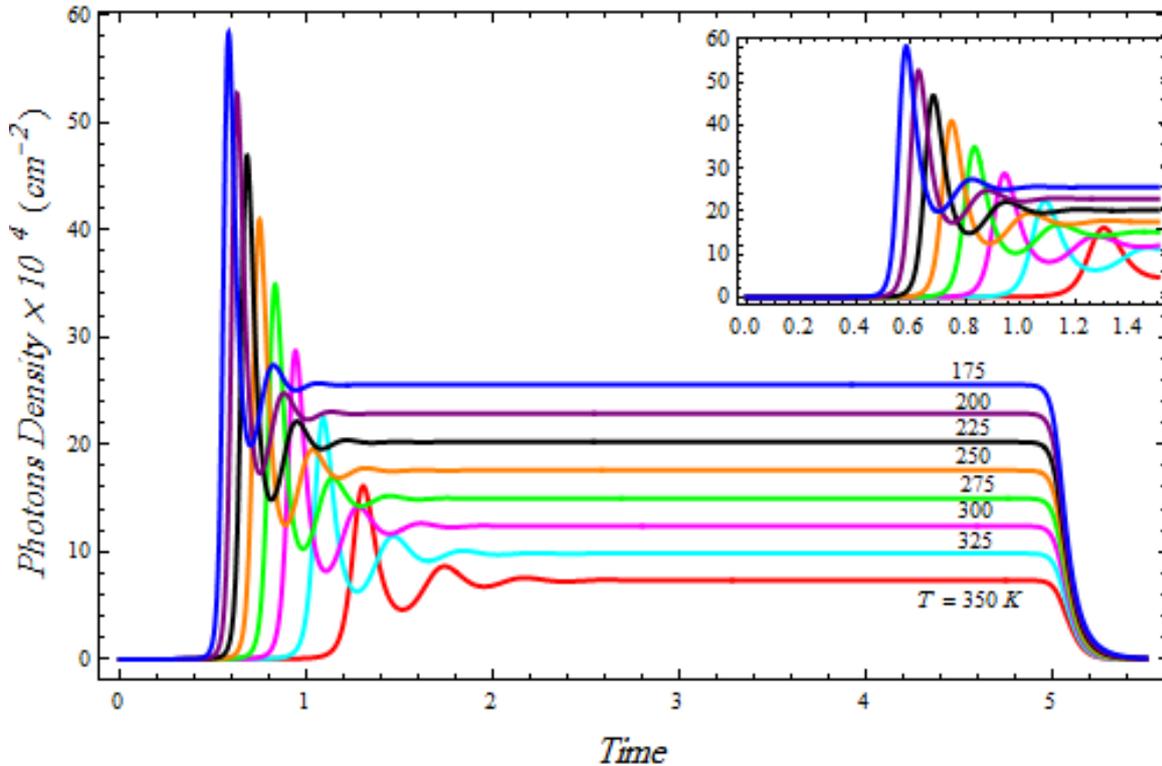
فضلا عن اعتماد نسب الاستطارة الخارجية والداخلية على درجة الحرارة فان خسارة الحاملات داخل الخزان (reservoir) تكون دالة الى درجة الحرارة ، وهذه الخسائر سوف تكون كبيرة عندما يتم تضمين الليزر بإشارة عالية [4]. ان نسبة الخسائر التي تساوي $B = w_e w_h R_{loss}$ هي ناتجة من جمع الخسائر الناتجة من إعادة ارتباط التلقائي حزمة - حزمة في الجزيئة

$$B=0.03nm^2ps^{-1}+305nm^4ps^{-1}\left(\frac{T}{300k}\right)^4W_e \quad (15)$$

3. النتائج والمناقشة

العكس من ذلك في درجات الحرارة المنخفضة يكون زمن الهروب من النقاط الكمية هو اطول من عمر الحامل , يرجع ذلك الى الاسر العشوائي . مع تناقص درجة الحرارة فان انقلاب التعداد يكون اكثر كفاءه بسبب قلة هروب الحامل الحراري من الحالة الأرضية, بالتالي سوف يكون الريح (gain) عالي. كما انه في درجات الحرارة المنخفضة تقع الفجوات الداخلية داخل اقل مستوي طاقه مسموح وذلك يتيح أن تكون الحالة الأرضية مشغولة بشكل كامل, لذلك يتم حجب انتقالات الحالة الارضية بمبدأ باولي [21]. كما يظهر من خلال الشكل (1) الذي يوضح العلاقة ما بين عدد الفوتونات ودرجة الحرارة حيث ان نسبة الفوتونات تقل .

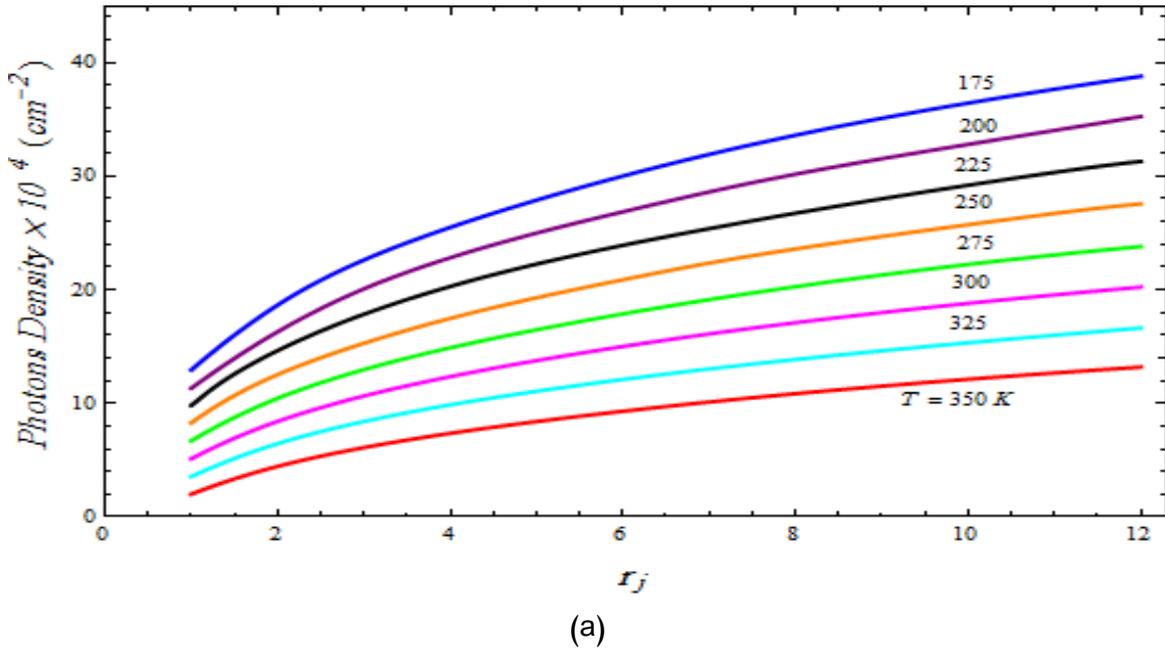
الدراسة الحالية محاكاة نظرية تعتمد على حلول عددية لنظام المعادلات المعدل (1-5) التي تصف نظام ليزر QD. نتائجا النظرية هي للخصائص الديناميكية لليزر النقطة الكمية InAs/InGaAs بطول موجي $1.3 \mu m$. فمن المعلوم ان هناك علاقة ما بين T و التيار، حيث عند زيادة التيار فأن درجة حرارة المنظومة سوف تزداد [13]. كما ان هناك علاقة ما بين عدد الفوتونات ودرجة الحرارة عند ارتفاع درجة الحرارة فان الحاملات تستطيع الهرب من النقطة الكمية ويمكن ان يتم اسرها من قبل النقط المجاورة قبل اعادة التركيب الاشعاعي [19,18]. في هذا النظام يكون توزيع الحاملات على مقربة من توزيع داله فيرمي [20] وعلى

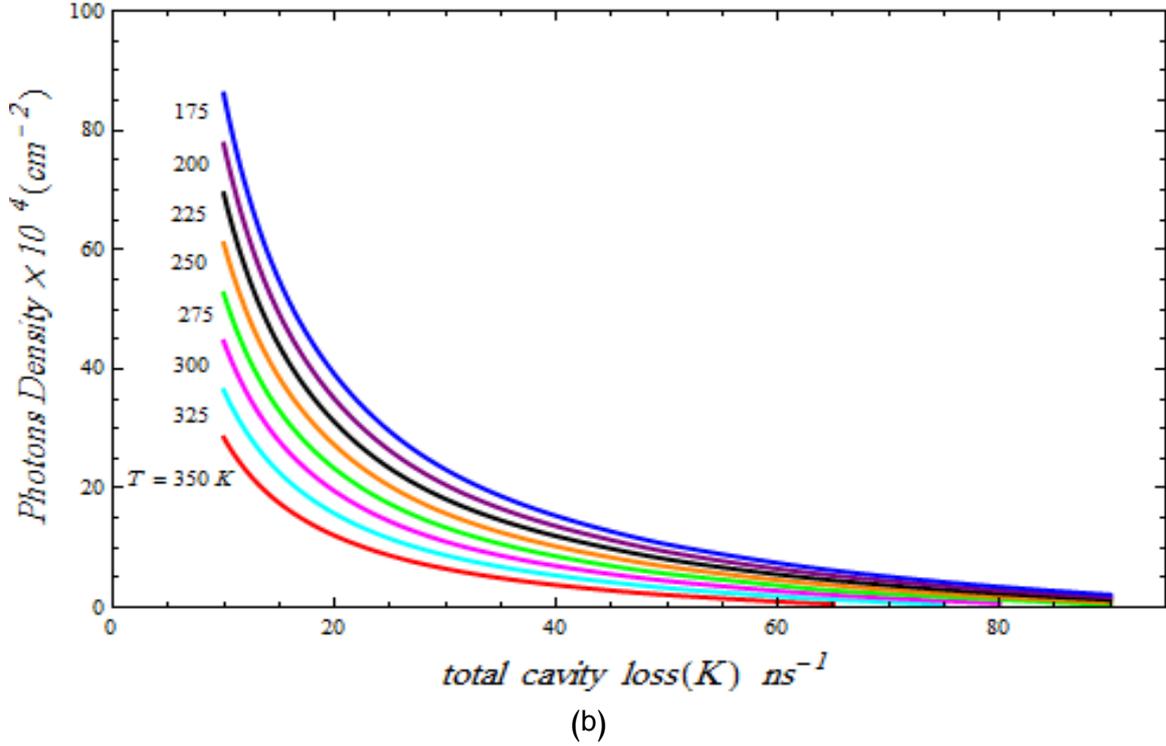


الشكل (1) : يوضح حركات بدء التشغيل لكثافة الفوتونات لنموذج ليزر النقطة الكمية InAs/InGaAs بطول موجي $1.3 \mu m$ لقيم مختلفة من درجة الحرارة: K (175، 200، 225، 250، 275، 300، 325، 350) T, = الشكل الصغير نفس الشكل لكن عند فترة زمنية اقل . المعاملات الاخرى مستخدمة في المصدر [13], $N^{sum} 65 A cm^{-2} = 20 \times 10^{10} cm^{-2}$, $\Delta E_h = 50 meV$, $\Delta E_e = 210 meV$, $A = 4 \times 10^{-5} cm^2$, $j_{th}, N^{QD} = 1 \times 10^{12} cm^{-2}$, $W = 0.7 s^{-1} = Eq.(8)$ من N^{QD} , Eq. (15) من B , $\beta = 5 \times 10^{-6}$,

تعتمد على ظروف حقن العتبة المعطاة بواسطة علاقة الخسارة الكلية للتجويف [23]. حيث انه بالاستناد الى فيزياء الليزر التجريبية فأن الزيادة في طول التجويف تؤدي الى زيادة الخسارة الكلية للتجويف. فضلا عن هذا فأن خسارة الحامل داخل الخزان (reservoir) تعتمد على T وسوف تكون كبيرة عند التضمين باشارة كبيرة للتيار، حيث ان هذه الخسارة تعود الى خسارة اوجير المعتمدة على T من خلال العامل B_A (انظر العلاقة (14))، بزيادة درجة الحرارة فأن كثافة الفوتونات سوف تقل، لأن معامل اوجير (B_A) سوف يزداد ، لذلك فأن حد الخسائر سوف يزداد مما يؤدي الى نقصان خرج الليزر ، وهذا ما يظهر خلال الشكل (2b) .

عند زيادة التيار فأن كثافة الحاملات سوف تزداد ، ولأن استطارة أوجير تصبح اسرع بزيادة كثافة الحاملات هذا يؤدي الى زيادة كثافة الفوتونات بزيادة التيار وهذا ما يظهر من الشكل (2a) ولدرجات حراره مختلفة . ان عامل الخسارة الكلية داخل التجويف يعتمد على عامل الخسارة الداخلية الذي يعطى بالعلاقة (6)، ولأن كثافة الحاملات تعتمد على الخسارة الداخلية لذا فأن الخسارة الداخلية تكون احد العوامل المحددة للتجويف الصغير لليزر النقطة الكمية [22]. لذلك فأن اعتماد كثافة الحاملات على عامل الخسارة الداخلية تعتبر مصدر اضافي لاعتماد درجة الحرارة على تيار العتبة . كما ان درجة الحرارة التي يسببها تحول الطول الموجي

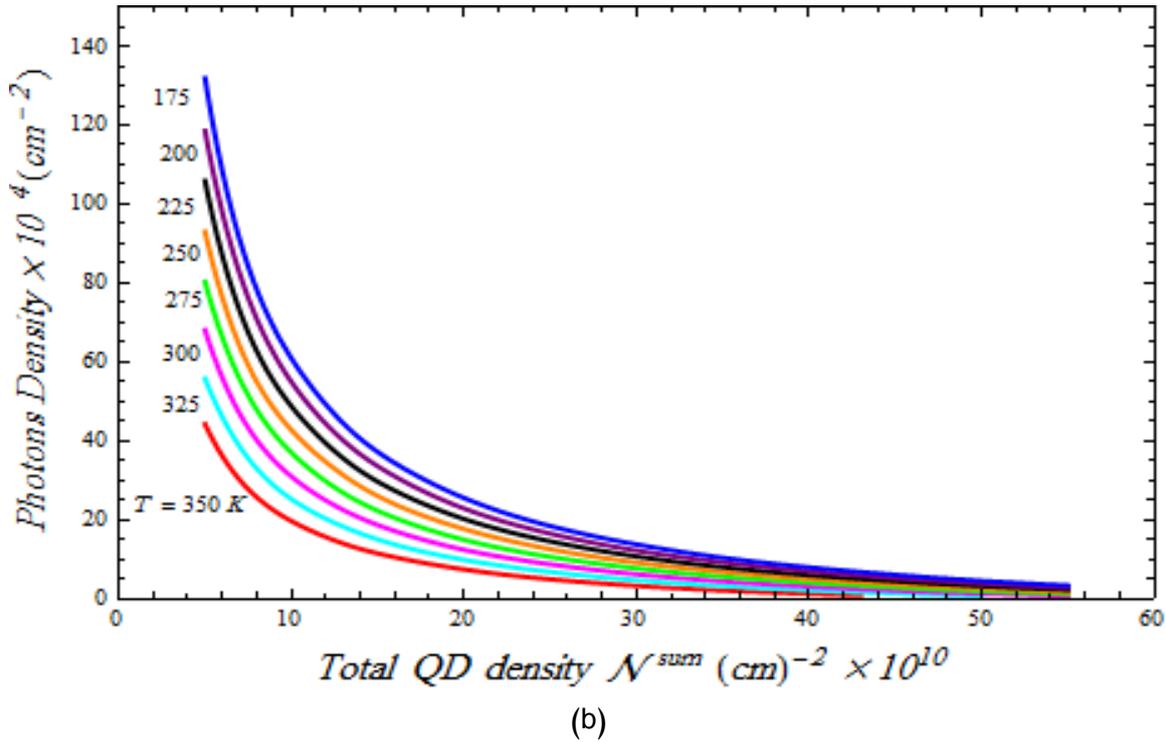
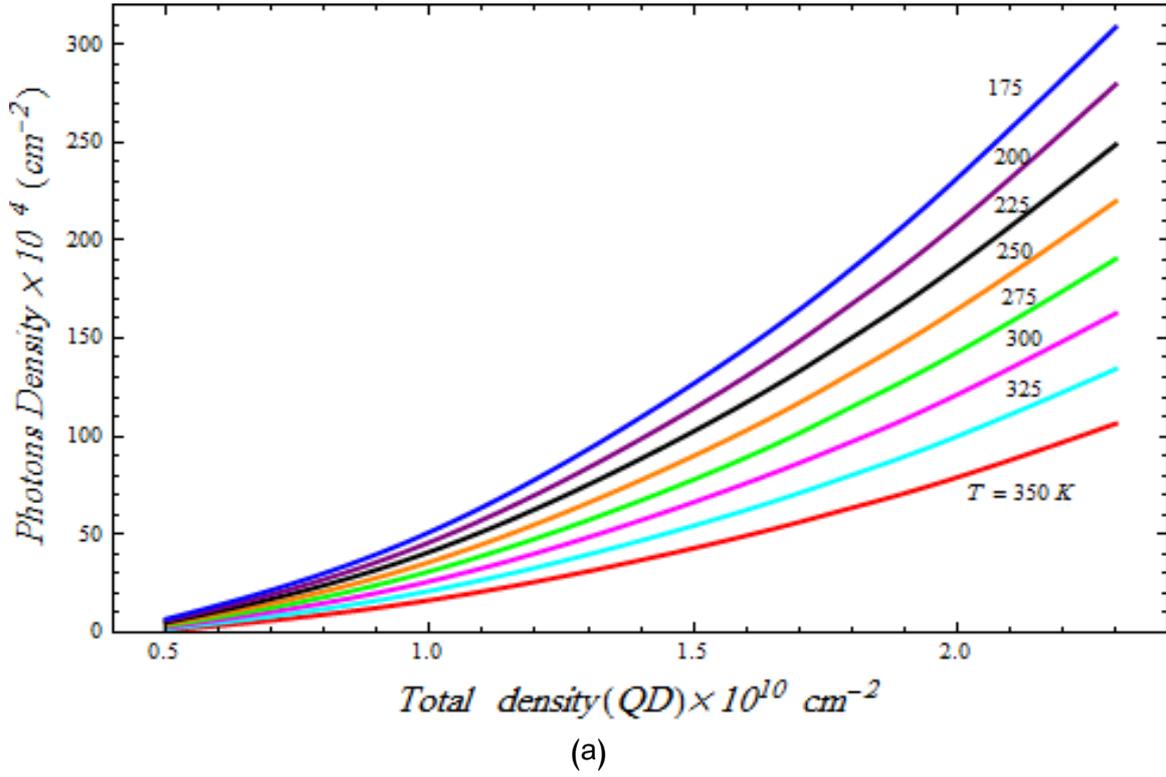




الشكل (2) : (a) يوضح تغير كثافة الفوتونات لنموذج ليزر النقطة الكمية InAs/InGaAs كدالة الى نسبة الضخ ولدرجات حرارة مختلفة (175 , 200)°K (b) يوضح تغير كثافة الفوتونات مع عامل الخسارة (K) في ليزر النقطة الكمية InAs/InGaAs عند نفس درجات الحرارة المعاملات الأخرى المستخدمة كما في شكل (2).

الشكل (3a) . الزيادة في درجة حرارة الوسط الفعال يعمل على خفض مقدار خرج الليزر , حيث تكون نسبة الخفض أعلى عند النسب العالية لـ N^{QD} , أن هذا التأثير الحرارة يكون معكوس لحالة N^{sum} حيث تحصل نقصان في خرج الليزر عند زيادة درجة الحرارة ثم يتناقص هذا التأثير تدريجيا بزيادة N^{sum} , وهذا ما يتضح من خلال الشكل (3b).

من خلال دراسة تأثير كثافة النقاط الكمية (N^{QD}) على المجال التي يمكن زيادة كثافتها من خلال تقليل طول انتشار، وذلك بخفض درجة حرارة النمو او الزيادة في نسبة نمو QD . حيث ان الاخير يؤدي الى زيادة كبيرة في كثافة النقاط الكمية في حالة InAs، مما يؤدي الى تغير عملية رص طبقة QD[23]. بالتالي فإن زيادة QD يؤدي الى زيادة كثافة الفوتونات، حيث ان هذه الزيادة تسلك سلوك شبة خطي وهذا واضح من خلال

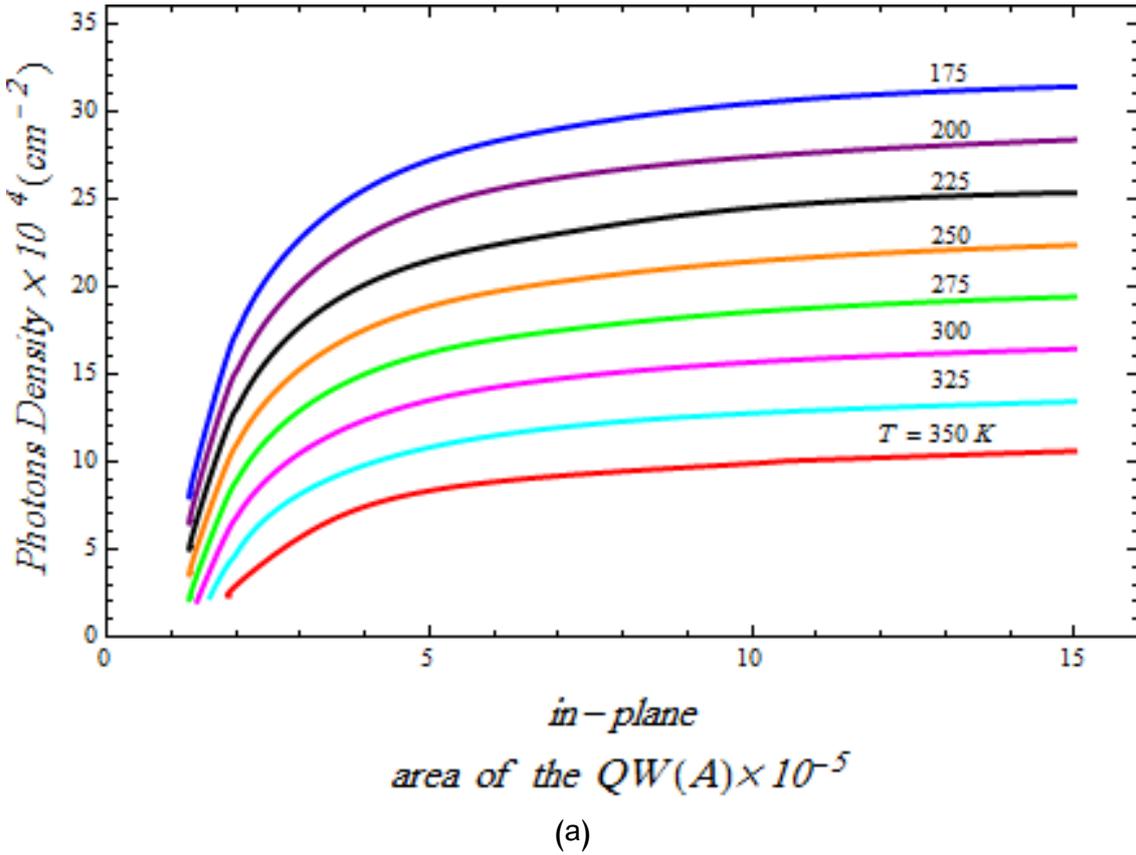


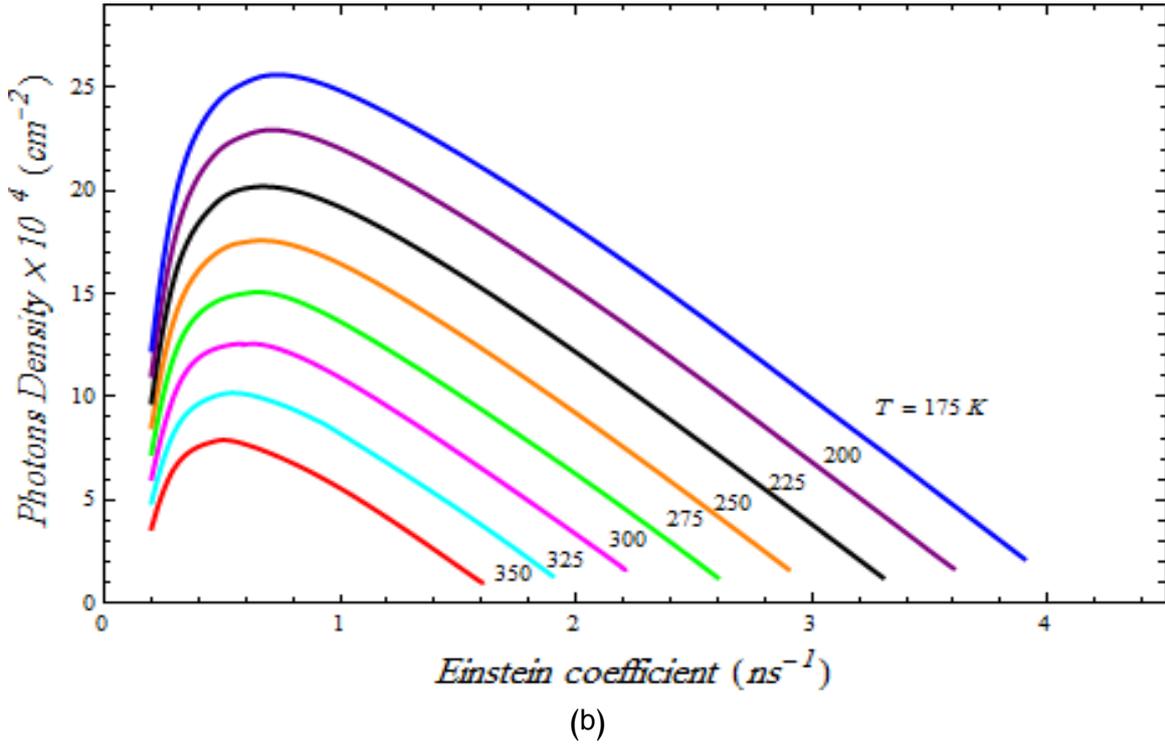
الشكل (3): (a) يوضح تغير كثافة الفوتونات لنموذج ليزر النقطة الكمية InAs/InGaAs مع كثافة النقاط الكمية N^{QD} ودرجات حرارة مختلفة T (175 , 200 , 225 , 250 , 275 , 300 , 325 , 350) K. (b) يوضح تغير كثافة الفوتونات مع كثافة النقاط الكمية N^{sum} .

واضح على تشغيل ليزر حيث يمكن تحديده من حساب التفاعل غير المتشاكة incoherent interaction لمستوي النظام اي نقطة كمية مفردة مع كل الانماط التي في حالة رنين في اطار التكميم الثاني [24]. العامل له تأثير خطي على الريح من خلال علاقة (7) , لذا فإنه عند زيادة هذا العامل فإن خرج الليزر يزداد حتى يصل الى قيمة معينة ثم يهبط المجال مع زيادة W ولدرجات حراره مختلفة. تأثير درجة الحرارة مع هذا العامل تكون مشابهة لنتائج مساحة WL المعاييرة في الشكل السابق من حيث تلاشي التأثير الحراري عند قيم W القليلة جدا القريبة من الصفر. في حين يزداد التأثير الحراري مع زيادة W حتى يثبت عند حدود $W \geq 0.6$ وهذا ما يوضحه الشكل (4b)

كما في الحالات السابقة , يكون تأثير زيادة درجة الحرارة سلبي على كثافة الفوتونات الناتجة في منظومة QDL . ألا أن هذا التأثير يكون ضعيف جدا عند قيم القليلة من مساحة WL المعاييرة عند حدود $A = 1.1 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ كما يلاحظ ذلك في الشكل (4a) . يزداد تأثير الحرارة مع زيادة المساحة نتيجة لزيادة كثافة الحاملات الى أن يصبح هذا التأثير خطي معكوس عند المساحات الكبيرة. أي أن التناقص يكون ثابت المقدار مع زيادة درجة الحرارة عند قيم $A > 4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ (بحدود 3.5×10^4 -تقريبا لكل 25°K), و هذا ما يمكن يظهر في الشكل (4a).

دراسة تأثير معامل أينشتاين معامل أينشتاين (W) على المجال تظهر ان هذا العامل له تأثير





الشكل (4): (a) يوضح تغير كثافة الفوتونات مع المساحة المعيارية (A) ودرجات حرارة مختلفة :
(b) يوضح تغير كثافة الفوتونات مع معامل أينشتاين (W).
T=175 , 200 , 225 , 250 , 275 , 300 , 325 , (350)°K

4. الاستنتاجات

الحرارة من خلال معامل اوجير . أن التأثير الحراري يتلشى عند قيم N^{QD} القليل جدا، في حين أنها تتعكس مع قيم N^{sum} حيث يصبح تأثير زياد درجة الحرارة معدوم عند كثافة النقاط الكمية الكلي N^{sum} الكبيرة. فقد لا حضنا ان زيادة هذا العامل يكون مؤثر في نقصان خرج الليزر. ان زيادة درجة الحرارة تؤدي الى زيادة زمن التأخير وزمن النهوض. بالتالي يمكن ان ينعكس ذلك في تطوير QDL من خلال تحديد التأثيرات الحرارية للحاملات وهندسة تركيب الحزمة وتحديد درجة الحرارة الكفوة لتصميم اجهزة بصرية عالية السرعة.

بتغير درجة الحرارة يبدي نظام QDL نقصان في كثافة الفوتونات بزيادة درجة الحرارة. لقد ظهر بشكل جلي ان هناك علاقة خطية ما بين نسبة الضخ وعدد الفوتونات لتيارات ضخ المختلفة و التي أخذت بوحدات عتبة الليزر ودرجات حرارة مختلفة . فمن العديد من المعاملات التي تلعب دورا رئيسيا في تحديد خرج ليزر النقطة الكمية، ظهر ان عامل الخسارة الكلية (K) يلعب دورا رئيسيا في تحديد خرج الليزر، حيث يقل الخرج بزيادته. كذلك فأن خسارة الحاملات تكون كبيرة عند التضمين باشارة كبيرة للتيار وهي تعتمد على درجة

5. المصادر

[1] X. Huang, A. Stintz, C. P. Hains, G. T. Liu, J. Cheng, and K. J. Malloy. "Very low threshold current density room temperature continuous-wave lasing from a single-layer InAs quantum-dot laser", IEEE Photonics Technology Letters, 12 (3): 227–229, (2000).

[2] P. Bhattacharya, K. K. Kamath, J. Singh, D. Klotzkin, J. Phillips, H.T. Jiang, N. Chervela, T. B. Norris, T. Sosnowski , J. Laskar, and M. RamanaMurthy. "In(Ga)As/GaAs Self-Organized Quantum Dot Lasers: DC and Small-Signal Modulation Properties". IEEE Transactions

- on Electron Devices, 46(5):871-883, (1999).
- [3] P. F. Xu, T. Yang, H. M. Ji, Y. L. Cao, Y. X. Gu, Y. Liu, W. Q. Ma, and Z. G. Wang. "Temperature-dependent modulation characteristics for 1.3 μ m InAs/GaAs quantum dot lasers". Journal of Applied Physics, 107: 013102(1-5), (2010).
- [4] K. Lüdige, "Nonlinear Laser Dynamics: From Quantum Dots to Cryptography", © Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., (2012).
- [5] B. Lingnau, K. Lüdige, E. Schöll; W. W. Chow, "Dynamic many-body and nonequilibrium effects in a quantum dot microcavity laser", 77201F, (2010).
- [6] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Long - Wavelength Semiconductor Lasers," 1st ed., Computer Science and Engineering Series, VNR company, New York 1987.
- [7] L. V. Asryan, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, O. Stier, R. A. Suris, and D. Bimberg. "Effect of Excited-State Transitions on the Threshold Characteristics of a Quantum Dot Laser", IEEE Journal of Quantum Electronics, 37(3):418-425, (2001).
- [8] S. G. Li, Q. Gong, Y. F. Lao, Y. G. Zhang, S.L. Feng, and H. L. Wang. "InAs/InP(100) quantum dot laser with high wavelength stability". Electronics Letters, 46(2): 158 - 159, (2010).
- [9] I. Alghoraibi, T. Rohel, R. Piron, N. Bertru, C. Paranthoen, G. Elias, A. Nakkar, H. Folliot, A. Le Corre, and S. Loualiche. "Negative characteristic temperature of long wavelength InAs/AlGaInAs quantum dot lasers grown on InP substrates". Applied Physics Letters, 91: 261105(1-3), (2007).
- [10] I. Alghoraibi, T. Rohel, R. Piron, N. Bertru, C. Paranthoen, G. Elias, A. Nakkar, H. Folliot, A. Le Corre, S. Loualiche.. "Negative Characteristic Temperature of Long Wavelength InAs/AlGaInAs Quantum Dot Laser Grown on InP Substrates", IEEE Information and Communication Technologies: From Theory to Applications, 3rd International Conference on, 10053311(1-5), (2008).
- [11] Ji, H.M., Yang, T., Cao, Y.L., Xu, P.F., and Gu, Y.X. (2010) Self-heating effect on the two-state lasing behaviors in 1.3- μ m InAs-GaAs quantum-dotlasers. Jpn. J. Appl. Phys., 49, 072103.
- [12] A.V. Uskov, C. Meuer, H. Schmeckeber, and D. Bimberg, Auger capture induced carrier heating in quantum dot lasers and amplifiers. Appl. Phys. Express, 4 (2): 022202.. (2011).
- [13] K. Lüdige, R. Aust, G. Fiol, M. Stubenrauch, D. Arsenijević, D. Bimberg, and E. Schöll, "Large signal response of semiconductor quantum-dot lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol. 46, no. 12, pp. 1755–1762, 2010.
- [14] D. Bimberg, M. Grundmann, and N. N. Ledentsov, Quantum Dot Heterostructures. New York: Wiley, 1999.
- [15] K. Lüdige, M. J. P. Bormann, E. Malić, P. Hövel, M. Kuntz, D. Bimberg, A. Knorr, and E. Schöll, "Turn-on dynamics and modulation response in semiconductor quantum dot lasers," Phys. Rev. B, vol. 78, no. 3, pp. 035316-1–035316-11, 2008.
- [16] K. Lüdige and E. Schöll, "Quantum-dot lasers—desynchronized nonlinear dynamics of electrons and holes," IEEE J. Quantum Electron., vol. 45, no. 11, pp. 1396–1403, Nov. 2009.
- [17] J. M. Pikal, C. S. Menoni, P. Thiagarajan, G.Y. Robinson, H.P. Temkin, G.Y. Robinson, H. Temkin, Temperature dependence of intrinsic recombination coefficients in 1.3 μ m InAsP/InP quantum-well semiconductor lasers. Appl. Phys. Lett., 76 (19), 2659–2661. (2000)
- [18] A. Patanque, A. Levin, A. Polimeni, L. Eaves, P. C. Main, and M. Henini, Carrier thermalization within a disordered ensemble of self-assembled quantum dots, Phys. Rev. B 62, 11084 (2000).
- [19] A. Fiore, P. Borri, W. Langbein, J. M. Hvam, U. Oesterle, R. Houdre, R. P. Stanley, and M. Ilegams, Time-resolved optical characterization of InAs / InGaAs quantum dots emitting at 1.3 μ m, Appl. Phys. Lett. 76, 3430 (2000).

- [20] M. Grundmann, The present status of quantum dot lasers , Physica E 5, 167 (2000).
- [21] V. Cesari , Ultrafast carrier dynamics in p doped InGaAs/GaAs quantum dots , PhD. thesis, Cardiff University, (2009).
- [22] L. V. Asryan. "Maximum power of quantum dot laser versus internal loss". Applied Physics Letters, 88: 073107(1-3), (2006).
- [23] J . Pausch , C . Otto , EgleTylaite, NielsMajer, EckehardSchöll and Kathy Ludge, Optically injected quantum dot lasers: impact of nonlinear carrier lifetimes on frequency-locking dynamics, New Journal of Physics 053018 (20pp) 14 (2012).
- [24] J . Pausch , C . Otto, EgleTylaite, NielsMajer, EckehardSchöll and Kathy Ludge, Optically injected quantum dot lasers: impact of nonlinear carrier lifetimes on frequency-locking dynamics, New Journal of Physics 053018, 14 (2012)

Temperature effect on the characteristics of Quantum Dot Laser InAs / InGaAs with wavelength 1.3 μm

DhiaSaiwan and Ra'ed M. Hassan

Department of Physics, College of Education for Pure Science, University of Basrah, Basrah, IRAQ

Abstract

In this work, we presented simulations of effect of temperature variation (T) on the output of quantum dot laser InAs/InGaAs with wavelength of 1.3 μm . We studied the effect of some parameters such as: Einstein coefficient, the loss factor, the injection current density and quantum dots density on the intensity of photons under various temperature changes. In addition, we noted the effect of pumping rate on some of quantum dot laser dynamics under the same factor of thermal effects.

Key words: quantum dot laser, InAs/InGaAs, rate equations, temperature effect.