



جمهورية العراق
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
كلية العلوم - جامعة ذي قار

دراسة الخواص الديناميكية والاستاتيكية لليزرات التتابع الكمي ثنائية اللون من خلال صياغة أنموذج معادلات معدل

رسالة مقدمة

الى

مجلس كلية العلوم – جامعة ذي قار

كجزء من متطلبات نيل درجة ماجستير في علوم الفيزياء

من قبل

محمد عواد حسين

بكالوريوس علوم فيزياء – جامعة ذي قار ٢٠١٥

بإشراف

أ.م.د.حسين هادي وارد

٢٠١٨م

١٤٣٩هـ

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

قَالُوا سُبْحَانَكَ لَا عِلْمَ لَنَا إِلَّا مَا عَلَّمْتَنَا إِنَّكَ أَنْتَ الْعَلِيمُ

الْحَكِيمُ

صَدَقَ اللَّهُ الْعَلِيِّ الْعَظِيمِ

الإهداء

اهدي هذا العمل المتواضع

الى شهداء العراق

إلى روح من أحمل اسمه بكل فخر الى السفينة التي انقذتني من الغرق ببحر
الجهل الى شواطئ المعرفة الى من ذلل الصعاب امامي ويسر دربي الى والدي
العزیز رحمہ اللہ

الى مدرستي الاولى وسر وجودي و بسمه حياتي الى من كان دُعائها سر نجايي
وحنانها بلسم جراحي أُمي الغالية أمدَّ الله في عمرها

إلى الذي تحلى بالإخاء وتميز بالوفاء والعطاء إلى الشمعة المتقدة التي تُنير ظُلمة
حياتي الى أخي الغالي

الى عائلتي الحبيبة التي عانت معي طيلة فترة دراستي فلولا وجودهم لما وصلتُ
إلى ما وصلتُ إليه فلمن مني كل الشكر.

الشكر والتقدير

اولا وقبل كل شيء الشكر والحمد لله فهو المنعم والمتفضل علينا

والى نبي الرحمة سيدنا محمد (صلى الله عليه واله وسلم) والى العروة الوثقى ال بيت
الرسول (ﷺ) الذين من الله علينا بهم فكانوا عوناً لنا في بحثنا هذا ونوراً يضيء
الظلمة التي كانت تقف في طريقنا احياناً .

وكما لا يسعني الا أن أتقدم بأسمى عبارات الشكر والتقدير والامتنان الى
استاذي الدكتور (حسين هادي وارد) لاقتراحه موضوع البحث ومتابعته
المستمرة ولما قدمه لي من جهد و نصح و معرفة طيلة انجاز هذا البحث وذلك
الكثير من الصعاب التي واجهتني طيلة فترة البحث.

ولا أنسى أن أخص جميع اساتذتي في قسم الفيزياء الذين أسهموا في تدريسي
بأرقى و أثمن عبارات الشكر و العرفان .

كما لا يسعني إلا أن اتقدم بالشكر والامتنان للدكتور (نجم عبد طارش) الذي
شجعني لإكمال دراستي وساندني وقدم لي يد العون والمشورة .

الجدول التالي يوضح بعض المختصرات المستخدمة بالرسالة

المختصر	المصطلح العلمي
THZ-TDS	المطيافية ضمن مدى التيراهيرتز (terahertz time domain spectroscopy)
COMD	اضرار المرآة البصرية (catastrophic optical mirror damage)
MBA	الانماء بالحزمة لجزيئية (Molecular beam epitaxy)
ISBT	انتقال الحاملات بين الحالات الكمية المحصورة (Intersubband transition)
C-DQWs	الابار الكمية المزدوجة المترابطة (Coupled double quantum well)
ode45	المعادلة التفاضلية الاعتيادية (Ordinary differential equation)

الجدول التالي يمثل معاني بعض الرموز المستخدمة بالبحث

الرمز	المعنى الفيزيائي للرمز
τ_{i4}	زمن الانتقال من منطقة الحقن i الى المستوي 4
τ_{i3}	زمن الانتقال من منطقة الحقن i الى المستوي 3
τ_{43}	زمن الانتقال من المستوي 4 الى المستوي 3
τ_{42}	زمن الانتقال من المستوي 4 الى المستوي 2
τ_{32}	زمن الانتقال من المستوي 3 الى المستوي 2
τ_{31}	زمن الانتقال من المستوي 3 الى المستوي 1
τ_{21}	زمن الانتقال من المستوي 2 الى المستوي 1
τ_{2i}	زمن الانتقال من المستوي 2 الى منطقة الحقن i
τ_{1i}	زمن الانتقال من المستوي 1 الى منطقة الحقن i
η	كفاءة الحقن
η_1	كفاءة الحقن للبئر الاول
η_2	كفاءة الحقن للبئر الثاني
Z_{21}	عنصر مصفوفة ثنائي القطب للبئر الثاني
Z_{43}	عنصر مصفوفة ثنائي القطب للبئر الأول
J_{th1}	كثافة تيار الحقن في البئر الاول
J_{th2}	كثافة تيار الحقن في البئر الثاني
I_{th1}	تيار العتبة للبئر الاول
I_{th2}	تيار العتبة للبئر الثاني
N_p	عدد مراحل الكسب
γ_{43}	هو العرض الكامل عند نصف القيمة العظمى من طيف الاضاءة المنبعث من البئر الأول
γ_{21}	هو العرض الكامل عند نصف القيمة العظمى من طيف الاضاءة المنبعث من البئر الثاني
α_m	الخسائر في المرآة
α_{w1}	الخسائر في الدليل الموجي للطول الموجي الاول
α_{w2}	الخسائر في الدليل الموجي للطول الموجي الثاني
n_{eff}	معامل الانكسار المؤثر
n_{eff1}	معامل الانكسار المؤثر للبئر الاول
n_{eff2}	معامل الانكسار المؤثر للبئر الثاني
λ_1	الطول الموجي للبئر الاول
λ_2	الطول الموجي للبئر الثاني
$nph1$	عدد فوتونات الطول الموجي الأول
$nph2$	عدد فوتونات الطول الموجي الثاني

τ_{sp1}	زمن الانبعاث الانبي للطول الموجي الاول
τ_{sp2}	زمن الانبعاث الانبي للطول الموجي الثاني

الخلاصة

في هذه الدراسة تم اقتراح نموذج رياضي لوصف حركة الإلكترونات والفوتونات في الليزر الكمية المتعاقبة ثنائية اللون. التي تمتلك القدرة على توليد الليزر ضمن منطقة المايكرومتر في مدى $3 \mu m$ الى $300 \mu m$. يتألف النموذج من ستة معادلات تفاضلية لوصف تغير الإلكترونات والفوتونات مع الزمن ، اثنان من هذه المعادلات لوصف فوتونات الطولين الموجيين الأول والثاني ، وأربع معادلات لوصف حركة الإلكترونات في اربع مستويات الكترونية. بعد ذلك تم استخدام معادلة لتضمين التيار المحقون في المنطقة الفعالة بالاعتماد على دالة جيبيه تصف تغير الإلكترونات والفوتونات مع الزمن. دُرس تأثير كل من عدد مناطق الكسب ، تردد التضمين ، تيار الحقن المستمر و تيار الحقن المتناوب على توزيع كل من الإلكترونات والفوتونات داخل المنطقة الفعالة. بينت النتائج الى حصول زيادة ملحوظة في قيم الإلكترونات والفوتونات مع زيادة كل من التيار المستمر وعدد مناطق الكسب بالمقارنة مع الزيادة الحاصلة في قيمها مع زيادة التيار المتناوب. لوحظ ثبات توزيع الإلكترونات في المستوي الإلكتروني الثاني مع زيادة عدد مناطق الكسب مما يدل على ضعف تأثير عدد مناطق الكسب على هذه المنطقة. كما بينت وجود تغيير في توزيع الإلكترونات والفوتونات مع تغير تردد التضمين.

المحتوى

Contents

الموضوع	الصفحة
(1) الفصل الأول : الافكار الاساسية	1
(1-1) المقدمة	1
(2-1) الليزر الكمي المتعاقب	5
(3-1) العرض التاريخي لليزر المتعاقب الكمي	9
(4-1) أنواع الليزر الكمي المتعاقب	12
(5-1) خواص الليزرات الكمية المتعاقبة	18
(6-1) الخواص الفيزيائية لليزرات الكمية المتعاقبة	20
(1-6-1) قواعد الوصول للتعداد المعكوس في الليزرات الكمية المتعاقبة	20
(2-6-1) الكسب البصري في الليزرات الكمية المتعاقبة	22
(3-6-1) الانتقالات غير المشعة	26
(4-6-1) أنموذج معادلات المعدل	28
(5-6-1) الخسائر	29
(7-1) الدراسات السابقة	31
(8-1) الهدف من الرسالة	33

34	(2) الفصل الثاني :انموذج معادلات المعدل
34	(1-2) المقدمة
34	(2-2) الليزرات الكمية المتعاقبة ثنائية اللون
38	(3-2) نماذج الليزرات الكمية المتعاقبة ثنائية اللون
43	(4-2) النموذج الحالي لليزرات الكمية المتعاقبة
48	(5-2) ديناميكيات الليزرات الكمية مزدوجة اللون مع التضمين المباشر بالتيار
50	(3) الفصل الثالث :النتائج والمناقشة
50	(1-3) المقدمة
52	(1-2-3) ديناميكية الليزرات الكمية المتعاقبة ثنائية اللون بدون تضمين التيار
64	(2-2-3) ديناميكية الليزرات الكمية المتعاقبة ثنائية اللون مع وجود تضمين التيار
79	(4) الفصل الرابع : الاستنتاجات والبحوث المستقبلية
79	(1-4) الاستنتاجات
80	(2-4) البحوث المستقبلية
82	(5) المصادر

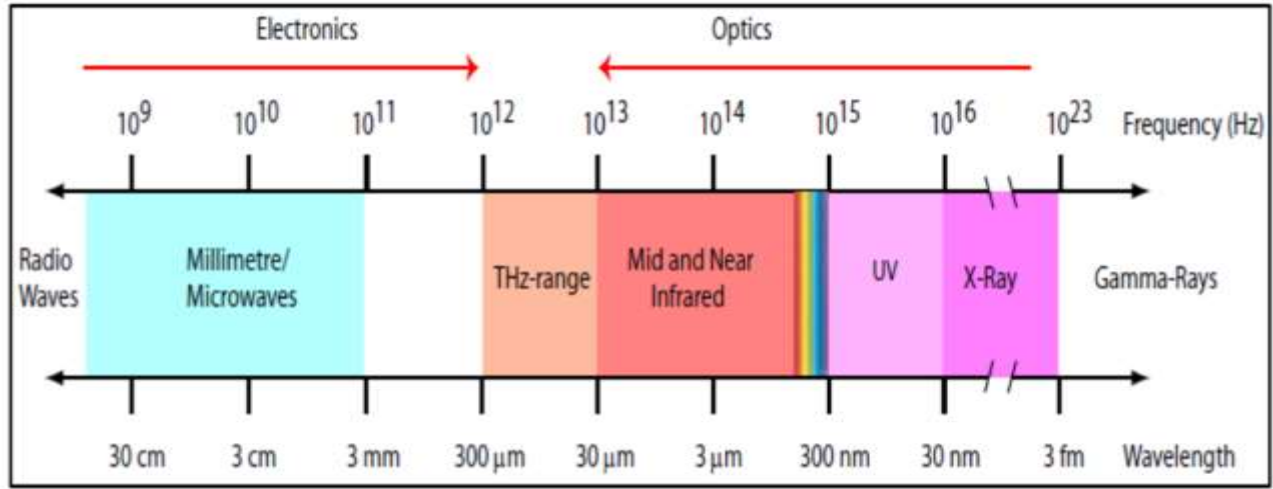
الفصل الأول الأفكار الأساسية

Introduction

(1-1) المقدمة

موجات التيراهيرتز هي موجات كهرومغناطيسية مدى ترددها من (0.1-10) THz وطولها الموجي

يشغل مدى بين المايكرو ويف وتحت الحمراء كما مبين في الشكل (1.1).



الشكل 1.1 : يوضح منطقة طيف موجات التيراهيرتز [66].

في عام 1990 عندما اخترعت تقنية التحليل الطيفي بأستخدام موجات التيراهيرتز ، بقي الكثير من طيف هذه الموجات غير مكتشف وغير مستغل في التطبيقات. ان اختراع الليزرات و تطبيقاتها مثل المضخات والمحورات والمضمنات جعلت من الممكن دراسة موجات التيراهيرتز بصورة اوسع. ان عدم وجود مصادر اشعاع فعالة أبقت موجات التيراهيرتز غير مكتشفة نسبياً بالمقارنة مع الاشعة القريبة منها على الرغم من الاهمية التطبيقية لهذه المنطقة في العمليات الفيزيائية فيما يرتبط بالخصائص الطيفية

المرتبطة بالعمليات الفيزيائية الأساسية مثل الانتقال الدوراني للجزيئات، الحركات اهتزازية ذات السعات الكبيرة للمركبات العضوية واهتزازات الشبكة في المواد الصلبة.

هناك عدة تطبيقات مهمة لإشعاع التيراهيرتز مثل التصوير، التحليل الطيفي، في مجال علم الفلك، الاستشعارات عن بعد، رصد الغلاف الجوي للأرض، التصوير الطبي الحيوي، الكشف عن الأسلحة والمخدرات المخبأة تحت الملابس، الكشف السطحي في عمليات حفر البلازما، بصريات الفضاء الحر (الاتصال اللاسلكي)، فحص رقائق أشباه الموصلات [1]. ومن مميزات التيراهيرتز أيضاً هي أنها تستطيع أن تنفذ من خلال الأجسام غير الشفافة وتكون آمنة ولا تُدمر النسيج الحي (الجسيمات الحيوية) مقارنة مع الأشعة السينية. وطاقتها من (1-100) meV وهي ملائمة لمختلف الموجات والجزيئات الحيوية، وهذه المميزات جعلت من الممكن استخدام تقنية التيراهيرتز في مختلف التطبيقات مثل التصوير والتحليل الطيفي والطبي، وكذلك يمكن استخدامها في صناعة أجهزة التفتيش غير المضرة.

تاريخياً تم استخدام تقنية توليد موجات التيراهيرتز بصورة رئيسة في التحليل الطيفي من قبل الكيميائيين وعلماء الفلك، في الوصف الطيفي لدوران واهتزاز الجزيئات وخطوط الانبعاث الحراري في الجزيئات البسيطة، معظم المواد في الفضاء تبعث أطوال موجية ضمن الملي متر (3 GHz-300GHz) (1mm-100mm). جزء كبير من اللمعان في مجرة درب التبانة هو في هذه المنطقة [1، 2] وطيف بعض الذرات والجزيئات يقع في هذه المنطقة أيضاً. وهذا الطيف الكهرومغناطيسي يوفر معلومات كثيرة حول دراسة خطوط الدوران للجزيئات البسيطة مثل (H₂O-NH₃ -CO-OH -CH -HD) المحيطة بأجواء الكواكب وهذه المعلومات يستفيد منها علماء الفلك [3، 4]. و واحدة من أهم احتياجات علماء الفلك لهذه التقنية هو فهم معلومات تتعلق بالنجوم والمجرات. تقنية التيراهيرتز يمكن تطبيقها في تشخيص الانصهار البلازما.

باستخدام الاشعة ضيقة النطاق معتمدا على طول خط الاشعاع الناتج من قلب البلازما ، يمكن أن نستنتج تعادل كثافة الجسم الأسود ، وبالتالي درجة حرارة البلازما [5].

وهناك سمة أخرى الانصهار البلازما هي التقلبات في درجات حرارة الإلكترون في قلب البلازما التي تظهر كضوضاء متمركزة في قمة طيف الضوضاء الحرارية للإلكترون. هذا الضجيج يمكن فصله باستخدام تقنية قياس التداخل الذي يستخدم الإشعاعات التي تتضمن أنظمة مغايرة التصوير في الملي متر وتحت الملي متر[6]. كواشف اشباه الموصلات ضمن منطقة التيراهيرتز يمكن ان تُقسم الى نوعين أساسيين هما البوليمترات و الكواشف . في النوع الأول يُكشف عن موجات التيراهيرتز من خلال قياس القدرة للموجة الساقطة من خلال تسخين المعدن الداخلي وبالتالي تغير المقاومة الداخلية. اما النوع الثاني فيتم عندما يُسلط ضغط لا محوري على البلورة ويكون مدى الاطوال الموجية المكتشفة ضمن الكواشف من $(50 - 220) \mu m$. من الجدير بالذكر ان استخدام اشباه موصلات بشكل نقاط كمية يُمكننا من الكشف عن موجات التيراهيرتز في درجات حرارة اقل.

التحليلي الطيفي في موجات التيراهيرتز (THZ-TDS) هو واحد من التقنيات الحديثة المهمة لتمييز استجابة المواد والاجهزة من خلال استخدام موجات كهرومغناطيسية قصيرة متولدة من تعديل النبضات البصرية القصيرة جداً (ضمن الفمتو ثانية) المتحصلة من قفل النمط في الليزر. تسمح هذه الطريقة بحساب الثوابت البصرية للمواد خلال طيف واسع من الترددات يمتد من 100GHz الى بضعة THz . في الأساس، (THZ-TDS) هي تقنية تقوم على قياس النبضة الكهرومغناطيسية القصيرة التي تنتقل أو تنعكس أو تُستطار من قبل النموذج. هنا نفترض أن مثل هذا النبضات القصيرة تتولد ويُكشف عنها بطريقة متزامنة.

خطوة أولى فإن الموجة الأولى أو المرجعية ، تنتقل في الهواء في زمن t بين الإرسال والاستقبال. وفي الوقت نفسه ، يتم تسجيل الإشارة المستحصلة من النموذج وفي نفس الوقت اعلاه . وتتأثر هذه الإشارة بشكل أساسي بالنموذج : فقد يتم تقليل سعتها بسبب عمليات الانعكاس والامتصاص أو الاستطارة في النموذج. وعلاوة على ذلك، تتأخر الموجة بسبب وقت الانتقال عبر النموذج . في النماذج التي نواجه صعوبة في تسجيل استجابتها كدالة للزمن يمكن لنا ان نحسب الاستجابة لبعض النماذج كدالة للتردد.

يعتمد استخدام موجات التيراهيرتز في المنظومة الأمنية ، على أساس مبدئين اساسيين : الأول هو قدرة هذه الموجات على اختراق العوازل مثل الملابس. والثاني هو أن العديد من المواد لها بصمات طيفية. إن أنظمة موجات التيراهيرتز ليست مناسبة لمعالجة جميع التهديدات الامنية ، حيث أن هناك بعض المواد التي لا يمكن أن يخترقها هذا الإشعاع مثل المعادن والماء. ويمكن أن توفر أنظمة التيراهيرتز اداة مفيدة في الكشف عن الأسلحة والمواد المهربة تحت الملابس ، الكشف عن كميات صغيرة من المواد النشطة في الحاويات ، الكشف عن الأبخرة الكيميائية والبيولوجية الخطرة ، الكشف عن المهاجرين غير الشرعيين في المركبات؛ ومراقبة المحيطات والكشف عن الأجسام المدفونة بسبب التغيرات في محتوى رطوبة التربة[40].

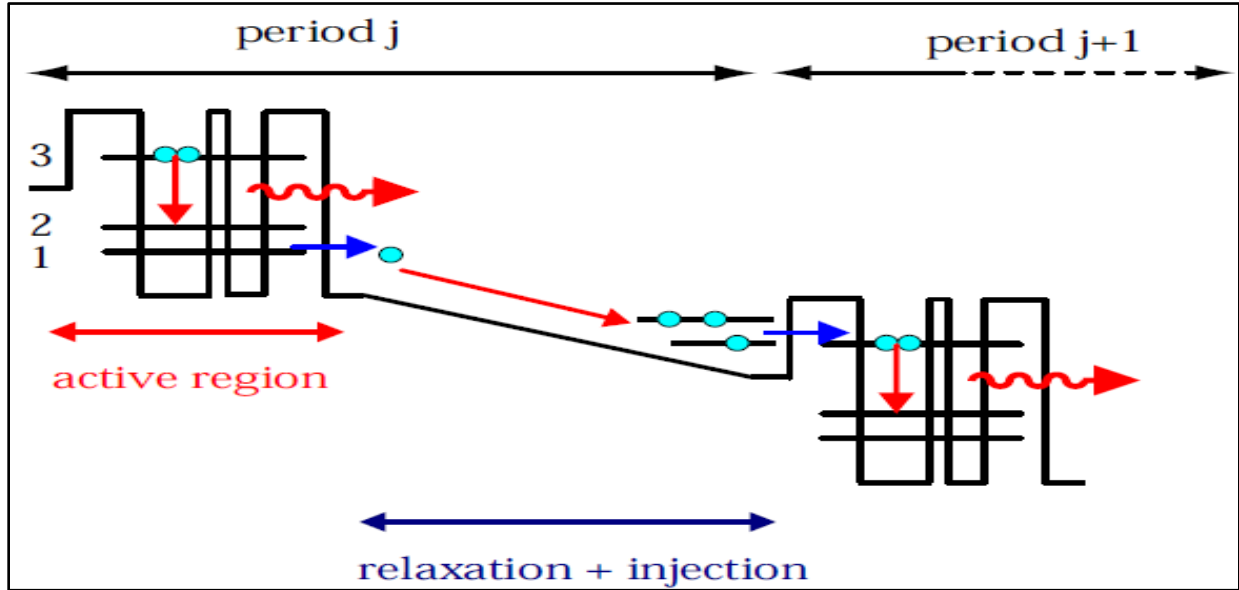
استُخدمت موجات التيراهيرتز للكشف عن العديد من الظواهر الجديدة في العلوم البيولوجية والطبية ، مما يدل على جدوى استخدامها في تشخيص الأمراض مثل السرطان. ولتحقيق الخصائص و الديناميكيات البيولوجية باستخدام تقنيات التيراهيرتز العديد من المزايا والمساوئ . واحده من أهم المزايا هي الطاقة المنخفضة من موجات التيراهيرتز ، المقاربه لعدد قليل من mev ، وتكون أقل بكثير من طاقات التأين في الذرات والجزيئات . وهذا يعني من الممكن دراسة المواد مع موجات التيراهيرتز من دون تشتيت النظام قيد

الدراسة ، ما لم يتم تطبيق ما يكفي من القوة لتسبب زيادة كبيرة في درجة الحرارة. الميزة الرئيسية الأخرى هي أن الطاقة للأصرة الهيدروجينية التي هي الشائعة في الكثير من الجزيئات البيولوجية ، تكمن في نطاق تردد التيراهيرتز ، وبالتالي يمكن لموجات التيراهيرتز الكشف مباشرة عن السمات الطيفية مثل الرنين والحركات في الجزيئات. ومع ذلك، فإن هناك عيب خطير هو أن موجات التيراهيرتز يتم امتصاصها بنسب عالية من قبل المياه التي توجد في الجزيئات البيولوجية. امتصاص المياه هذا يمكن أن يخفي السمات المميزة للعينات، على الرغم من الديناميكيات البيولوجية تحدث بشكل طبيعي في الماء. كل ما سبق هو بعض التطبيقات في منطقة التيراهيرتز ، لمزيد من التفاصيل والتطبيقات انظر [7] .

(2-1) الليزر الكمي المتعاقب Quantum Cascade Lasers (QCL)

في القرن الماضي ، كان عمل العلماء ضمن المواد الصلبة ، مثل الإلكترونيات ، والإلكترونيات الضوئية ، يركز بشكل عام ، جزء كبير منه على التغيير في خصائص المواد بالاعتماد وبشكل مباشر على كيمياء المكونات الرئيسية لتلك المواد . هندسة الأبعاد النانوية لا تتعامل مع الروابط الكيميائية بين الذرات كما تم القيام به حتى وقت قريب لاكتشاف وإنتاج مواد جديدة ومتقدمة. وبدلاً من ذلك ، تستكشف هندسة الأبعاد النانوية إمكانية التحكم في خصائص المواد عن طريق تحديد حجم وتوزيع المكونات على مستوى الأبعاد النانوية بشكل مستقل عن طبيعتها الكيميائية. الليزر الكمي المتعاقب هو مثال ممتاز لكيفية استخدام هندسة الأبعاد النانوية يمكن استخدامها لبناء أجهزة فعالة لإنتاج موجات في منتصف الأشعة تحت الحمراء. في هذا الجزء نقدم وصفاً لليزر المتعاقب الكمي التي تم تطويرها لتوليد ضوء الليزر في منطقة التيراهيرتز كما موضح بالشكل (2.1)[8]. هذا الليزر يعتمد على هندسة الأبعاد النانوية للجهاز لخلق مستويات الليزر داخل حزمة التوصيل. الليزر الكمي المتعاقب هي أجهزة أشباه الموصلات تولد ترددات من منطقة الأشعة تحت الحمراء البعيدة إلى منطقة منتصف الأشعة تحت الحمراء من الطيف الكهرومغناطيسي. هذا الليزر يعتمد على الهندسة الكمية للجهاز لخلق مستويات الليزر داخل حزمة

التوصيل. (QCL) هي ليزرات أشباه الموصلات التي تبعث طيف في الجزء من منطقة الأشعة تحت الحمراء البعيدة إلى منطقة منتصف الأشعة تحت الحمراء من الطيف الكهرومغناطيسي.



الشكل 2.1: تصميم الليزر الكمي المتعاقب: تتكون كل منطقة من منطقة (كسب) نشطة تليها منطقة الاسترخاء / الحقن. من منطقة الحقن يتم حقن الإلكترونات في مستوى طاقة الليزر الأعلى (3) من القسم الفعال. هنا الليزر يحدث. بعد الانتقال، فإن الإلكترونات تفقد الطاقة عبر انتقال غير إشعاعي (بين المستوى 2 و 1) وتدخل المرحلة التالية عن طريق النفق [8].

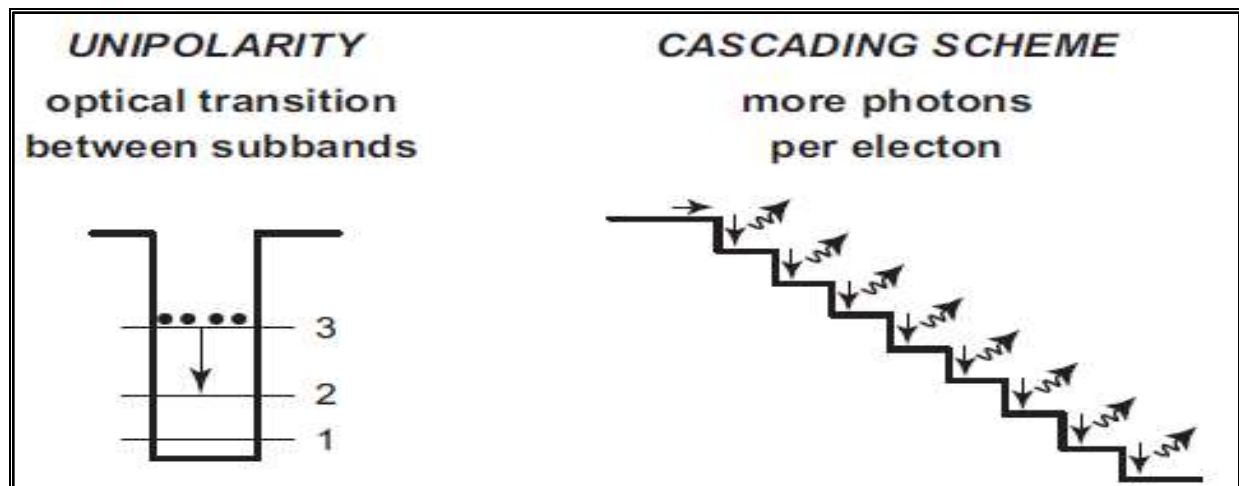
وعلى عكس أجهزه أشباه الموصلات التقليدية حيث ينبعث الضوء من إعادة التحام الإلكترونات والثقوب عبر فجوة الطاقة الموجودة بين حزمة التوصيل وحزمة التكافؤ في البلورة ، فإن طول الموجة المنبعثة في الليزر الكمي المتعاقب يتم تحديده أساسا عن طريق الحصر الكمي ، أي بسمك طبقة المنطقة الفعالة بدلاً من فجوة الطاقة من المواد. لذا فإن الطول الموجي من الممكن ان يغطي نطاق واسع باستخدام نفس المواد وبطريقة الشبيكة المتغيرة. تعتمد أشعة الليزر الثنائي شبه الموصل ، بما في ذلك أشعة ليزر الابرار الكمية ، على الانتقالات بين حزم الطاقة التي يتم فيها حقن إلكترونات التوصيل وفجوات حزمة التكافؤ في الطبقة الفعالة من خلال تركيب p-n المنحاز انحياز أمامي وإعادة توليد الإشعاع عبر حزم المادة.

فضلاً عن ان الإلكترونات والفجوات موزعة على نطاق واسع في حزم التوصيل و التكافؤ وفقاً لإحصاء فيرمي ،لذا فإن طيف الكسب الناتج واسع جداً . جميع الاختلافات هي نواتج لسمتين رئيسيتين فريدتان في نوع الليزر الكمي المتعاقب وتميز انه عن بواعث الضوء التقليدية لأشباه الموصلات :الميزة الاولى هو ان هذا الليزر أحادي القطب (الإلكترونات فقط تشترك في توليد الاشعاع) والميزة الثانية هي الانتقالات الالكترونية المتتابعة (إعادة تدوير الإلكترون). ويمكن توضيح هاتان الميزتان بالشكل التخطيطي (3.1). خواص الليزر الكمي المتعاقب تختلف في العديد من الخواص التجريبية. هذا الليزر يكتسب صفة احادية القطب نتيجة للتحويلات البصرية التي تحدث بين الحالات الكمية في حزمة التوصيل (النطاقات الفرعية) الناشئة عن التكثيف في الآبار الكمية. وعادة ما يُشار إلى هذه التحويلات على أنها انتقالات داخل حزمة التوصيل اي تكون حالاتها الأولية والنهائية في حزمة التوصيل ، وبالتالي لها الانحناء نفسه حسب شكل (E,K). ولذا تكون كثافة الحالات الكمية في المستويات حادة جداً ، على غرار حالة الذره او التي تعتمد بشكل غير مباشر على درجة الحرارة من خلال عمليات الاصطدام بين الحاملات.

فضلاً عن ذلك ، بالنسبة لهذه الأجهزة ، لا يعتمد الطول الموجي للانبعاث على فجوة الطاقة للمادة الفعالة ، ولكن يمكن ضبطها بتكثيف سماكة الطبقة. يتم تعيين أعلى طاقة فوتون يمكن تحقيقها في نهاية المطاف من حساب قيمة الفرق بين أعلى طاقة لحزمة التوصيل في المادة الفعالة والمادة المحيطة بها والمكونة للحصر الكمي. اي انه لا توجد حدود للاطوال الموجية المنبعثة. وتتمثل السمة الأساسية الأخرى لهذه الليزرات في مخطط التتابع متعدد المراحل(الانتقال الالكتروني المتتابع) ، حيث يُعاد تدوير الإلكترونات من منطقة الى منطقة تليها وتساهم في كل مرة في الكسب وانبعاث الفوتون .

وهكذا كل إلكترون يحقق فوق حد العتبة يمكن أن يولد فوتون ، من حيث المبدأ ، لدينا N_p من عدد المراحل لكل N_p عدد من الفوتونات المنبعثة . وهذا يؤدي إلى كفاءة كمية مساوية للواحد وبالتالي انتاج طاقة بصرية عالية جداً ،

وبالمقارنة مع أشعة الليزر التقليدية المتداخلة ، فإن الليزر الكمي المتعاقب له المزايا الآتية : أولاً ؛ الطول الموجي للانبعاث هو دالة لسمك البئر الكمي ولهذا السبب ، يمكن تصميم الليزر الكمي المتعاقب بحيث يبعث أي طول موجة على نطاق واسع للغاية باستخدام مجموعة المواد نفسها في المنطقة الفعالة. ثانياً ؛ كل الكترون في هذا الليزر يبعث عدد من الفوتونات عند مروره بعدد من المراحل لأن هذا الليزر يحتوي على سلسلة من المراحل المتطابقة (عادة 20-50) . وأخيراً ، تتميز الانتقالات بين المستويات الثانوية من خلال حركة الالكترونات فائقة السرعة وعامل تعزيز صغير ، مع كل من التوقعات حول أداء الليزر. وفي هذا الليزر لا وجود لعمليات اعاده الالتحام السطحية الموجودة في الليزرات التقليدية حيث ان الميكانيكية الاساسية لإعادة الالتحام غير المشع هي عن طريق انبعاث فونونات صوتية وليس تأثير اوجير (كما هو الحال في المواد ضيقة الفجوة)، فإنه يسمح جوهرياً بدرجة حرارة تشغيل أعلى . وحتى الآن، لا يزال ليزر أشباه الموصلات الذي يبعث طيف في منطقة منتصف الأشعة تحت الحمراء فقط يعمل في درجة حرارة الغرفة وما فوقها.



الشكل 3.1 : يمثل تخطيط للميزتين التي يتميز بهما ليزر التتابع الكمي. حيث الشكل التخطيطي الى اليسار يمثل بئر كمي في حزمة التوصيل ووجود نوع واحد من الحاملات وهي الالكترونات ،اما الشكل الى اليمين يمثل صفة اعادة التدوير للحاملات ومرورها بعدد من المراحل [3] .

(3-1) العرض التاريخي لليزر الكمي المتعاقب

Historical review of quantum cascade laser

في عام 1960، اقترح ليزر أشباه الموصلات والذي يعتمد في عمله على أساس التحولات بين المستويات الثانوية في مجال مغناطيسي قوي [9]. ولتوليد الأشعة تحت الحمراء البعيدة ، اشتمل الاقتراح على ضخ ضوئي للجرمانيوم في المجالات المغناطيسية العالية لتحقيق التعداد المعكوس بين المستويات الثانوية سواء في حزمة التوصيل أو التكافؤ . هذا الليزر المقترح يركز على أساس الانتقال البصري بين مستويات نفس الحزمة بدلاً من عبور فجوة الطاقة. ثم تجاهلت فكرة الليزر أحادي القطب لسنوات عديدة ، ولاسيما عند أول ظهور لليزر الصمام الثنائي [10]. مع اختراع أشباه الموصلات نوع الشبيكة المتغايرة (Heterostructures) وما يقابلها من تقدم في نمو المواد ، مدفوعاً جزئياً وإلى حد كبير بتطوير ليزر الصمام الثنائي شبه الموصل ، بدأ الناس في العمل على الآبار الكمية شبه الموصلة والشبيكات الفائقة في أواخر الستينات.

يتم تصنيع الآبار الكمية من خلال طبقات متزايدة من أشباه الموصلات المختلفة في فجوة الطاقة ، مثل GaAs و AlGaAs وبما أن فجوة الطاقة لمادة GaAs هي أصغر من فجوة الطاقة لمادة $Al_x Ga_{1-x} As$ ، لذلك عند الترسيب لهاتين المادتين نحصل على بئر كمي. فإن المظهر الجانبي للفجوة في النطاق ينتج عنه آبار محتملة. يتم تحديد ارتفاع البئر بواسطة تركيز عنصر الألمنيوم AL في مادة الحاجز. الشبيكة الفائقة ، هي عبارة عن تكرار دوري من مادتين وبتراكيز مختلفة ، على سبيل المثال آبار الكم المتكررة والحاجز [11].

في عام 1971، اقترح تضخيم الضوء في الانتقالات داخل الحزمة المترافق مع انبعاث الفوتون عندما يتم نقل الإلكترونات عمودياً في الشبيكة الخارقة في شبيكة مكونة من عدد من الآبار الكمية [12]. في هذا الاقتراح ، الإلكترونات تتحرك من الحالة الأرضية في بئر كمي إلى حالة متهيجة في بئر كمي مجاور ، مع انبعاث فوتون . في العام نفسه ، تم اختراع طريقة انبثاق الشعاع الجزيئي MBA الذي يُتيح نمو هذه

الشبكات الخارقة ، حيث يمكن ترسيب طبقات رقيقة مثل العديد من الطبقات الأحادية مع الدقة الذرية [13]. بعد الانتقال غير المشع إلى الحالة الأرضية ، يتم حقن الإلكترونات في منطقة الكسب التالية عن طريق انفاق متتابعة بين مناطق الكسب. ويتحقق التعداد المعكوس للإلكترونات من خلال وقت الاستطارة الطويل نسبياً والمرتبطة بالانتقال القطري بين الآبار مقارنةً بوقت الاسترخاء القصير جداً داخل البئر. ومنذ ذلك الحين ، تم تطوير أشعة الليزر الكمي المتعاقب المهيجة كهربائياً لأطوال موجات تصل إلى $161 \mu m$ [14].

وفي عام 1976، ظهر أول انبعاث للضوء باستخدام مثل هذا الليزر [1] . بعد اختراع MBA حتى تم الوصول إلى امتصاص داخل الحزمة في تركيب GaAs/AlGaAs مكونة من عدة آبار كمي [1] ، وتم الحصول على أول انتقال نفقي متتابع في الشبيكة الخارقة في عام 1986 [1] . في وقت لاحق لاحظ العلماء انبعاث داخل الحزمة في تردد التيراهيرتز (2.2 THz)، حيث تم الضخ في البداية باستخدام الإثارة الحرارية ثم بواسطة الانتقال النفقي [1]. وقد حقق Fasit وفريقه [15] باستخدام GaAs/AlGaAs المرسبة على أساس InP. وبهذا نالت هذه الليزر الكثير من الاهتمام من قبل مجموعة واسعة في مجالات الأوساط الأكاديمية والصناعة. وقد شهدت الأبحاث على هذا الليزر تقدماً سريعاً والجهود المبذولة لتحسين تكنولوجيا الليزر في مختلف الجوانب لا تزال تنمو. ويمكن تصنيف البحوث على مستوى جهاز الليزر هذا إلى ما يقرب من ثلاثة اتجاهات رئيسية. الاتجاه الرئيسي الأول هو تحسين أداء الأجهزة ، والثاني تعزيز خصائصها الطيفية ، والثالث توسيع نطاق الطول الموجي المتاح .

في عام 1997، تم الحصول على طول موجي مقداره $6.9 \mu m$ باستخدام تركيز من الألمنيوم مقداره 45% وباستخدام التركيب GaAs/AlGaAs. ومنذ ذلك الحين ، استعملت ليزرات GaAs لتوليد أطوال موجية في منتصف المنطقة تحت الحمراء ، نسبة 33% [22]، و 45% [1، 23، 24]، و 100% [25، 26] في AlGaAs. وقد استخدم أول تركيب لليزر GaAs وبتركيز المنيوم مقداره 33% وبدرجة حرارة 140K لتوليد $9.4 \mu m$ [27] .

باستخدام دليل الموجة قليل الخسائر وتركيز 33% من الألمنيوم فإن كثافة تيار العتبة تنخفض الى 5KA لكل سنتيمتر مربع في درجة حرارة 77K وبالنسبة لليزر النبضي بدرجة حرارة 200K ويمكن ان نصل الى 285K. من جهة أخرى هنالك محاولات لتحسين أداء الليزر من نوع $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$. حصل العلماء و بمنطقة فعالة مكونة من ثلاث أبار كمية وبدرجة حرارة الغرفة على جهاز ليزر متعاقب يولد طول موجي $9.4 \mu\text{m}$ [1، 23] وفي حالة منطقة فعالة مكونة من شبكية فائقة تم الحصول على ليزر متعاقب وبطول موجي $12.6 \mu\text{m}$ [28] وفي حالة تركيب مرتبط- مستمر أيضاً تم الحصول على $11 \mu\text{m}$ [29] . اما في حالة الليزر ذو التشغيل المستمر وتركيز 45% للألمنيوم فتم الحصول عليه وبدرجة حرارة 150K.

صممت العديد من تراكيب GaAs/AlAs التي تنبعث منها اشعة في طيف المنطقة تحت الحمراء الوسطى [25، 26]. على الرغم من إظهار أدنى درجة اعتماد بين درجة الحرارة وكثافة تيار العتبة [25] والتشغيل الليزري المستمر بدرجة حرارة 30K [30] ، فإن العامل الرئيسي الذي يحد من عملية انبعاث الليزر هو المقاومة التفاضلية السلبية التي تحد بشدة من درجة حرارة التشغيل القصوى [28]. وبترسيب طبقة منفردة من InAs في المناطق النشطة في الليزر ، تم الحصول عن ليزر نبضي يعمل في درجة حرارة الغرفة باستخدام تركيب $\text{InAs}/\text{GaAs}/\text{AlAs}$ ذو الطول موجي $8.5 \mu\text{m}$ [31] .

في عام 2002 تم تحقيق اول تشغيل لهذه الليزرات في درجة حرارة الغرفة [1] وبعد ذلك تم توليد اطوال موجية بين $3.8 \mu\text{m}$ و $9.5 \mu\text{m}$ ، [16، 17]، واطوال موجية بين $4.5 \mu\text{m}$ و $5.5 \mu\text{m}$ [17، 18] وبقدرة خارجة تتراوح بين 300 mW و 600 mW .

باستخدام تركيب $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ المرسبة على مادة InP ، تم الحصول على أطوال موجية بين $3.5 \mu\text{m}$ و $24 \mu\text{m}$ [15، 19]. تم الحصول على الطول الموجي عند $3.05 \mu\text{m}$ باستخدام

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}_{0.56}\text{Sb}_{0.44}$ مرسبة على منطقة $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}/\text{In}_{0.55}\text{Al}_{0.45}\text{As}/\text{AlAs}$ و InP , [19، 20]. التركيب $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ المرسب على مادة اساس GaAs هو نظام مواد مهمة جداً لتصنيع هذه الليزرزات [17]. بالمقارنة بين الليزرزات الكمية المتعاقبة ذات الاساس InP فان الليزرزات الكمية المتعاقبة ذات الاساس GaAs لها العديد من المميزات.

أن مادة GaAs هي من أشباه الموصلات الأكثر استخداماً من الناحية التكنولوجية بعد السيليكون، لذلك يتم تحديد ثوابتها بدقة وتوثيقها. ثانياً، يستطيع ليزر GaAs المتعاقب الوصول الى كفاءة بحدود 15% وبالتالي يمكن استخدام هذه الليزرزات في تشغيل النبضة المستمرة . فضلاً عن ذلك، يمكن لهذه الليزرزات تحقيق طيف واسع من الاطوال الموجية بسبب وجود عنصر الالمنيوم إذ يمكن الوصول الى اطوال موجية من $7.4 \mu\text{m}$ الى $190 \mu\text{m}$ [21] .

(4-1) أنواع الليزر الكمي المتعاقب

Types of QCL

ان السبب المهم وراء تطوير اشعة ليزر أشباه الموصلات هو ظهور التراكيب المتغايرة المزدوجة التي تتكون من تركيبين متغايرين من اجل حصر الالكترونات والفوتونات ، وبالتالي إنتاج الليزر النبضي في درجة حرارة الغرفة بالإضافة الى الليزر المستمر. عندما تكون الطبقة بين وصلات التراكيب المتغايرة المزدوجة رقيقة بما فيه الكفاية ، يصبح الهيكل بشكل بئر كمي بسبب التأثير الكمي لحجم الطبقة الرقيقة. إن الدقة العالية لإمكانية نمو هياكل مغاير في أشباه الموصلات جعلت من الممكن استكشاف تأثيرات فيزيائية جديدة.

يتكون الليزر الكمي المتعاقب من ابار كمية تفصل بينها حواجز تسمح بالمرور النفقي بين هذه الآبار وتكون محكومة بقوانين الفيزياء الكمية. من الضروري إدخال الفيزياء الأساسية للآبار الكمية والحواجز قبل مناقشة تصميم الليزر الكمي المتعاقب. البئر الكمي هو النظام الذي تقتصر فيه حركة الإلكترون في احداثي

واحد وتكون حدود هذه الحركة قابلة للمقارنة أو أصغر من الطول الموجي للإلكترون حسب فرضية ديبرولي، ويؤدي هذا التقييد في الحركة إلى تكوين مستويات طاقة الكترونية منفصلة ، وبالتالي ينتج الحبس الكمي [8]. ونتيجة لهذه المستويات المنفصلة من الطاقة الكمية ، تكتسب هذه الهياكل خصائص إلكترونية وبصرية جديدة وفريدة من نوعها لا توجد في البنية السابقة للليزرات التقليدية. وهذه الخصائص الفريدة للهياكل جعلت البئر الكمي يُستخدم في العديد من التطبيقات مثل أجهزة الكشف الضوئي ذات الأشعة تحت الحمراء الكونية ، وأشعة أشباه الموصلات ، ومكبرات الصوت الضوئية و الليزر الكمي المتعاقب. و يُبين الشكل (4.1) مثلاً بسيطاً على البئر الكمي الذي تم تشكيله في نطاق التوصيل حيث يكون مقدار ارتفاع الجهد $V(x)$ المحتمل صفر ضمن $0 < x < L$ و مالا نهاية في خارج البئر . معادلة شرودنجر داخل البئر الكمي تُكتب كما يلي [8]:

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi(x) + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi(x) = 0 \quad (1.1)$$

حيث E هي طاقة حالة الإلكترون في البئر الكمي ، m هي كتلة الإلكترون، $\hbar$ هو ثابت بلانك مقسوماً على 2π و $\psi(x)$ هو دالة الموجة. وبكتابة متجه الانتشار بالصورة $k = \sqrt{2mE/\hbar^2}$ ، حيث $E > 0$ ، يمكن إعادة كتابة معادلة شرودنجر على النحو التالي [8]:

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi(x) + k^2 \psi(x) = 0 \quad (2.1)$$

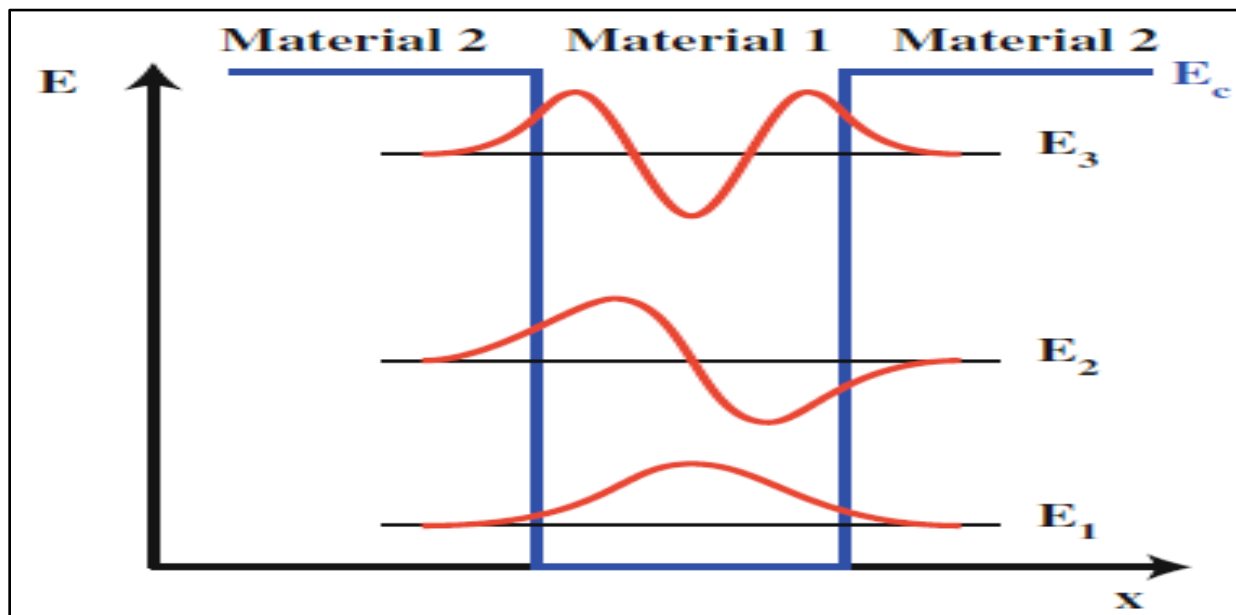
لهذه المعادلة حل عام يعطى بالمعادلة التالية :

$$\psi(x) = A \sin(kx) + B \cos(kx) \quad (3.1)$$

الشرط الحدودي في هذه الحالة هو $\psi(0) = \psi(L) = 0$. وهكذا، B في المعادلة (1.3) يجب أن تكون صفراً ، وبالتالي تُكتب المعادلة الأخيرة بالشكل التالي $\psi(x) = A \sin(kx)$ حيث A هو سعة دالة

الموجة التي يمكن استخدامها لإيجاد حلول الطاقة المكممة. ولايجاد حل عند $x = L$ ، فإن A لا يمكن أن يساوي صفر ، مما يعني أن $\sin(kL) = 0$. وبالتالي، $n\pi = kL$ حيث $n = 1,2,3,\dots$ وباستبدال تعبير k ، يمكن أن نحصل على القيم الذاتية [8]:

$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2} \quad n = 1,2,3 \dots \dots \dots (4.1)$$



الشكل 4.1: مخطط لبئر كمي مكون في حزمة التوصيل بأستخدام مادتين من أشباه الموصلات المختلفة. والشكل يوضح أدنى ثلاث حالات كميه [8].

طاقه كل حالة كمية مرتبة حسب العدد الكمي n لبئر كمي ذو جهد لانهائي تُعطى بالعلاقة التالية :

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* L^2} + \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m^*} \quad n = 1,2,3 \dots \dots \dots (5.1)$$

حيث k_n هو العدد الموجي حسب الحالة الكمية التابع لها و $k_{||}$ هي العدد الموجي للبئر الكمي في البعدين غير المكممين و m^* هي الكتلة الفعالة للإلكترون في اشباه الموصلات. البئر الكمي الواحد هو نظام يتكون من اثنين من التراكيب المتغايرة. وعادةً ما يتم صناعة التركيب المتغاير من أشباه الموصلات المختلفة من حيث

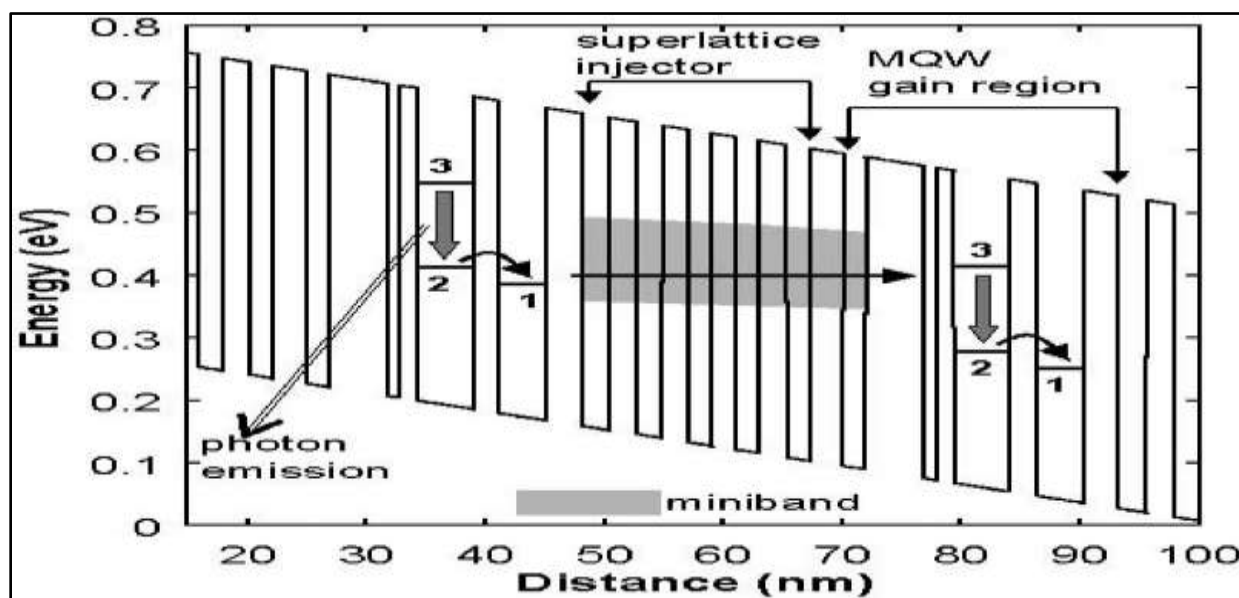
قيمة فجوة الطاقة لكل مادة . وبطبيعة الحال فان مجال الالكترون لا يؤثر على شكل الجهد المتكون من ترسيب المادتين على بعضهما على الرغم من اختلاف فجوة الطاقة لكل منهما. إذا كان سُمك الحواجز التي تفصل بين آبار الكم كافية لجعلها غير مخترقة من قبل الالكترونات فان هذا الهيكل يُسمى متعدد الابار الكمية، ان في مثل هذا التركيب يكون وجود العديد من الآبار الكمية المعزولة يؤثر بشكل ملحوظ على الخصائص الالكترونية والخصائص البصرية. من الممكن ان يحصل النفق بين الآبار الكمية اذا اصبحت الحواجز التي تفصل بين تلك الابار رقيقة ، وبالتالي ، فإن مستويات تشويه البئر معزولة في الحزمة الفرعية الصغيرة (miniband) أحادية البعد . أما الآبار الكمية في الشبكة الخارقة او ما يسمى الابار الكمية المعزولة تعني ان الابار الكمية هي قريبة جداً من بعضها البعض لذلك فان الالكترون يمكن ان ينتقل نفقياً الى البئر الكمي اللاحق . وقد تم البحث في العديد من أنواع الليزر الكمي المتعاقب نظرياً وتجريبياً. ويمكن تصنيف جميع هذه الليزرات إلى نوعين:

1. الليزر الكمي المتعاقب في الشبكة الفائقة : في هذا النظام، تتكون منطقة الكسب من شبكة فائقة. إن انتقال الالكترونات بين طرفين صغيرين او ما يسمى حزمتين صغيرتين من هذه الشبكة الفائقة يؤدي إلى انبعاث فوتونات. والواقع أن هذه الحزمة الصغيرة هي عبارة عن مجموعات من مستويات الطاقة المتقاربة، كما في الشكل (6.1) [32].

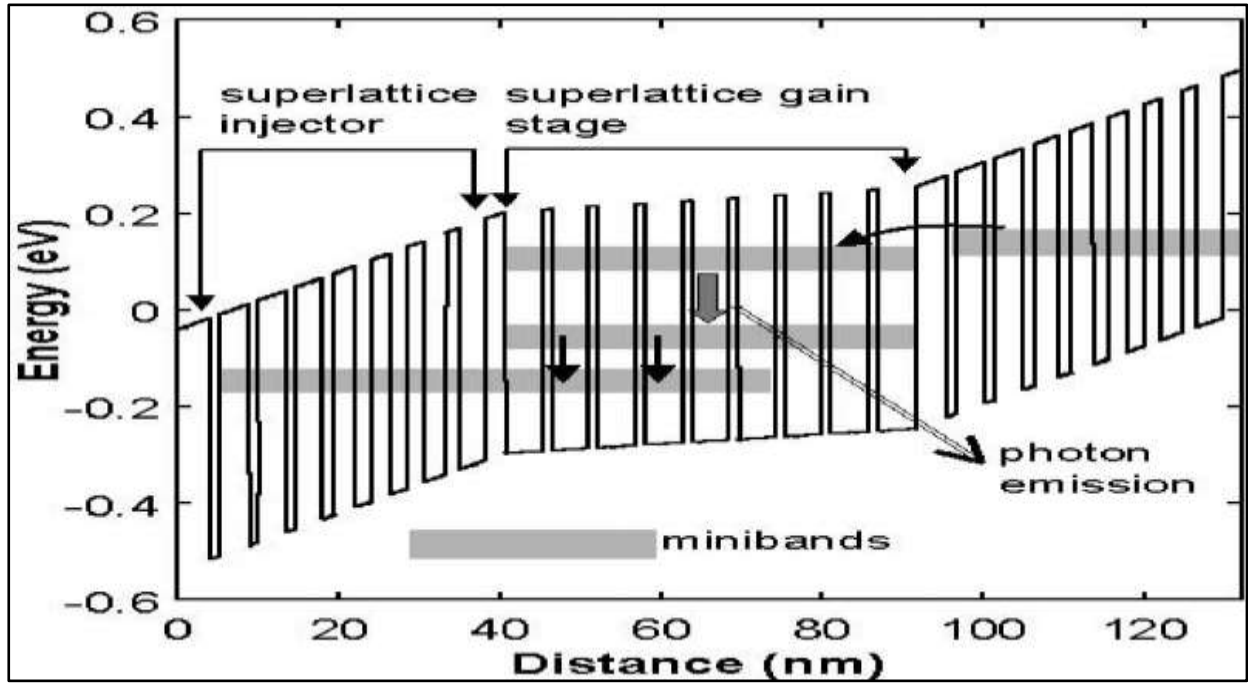
2. الليزر الكمي المتعاقب ذو الآبار الكمية المتعددة : عادة ما تتكون مرحلة الكسب من آبار كمية متعددة (اثنان الى ثلاث ابار)، وتتبعث الفوتونات عندما يحدث الالكترون تحولات بين مستويين من الطاقة المكمنة ، الشكل (7.1). فإن الطول الموجي للانبعاث في ابار كمية متعددة يعتمد على سمك البئر الكمي ، وبالتالي يمكن تصميمه بواسطة الحجز الكمي [4] .

وغالباً ما يُطلق على الانتقال البصري في الابار الكمية المتعددة بالانتقال القطري لأن دوال الموجة للالكترون التي تقابل الحالات الكمية المشاركة مباشرة في العمل الليزري تقع في مناطق مختلفة مكانياً . وهذا

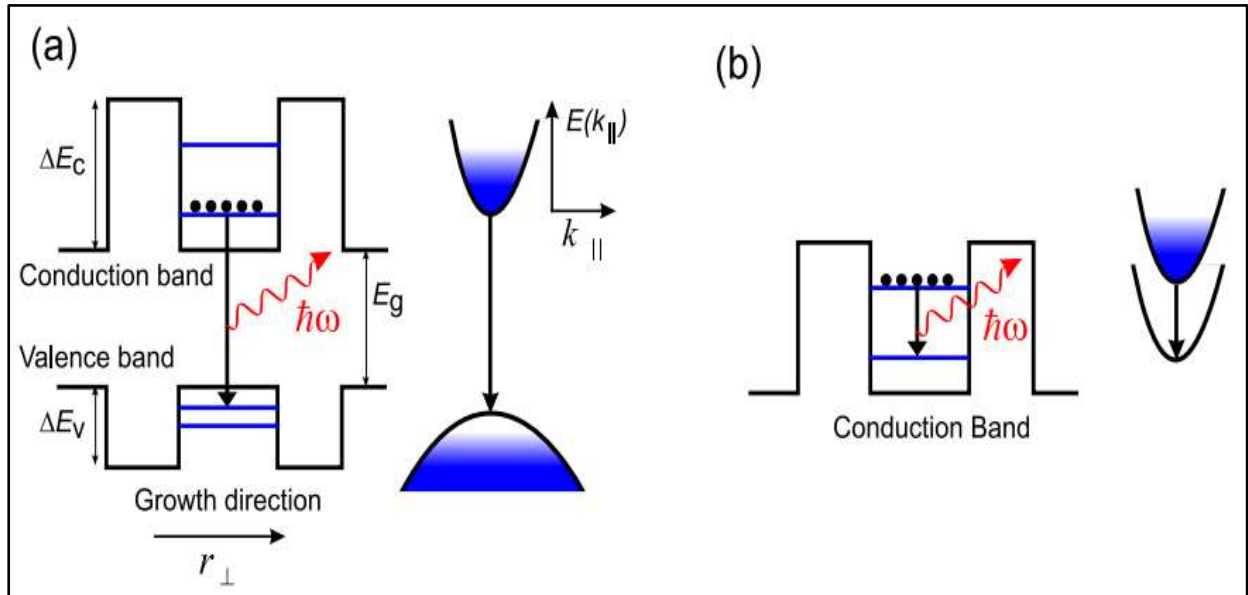
يؤدي إلى تقليل عنصر المصفوفة البصرية ، ويقلل استمرارية التيار في المستوي . مما يُعزز عمر المستوى الأعلى او الحالة الكمية العليا. في تصميم الشبكة الفائقة تأتي القيمة الواطئة لعنصر المصفوفة البصرية من الانتقال الرأسي حيث تقع الموجات المقابلة لحالة الليزر العليا والسفلى في نفس المنطقة. بالإضافة الى الاقتران القوي من المنطقة المجهزة للإلكترونات الى المستوى الليزري العلوي يأتي من اختراق كبير من $n = 3$ في منطقة الحقن ، مع ملاحظة ان التقليل من الاقتران بين المستويات في منطقة الكسب ، يؤدي إلى تقليل جزء من تيار الحقن في مستوى الليزر العلوي و يكون هذا الحقن أكبر من واحد في مستوى الليزر الأدنى.



الشكل 6.1: الليزر الكمي المتعاقب في الشبكة الفائقة [32] .



الشكل 7.1: الليزر الكمي المتعاقب ذو الابر الكمية المتعاقبة [32].



الشكل 8.1: مقارنة بين الليزر التقليدية والليزر الكمية المتعاقبة، حيث a يمثل الليزر شبه الموصل التقليدي، b يمثل الليزر الكمي المتعاقب [33].

(5-1) خواص الليزرات الكمية المتعاقبة

characteristics of QCL

هناك جملة من الاختلافات بين الليزرات الكمية المتعاقبة والليزرات التقليدية وهي:

1- تعتمد أشباه الموصلات التقليدية على عملية إعادة التركيب بين الإلكترونات في نطاق التوصيل والثغوب في نطاق التكافؤ عبر فجوة الطاقة . تحدث الانتقالات البصرية المشعة عندما يتم حقن الإلكترونات والثغوب في المنطقة النشطة من خلال عملية الانحياز الامامي. وعلى النقيض من ذلك ، تعتمد أشعة الليزر الكمية المتعاقبة على الانتقالات البصرية للإلكترونات بين المستويات الثانوية في نطاق التوصيل. وتنشأ الحالات الكمية في حزمة التوصيل من حجم التكيم ضمن حزمة التوصيل. حتى الآن ، لا يوجد ليزر كمي متعاقب يعتمد على الانتقالات البصرية للفجوات بين الحالات الكمية الثانوية في حزمة التكافؤ (كما في الشكل 8.1)

2 - يكون طيف الكسب واسع نسبياً وغير متمائل في الليزرات التقليدية ، ويعود ذلك إلى اختلاف التحدب لكل من المستويات الثانوية في حزمة التوصيل والتكافؤ ومبدأ باولي للاستبعاد ، وبالتالي ، يكون التعداد المعكوس ذا توزيع واسع نسبياً . وعلى النقيض من ذلك ، فإن الليزر الكمية المتعاقبة تنشأ من المستويات الثانوية في حزمة التوصيل والتي لها الانحناء نفسه مما يؤدي الى جعل الانتقالات في هذه الليزرات مشابهة للانتقالات الذرية ، وبالتالي ، الحصول على خط طيفي متمائل وضيق .

3 - لا يعتمد طول الموجة المنبعثة في الليزر الكمية المتعاقبة على قيمة فجوة الطاقة مما يؤدي إلى تقليل تأثيرات فجوة الطاقة الصغيرة على الطول الموجي وأيضاً تقليل تأثير درجة الحرارة على أداء هذه الليزرات.

4 - في الليزر الكمية المتعاقبة ، تيار العتبة له قيمة عالية جداً بالمقارنة مع الليزر التقليدية. ويرجع ذلك إلى العمر القصير جداً للانتقالات غير المشعة في الحالة الكمية العليا . هذه الليزر لها تأثير قليل بدرجة الحرارة مقارنة مع الليزر التقليدية وذلك بسبب توسع الكسب فقط عن طريق درجة الحرارة الناشئة من

الاصطدامات ، في الليزرزات الكمية التي تعتمد على انبعاث الفونون الضوئي يكون عمر الحالة الكمية العليا يعتمد على درجة الحرارة بالمقارنة مع اعادة التحام Auger في الليزرزات التقليدية.

5 - في الليزرزات الكمية المتعاقبة ، يتم إعادة حقن الإلكترونات في حالة الليزر العليا من المراحل السابقة أي أن الإلكترون يمكن أن يؤدي إلى أكثر من فوتون واحد. وبالإضافة الى ذلك ، فإن كثافة تيار العتبة تتناسب عكسياً مع عدد المراحل. وعلى النقيض من ذلك ، فإن إضافة المزيد من الآبار الكمية يؤدي إلى زيادة تيار العتبة بسبب أن حجم المنطقة الفعالة الكبير يجب أن يصل إلى شرط الشفافية (ويقصد به تساوي عدد الحاملات في المنطقة النشطة مع قيمة عدد الحاملات عند العتبة) في أشعة الليزر الناشئة من تركيب ذي آبار كمية متعددة.

6 - في الليزرزات التقليدية ، يعتمد الحد الأقصى لتيار الحقن على الخواص الحرارية أو الضرر المرئي للمرأة البصرية (COMD) في المرأة الأمامية. في المقابل ، لتجنب تشكيل مجالات الشحنة الفراغية ، ممكن تشويب الليزرزات الكمية المتعاقبة وهما يعتمد الحد الأقصى لتيار الحقن على كمية التشويب .

7- لا تتنبأ علاقة كرامرز - كرونينغ بأي تغيير في الجزء الحقيقي من معامل الانكسار لشكل الكسب المتناظر. ولذلك ، فإن عامل تعزيز الخط الطيفي يكون صغير جداً.

8- إن انبعاث الفونون البصري هو آلية الاستطارة المهيمنة على كثافة الحاملات عندما تكون طاقات الانتقال أكبر من رنين الفونون البصري. يحدث هذا عندما يكون عمر الحالة الكمية العليا في حدود البيكو ثانيه. ويسمح العمر القصير جداً للحالة الكمية العليا من حيث المبدأ بتشكيل التردد العالي الذي يصل الى 100 كغاهيرتز.

(1-6) الخصائص الفيزيائية للليزرات الكمية المتعاقبة Physical properties of QCL

(1-6-1) قواعد الوصول للتعداد المعكوس في الليزرات الكمية المتعاقبة

Rules of getting the population inversion

في هذه الليزرت تكون كل مرحلة كسب مكونة من ثلاث حالات كمية. تنتقل الإلكترونات بين هذه

المراحل من خلال منطقة الحقن حيث ان الإلكترونات تحقن من المستوى الاوطا في المرحلة السابقة الى

المستوى الأعلى في المرحلة اللاحقة. في هذه الليزرات ينشأ الكسب من التعداد المعكوس بين المستويين

العلوي (الثالث) والأوسط (الثاني). من العوامل المهمة في هذه الليزرات هي كفاءة الحقن η_i وهي تمثل

مقدار التيار الواصل الى المستوى الأعلى الى مقدار التيار الكلي وتعطى بالعلاقة [67]:

$$\eta_i = \frac{J_3}{J} \quad (6.1)$$

القيمة المثالية لكفاءة الحقن هي 1. قد تنحرف قيمة الكفاءة الكمية عن القيمة المثالية بسبب الاثارة الحرارية

للإلكترونات من الحاقن الى المنطقة المستمرة او الحالات ذات الطاقة الأعلى او من خلال الحقن المباشر

للإلكترونات من الحاقن الى الحالات الكمية الاوطا ونقصد بها المستوي الثاني والأول. للتخلص من

الميكانيكية الأولى يمكن استخدام تصميم يضم حواجز طاقة عالية (جهد بئر عالي). في حين استخدام ابار

كمية رقيقة بعد منطقة الحقن يضمن التخلص من الميكانيكية الثانية. وهذا يؤدي الى تحسين ترابط منطقة

الحقن مع المستوي الثالث ولكن يضعف الترابط بين الحاقن والمستويين الثاني والثالث. اذا كان τ_3 هو

الزمن الكلي لبقاء للإلكترونات في المستوي الثالث فان الحالة المستقرة للإلكترونات في هذا المستوي تعطى

بالعلاقة [67]:

$$N_3 = \frac{\eta_i J}{e} \tau_3 \quad (7.1)$$

إذا افترضنا ان المستوى الثاني يمتلئ من خلال الانتقال المباشرة للإلكترونات من المستوى الثالث فان كثافة الإلكترونات في المستوى الثاني تعطى بالعلاقة [67]:

$$N_2 = \frac{\tau_2}{\tau_{32}} N_3 \quad (8.1)$$

حيث ان عمر المستوى الثاني هو τ_2 والمعدل الزمني للاستطارة من المستوى الثالث الى المستوى الثاني هو τ_{32} لذلك فان التعداد المعكوس يعطى بالعلاقة [67]:

$$N_3 - N_2 = \frac{\eta_i J}{e} \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}}\right) \quad (9.1)$$

عندما $\tau_{32} = \tau_2$ فان جميع الإلكترونات تنتقل من المستوى الثاني الى الثالث لذلك تكون القيمة العظمى للإلكترونات في المستوى الثاني تعطى بالعلاقة [67]:

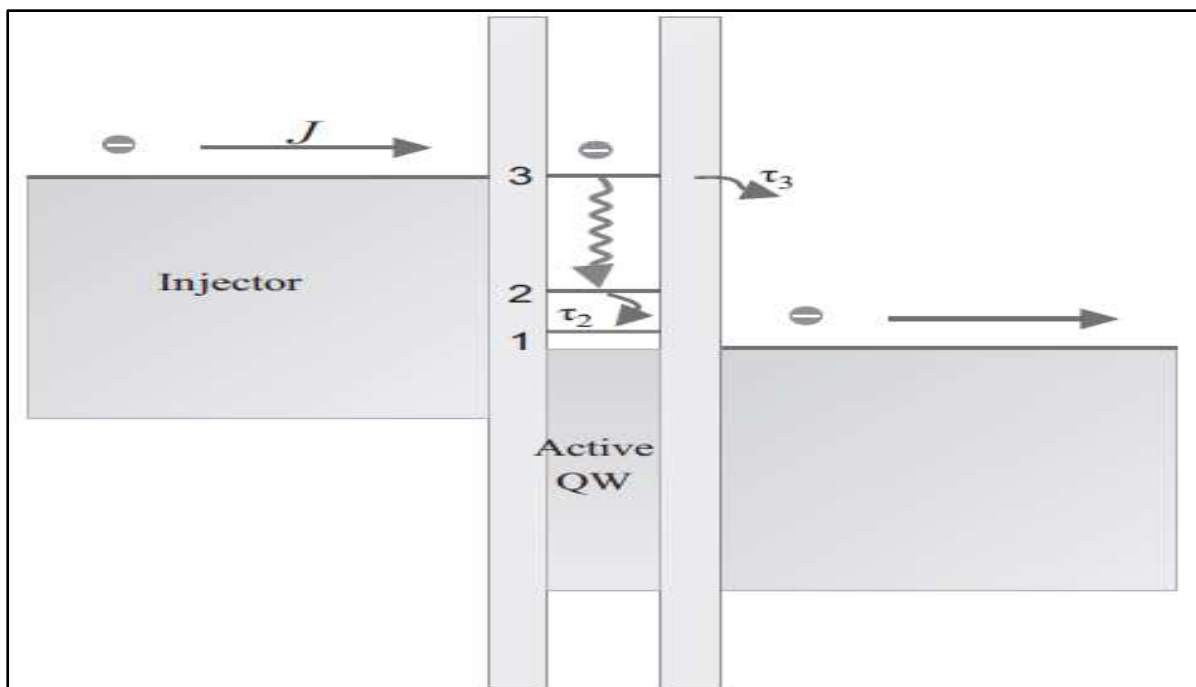
$$N_2 = \frac{\eta_i \tau_2 J}{e} \quad (10.1)$$

لذلك يعطى التعداد المعكوس بالعلاقة [67]:

$$N_3 - N_2 = \frac{\eta_i J}{e} (\tau_3 - \tau_2) \quad (11.1)$$

التعداد المعكوس والكسب البصري يتحقق من خلال كثافة التيار وعندما يتحقق الشرط $\tau_3 > \tau_2$. وهذا يحدث عندما نستخدم معادلات معدل لمستويات ثلاثة وعندما تتساوى طاقة الانتقال من المستوى الثاني الى الأول مع طاقة الفونون البصري الطولي. لذلك لا يوجد حد عتبه بالنسبة للتعداد المعكوس ويحدث الكسب

من اول سريان الالكترونات. وهذا شيء فريد في هذه الليزرزات ولذلك فان كثافة تيار العتبة لا تعتمد على شرط الشفافية أي وصول الحاملات الى مستوى معين وبالتالي تعتمد كثافة الحقن على خسائر المرنان. لذلك نحتاج الى ان يكون الليزر الكمي المتعاقب بخواص تقلل من الخسائر وبالتالي يكون تيار العتبة قليل.



الشكل 9.1: يمثل منطقة فعالة واحدة في الليزر الكمي المتعاقب [40].

(2-6-1) الكسب البصري في الليزرزات الكمية المتعاقبة

التفاعل بين الإلكترونات في الحالات الكمية الإلكترونية والمجال الكهرومغناطيسي للضوء الساقط هو اساس عمل الاجهزة الكهروبصرية. ومن الضروري تحديد احتمالات الانتقال بين المستويات الناجم عن وجود هذا المجال لاستخلاص الكسب في المنطقة الفعالة. لنفترض أن الموجة الكهرومغناطيسية المستقطبة خطياً بالمجال الكهربائي تأخذ الشكل التالي $E = E_0 \hat{k} \cos(\omega t - kr)$ حيث ω هو التردد الزاوي، k

هو ثابت الانتشار و $\hat{k}$ هو اتجاه الاستقطاب ويعطى الجهد المتجه A ، المرتبط بالمجال الكهرومغناطيسي الساقط بالعلاقة [40]:

$$E = \frac{\partial A}{\partial t} \quad (12.1)$$

لذلك،

$$A = \frac{E_0}{2\omega} \hat{k} (e^{i(\omega t - Kr)} - e^{-i(\omega t - Kr)}) \quad (13.1)$$

العامل الهاملتوني المعتمد على الزمن H يعطي وصفا لتأثير هذه الموجة على القيم المتوقعة للإلكترون في تركيب الجهاز. هذا التأثير يعطى بتقريب الكتلة الفعالة [40]:

$$H = -\frac{e}{m^*} A \cdot p = V(e^{i(\omega t)} - e^{-i(\omega t)}) \quad (14.1)$$

حيث ان e هي شحنة الإلكترون و m^* هي الكتلة الفعالة و $V = e\epsilon \cdot p E_0 / 2m^* \omega$ احتمالية الانتقال لوحدة الزمن للإلكترون بين حالتين كميتين تحت تأثير المؤثر الهاملتوني تعطى بالعلاقة [40]:

$$W_{if}(\hbar\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | V | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega) \quad (15.1)$$

حيث ان E_f هي الحالة النهائية للإلكترون و E_i هي الحالة الأولية للإلكترون و $\hbar$ هو ثابت بلانك. باستخدام مصفوفة عناصر الزخم نحصل على [40]:

$$W_{if}(\hbar\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2 E_0^2}{4m^{*2} \omega^2} |\langle f | \hat{k} \cdot p | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega) \quad (16.1)$$

الدوال الموجية للحالات الكمية للإلكترونات في تقريب الكتلة الفعالة تأخذ الشكل التالي [67]:

$$\varphi_i(r) = u_{vi} f_i(r) \quad (17.1)$$

$$f_i(r) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{ik_{\perp i} \cdot r_{\perp}} \chi_i(z) \quad (18.1)$$

حيث ان $\chi_i(z)$ هي دالة التراكب التي تصف امتداد حالة الإلكترون في الاتجاه عمودي على طبقات التراكيب المتغايرة، $k_{\perp i}$ ، $r_{\perp}$ هما متجه الموجة في بعدين ومتجه الموضع، S المساحة و u_{vi} هي الجزء الدوري من دالة بلوخ. وبما أن الحالة الأولية والنهائية تنبع من نفس الحزمة وتكون دوال التراكب متعامدة، فإن الحد $\langle \chi_f | \chi_i \rangle$ مهمل اذا كانت الحزمة الثانوية تختلف عن الحزمة الاولى وبالتالي يتم إعطاء معدل الانتقال من الحالة الكمية $|i\rangle$ إلى الحالة الكمية $|f\rangle$ من خلال [40].

$$W_{if}(\hbar\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2 E_0^2}{4m^{*2}\omega^2} \hat{k}^2 |\langle \chi_f | p_z | \chi_i \rangle|^2 \delta(k_{\perp f} - k_{\perp i}) \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega) \quad (19.1)$$

وبما أن طريقة الكتابة الأكثر شيوعاً، يمكن أن يُعطى معدل الانتقال بواسطة عنصر مصفوفة الزخم الثنائية القطب z على النحو التالي [40].

$$W_{if}(\hbar\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2 E_0^2}{4} \hat{k}^2 |\langle \chi_f | z | \chi_i \rangle|^2 \times \delta(k_{\perp f} - k_{\perp i}) \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega) \quad (20.1)$$

من هذه المعادلة، يمكننا أن نلاحظ الأمور التالية الهامة حول الانتقالات في هذه الليزرزات

1- تحدث الانتقالات البصرية المتاحة إذا كان المجال الكهربائي موازياً لاتجاه النمو z ، وبالتالي فان

الانتقالات البصرية مستحيلة إذا كان الضوء ينتشر عمودي على سطح العينة.

2- لا تعتمد طاقة الانتقال البصري ومعدل الانتقال على متجه الموجة المستوية، وتكون الانتقالات البصرية

عمودية في الفضاء k ، وعلى افتراض ان شكل مستويات الطاقة هو قطع مكافئ.

3-تؤثر دوال التراكب بشكل حصري على عنصر المصفوفة. ويمكن تصميم عنصر المصفوفة من خلال

تصميم شكل دوال الموجة في هياكل الابار المقترنة.

ويُعرف الكسب المادي بأنه التغير في تدفق الفوتون مقسوماً على عدد الفوتونات. ويُعطى الكسب المادي بالمعادلة التالية [40]:

$$G = \frac{2e^2 \langle z_{32} \rangle^2 \omega}{\epsilon_0 n c (2\gamma) L_p} (n_3 - n_2) \quad (21.1)$$

حيث γ هو دالة لورنز في العرض عند منتصف القيمة العظمى (FWHM)، n هو معامل الانكسار و L_p هو سمك الهيكل المتركب. التعبير الشائع لكسب الليزر الكمي المتعاقب يتناسب مع كثافة التيار حيث $G = gJ$ ، حيث g هو معامل الكسب والمعطى بالعلاقة [40]:

$$g = \frac{4\pi e \langle z_{32} \rangle^2}{\epsilon_0 n \lambda (2\gamma) L_p} \eta_i \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}}\right) \quad (22.1)$$

وهناك كمية تستخدم عادة في هذه التعبيرات هي قوة مذبذب f_{32} لهذه الانتقالات يعطى بالعلاقة:

$$f_{32} = \frac{2\omega m_0}{\hbar} \langle z_{32} \rangle^2 \quad (23.1)$$

ويمكن بعد ذلك كتابة معامل الكسب كما يلي:

$$g = \frac{\eta_i f_{32} \tau_3 e \hbar}{\epsilon_0 c m_0 n (2\gamma) L_p} \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}}\right) \quad (24.1)$$

عادةً يكون النمط المنتشر في المنطقة الفعالة غير محصور داخل هذه المنطقة بل يتوسع الى خارجها وبالتالي يعاني الكسب من نقصان بمقدار يساوي معامل الحصر البصري. ويكون الكسب مساوي الى $G = \Gamma g J$. لمنطقة فعالة مكونة من عدد من المراحل فان الكسب يمكن ان يكتب بالشكل $\Gamma = \Gamma_p N_p$ ولذا فان $G = \Gamma_p N_p g J$ ويؤدي العدد الكبير من مناطق الكسب إلى زيادة عامل التداخل Γ وإلغاء تضاعف الكسب الذي يحدث مع زيادة سماكة المنطقة النشطة. الكسب صغير جدا مقارنة مع أشباه الموصلات التقليدية.

تيار العتبة لليزرات التعاقب الكمي هو أعلى، ولكن أقل حساسية بكثير لدرجة الحرارة حيث ان عمر الحالة الكمية المتهيجة يكون قصير جداً.

Non-radiative Transitions

(3-6-1) الانتقالات غير المشعة

فضلاً عن انبعاث الفوتونات من خلال انتقال الإلكترون في الانتقالات المشعة ، يمكن الإلكترونات أيضاً الانتقال من دون انبعاث فوتون من خلال تشتت الإلكترونات في الشوائب ، خشونة السطح ، والفونونات الصوتية والبصرية. في استطارة الكترون – الكترون ، واحد أو أكثر من الإلكترونات في مستوى الطاقة الاوطا تأخذ الطاقة من الإلكترون في مستوى الطاقة العالي، وبالتالي، الطاقة الإجمالية للإلكترونات كلها لا تزال ثابتة. تشتت الإلكترونات مع الفونونات هي العملية الوحيدة التي يمكن من خلالها توزيع الإلكترون الحراري في الشبكة ، والتي يمكن وصفها من قبل المؤثر الهاملتوني التالي [40] :

$$H_{e-ph} = \sum_q [\alpha(q)e^{(-i\vec{q}\cdot\vec{r})}a_q^+ + c. c.] \quad (25.1)$$

مؤثر الانشاء للفونون في النمط $\vec{q}$ هو a_q^+ ويمكن تعريف قوة التفاعل فروليتش Fröhlich

لاستطارة الفونون البصري الإلكترون من خلال [40]:

$$|\alpha(\vec{q})|^2 = 2\pi\hbar\omega_{Lo} \frac{e^2}{\epsilon_r\Omega q^2} \quad (26.1)$$

حيث Ω هي حجم وحدة الخلية، ϵ_r هي سماحية الترددات العالية و $\hbar\omega_{Lo}$ هي طاقه الفونون البصري .

قوة التفاعل بين الالكترين والفونون الصوتي يمكن ان تعرف كمايلي [40] :

$$|\alpha(\vec{q})|^2 = \hbar \omega_q \frac{C_0}{\Omega} \quad (27.1)$$

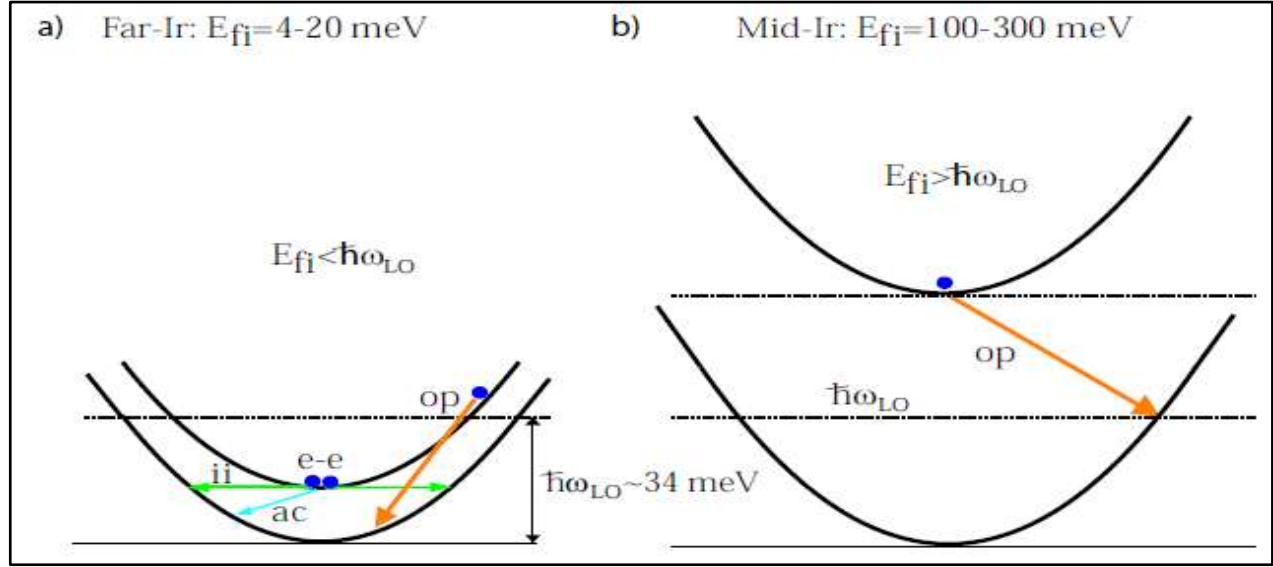
حيث C_0 ثابت و $\hbar \omega_q$ هو طاقة النمط . في المعادلات المذكورة أعلاه ، يكون التشتت الخطي للفونونات الصوتية واضحاً ، في حين يعدّ قليل للفونونات البصرية . ويأتي التعداد المعكوس بين المستويات الثانوية من التصميم الدقيق لازمان الاستطارة. انبعاث الفونونات البصرية هو آلية الاستطارة المهيمنة بين المستويات الثانوية المفصولة بطاقة أكثر من طاقة الفونون الضوئي . هذه العملية دائماً مسموحة وفعالة جداً، وتنتج ازماناً في حدود بيكو ثانية. لذا عملية حساب معدل انبعاث الفونون الضوئي ضرورية جداً في تصميم الليزرات ويمكن حساب استطارة الفونون الضوئي من العلاقة :

$$\frac{1}{\tau_{if}} = \frac{m^* e^2 \omega_{LO}}{2 \hbar^2 \epsilon_r q_{if}} \int dz \int dz' \varphi_i(z) \varphi_f(z) e^{-q_{if}(z-z')} \varphi_i(z') \varphi_f(z') \quad (28.1)$$

حيث

$$q_{if} = \sqrt{\frac{2m^*(E_{if} - \hbar \omega_{LO})}{\hbar^2}} \quad (29.1)$$

في المعادلة الأخيرة، يمكن حساب امتصاص الفونونات البصرية عن طريق استبدال علامة الطرح بعلامة زائد. الشكل (10.1- a و b) يبين آليات الاستطارة داخل الحزمة حيث يكون فرق الطاقة E_{if} أكبر أو أصغر من E_{LO}



الشكل 10.1: يوضح اهم عمليات الاستطارة (a) استطارة ايون- شائبة (ii), استطارة الكترون-الكترون (e-e), استطارة انبعاث فونون صوتي (ac), استطارة انبعاث فونون ضوئي (op). (b) انبعاث فونون بصري (op)، استطارة الكترون-الفونون الضوئي هي العملية المسيطرة عندما $E_{fi} > \hbar\omega_{LO}$ ، في حين العمليات الأخرى هي المسيطرة عندما $E_{fi} < \hbar\omega_{LO}$ [40].

Rate equation model

(4-6-1) أنموذج معادلات المعدل

إن الحساب الدقيق للمعلومات الفيزيائية الهامة في الليزرات بشكل عام وفي ليزرات التعاقب الكمي مثل توزيع للحاملات في الحالة المستقرة لجميع المستويات الثانوية في حزمة التوصيل والمتضمنة للانتقال البصري في هذه الليزرات هو بشكل عام لا يتم بطريقة مباشرة. في المنطقة النشطة، تحدث آليات انتشار متعددة (intersubband) تؤدي إلى توزيع شبه متوازن من مجموع التوزيع الإلكتروني، مثل الانتثار المباشر من الحاقن السابق عبر حاجز الحقن، أو تشتت الإلكترونات الساخنة أو ذات الطاقة القليلة بصوره عكسية. وتأتي آثار التعبئة الحرارية من انتقال الإلكترونات الحرارية إلى المستوي الثاني. مع التصميم المناسب لمنطقة الحقن، عندما تكون الطاقة كبيرة بما فيه الكفاية بين المستوي الاوطا في الحاقن والمستوي الثاني يمكن إهمال آثار التعبئة الحرارية. يؤدي المجال الكهربائي المسلط دوراً مهماً حيث يعتمد فرق الطاقة

بين المستوي الاوطأ في الحاقن والمستوي الثاني بقوة على هذا المجال لتحقيق محاذاة الحاقن إلى المستوي الثالث. وفي تقريب معادلات المعدل، أظهرت المعالجات المختلفة التي تستند إلى هذا التقريب وتستخدم لوصف آليات الاستطارة بين المستويات الإلكترونية للمنطقة النشطة اتفاقاً عادلاً مع البحوث التجريبية مثل منحنيات (جهد- تيار). ويمثل نموذج معادلات المعدل طريقة بسيطة جداً لاستخلاص المعلمات الفيزيائية الهامة مثل كثافة تيار العتبة وكفاءة الانحدار والتعداد المعكوس . التطور الزمني لتوزيع الحاملات في جميع مستويات الإلكترونات المسموحة إلى جانب وصف كثافة الفوتونات.

Losses (5-6-1) الخسائر

تصميم الليزر ضمن منطقة التيراهيرتز، يعتمد على اثنين من العوامل الأساسية لليزرات، هما المادة الفعالة، و المرنان. ويمكن انتقاء الانتقالات المثلى بين المستويات من خلال تصميم يتكون من طبقات مكدسة من أبار كمية . وبالمقارنة مع البارامترات الأخرى مثل مستويات التشويب ومتوسط السماحية في المنطقة النشيطة ، فإن تردد الكسب المرغوب هو المعلمة الوحيدة التي تؤثر على التصميم العام لوسط الليزر. يتكون المرنان من جزئين ، هما الدليل الموجي لحصر الإشعاع والمرايا لتوفير التغذية الاسترجاعية البصرية. ويمكن تقسيم الخسائر إلى نوعين هما الخسائر الناشئة من الامتصاص في الدليل الموجي الذي ينشأ عن الخصائص الكهرومغناطيسية الأساسية للوسط الفعال و خسائر الاقتران في المرايا التي تنشأ عن انعكاسية المرآة المحدودة R . لأي نمط معين في الدليل الموجي ، الشرط الضروري هو أن الموجة تُعيد نفسها بعد كل ذهاب وإياب للموجة خلال المرنان . يمكن كتابة شرط تحقق الذهاب والإياب ، على افتراض وجود تجويف محاط بالمرايا المتطابقة ، كما يلي [66]:

$$|r|^2 e^{i2\phi_r} e^{i2\beta L} = 1 \quad (30.1)$$

حيث L هو طول التجويف ، و $|r|e^{i\phi_r}$ هو معامل الانعكاس للمرايا. ولمجال كهرومغناطيسي منتقل خلال المرنان الاتجاه z ويكون ممثلاً بالوصف المكاني للمجال للحقل المكاني $h(x, y)$ ويكون له ثابت الانتشار β ، الذي يمكن كتابته على أنه [66] :

$$\beta = \beta' + \beta'' \quad (31.1)$$

حيث β' الجزء الحقيقي من ثابت الانتشار، β'' الجزء الخيالي. يمكن تقسيم الجزء الخيالي من ثابت الانتشار β'' ، إلى حدين هما كسب وخسائر كما يلي [66] :

$$2\beta'' = \alpha_\omega - g_{modal} \quad (32.1)$$

حيث ان g_{modal} هو كسب القدرة للنمط ، معامل الحصر هو كسر القدرة الموجودة في المنطقة الفعالة

$$\Gamma = \frac{\frac{1}{2} \iint_{inside} Re\{e \times h^*\} dx dy}{\frac{1}{2} \iint_{total} Re\{e \times h^*\} dx dy} \quad (33.1)$$

شرط فابري بيروت Fabry-Perot للتذبذب يعطى بالعلاقة [67]:

$$\beta L = m\pi - \phi_r \quad (34.1)$$

حيث m هي عدد صحيح . اذا كان $R=|r|^2$ فان الحد الخيالي في معامل الانتشار β'' ، يُعطى بالعلاقة الالية [67] :

$$\beta'' = \frac{1}{L} \ln|r| = \frac{1}{2L} \ln R \quad (35.1)$$

شرط الكسب عند العتبة يُكتب كما يلي :

$$g_{th} = \frac{1}{F} \left(\alpha_{\omega} - \frac{1}{L} \ln R \right) = \frac{\alpha_{\omega} + \alpha_m}{F} \quad (36.1)$$

حيث ان خسائر المرايا تُعطى بالعلاقة :

$$\alpha_m = -\frac{1}{L} \ln R \quad (37.1)$$

في المعادلة (1.34) g_{th} يمثل معامل الربح للوسط الفعال ويؤدي دوراً حاسماً في الأداء النهائي لليزر. يجب أن يؤخذ في الاعتبار حساب معامل الربح في تصميم الليزر الكمية المتعاقبة.

(7-1) الدراسات السابقة

1-في عام 1997 قام جنك وآخرون بدراسة استجابة التضمين في الليزر الكمية المتعاقبة باستخدام معادلات معدل لثلاثة ابار كمية مقترنة. وظهرت النتائج ان التضمين ممكن الحصول بسبب الازمان القصيرة للانتقالات الالكترونية ويمكن تحسين عمل التضمين من خلال الاهتمام بمواصفات الليزر عند التصنيع حيث ان القدرة الخارجة الكبيرة تشير الى تحسن الأداء وانخفاض مستوى الضوضاء [34].

2-في عام 1998 قام جنك وآخرون بدراسة استجابة التضمين في الليزر الكمية المتعاقبة باستخدام معادلات معدل لوصف حركات الالكترونيات والفوتونات في تركيب مكون من ثلاثة ابار كمية مقترنة وركزت الحسابات على حركات الالكترونيات والانتقال النفقي للحاملات وعمر هذه الانتقالات على استجابة التضمين [35].

3-في عام 1999 قام مصطفى وآخرون بدراسة التضمين بتغيير التيار في الليزر الكمية المتعاقبة. استخدموا في الدراسة نموذج معادلات معدل يعتمد على توضيح الانتقالات المحتملة بشكل كبير وإعطاء الظروف التي ممكن ان تحسن من هذه الانتقالات. اشارت النتائج الى ان هناك إمكانيات لتوسعة نطاق التضمين بشكل كبير من خلال الاهتمام بالتصميم وحركات الحاملات [36].

4- في عام 2002 قام رنا وآخرون بدراسة التضمين بالتيار و الضوضاء الناتجة من الفوتونات والالكترونات في الليزرات الكمية المتعاقبة باستخدام نموذج معادلات المعدل. اشارت النتائج الى ان عرض نطاق التضمين يعتمد بشكل عكسي مع عمر الفوتونات داخل المنطقة الفعالة وأيضا الى ان الضوضاء ممكن ان تقلل من خلال تقليل قيم التيار وبالتالي تقليل قيم الضوضاء [32].

5- في عام 2005 قام هالدن وآخرون بدراسة التضمين المباشر بالتيار باستخدام نموذج معادلات معدل مبسط. النتائج اشارت الى ان عرض نطاق التضمين ممكن ان يصل الى 100 كـيـغـاهـيرتز مع زيادة في قيمة الطاقة للموجة الخارجة. أيضا لاحظ ظهور قمة للتضمين مع زيادة التيار و تناقص في زمن الانتقالات للاكترونات [37].

6- في عام 2005 قام جنستي وآخرون بدراسة الضوضاء والتضمين في الليزرات الكمية المتعاقبة عند التشغيل المستمر لهذه الليزرات باستخدام نموذج معادلات معدل مكون من معادلات للاكترونات والفوتونات. النتائج اشارت الى ان مستوى الضوضاء و التضمين ممكن ان يتحسن مع زيادة القدرة البصرية الخارجة [38].

7- في عام 2007 قام بيلكن وآخرون بتصميم جهاز متكامل متجانس يهدف إلى الجمع بين مزايا ليزر أشباه الموصلات والمصادر البصرية غير الخطية. كان الجهاز عبارة عن ليزر متسلسل ثنائي الموجات الكمومية في المنطقة النشطة المصممة لامتلاك قابلية تكهرب غير خطية من الدرجة الثانية المرتبطة بانتقالات داخل الحزمة في آبار كمومية مقترنة. يعمل الليزر 7.6 و 8.7 و 60 مايكرومتر [39].

8- في عام 2009 قام رستمي وآخرون باقتراح تصميم منطقة نشطة ليزر ليزر متسلسلة جديدة للحصول على ليزر ثنائي الموجة الطول الموجي، وهو قادر على توليد الاطوال الموجية 13.77 و 6.88 مايكرومتر في تصميم مكون من اثنين من الابار الكمية . التصميم الأمثل للمنطقة النشطة يؤدي إلى ارتفاع مصفوفة ثنائي القطب عناصر وبالتالي أعلى أداء الليزر. ويمكن استخدام هذه الطريقة لتصميم هياكل الليزر بنسب تردد مختلفة [40].

9- في عام 2008 قام بيلكين وآخرون بتحقيق تقدم في تطوير مصدر ليزري كمي متعاقب من خلال المزج بين الترددات في منطقة منتصف الأشعة تحت الحمراء مع منطقة نشطة تم بناءها لضمان الوصول إلى قابلية تكهرب غير خطية من الرتبة الثانية . تم توليد أطوال موجية في وسط منطقة تحت الحمراء وهي 8.9 و 10.5 و 60 مايكرو متر وفي درجة حرارة 250 كلفن [41].

10- في عام 2012 قام فيجارفايان وآخرون بتصميم مصدر تيراهيرتز في درجة حرارة الغرفة تيراهيرتز لتوليد أطوال موجية مختلفة لليزر كمي متعاقب في منطقة الأشعة تحت الحمراء مع وجود قابلية تكهرب من الرتبة الثانية الناشئة عن الانتقالات داخل الحزمة . ويسمح مخطط توليد تردد التردد المقترح بتوليد إشعاع على طول كامل الدليل الموجي بالليزر ويوفر انبعاث تيراهيرتز . من الناحية التجريبية، أظهرت المصادر كفاءة تحويل كبيرة بالمقارنة مع البحوث السابقة [42].

(8-1) الهدف من الرسالة

الهدف من الرسالة هو عرض نموذج معادلات المعدل لليزر الكمي المتعاقب القادر على توليد طولين موجيين مختلفين ودراسة الأداء لهذا الليزر. وكذلك نستعرض سلوك الليزر عندما يتعرض إلى عملية التضمين بالتيار من خلال اخضاع التيار الكهربائي إلى اتباع سلوك موجي لدراسة التأثيرات لكل من تغير التيار المستمر والمتناوب والتردد وعدد مناطق الكسب على سلوك الليزر .

الفصل الثاني

الليزرات الكمية المتعاقبة ثنائية اللون

Dual Color Quantum Cascade Lasers

Introduction

(1-2) مقدمة

هذا الفصل مكرس لعرض النموذج المقترح لمعادلات المعدل لليزرات الكمية المتعاقبة. عند وضع النموذج الحالي قد استندنا الى دراسة النماذج السابقة والخاصة بهذه الليزرات [40]. تقريب او نموذج معادلات المعدل (REM) Rate equations model هي طريقة رياضية تقريبية لدراسة الخواص الفيزيائية والديناميكية لطيف واسع من الليزرات المختلفة. يتألف هذا النموذج من معادلات تفاضلية تصف التغير الزمني في الحاملات والفوتونات داخل المنطقة الفعالة للفعل الليزري. من حيث عدد الانماط هناك نوعين من المعادلات في هذا النموذج هما نموذج معادلات المعدل لطول موجي واحد او نموذج معادلات المعدل لأطوال موجية متعددة. في الفقرات التالية من هذا الفصل سوف نعرض النماذج السابقة لليزرات الكمية المتعاقبة ثنائية اللون ثم نعرض النموذج المقترح الحالي لنموذج معادلات المعدل لليزرات ثنائية اللون . جميع هذه النماذج مستندة على الابار الكمية المزدوجة المترابطة (Coupled double

quantum well) (C-DQW)

(2-2) الليزرات الكمية المتعاقبة ثنائية اللون

Dual Color Quantum Cascade Lasers

في خطوة جديدة تضاف الى خطوات تطور الليزرات الكمية المتعاقبة تلخصت في صناعة الليزرات الكمية التي تحتوي في طيف كسبها على قمتين ترافقان طولين موجيين متحصلين في هذه الليزرات.

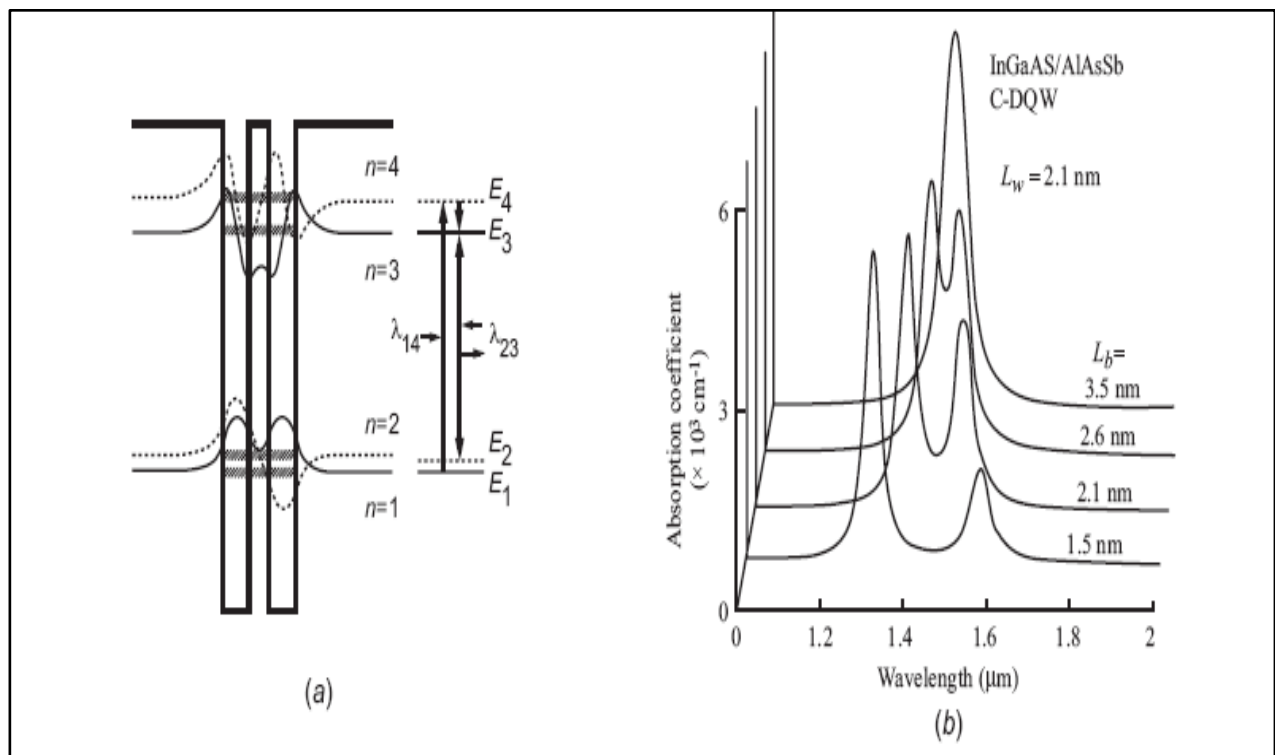
تم الوصول الى هذا التركيب ولأطوال موجية تتركز في منتصف المنطقة الأشعة تحت الحمراء من طرائق عديدة منها التوليد المباشر [43, 44] او بواسطة البصريات اللاخطية [45, 46] او التوليد التوافقي الثاني (second-harmonic generation). في العديد من التطبيقات العملية في مجالات الاتصالات والصناعة والتصوير مثل التحليل الطيفي التفاضلي (differential spectroscopy) ومضاعف تقسيم الطول الموجي (wavelength division multiplexing) والتصوير ثنائي اللون (dual wavelength imaging) [47, 48] ومزج الموجات داخل التجويف الرنان (intracavity frequency mixing) [49] واستشعار الغازات المتتابع (trace gas sensing) يكون الطول الموجي الثاني كمرجع او نقطة مقارنة.

تبقى هذه الحاجة الى طول موجي ثاني مرجعي قائمة في التطبيقات الاعدد مثل الكشف عن غازات الجزيئات العضوية الكبيرة والسوائل [50]. النقطة الاساسية هنا في موضوع توليد الاطوال الثنائية في هذا الليزر هو ان يكون هناك تقارب مقبول من حيث القدرة الخارجة للطولين الموجيين لان الفرق الكبير في قيمة القدرة الخارجة للطول الموجي الأول عن الطول الموجي الثاني سوف يؤدي الى نقصان الكفاءة لليزر. وجود تراكيب الابر الكمية المزدوجة المترابطة توفر فرصاً فريدة لصناعة أنظمة أشباه موصلات ذات خصائص بصرية لا خطية في منطقة الأشعة تحت الحمراء [51]. هذا التطوير لديه مزايا فريدة كانت الاساس وراء التحولات البصرية فائقة السرعة والتضمين نظراً لمرونته في تشكيل مستويات الطاقة الكمية وعمليات الانتقال للناقل [52]. وفي C-DQWs، يمكن التحكم في طاقات الانتقال بين المستويات (ISBT) من خلال الحالات الإلكترونية الكمية الناتجة عندما ينخفض سمك الحاجز ويصبح الاقتران بين الابر قوياً بما فيه الكفاية، الشكل (1.2 - a) ونتيجة لذلك، يمكن تحقيق انفصال أكبر لمستويات الطاقة مع عرض أوسع للابر وانخفاض في سمك الحاجز بينها مقارنة بحالة بئر كمي واحد QW [53].

يُشير مصطلح ISBT ، إلى ان الانتقال للحاملات بين الحالات الكميه المحصورة في الآبار الكميه تحدث فقط للضوء المستقطب في اتجاه بناء التركيب وتكون قاعدة الاختيار موجودة للآبار الكميه حيث تكون الكتلة الفعالة للحاملات بينها متقاربة و تتغير بمرونة مع تغير الكتلة الفعالة . وبما أن امتزاج الحالات هو سبب انهيار قاعدة الاختيار ، فإن الحدس الفيزيائي يخبرنا بأن دقة قاعدة الاختيار ينبغي أن تكون مرتبطة بقيمة الطاقة لهذه الآبار . نسبة الطاقة E_n/E_g هي النسبة بين طاقات الالكترون في الآبار الكميه في حزمة التوصيل الى قيمة فجوة الطاقة. هذه النسبة تختلف باختلاف المواد المكونة للآبار الكميه وهي عادة صغيرة للمواد المستخدمة بشكل صناعي وبالتالي فإن قاعدة الاختيار ومن المتوقع أن تكون دقيقة جداً ، مع انحراف في معظم الاحوال بحدود 10% كما هو موضح تجريبياً [22].

لاحظ أيضاً أن طول الموجة المرافقة للانتقالات بين المستويات إ وقوة الامتصاص في هذه التراكيب تعتمد على مستوى التشويب ودرجة الحرارة الناشئة بسبب الشحنة الفراغية [54] . طيف الامتصاص للانتقال بين المستويات محسوبة لنسبة تشويب $n = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ لتركيب مختلف العوض من InGaAs-AlAsSb C-DQW موضح في الشكل (1.2). عندما يكون هذا الحاجز بين الآبار ضيقاً بما فيه الكفاية ، لوحظ هناك قمم امتصاص منفصلة مقابله للانتقالات 4-1 و 3-2. يمكن تحقيق الخواص البصريه الى أساس التفاعل بين هذين الانتقالين . على وجه التحديد ، يمكن تقليل الفرق في التعداد بين النطاقات الفرعية الثانية والثالثة عن طريق تشيع (ضوء تحكم) متناغم للانتقال 4-1 ، على افتراض أن الانتقال 3-4 هو سريع بما فيه الكفاية . ويمكن تحقيق الشرط الأخير من خلال تصميم فرق الطاقة بين 3-4 لتكون أكبر من ومقاربة لطاقة الفونون البصري . ونتيجة لذلك ، ينخفض امتصاص 3-2 في وجود ضوء التحكم ، ويتحقق تضمين الإشارة لهذا الانتقال . على الرغم من أن معامل الامتصاص ينخفض

قليلاً مع انخفاض سمك الحاجز، فإنه لا يزال أكبر من 10^{-3} cm^{-1} ، وهو أكبر من ذلك في انتقال 1-4 في الآبار الكمية التقليدية غير المترابطة، وكبيرة بما فيه الكفاية لتشغيل الجهاز. ولتصميم بنية التركيب أيضاً تأثير كبير على سرعة الاستجابة فعلى سبيل المثال، أشارت حسابات معادلات المعدل إلى أن وقت استعادة الأمتصاص بين المستويات يمكن أن يقلل إلى 300 fs في تركيب مكون من ثلاث آبار كمية مترابطة [55]. وفي الوقت نفسه، يمكن تخفيض طاقة التشغيل الضوئية بشكل ملحوظ مقارنة مع بئر كمي واحد بسبب تعزيز المعاملات البصرية غير الخطية.



الشكل 1.2: (a) رسم تخطيطي لآبار كمية مترابطة في حزمة التوصيل (b) الاعتماد المحسوب لأطياف امتصاص في InGaAs/AlAsSb C-DQWs [55].

(3-2) نماذج الليزر الكمية المتعاقبة ثنائية اللون

Models of dual color quantum cascade lasers

يبين الشكل (2.2) جزء من جهاز الليزر الكمي المتعاقب قادر على توليد موجتين متزامنتين

$(6.88 - 13.77) \mu\text{m}$ في منتصف منطقة الأشعة تحت الحمراء والتي يمكن ان تبعث من قبل التراكيب

لماده AlGaAs. وقد تم تصميم المنطقة النشطة للهيكل بحيث ينبعث الطول الموجي الاول من البئر الاول اما

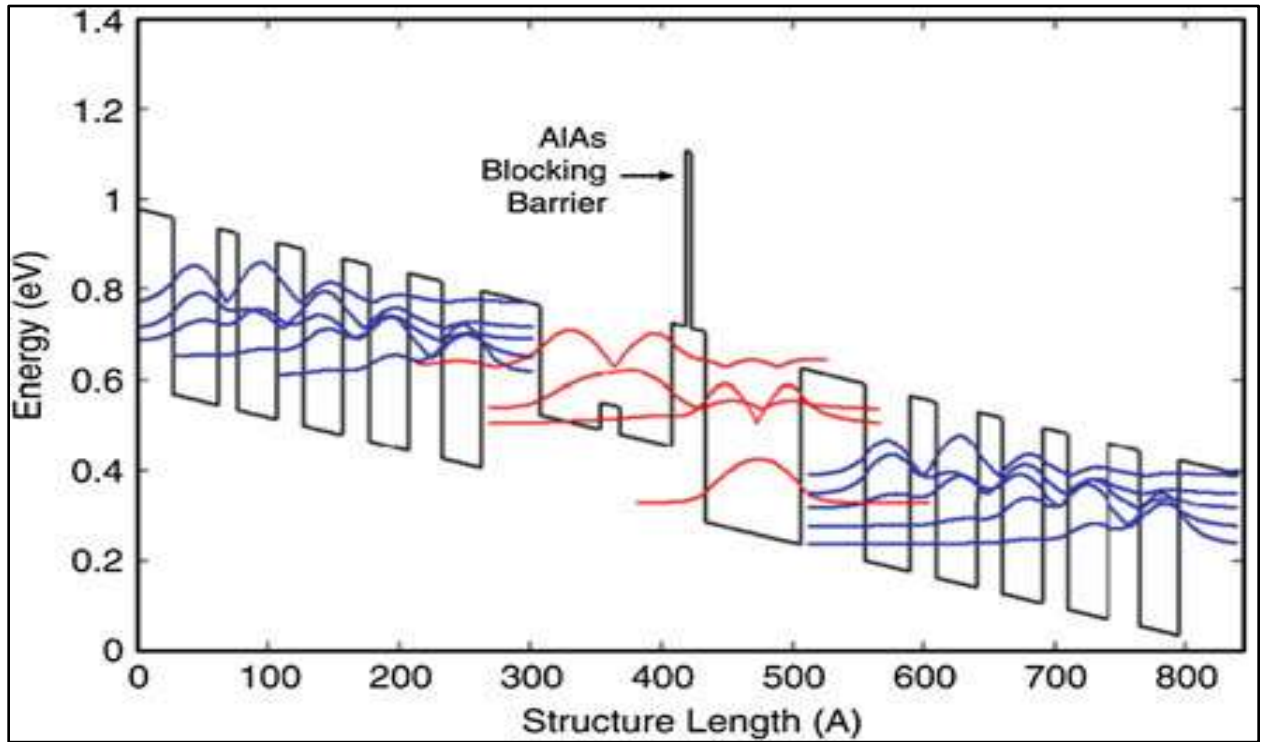
الطول الموجي الثاني فينبعث من البئر الثاني المجاور. يتم حقن الإلكترونات إلى المنطقة النشطة عن طريق

الحزمة الصغيرة والعبور إلى مستوى الطاقة عن طريق عملية تشتت فونون ضوئي بعد انبعاث الطول

الموجي الأول. ثم ، الإلكترونات تنتقل نفقياً إلى البئر الاعمق حيث ينبعث الطول الموجي الثاني ($6.88 \mu\text{m}$)

والذي يتبعه انتقال نفقي إلى منطقة الحاقن التالية من خلال حاجز الخروج ويصبح جاهزاً للمنطقة النشطة

التالية.



الشكل 2.2: حزمة التوصيل لليزر الكمي المتعاقب ثنائي اللون مع دوال الموجة في الحزمة الصغيرة والبئر المقتربين [40].

وبما أن المستوى 4 داخل المنطقة الفعال وقريب من حافة حزمة التوصيل لحاجز الاقتران (حاجز بين بئرين مقترنين)، فإن حاجز عائق من مادة AlAs يستخدم لتعزيز ارتفاع الحاجز الفعال [54]. والتصميم السليم للمنطقة الفعالة يسمح للدوال الموجية للإلكترونات ان تتوطن في البئرين وبالتالي زيادة عنصر مصفوفة الانتقال ثنائي القطب. بما ان زيادة معامل زيادة مع مربع عنصر مصفوفة ثنائي القطب البصرية ، وبالتالي سوف يتعزز أداء الليزر. حساب قيمة عنصر مصفوفة ثنائي القطب ضرورية لحساب الكسب ويمكن حساب الكسب المرافق لأي حالتين كميتين من خلال المعادلة التالية [56].

$$g_{ij} = \frac{e^2 E_{ij} |z_{ij}|^2}{2\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p} \frac{\gamma_{ij}}{(E_j - E_i - \hbar\omega)^2 + \gamma_{ij}^2/4} \quad (1.2)$$

حيث ان i و j تُشير الى الحالتين الكميتين الاولى والنهائية و e هي شحنة الالكترن و E_{ij} هي فرق الطاقة بين الحالتين الكميتين و z_{ij} هو عنصر المصفوفة و $\hbar$ هو ثابت بلانك و c هي أنطلاق الضوء و ϵ_0 هي السماحية للفراغ و n_{eff} هو معامل الانكسار و L_p هو طول منطقة واحد وأخيرا γ_{ij} هو العرض الكامل في منتصف اعظم قيمة من الطيف تحت حد العتبة .

الليزرات الكمية المتعاقبة والقادرة على بعض اطوال موجية ضمن منطقة التيرا هيرتز تم تطويرها خلال السنوات السابقة وخصوصاً تلك الليزرات العاملة ضمن منطقة التردد من 1.2 الى 5 THz والتي تترافق مع قيم للطاقات الخارجة بحدود عشرات من الملي واط [57، 58] وتعمل في درجة حرارة قريبة من 120 و 170 كلفن بالنسبة للتشغيل النبضي والمستمر لهذه الليزرات [55]. تشغيل الليزرات يكون محدود بسبب وجود الفونونات الضوئية والتي تمتلك طاقات بحدود $\hbar_{LO}\omega = 36 \text{ meV}$ وهي طاقات تكون قريبة نسبياً من درجة حرارة الغرفة $K_B T$ والتي تكون بحدود 26 meV . وبالتالي في درجة حرارة مساوية الى درجة حرارة الغرفة أو بالقرب منها، فان الاثارة الحرارية لاستطارة الفونون الضوئي والإملاء للحالات الكمية السابقة يسبب انخفاض كبير في التعداد المعكوس للجهاز والكسب البصري [56].

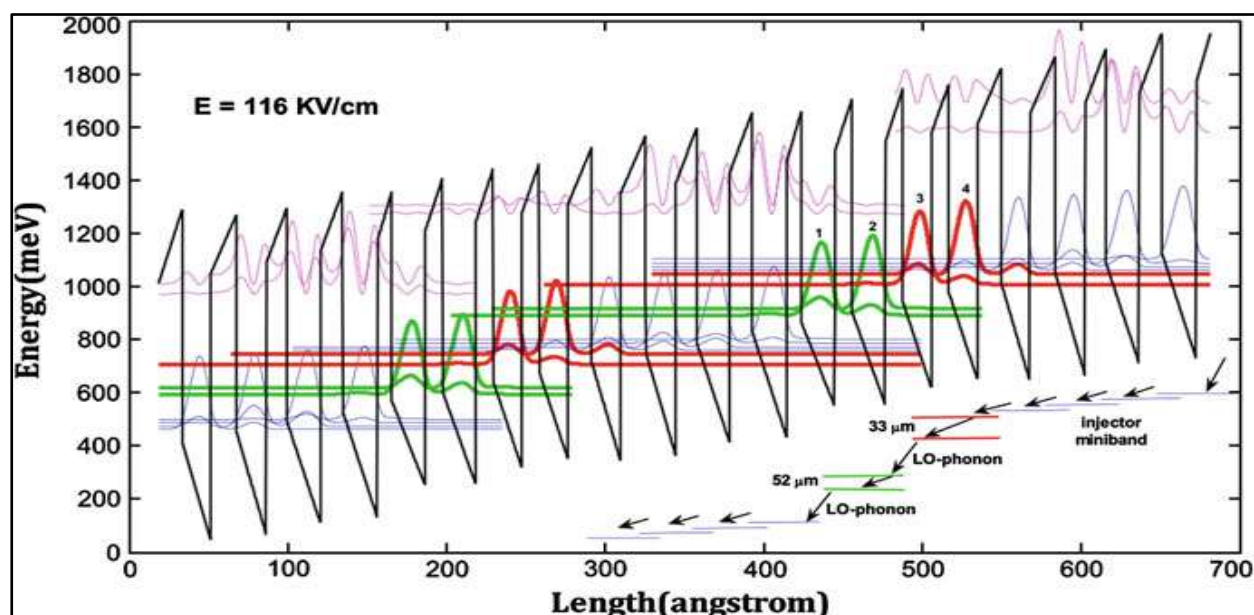
ومن الواضح أن المواد المكونة لبنية الليزر والتي يكون فيها طاقة الفونون البصري كبيرة ستكون هي المفضلة في صناعة هذه الليزرات حيث يمكن ان تعمل هذه الليزرات في درجات حرارة عالية. ومن بين التراكيب الواعده لهذه الليزرات والتي اجتذبت اهتماماً كبيراً في السنوات الأخيرة هي تركيب الآبار الكمية في مواد GaN/AlGaAs، حيث تبلغ طاقة الفونون الضوئي بحدود 91.9 meV [59].

وقد دلت البحوث النظرية السابقة أنه قد يكون من الممكن بناء ليزرات تعمل في درجة حرارة الغرفة وذات اطوال موجية ضمن منطقة التيراهيرتز باستخدام ابار كمية من نترات الفترة III [60، 61]. وعلاوة على ذلك ، فان الليزرات الكمية المتعاقبة والتي تعتمد على مواد GaAs/AlGaAs في بناءها لاتستطيع ان تولد طاقات او اطوال موجية بحدود طاقات الفونون البصري وبالتالي تترك فترة في الطيف الموجي لايتمكن الحصول عليها وتقع من 40 μm الى 50 μm . وبالنتيجة فان الكثير من المعوقات التي تواجه عمل الليزرات الكمية المتعاقبة ذات الأساس GaAs/AlGaAs يمكن التخلص منها باستخدام تراكيب GaN/AlGaAs في صناعة هذه الليزرات.

في اتجاهات حديثة لتطوير الليزر الكمية المتعاقبة كانت هناك دراسات لتراكيب قادرة على تكوين اكثر من قمة واحدة للكسب اي بأكثر من طول موجي وتحديدأ في منتصف الطيف للأشعة تحت الحمراء. ومع ذلك لانلاحظ وجود هذه التراكيب تعمل في ترددات تيراهيرتز باستثناء بعض التراكيب التي تعمل مع درجة حرارة تشغيل منخفضة بشكل كبير أو في ظل تطبيق مجالات مغناطيسية.

يوضح الشكل 3.2 من المنطقة النشطة للليزر الكمي المتعاقب ضمن منطقة ترددات التيراهيرتز فضلاً عن دوال الموجة المترافقة لتركيب $\text{GaN/Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.54}\text{N}$ ، مع تمثيل يوضح تفريغ الحاملات بواسطة الفونونات ولطولين موجيين متباعدين (33 و 52) μm ، ويقعان في نطاق ترددات التيراهيرتز. يحتوي التركيب على 50 مرحلة كسب متعاقبة من الابار الكمية المتعددة لمادة GaN. كل مرحلة تتكون اربع آبار كمية لتحقيق الكسب متبوعة بمنطقة اخرى مكونة من اربع ابار ايضاً لعمليات الحقن. بتسليط مجال

كهربائي مقداره 116 KV/cm نحصل على اول انتقال من المستوي 4 الى المستوي 3 وبطول موجي 33 μm اي ان فرق الطاقة بين المستويين هو $\Delta E_{43} = 38 \text{ meV}$ ويكون التردد المرافق لهذه الطاقة بمقدار 9.1 THz و نحصل على اول انتقال من المستوي 2 الى المستوي 1 وبطول موجي 52 μm اي ان فرق الطاقة بين المستويين هو $\Delta E_{21} = 24 \text{ meV}$ ويكون التردد المرافق لهذه الطاقة بمقدار 5.8THz[40].



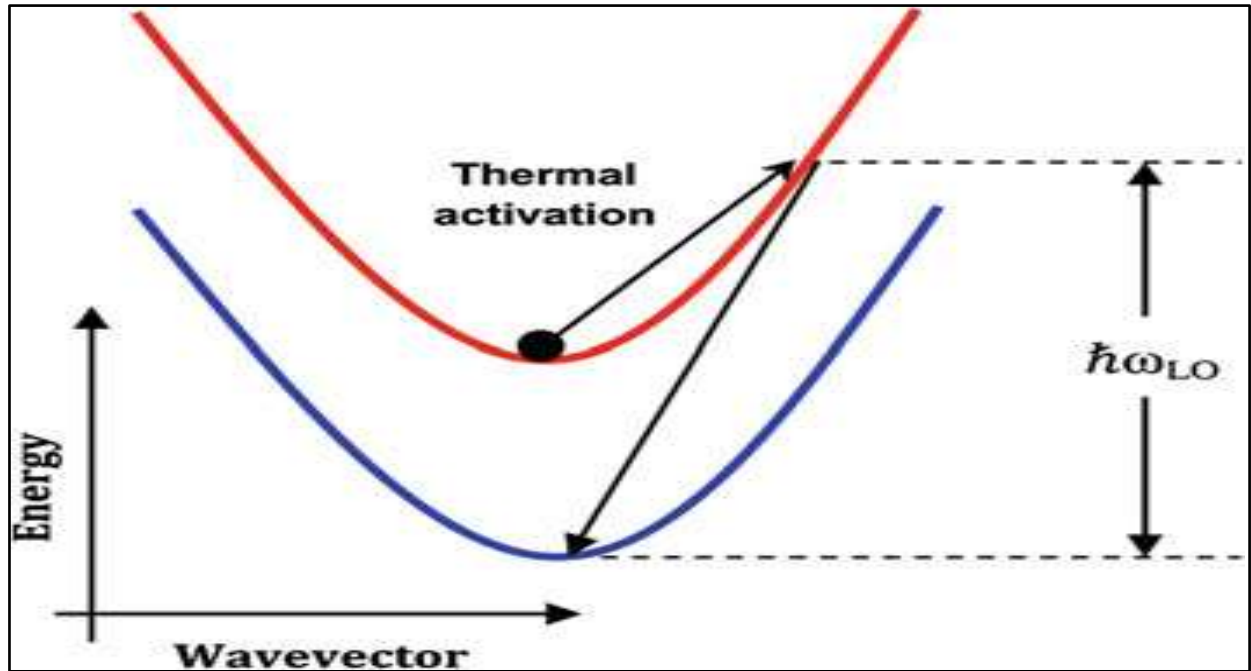
الشكل 3.2: رسم تخطيطي لحزمة التوصيل ودوال الموجة للإلكترون في مادة $\text{GaN}/\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.54}\text{N}$ مكونة من منطقتين للكسب محصورة بين ثلاثة مناطق حقن [40].

بعد ذلك ، فان الالكترونات تتدفق من خلال منطقة الحقن المتمثلة في الحزمة الصغيرة وتُحقن الالكترونات بالضبط إلى المستوى 4 من الفترة التالية (منطقة الكسب). التحدي الرئيسي في تصميم الليزر في منطقة التيرا هيرتز هو صعوبة السيطرة على اشغال المستوى العلوي من الليزر ، واستنزاف مسيطر عليه في أقل مستوى في الليزر عندما تتعلق الانتقالات بفارق طفيف في فرق الطاقة بين المستويات الثانوية. وللتغلب على هذه المشكلة في الهيكل المعروف في الشكل 3.2 فان دوال الموجة حسب هذا الترتيب لها تداخل ضعيف وتم تصميم جميع التحولات لتكون قطرية.

هذه الميزة تساعد أيضا على قمع الاملاء العكسي للمستويات السابقة من قبل الإلكترونات وتعزيز خصائص العمل لليزر مع درجات الحرارة الملائمة. من خلال هذه الميزة ، تتم السيطرة على اشغال وإخلاء كل من المستويين العلوي والسفلي . لأجل تحقيق شروط او ظروف حالة التعداد المعكوس بين اثنين من المستويات الثانوية المعنية لتحقيق الكسب ، فان سرعة استنزاف الحاملات من المستوي الاسفل يجب ان تكون اسرع من سرعة اشغال هذا المستوي بالحاملات القادمة من المستوي الاعلى. ولهذا الغرض ، فإن الفرق في الطاقة بين المستويات الثانوية والمكافئة لطاقة الفونون الضوئي (91.9 meV) يجب ان تكون موجودة ما بين المستويين 1 و 3 والحزمة الصغيرة التالية للحصول على اخلاء سريع للحاملات من خلال استطارة سريعة للفونونات الضوئية .

وعلاوة على ذلك ، فإن هذا المقدار من الفرق في الطاقة يمثل حاجز أمام تشتت الفونونات المثارة حرارياً ، الشكل (4.2) والإملاء العكسي للمستويات السابقة من قبل الحاملات [62، 63] . التي تؤدي دوراً مهماً في تحسين خصائص درجة الحرارة في الآبار الكمية لمادة GaN . عندما يكون المستوى في البئر الكمي قريب جداً من الجزء العلوي من الحواجز ، فان احتمال تفعيل الاثارة الحرارية للحاملات من ذلك المستوي إلى المنطقة السابقة او منطقة الحقن تتزايد اي تميل الإلكترونات من ذلك المستوي الى المنطقة السابقة وهناك جانب اخر يتطلب الاهتمام ألا وهو الحواجز العالية بين الآبار و الفرق في الطاقة بين المستويات في المنطقة الفعالة وتلك الموجودة في المنطقة القريبة منها والتي تكون بحدود 350meV مما يجعل عائقاً لهروب أو تنشيط الإلكترونات حرارياً الى المستويات الأعلى حتى في درجات الحرارة المرتفعة وبالتالي قمع نسبي للتسرب في التيار وتحسين مواصفات درجة الحرارة وكفاءة الحقن .

مع خصائص درجة الحرارة المذكورة أعلاه ، فإن العامل المهيمن الذي يمكن أن يكون معياراً لدرجة حرارة التشغيل القصوى للمنطقة النشطة هي درجة الحرارة التي عندها تمتلك الإلكترونات طاقة حرارية $\Delta E_{43} = 24 \text{ meV}$ لإشغال المستوى الثاني وإعاقة تشغيل الليزر وهي بحدود 278 K .

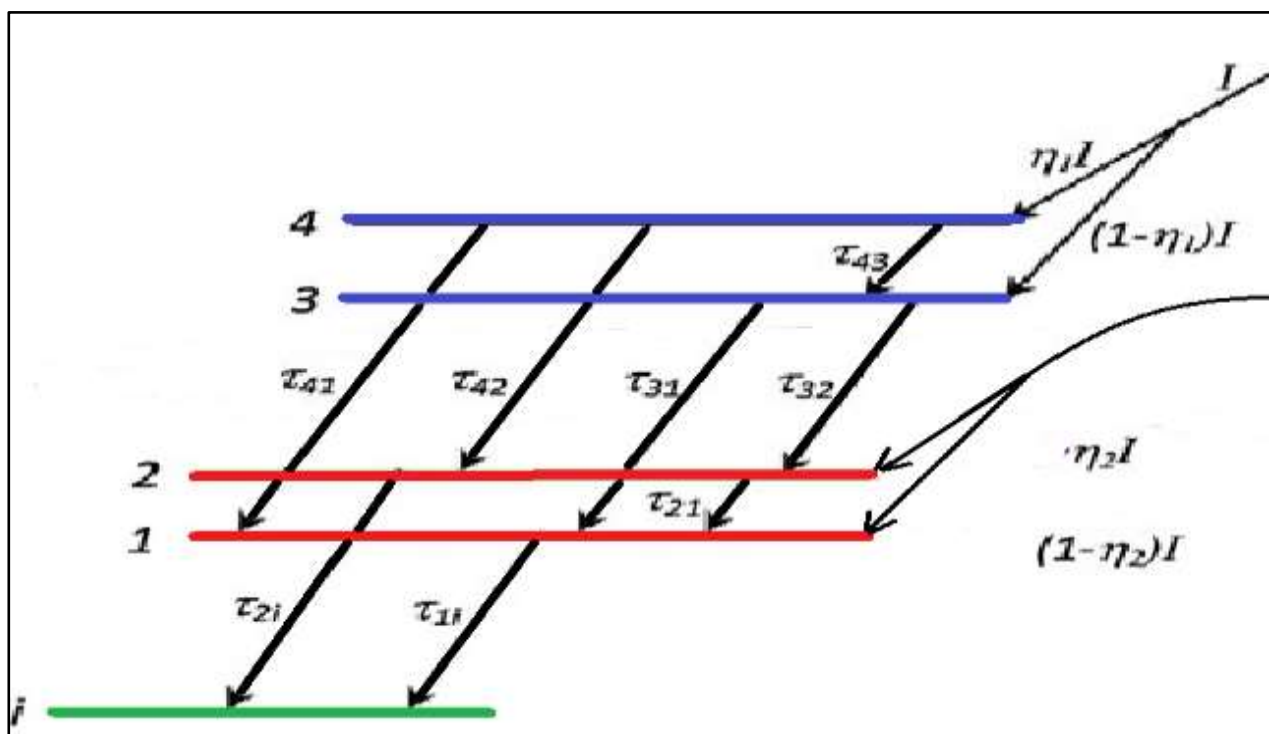


الشكل 4.2: يوضح الاثارة لاستطارة الفونون والتي يمكن تقليلها عن طريق الطاقة الكبيرة للفونون البصري[67].

(4-2) النموذج الحالي للليزرات الكمية المتعاقبة The proposed model of QCL

الشكل 5.2 يوضح حركة الحاملات في حزمة التوصيل للليزرات الكمية المتعاقبة حيث نلاحظ وجود تيار الحقن الذي يحقن الحاملات الى المستويات الثانوية وكذلك نلاحظ جميع الانتقالات البينية بين هذه المستويات فضلاً عن ازمان هذه الانتقالات كما هو موضح بالشكل . تتحرك الحاملات من المستوي الأعلى (رقم 4) في البئر الأعلى نحو المستوي الاوطا في نفس البئر (رقم 3) وتبعث الطول الموجي الأول بعد ذلك تتحرك نحو المستوي الأعلى (رقم 2) في البئر الاوطا وتنتقل نحو المستوي الاوطا في نفس البئر باعثة للطول الموجي الثاني ومن هناك تتحرك الى المنطقة i والتي تُشير الى منطقة الحقن والتي تُعيد حقن

الالكترونات الى المستوي رقم 4 في منطقة الكسب التالية. إجراء تحليل كامل لليزرات الكمية المتعاقبة ثنائية اللون يتطلب اعتبار كل من المناطق الفعالة و مناطق الحقن ، وبالتالي فإنه ينطوي على عدد كبير من معادلات المعدل التي يجب التعامل معها وهذا الشيء صعب. ومن أجل الحد من التعقيد ، يُطبق هنا نموذج من أربعة مستويات في منطقة نشطة تحتوي بئرَين مقترنين مع الاخذ بنظر الاعتبار عمر الحاملات التي تأخذ في الاعتبار إزالة الحاملات المترافقة من مستويات أخرى . يتم وصف نموذج معادلات المعدل للمنطقة النشطة في المعادلات التالية [64، 65] :



الشكل 5.2: تخطيطي بسيط يمثل جميع انواع حركة الحاملات في الليزرات الكمية المتعاقبة ثنائية اللون والموصوفة بالمعادلات الرياضية لنموذج معادلات المعدل ذي الخمسة مستويات [67].

$$\frac{dn_4}{dt} = \frac{\eta_1 I}{e} - \frac{n_4}{\tau_{41}} - \frac{n_4}{\tau_{43}} - \frac{n_4}{\tau_{42}} - \frac{n_4}{\tau_{sp1}} - G_1(n_4 - n_3)n_{ph1} - G_2(n_4 - n_3)n_{ph2} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned}\frac{dn_3}{dt} = & \frac{(1 - \eta_1)I}{e} - \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_3}{\tau_{31}} + \frac{n_4}{\tau_{43}} + \frac{n_4}{\tau_{sp1}} + G_1(n_4 - n_3)n_{ph1} \\ & + G_2(n_4 - n_3)n_{ph2}\end{aligned}\quad (3.2)$$

$$\begin{aligned}\frac{dn_2}{dt} = & \frac{\eta_2 I}{e} - \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_2}{\tau_{2i}} + \frac{n_4}{\tau_{42}} + \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_2}{\tau_{sp2}} - G_1(n_2 - n_1)n_{ph1} \\ & - G_2(n_2 - n_1)n_{ph2}\end{aligned}\quad (4.2)$$

$$\begin{aligned}\frac{dn_1}{dt} = & \frac{(1 - \eta_2)I}{e} - \frac{n_1}{\tau_{1i}} + \frac{n_4}{\tau_{41}} + \frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_3}{\tau_{31}} + \frac{n_2}{\tau_{sp2}} + G_1(n_2 - n_1)n_{ph1} \\ & + G_2(n_2 - n_1)n_{ph2}\end{aligned}\quad (5.2)$$

$$\frac{dn_{ph1}}{dt} = N_p G_1(n_4 - n_3)n_{ph1} + N_p G_2(n_2 - n_1)n_{ph2} - \frac{n_{ph1}}{\tau_{ph1}} \quad (6.2)$$

$$\frac{dn_{ph2}}{dt} = N_p G_1(n_4 - n_3)n_{ph1} + N_p G_2(n_2 - n_1)n_{ph2} - \frac{n_{ph2}}{\tau_{ph2}} \quad (7.2)$$

في المعادلات السابقة كل من n_1, n_2, n_3 و n_4 تمثل عدد الحاملات في المستويات الاربعة (تُشير الأرقام بالأسفل الى المستوى 3 والمستوي 4 في البئر الأول و المستوى 2 والمستوي 1 في البئر الثاني) .

n_{ph1} و n_{ph2} هي عدد الفوتونات للطولين الموجيين الأول والثاني على التوالي η_1 و η_2 هي معاملات الحقن للتيار المسلط . I هو تيار الحقن . e هي شحنة الالكترون . N_p هو عدد مراحل الكسب لليزر .

$(n_4 - n_3)$ و $(n_2 - n_1)$ هو التعداد المعكوس في البئر الأول والثاني على التوالي . τ_{sp1} و τ_{sp2} هو زمن الانبعاث الانى والمرافق للطولين الموجيين . الازمان $\tau_{43}, \tau_{42}, \tau_{41}, \tau_{32}, \tau_{31}, \tau_{21}, \tau_{2i}, \tau_{1i}$ هي ازمان الانتقال من المستوى 4 الى المستوى 3 ، من المستوى 4 الى المستوى 2 ، من المستوى 4 الى المستوى 1 ، من المستوى 3 الى المستوى 2 ، من المستوى 3 الى المستوى 1 ، من المستوى 2 الى

المستوي 1 ، من المستوي 1 الى منطقة الحقن i على التوالي . G_1 و G_2 هي معاملات الكسب للطولين الموجبين الأول والثاني على التوالي وتُعطى بالمعادلتين التاليتين [64] :

$$G_1 = \frac{4\pi e^2 Z_{43}^2 \Gamma v_g}{V \epsilon_0 n_{eff} \lambda_{43} (2\gamma_{43})} \quad (8.2)$$

$$G_2 = \frac{4\pi e^2 Z_{21}^2 \Gamma v_g}{V \epsilon_0 n_{eff} \lambda_{21} (2\gamma_{21})} \quad (9.2)$$

حيث ان Γ هو معامل الحصر ويمثل المقدار او الجزء المحصور من الضوء داخل المنطقة الفعالة. v_g هي سرعة الطور للنمط . V هو حجم المنطقة الفعالة. λ_{21} و λ_{43} الطولين الموجبين الأول والثاني على الترتيب. $2\gamma_{21}$ و $2\gamma_{43}$ هو العرض الكامل عند نصف القيمة العظمى من طيف الاضاءة. Z_{21} و Z_{43} هو عنصر مصفوفة ثنائي القطب بين المستويات المترافقة. τ_{ph2} و τ_{ph1} هو عمر الفوتونات في المرنان وتعطى بالعلاقة التالية [64]:

$$\frac{1}{\tau_{ph1,2}} = \frac{c(\alpha_{w1,2} + \alpha_m)}{n_{eff}} \quad (10.2)$$

حيث c هي انطلاق الضوء و $\alpha_{w1,2}$ خسائر الدليل الموجي للطولين الموجبين و α_m هي خسائر المادة الفعالة. لحساب قيمة الحالة المستقرة (steady state value) لكل من عدد الحاملات n_1, n_2, n_3 و n_4 وعدد الفوتونات n_{ph1} و n_{ph2} نقوم بجعل الطرف الايسر في معادلات المعدل مساوي للصفر كما يلي :

$$n_{40} = \frac{\frac{\eta_1 I}{e} + G_1 n_{30} n_{ph10} + G_2 n_{30} n_{ph20}}{\frac{1}{\tau_{41}} + \frac{1}{\tau_{43}} + \frac{1}{\tau_{42}} + \frac{1}{\tau_{sp1}} + G_1 n_{ph10} + G_2 n_{ph20}} \quad (11.2)$$

$$n_{30} = \frac{\frac{(1 - \eta_1)I}{e} - \frac{n_{40}}{\tau_{43}} - \frac{n_{40}}{\tau_{sp1}} + G_1 n_{40} n_{ph10} + G_2 n_{40} n_{ph20}}{\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{31}} + G_1 n_{ph10} + G_2 n_{ph20}} \quad (12.2)$$

$$n_{20} = \frac{\frac{\eta_2 I}{e} + \frac{n_{40}}{\tau_{42}} - \frac{n_{30}}{\tau_{32}} + G_1 n_{10} n_{ph10} + G_2 n_{10} n_{ph20}}{\frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{2i}} + \frac{1}{\tau_{sp2}} + G_1 n_{ph10} + G_2 n_{ph20}} \quad (13.2)$$

$$n_{10} = \frac{\frac{(1 - \eta_2)I}{e} + \frac{n_{40}}{\tau_{41}} + \frac{n_{20}}{\tau_{21}} + \frac{n_{30}}{\tau_{31}} + \frac{n_{20}}{\tau_{sp2}} + G_1 n_{20} n_{ph10} + G_2 n_{20} n_{ph20}}{\frac{1}{\tau_{1i}} + G_1 n_{ph10} + G_2 n_{ph20}} \quad (14.2)$$

$$n_{ph10} = \frac{-N_p G_2 (n_{20} - n_{10}) n_{ph20}}{N_p G_1 (n_{40} - n_{30}) - \frac{1}{\tau_{ph1}}} \quad (15.2)$$

$$n_{ph20} = \frac{-N_p G_1 (n_{40} - n_{30}) n_{ph10}}{N_p G_2 (n_{20} - n_{10}) n_{ph20} - \frac{n_{ph20}}{\tau_{ph2}}} \quad (16.2)$$

حيث n_{10} ، n_{20} ، n_{30} ، n_{40} تمثل القيم الابتدائية لعدد الحاملات في المستويات الكمية الاربعة n_{ph20} ، n_{ph10} تمثل القيم الابتدائية لعدد الفوتونات المنبعثة من هذا الليزر .

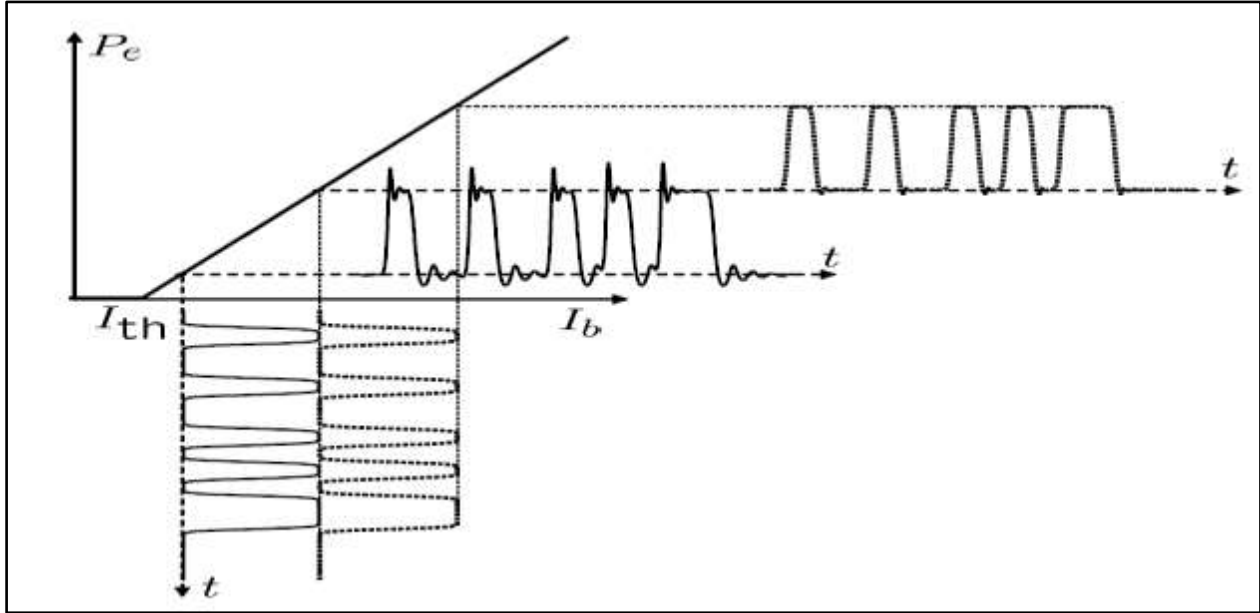
(5-2) ديناميكيات الليزر الكمية مزدوجة اللون مع التضمين المباشر بالتيار

Dynamics of dual color QCL with direct modulation current

من المتعارف عليه في مجال توظيف ليزرات اشباه الموصلات ان القدرة الخارجة للليزر تعتمد

على التيار المحقون داخل المنطقة الفعالة كما هو موضح في الشكل (6.2). حيث لا يوجد ضوء ليزري

ناتج من الجهاز ألا عندما يتجاوز التيار المحقون قيمة تيار العتبة. وقيمة تيار العتبة هي القيمة التي عندها تتساوي الخسائر جميعاً (خسائر المادة الفعالة والمرنان) مع الكسب الحاصل. بعد حد العتبة فان التعداد المعكوس الناتج يؤدي الى حصول كسب وإنتاج الضوء لذلك فان قدرة الليزر تتزايد طردياً عند قيمة عظمى للتيار. ان الترابط بين التيار والقدرة يمكن استخدامه في تحويل المعلومات من كهربائية الى ضوئية اذا جعلنا التيار يتغير مع تغير البيانات.



الشكل 6.2: توضيح لمفهوم التضمين المباشر بالتيار لليزر أشباه الموصلات. التيار المحقون يتغير وفقاً لإشارة التحوير، مما أدى إلى تعديل في القدرة الخارجة. وتُمثل الإشارة البصرية المشكلة لقيمتين مختلفتين من تيار الحقن، مما ينتج عنه تحسين السلوك الديناميكي [37].

إن سرعة التضمين لليزر أشباه الموصلات لا يقتصر على عمر الانبعاث الانفي للإلكترون في المنطقة النشطة من الليزر. ويرجع هذا إلى حقيقة أن هناك اقتران قوي بين كثافة الحاملات والقدرة الخارجة. عمر الإلكترون في الليزر هو أقصر بكثير من عمر الانبعاث الانفي بسبب سرعة انبعاث الفوتونات. يتم حساب سرعة التضمين لليزر أشباه الموصلات في المقام الأول من قبل عمر الفوتون في المنطقة الفعالة و عمر الإلكترون. لأن كل من عمر الفوتون وعمر الإلكترون لليزر أشباه الموصلات هي عموماً أقصر بكثير من عمر الانبعاث الانفي. الان لدراسة ديناميكيات الليزر الكمية مزدوجة اللون مع التضمين

المباشر بالتيار نستخدم المعادلة التالية للتعبير عن التيار في معادلات المعدل سابقة الذكر اين ما وجد التيار في تلك المعادلات :

$$I(t) = I_0 + I_{ac} \sin(\omega t) \quad (17.2)$$

حيث ان I_0 هو الجزء المستمر من التيار و I_{ac} هو الجزء المتناوب من التيار و ω هو تردد التضمين.

الفصل الثالث

النتائج والمناقشة Results and discussion

Introduction

(1-3) المقدمة

هذا الفصل مخصص لعرض نتائج حل المعادلات الخاصة بنموذج معادلات المعدل وتلك الخاصة بنموذج معادلات المعدل مع التضمين بالتيار والتي عُرضت في الفصل الثاني. هذه المعادلات حُلّت عددياً باستخدام طريقة الحل العددي المعروفة بأسم طريقة رانج-كوتا من المرتبة الرابعة وتُكتب في الماتلاب بأسم ode45 . هذه الطريقة معروفة الى جانب طرق أخرى في حل المعادلات التفاضلية مثل نموذج معادلات المعدل. تم حل المعادلات لفترة زمنية تساوي 30 نانو ثانية وكانت الزيادة او عرض الفترة هي 0.1 نانو ثانية. وكان السلوك مستمر ومتماثل في جميع هذه الفترة وهي 30 نانو ثانية ولذلك تم اقتطاع ورسم جميع الاشكال حسب درجة الوضوح والقبول عند القراءة. في جميع هذه الرسومات تم دراسة المتغيرات المهمة والتي من الممكن ان تكون مؤثرة على نتائج القياسات مثل قيمة التيار وعدد مراحل الكسب وقيمة كل من حد التيار المستمر والمتناوب وقيمة تردد التضمين وغيرها. القيم المستخدمة في هذا الفصل والتي تخص مادة (GaN) موضحة في الجدول (1.3) مالم نُشير الى تغييرها وحسب الحاجة .

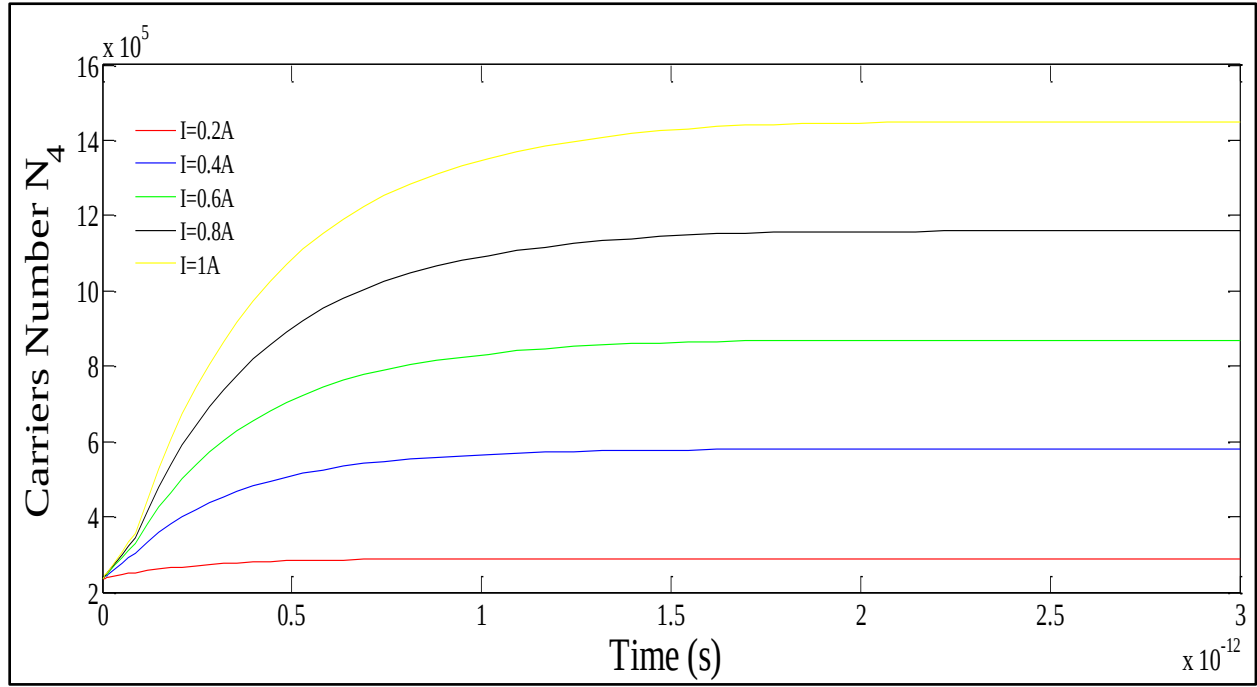
الجدول (1.3) يوضح القيم المستخدمة في الحسابات [40]

الرمز	القيمة	الوحدة
τ_{i4}	0.3	ps
τ_{i3}	1.96	ps
τ_{43}	0.24	ps
τ_{42}	41	ps
τ_{32}	0.14	ps
τ_{31}	12	ps
τ_{21}	0.23	ps
τ_{2i}	7	ps
τ_{1i}	0.96	ps
η	1	—
η_1	0.91	—
η_2	0.98	—
z_{21}	1.09	nm
z_{43}	0.88	nm
J_{th1}	0.98	KA/cm ²
J_{th2}	0.58	KA/cm ²
I_{th1}	197	mA
I_{th2}	116	mA
N_p	50	—
γ_{43}	3	mev
γ_{21}	3.2	mev
α_m	10	cm ⁻¹
α_{w1}	20	cm ⁻¹
α_{w2}	25	cm ⁻¹
n_{eff}	2.22	—
n_{eff1}	2.22	—
n_{eff2}	2.22	—
λ_{43}	33	μm
λ_{21}	52	μm

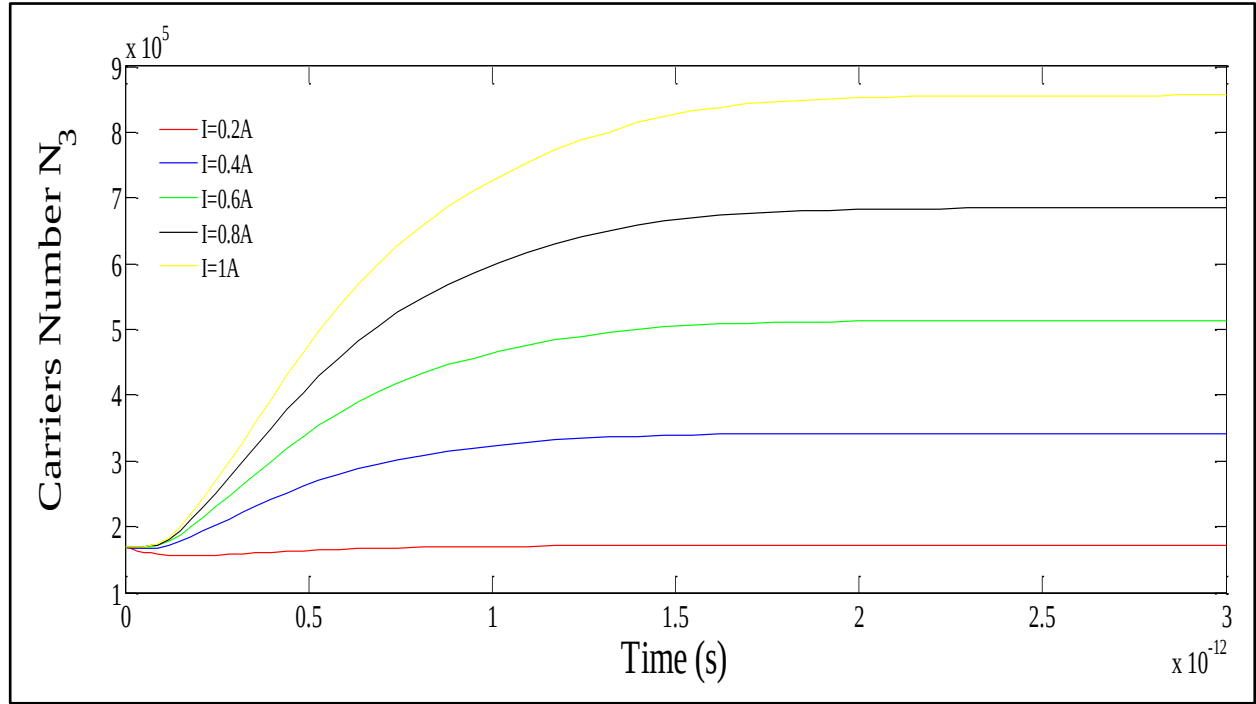
(1-2-3) ديناميكية الليزرات الكمية المتعاقبة ثنائية اللون بدون تضمين التيار

Dynamic of dual color QCL without modulation current

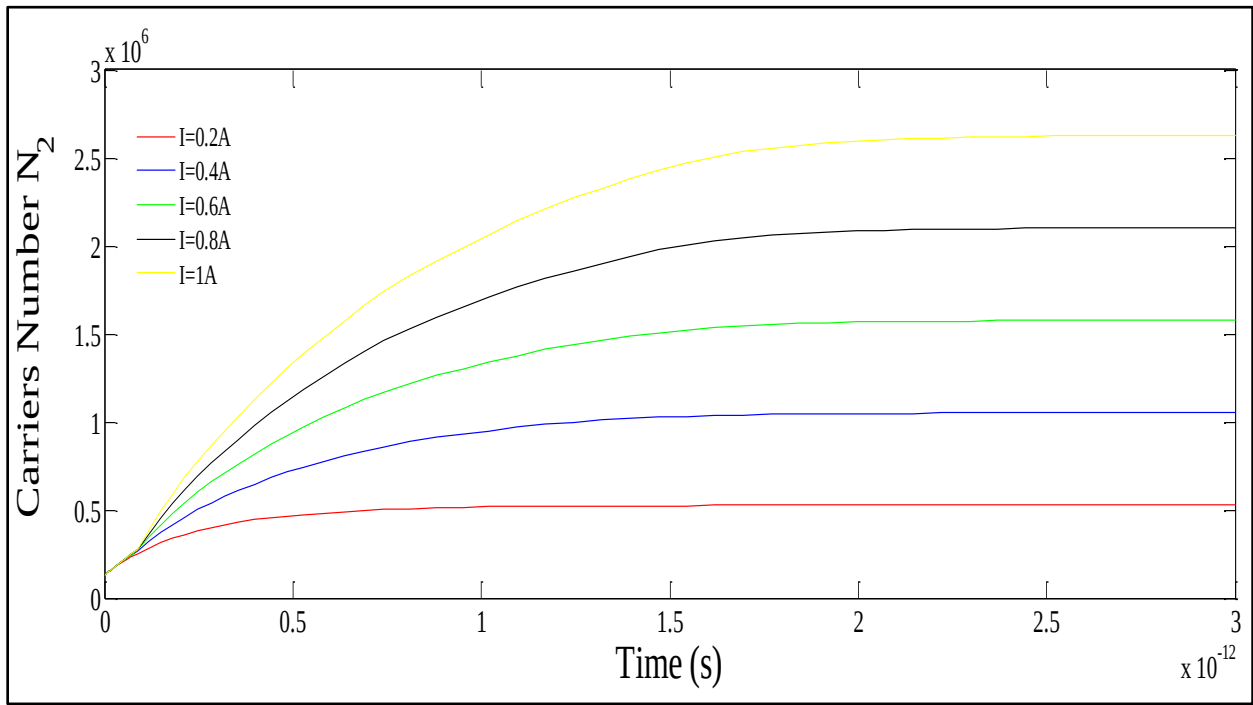
الاشكال (1.3- 4.3) تُمثل التغير في عدد الحاملات في المستويات 4 و 3 و 2 و 1 على التوالي. الاشكال جميعاً تُمثل التغير الزمني للحاملات في هذه المستويات مع زيادة تيار الحقن من 0.2 A الى 1A. نلاحظ مع زيادة التيار زيادة في قيم الحاملات في هذه المستويات وهي تُشير الى الاشغال من قبل الحاملات المحقونة بالتيار للحالات الكمية المسموحة. مع رفع قيم التيار اكثر نحصل على صعود سريع للحاملات ووصول اسرع الى الحالة المستقرة. ولذلك ومن اجل الحصول على توازن في املاء المستويات جميعا لابد من وجود حركة متوازنة للحاملات بين المستويات. أي ان املاء أي حالة كمية او مستوي يعتمد على كفاءة الحقن وعلى الحالات الكمية المسموحة أي مدى تفريغ هذا المستوي من الحاملات الى المستويات الأدنى وكذلك على عدم وجود رجوع حاملات من المادة الفعالة الى منطقة الحقن . بعض المنحنيات عند القيم الأوطأ للتيار تظهر وكأنما لا تتغير ولكن ذلك يرجع الى القيمة الكبيرة للمنحنيات الأخرى والتي تجعل هذه المنحنيات تظهر بهذه الصورة. أيضا نلاحظ من الأشكال الاربعة ان الوصول الى القيمة العظمى للحاملات يكون ابطأ عند المستوي 1 قياساً مع المستوي 4 وذلك لبعد هذا المستوي عن الحاقن و كذلك لان اشغاله يكون بعد وصول المستويات العليا الى حالة الإشباع .



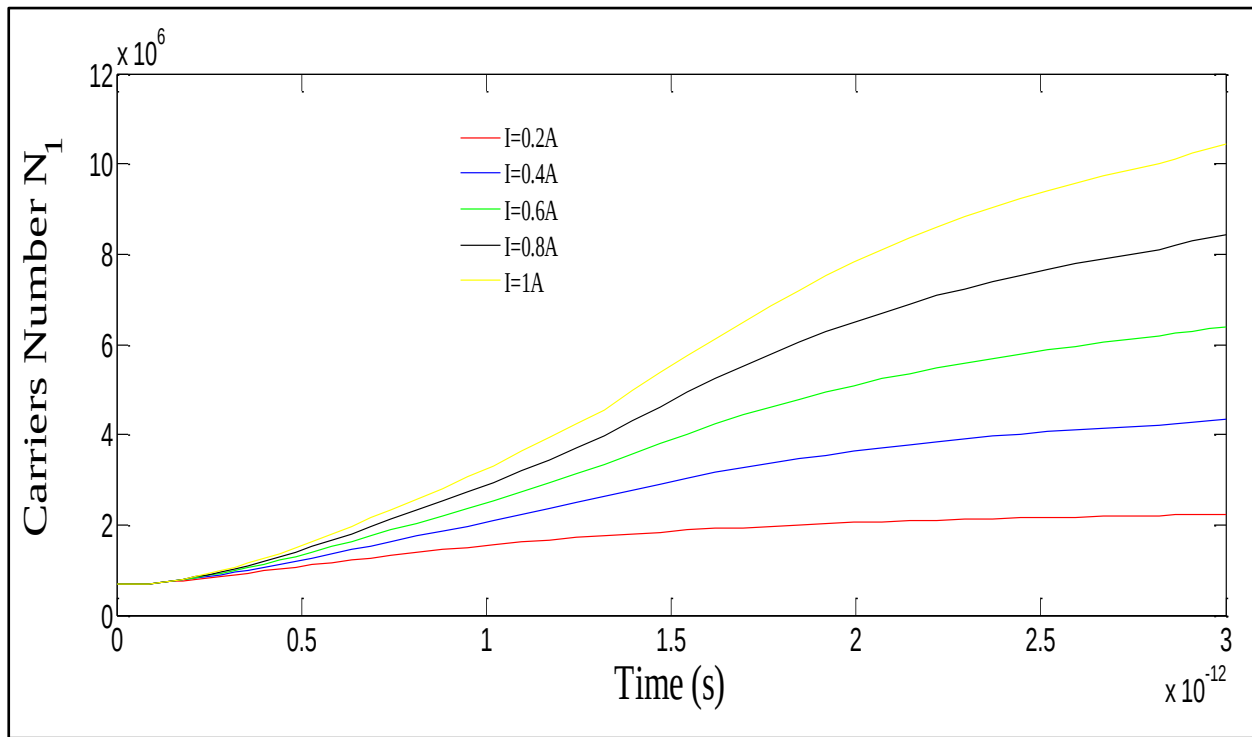
الشكل 1.3 : تغير عدد الحاملات N_4 في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيم مختلفة لتيار الحقن.



الشكل 2.3 : تغير عدد الحاملات N_3 في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيم مختلفة لتيار الحقن.

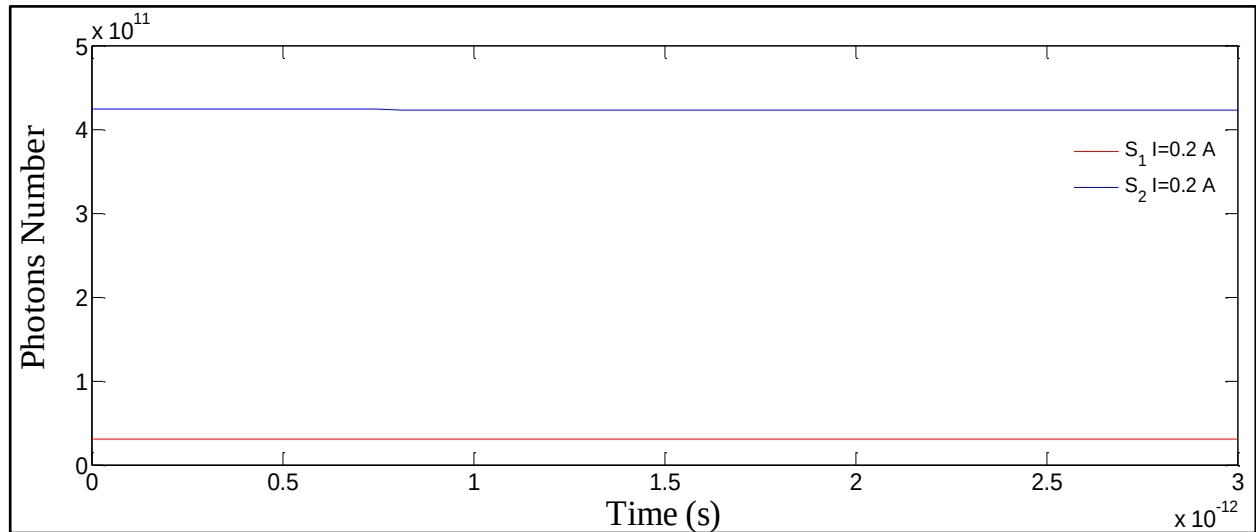


الشكل 3.3 : تغير عدد الحاملات N_2 في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيم مختلفة لتيار الحقن .

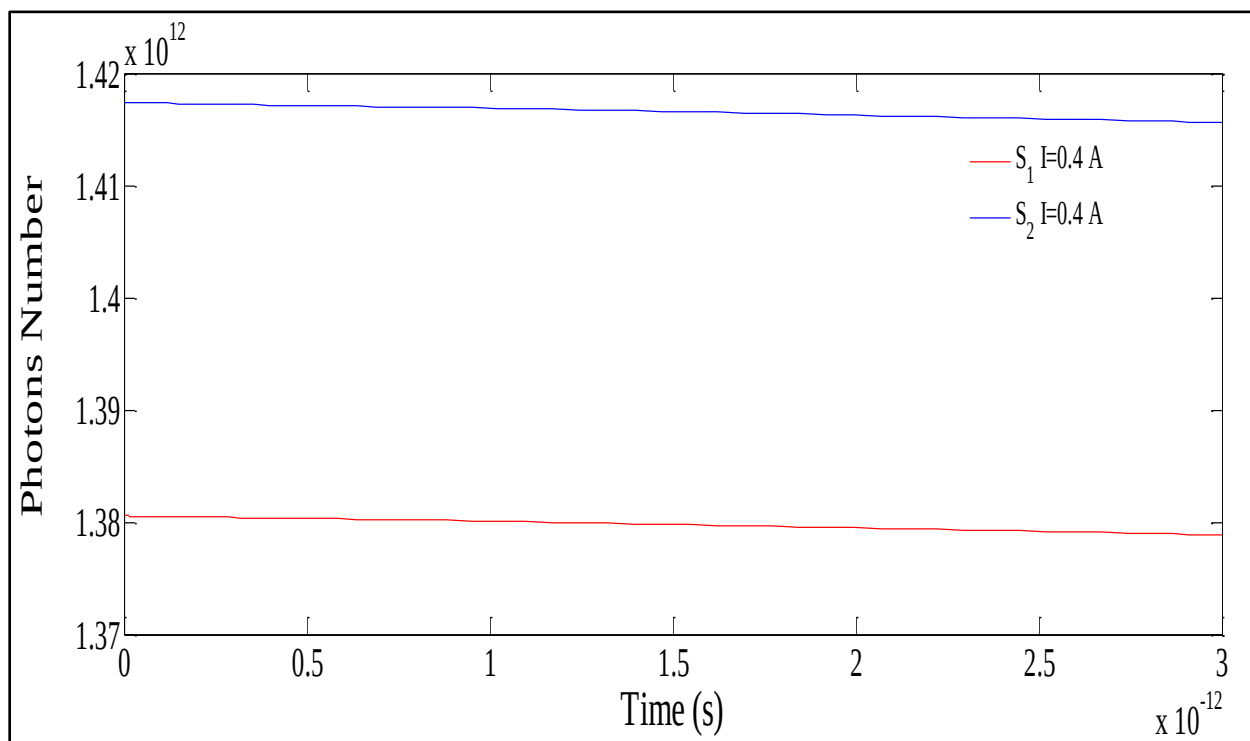


الشكل 4.3: تغير عدد الحاملات N_1 في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيم مختلفة لتيار الحقن .

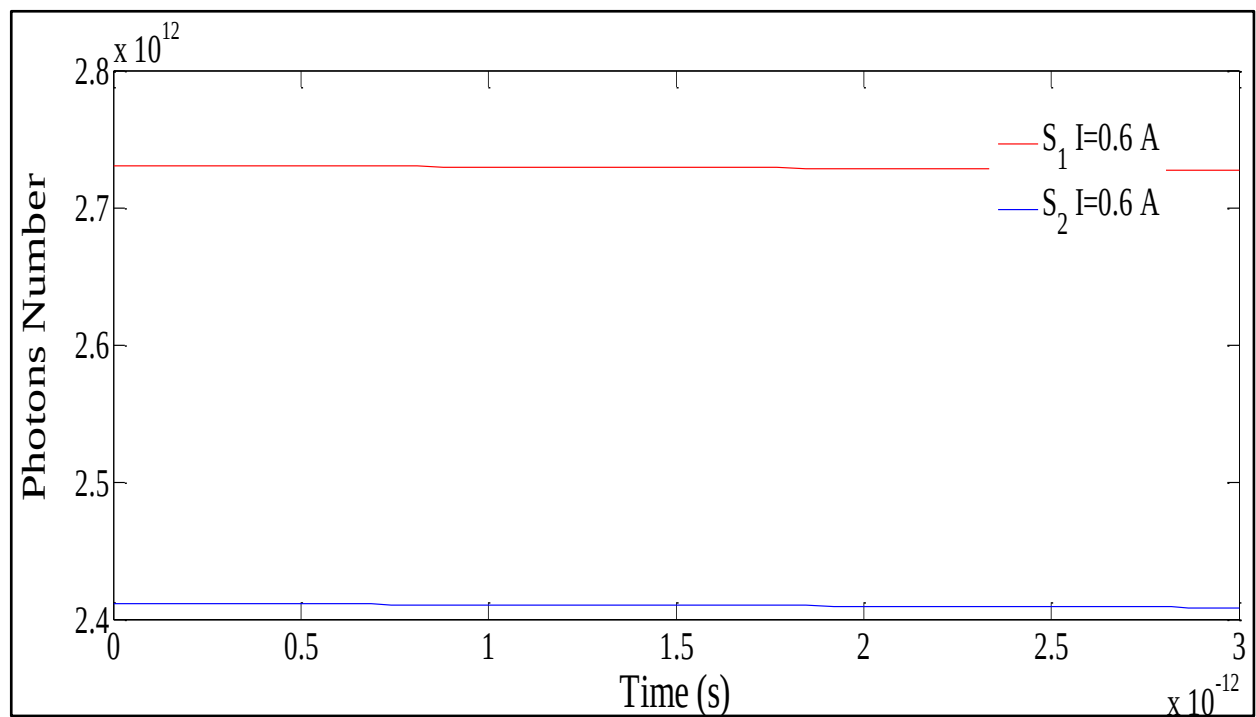
الاشكال (5.3-9.3) توضح التغير الزمني لعدد الفوتونات مع قيم مختلفة لتيار الحقن. نلاحظ ان عدد الفوتونات داخل المنطقة الفعالة يزداد مع زيادة التيار نتيجة الاعداد المتزايدة للحاملات في جميع المستويات بسبب التيار. أيضا نلاحظ في البدء ان عدد الفوتونات للطول الموجي الأول ($6.88 \mu\text{m}$) هي اقل من عدد الفوتونات للطول الموجي الثاني ($13.77 \mu\text{m}$). لكن بعد قيمه للتيار بحدود 0.6A نلاحظ ان عدد الفوتونات للطول الموجي الثاني تكون أقل من فوتونات الطول الموجي الأول. هذا السلوك يرتبط بعاملين الاول هو زمن توليد الفوتون في البئر الأول وزمن توليد الفوتون في البئر الثاني والعامل الثاني هو سرعة الانتقال المشع للحاملات من المستويات 4 و 2 الى المستويات 3 و 1 على التوالي . حسب ما توفر من قيم لمعادلات المعدل نلاحظ ان زمن توليد الفوتونات في البئر الأول هو اسرع من زمن توليد الفوتونات في البئر الثاني. أيضا نلاحظ ان زمن الانتقال المشع من المستوي 4 الى المستوي 3 هو اسرع من زمن الانتقال المشع من 2 الى 1. اما حدوث هذا التغير أي التحول من عدد فوتونات قليل للطول الموجي الأول الى عدد كبير مع زيادة التيار هو ان الزيادة ناتجة من الحقن السريع للحاملات للمستويات الأقرب الى منطقة الحقن وبعدها عن المستويات في البئر الثاني أيضاً نلاحظ وجود انخفاضات طفيفة في المنحنيات تُشير الى نقصان في قيم الحاملات بعد فترات زمنية معينة حسب الرسومات ومرجعها الى تناقص الفوتونات بسبب الخسائر.



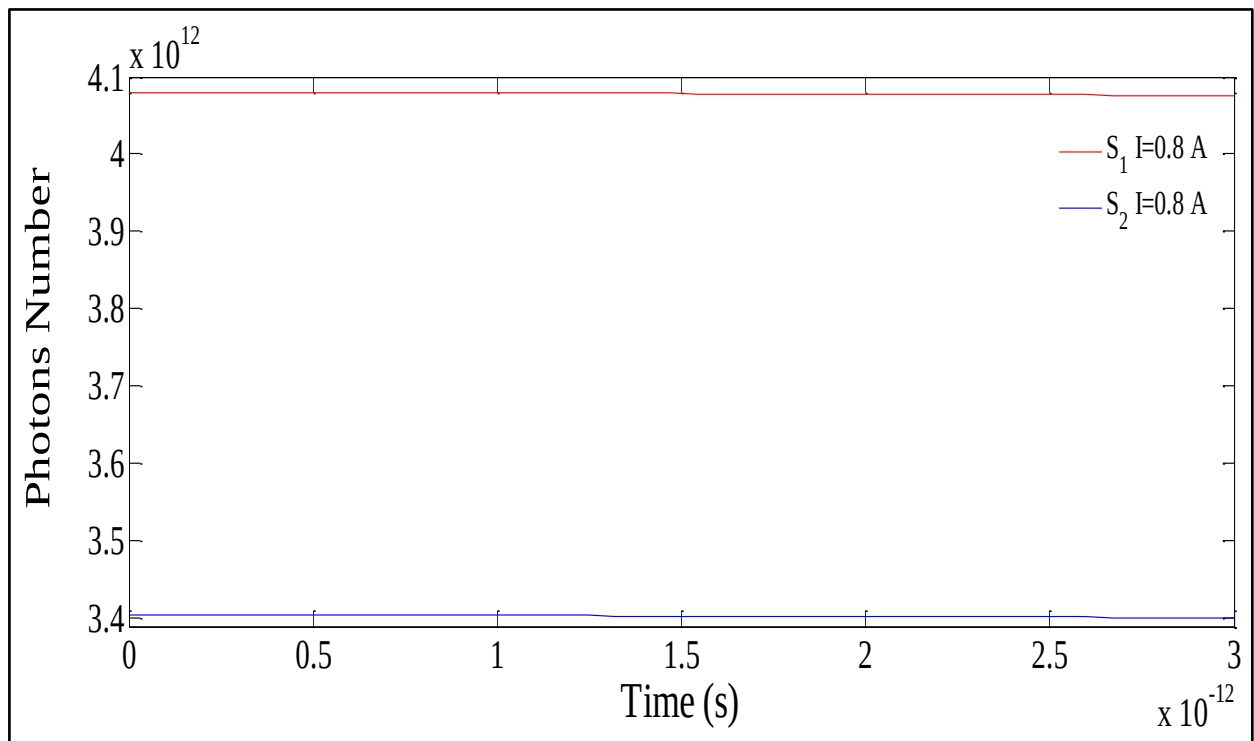
الشكل 5.3: تغير عدد الفوتونات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند التيار 0.2A .



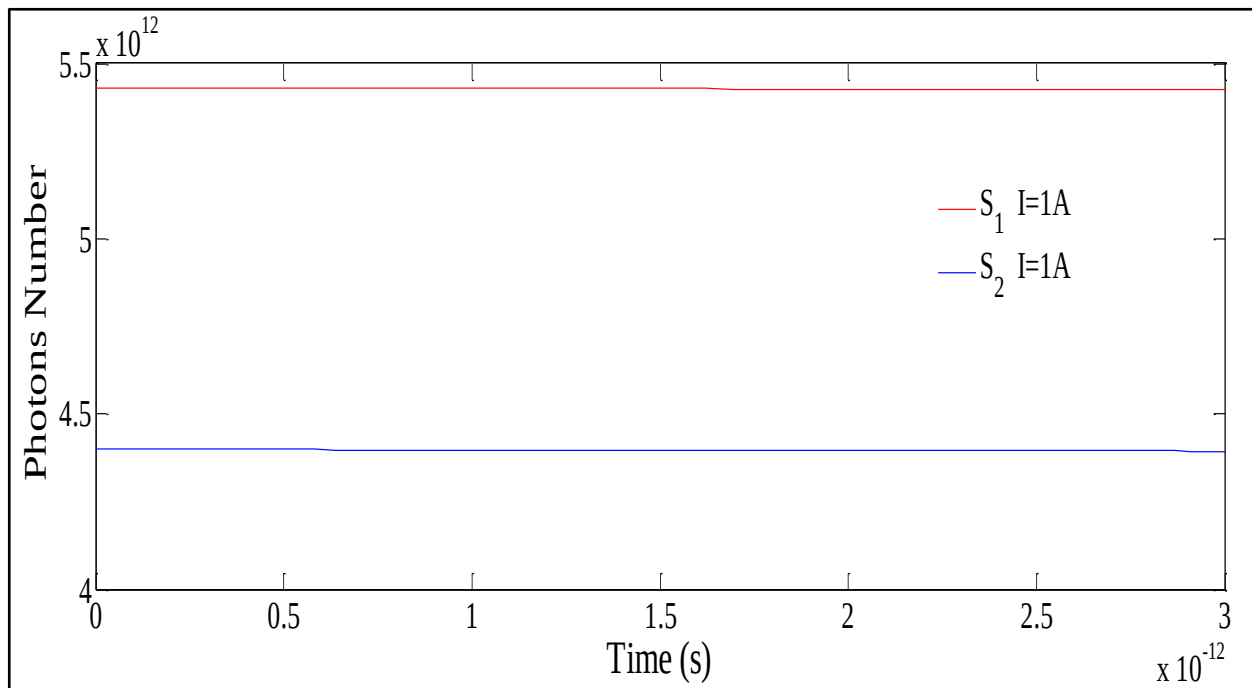
الشكل 6.3: تغير عدد الفوتونات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند التيار 0.4A.



الشكل 7.3: تغير عدد الفوتونات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند التيار 0.6A.



الشكل 8.3: تغير عدد الفوتونات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند التيار 0.8A.

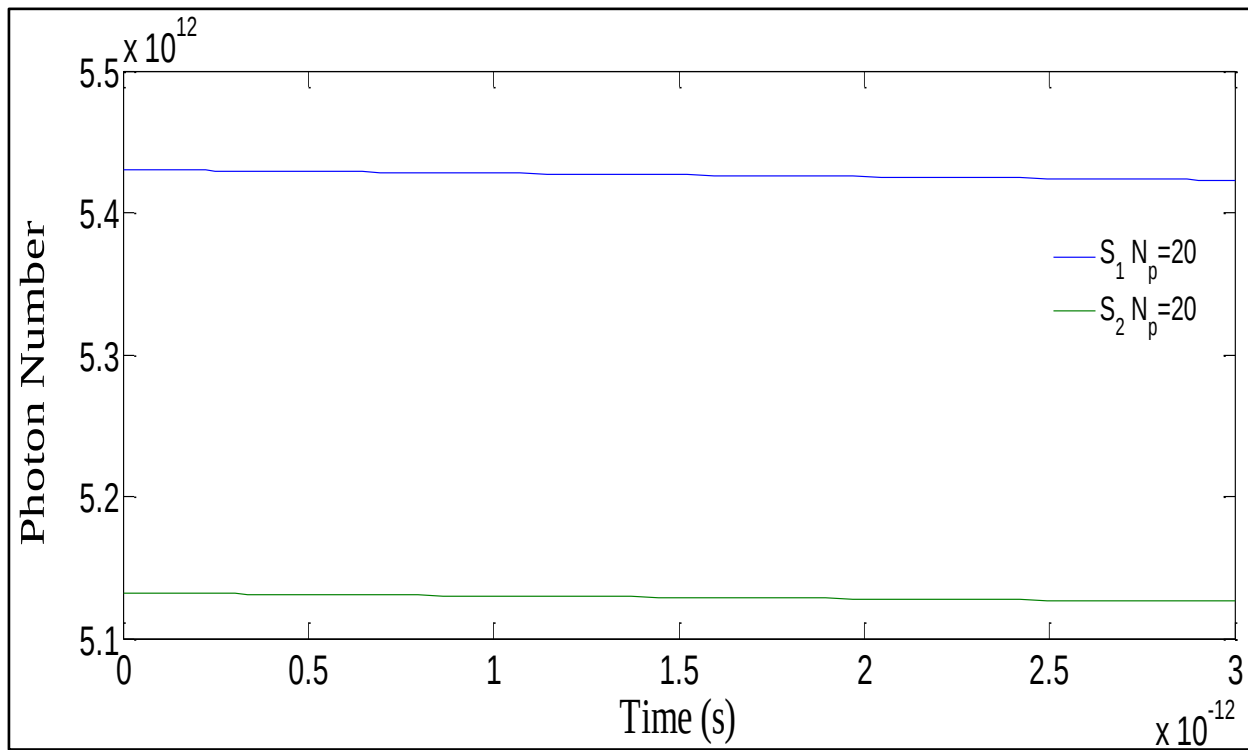


الشكل 9.3: تغير عدد الفوتونات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند التيار 1A.

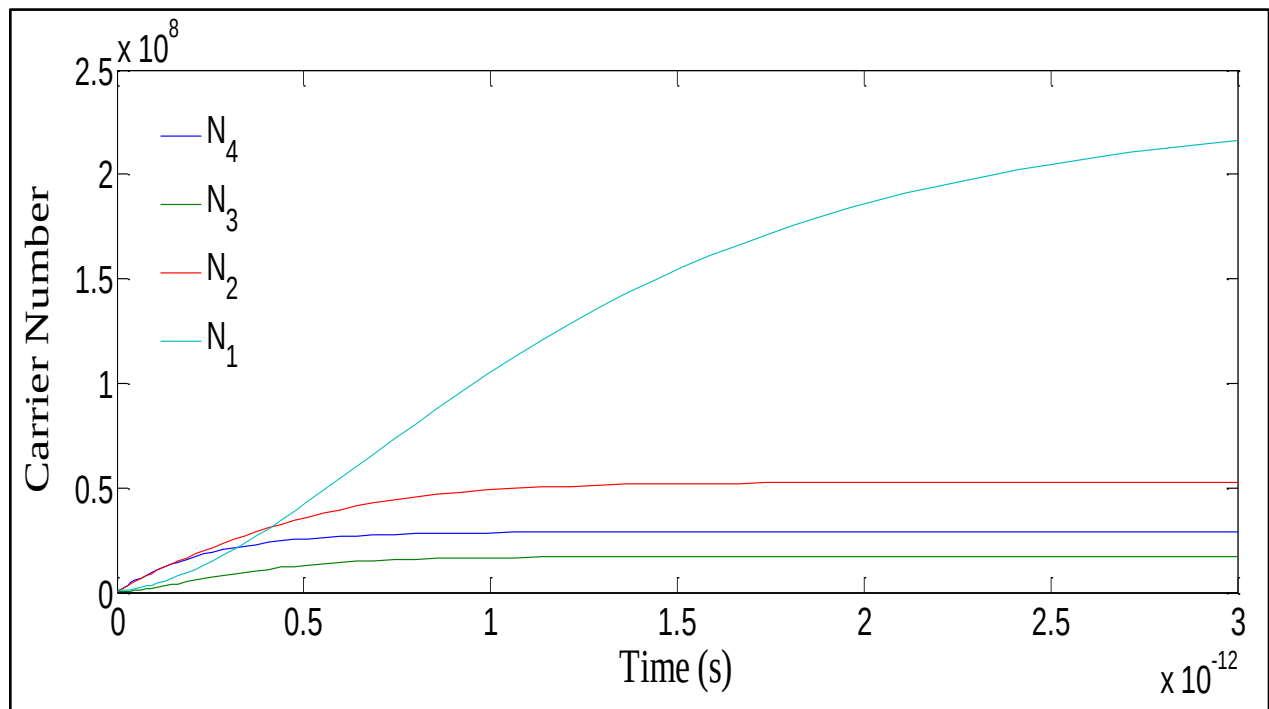
ان الصياغة الصحيحة لمعادلات المعدل تعتمد بشكل أساسي على فرضيات البحث و دراسة المتغيرات المهمة التي يتوقع منها ان تكون ذات تأثير على الخواص المهمة للليزر . ومن هذه المتغيرات المهمة هي عدد مراحل الكسب والتي تكون عادةً ما بين 20 الى 1. تُبين الاشكال (10.3-19.3) تأثير عدد مراحل الكسب على المعدل الزمني لتغير عدد الفوتونات وتغير عدد الحاملات . الاشكال الزوجية تمثل تأثير تغير عدد المراحل على عدد الفوتونات والاشكال الفردية تمثل تأثير تغير عدد المراحل على عدد الحاملات. هذه الاشكال تم الوصول اليها بعد دراسة النموذج المقترح في هذه الرسالة وتبين انه بهذه الصورة المقترحة فان تغير عدد مراحل الكسب لا يؤثر على عدد الحاملات بل يؤثر فقط على عدد الفوتونات.

لذلك عمدنا الى إضافة المتغير N_p والذي يمثل عدد مراحل الكسب الى المعادلات الأربعة الأولى وتحديدًا في حد التيار أي الحد الأول لان اضافته في الحدود الأخرى سوف يؤدي الى مضاعفة تلك الحدود وبالتالي تضخيم لعمليات حركة الحاملات بين أي مستوي والمستويات الأخرى بينما نحن نريد تأثيره على عدد الحاملات الواصلة لكل مستوي. كما هو واضح من الاشكال فان الزيادة في عدد الحاملات بزيادة عدد المراحل هي اقل من الزيادة في عدد الفوتونات بزيادة عدد مراحل الكسب. هذا يرجع الى ان هذا النوع من الليزرزات يتميز بالقدرات الخارجة الكبيرة كما أشرنا سابقا في الفصل الثاني . أيضا لوحظ ان عدد الفوتونات الخارجة للطولين الموجيين متقاربة بشكل جيد. وعند ثبات جميع المتغيرات فان زيادة عدد مراحل الكسب ينتج منها عدد فوتونات الطول الموجي الأول اكبر من عددها في الطول الموجي الثاني .

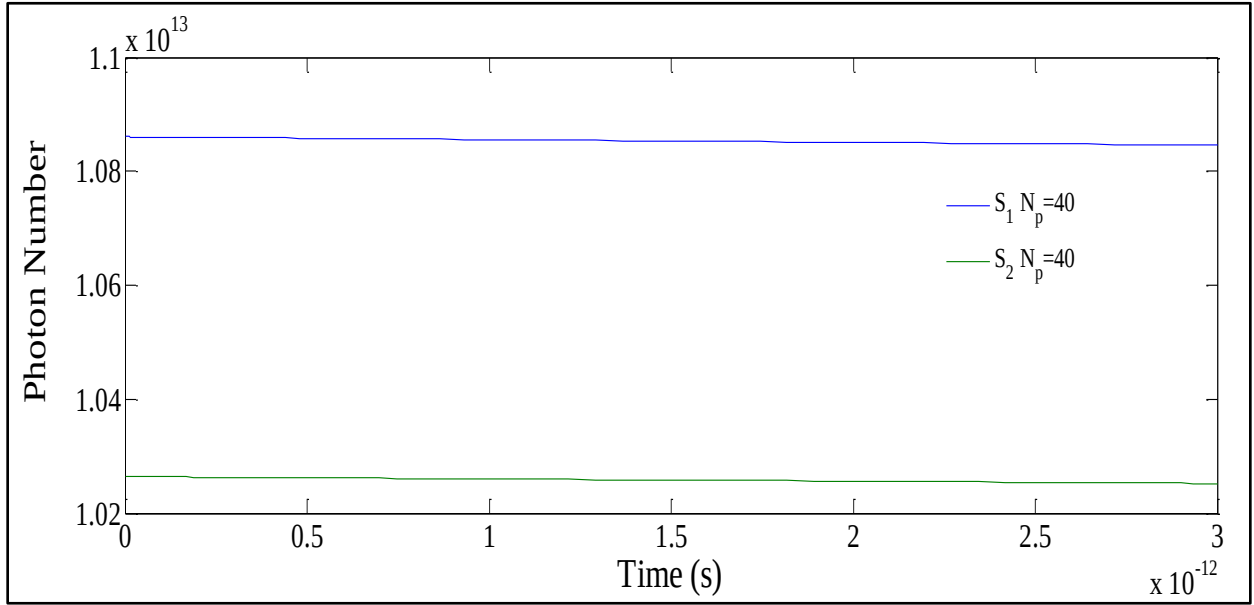
من الجدير بالذكر ان إضافة المتغير N_p الى المعادلات الأربعة الأولى في النموذج ورفعها او ابقاها في اخر معادلتين سوف نحصل على نفس النتائج المبينة في الاشكال المشار اليها لذلك فان وجود هذا المتغير في المعادلات الأربعة الأولى يكون اكثر تأثيرا.



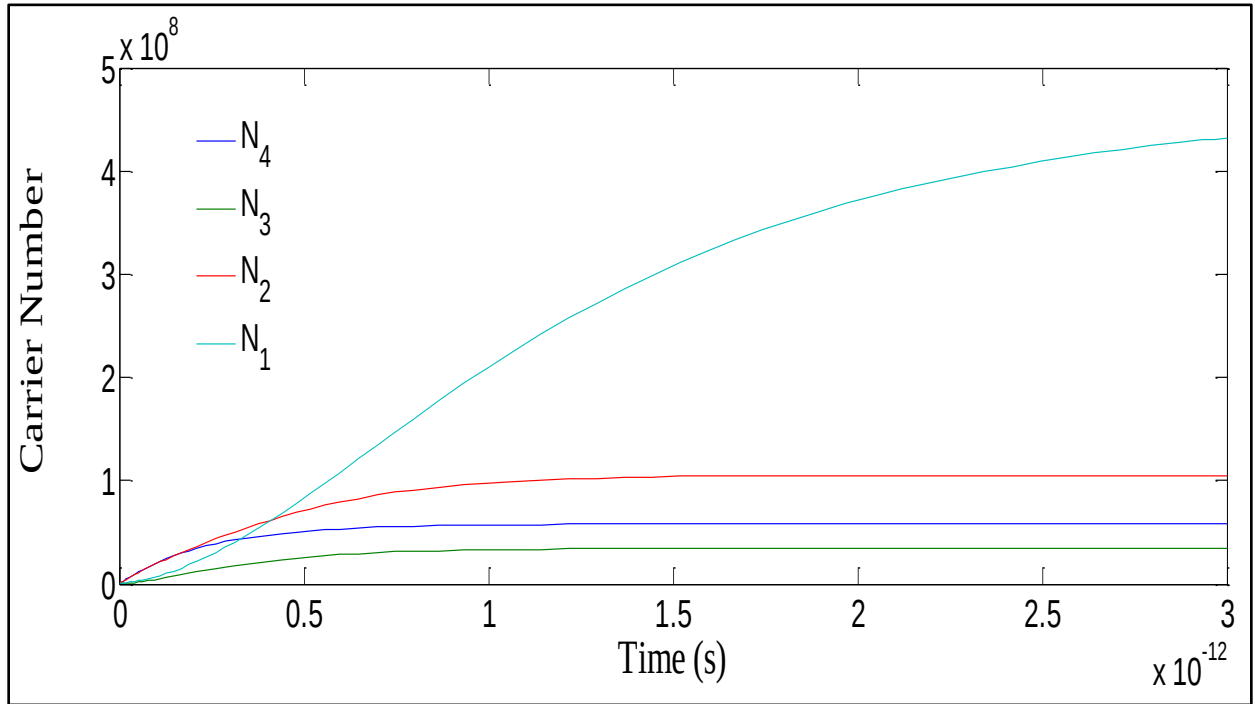
الشكل 10.3: تغير عدد الفوتونات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيمة N_p تساوي 20.



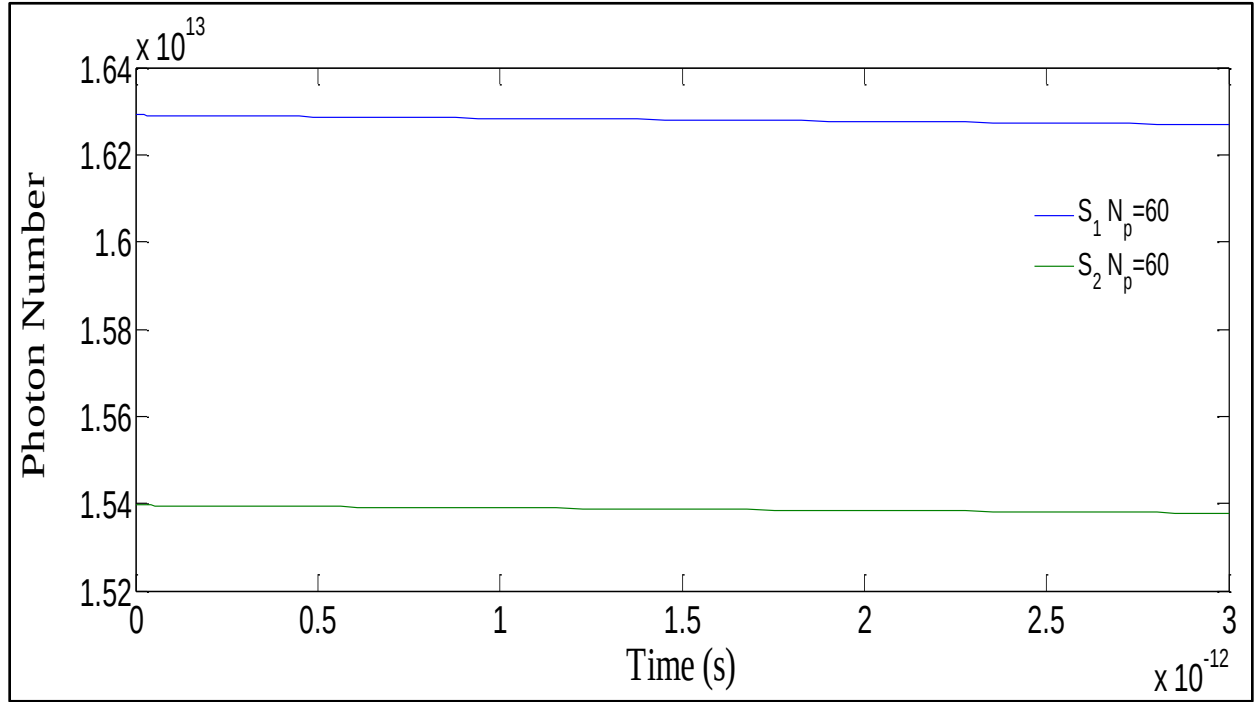
الشكل 11.3: تغير عدد الحاملات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيمة N_p تساوي 20.



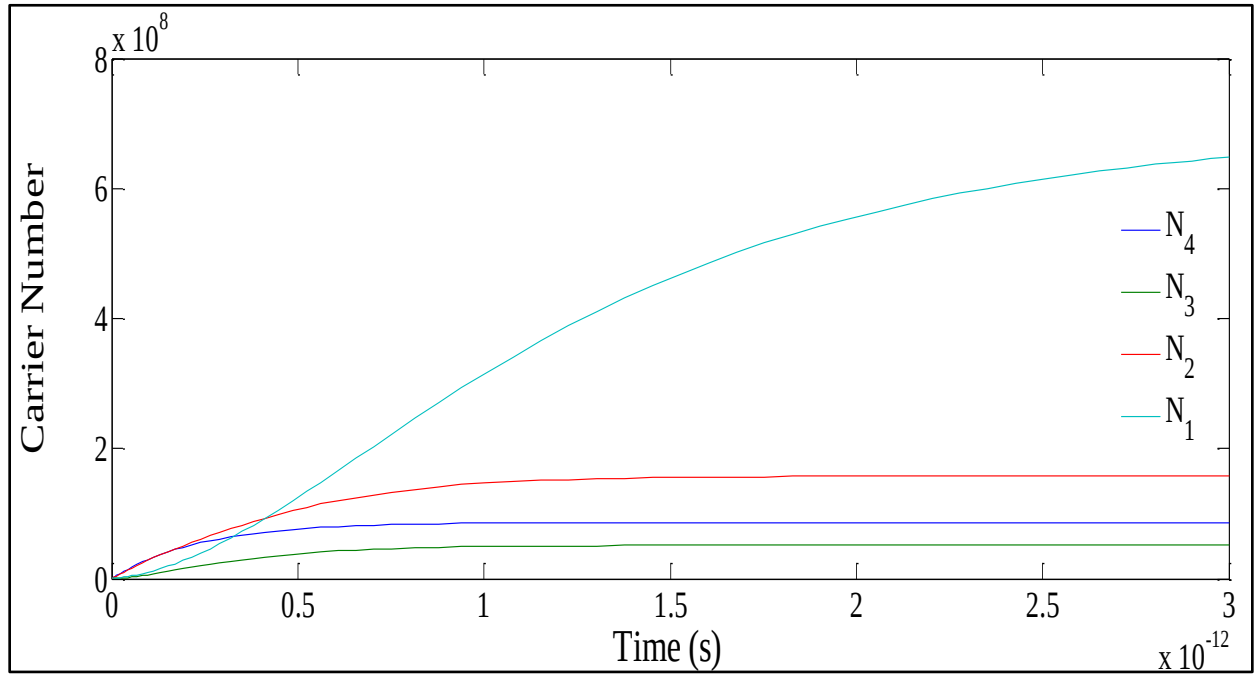
الشكل 12.3: تغير عدد الفوتونات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيمة N_p تساوي 40.



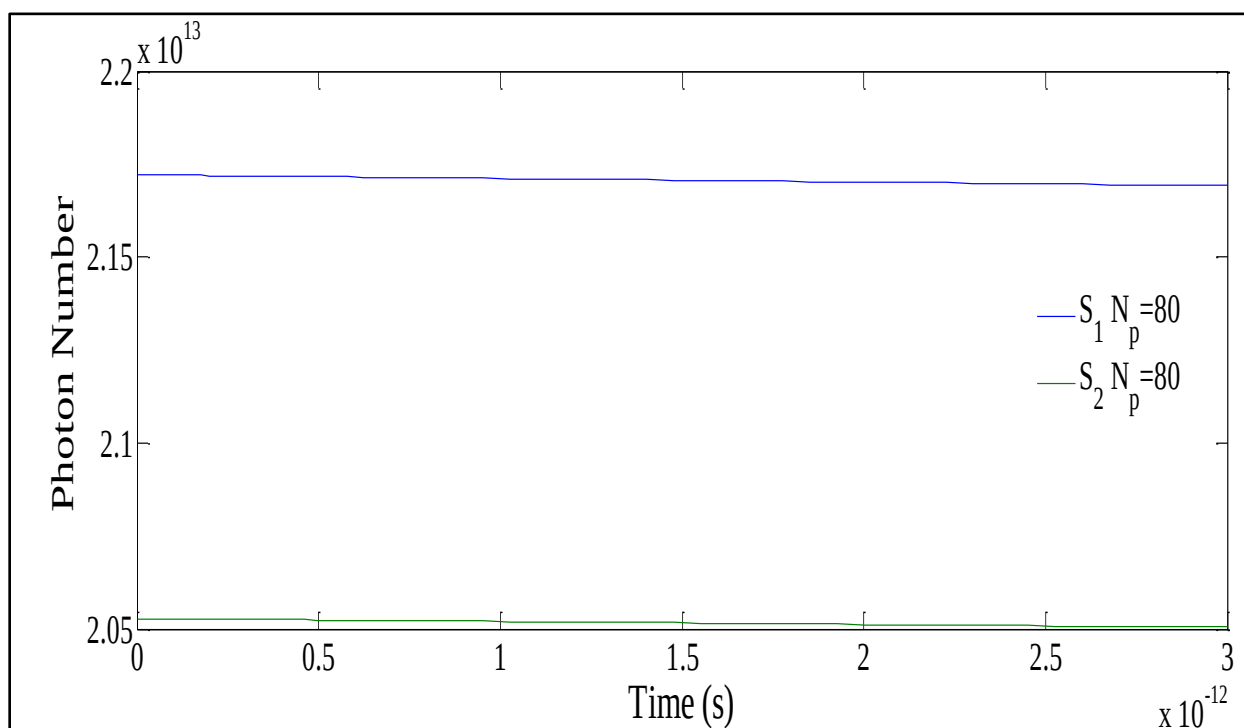
الشكل 13.3: تغير عدد الحاملات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيمة N_p تساوي 40.



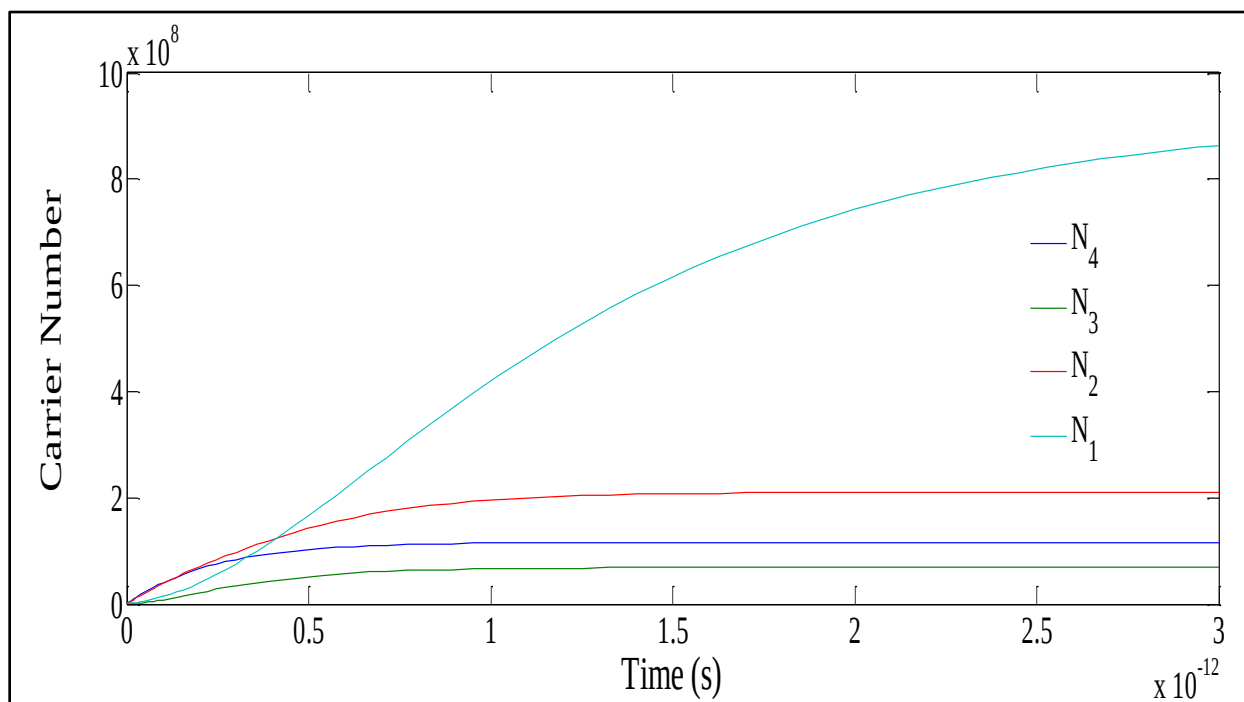
الشكل 14.3: تغير عدد الفوتونات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيمة N_p تساوي 60.



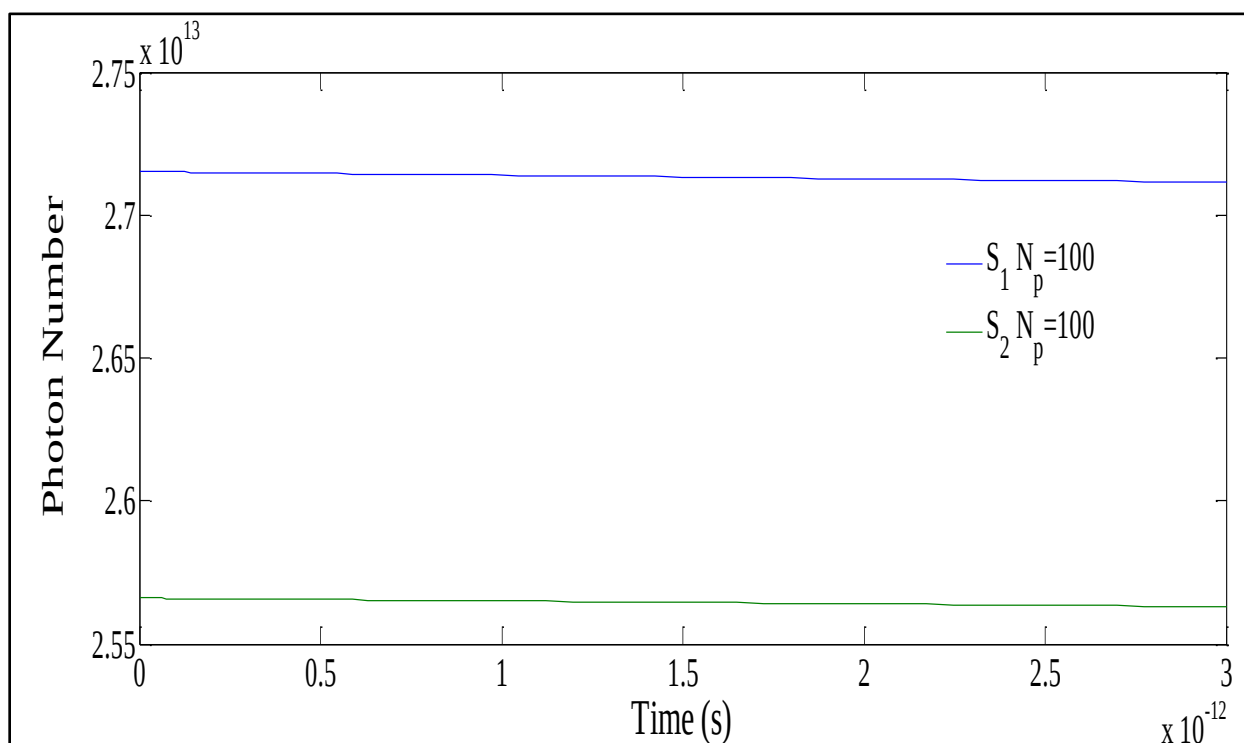
الشكل 15.3: تغير عدد الحاملات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيمة N_p تساوي 60.



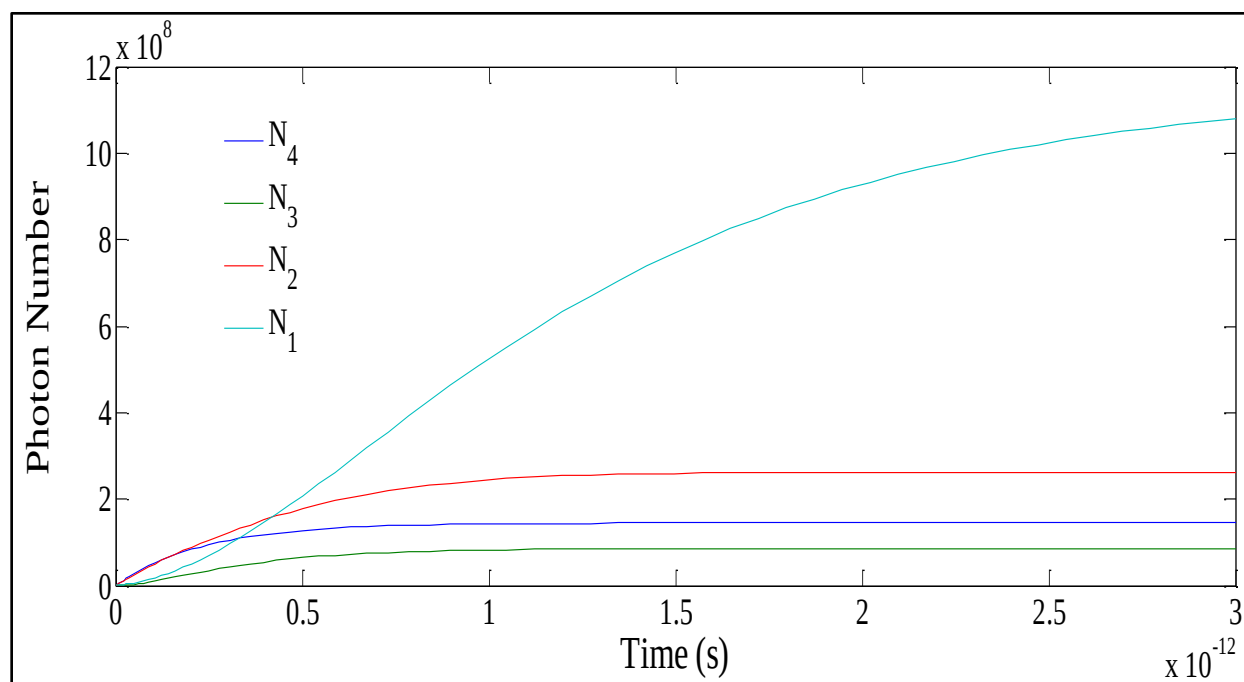
الشكل 16.3: تغيير عدد الفوتونات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيمة N_p تساوي 80.



الشكل 17.3: تغيير عدد الحاملات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيمة N_p تساوي 80.



الشكل 18.3: تغير عدد الفوتونات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيمة N_p تساوي 100.



الشكل 19.3: تغير عدد الحاملات في الليزر الكمي المتعاقب كدالة للزمن عند قيمة N_p تساوي 100.

(2-2-3) ديناميكية الليزر الكمية المتعاقبة ثنائية اللون مع وجود تضمين التيار

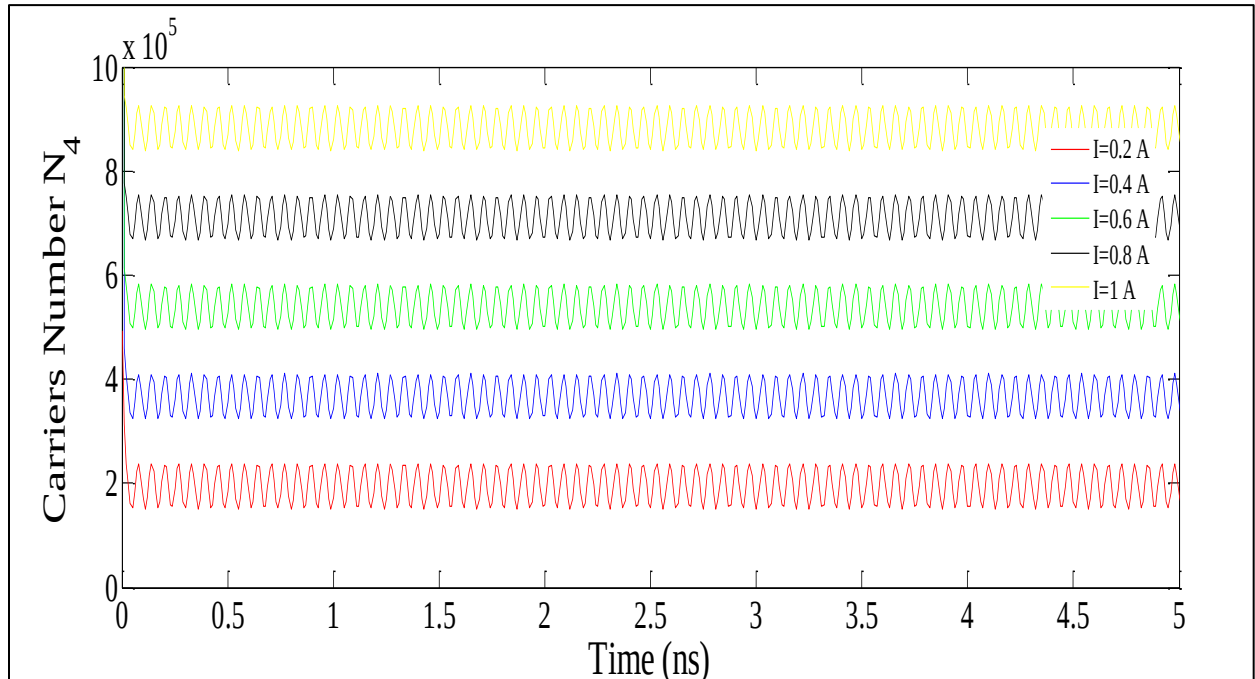
Dynamic of dual color QCL with current modulation

نتائج هذا الجزء من البحث تمت بنفس النموذج المقترح في الفصل الثاني. الاشكال (20.3- 25.3)

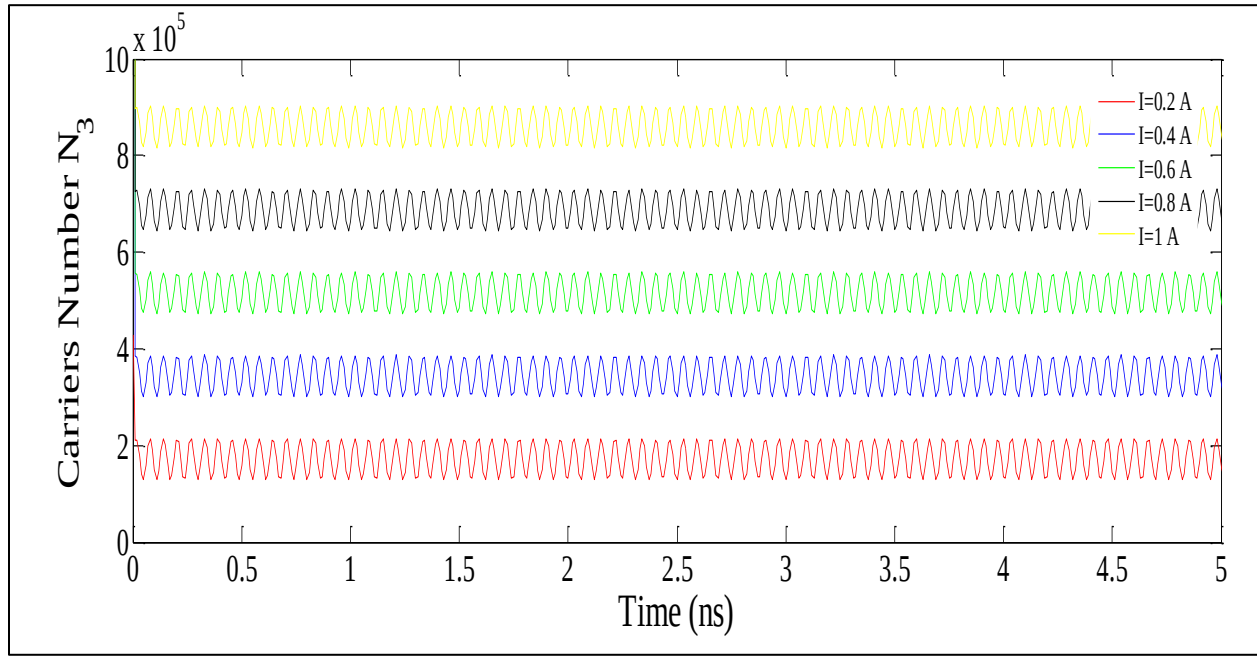
تمثل تغيرات الحاملات والفوتونات في الليزر الكمي مع الزمن عند وجود تضمين بالتيار ولقيم مختلفة في قيمة الجزء المستمر من التيار. كما نلاحظ من جميع الاشكال ان هناك زيادة في عدد الحاملات والفوتونات مع زيادة التيار المستمر تُشير الى الزيادة بالحاملات التي تُسببها زيادة التيار المستمر.

نلاحظ من الاشكال ومن خلال المقارنة بين الشكل (1.3) والشكل (20.3) هناك اختلافين أساسيين

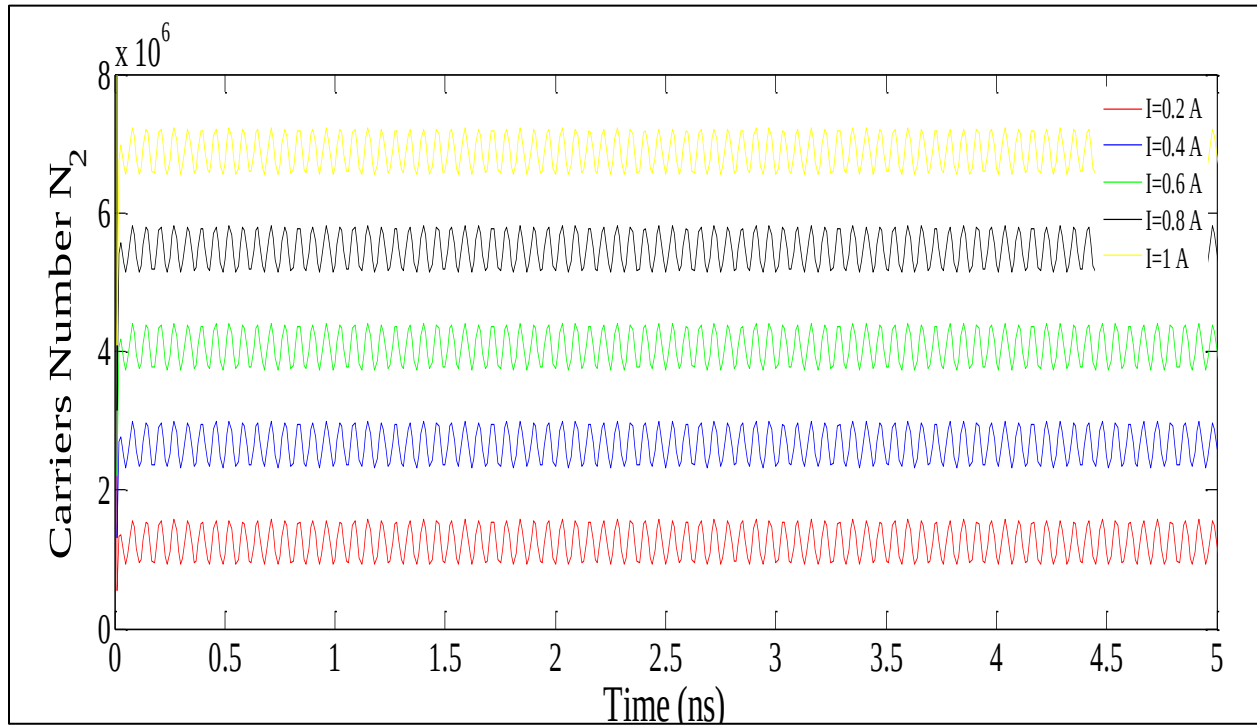
هما أولاً السلوك الدوري للزيادة في الحاملات والتي تسببها دالة الجيب في معادلة التضمين بالتيار وثانياً الزيادة الطفيفة في قيم الحاملات من خلال الجزء المتناوب من التيار. لجميع هذه الاشكال وعند تكبير أحد المنحنيات لا تكون القيم متساوية سواء في القمة او القعر وهذا يدل على مساهمات الخسائر في هذه النتائج.



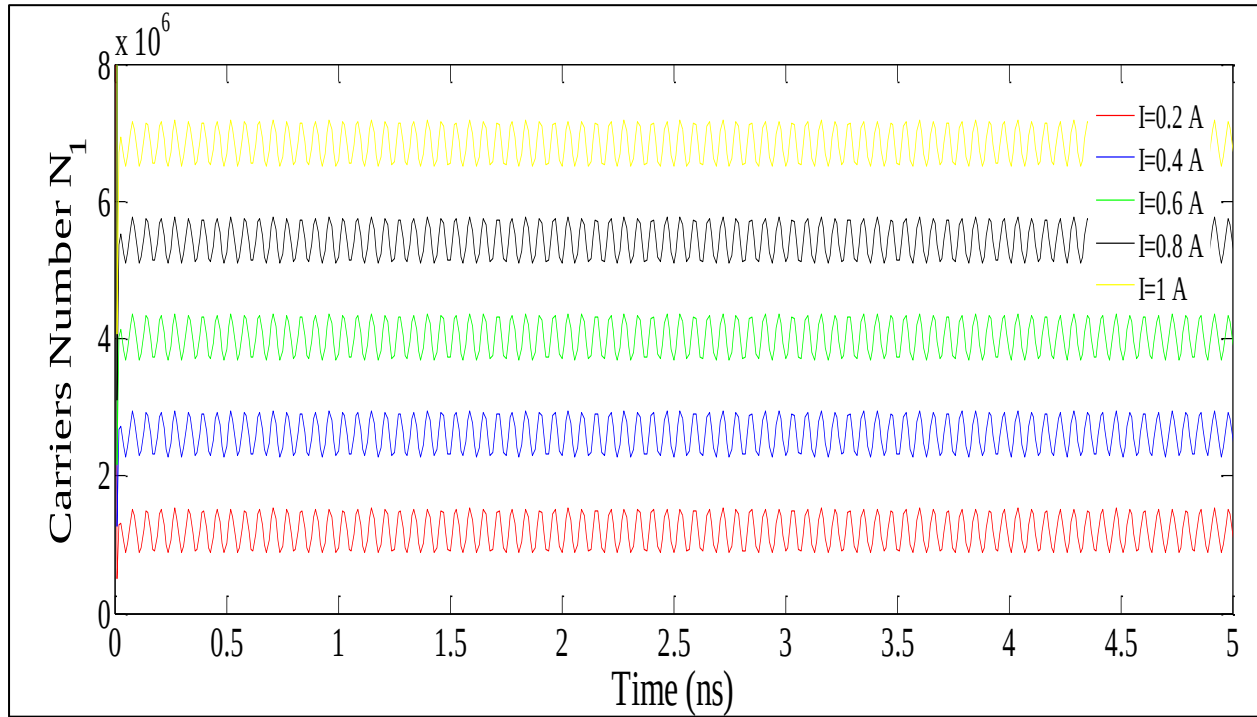
الشكل 20.3: التغير الزمني للحاملات N_4 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لجزء التيار المستمر.



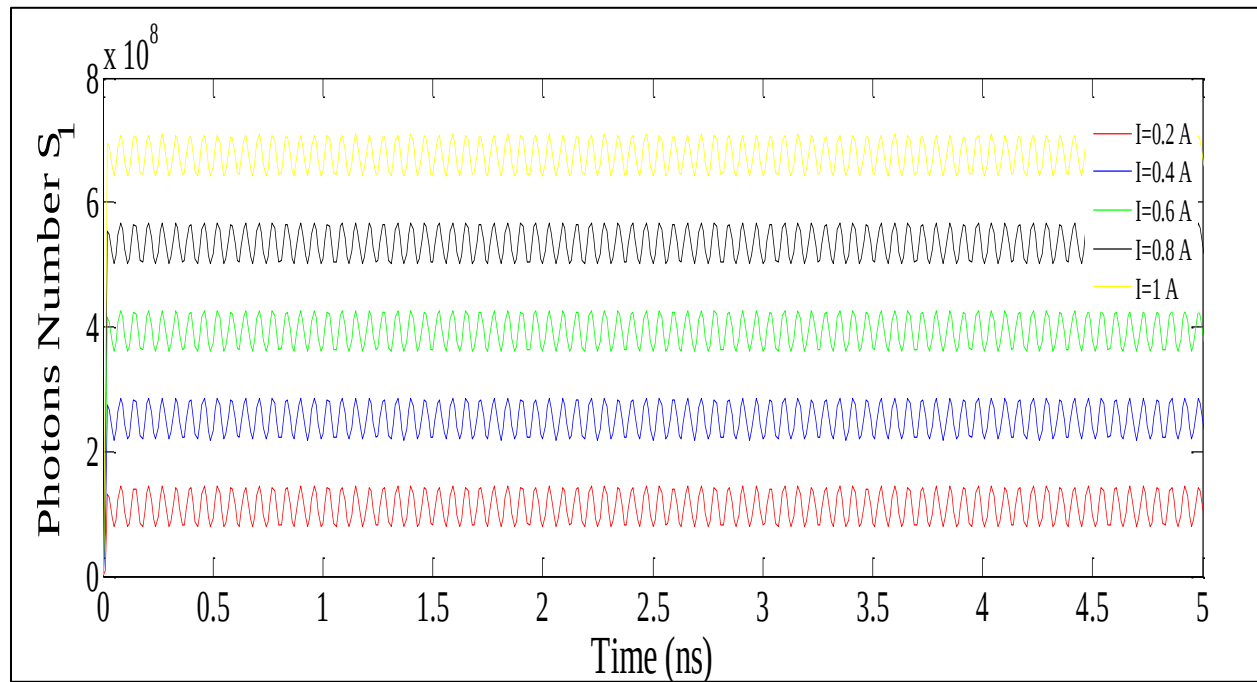
الشكل 21.3: التغير الزمني للحاملات N_3 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لجزء التيار المستمر



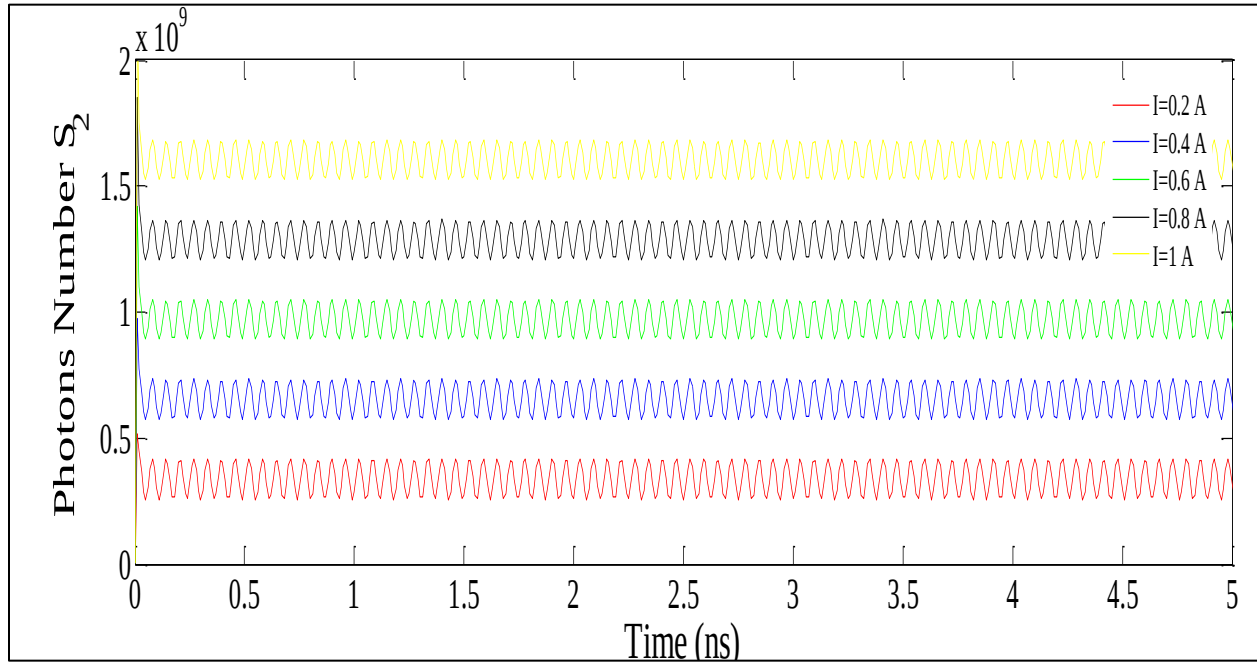
الشكل 22.3: التغير الزمني للحاملات N_2 في عملة التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لجزء التيار المستمر.



الشكل 23.3: التغير الزمني للحاملات N_1 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لجزء التيار المستمر.

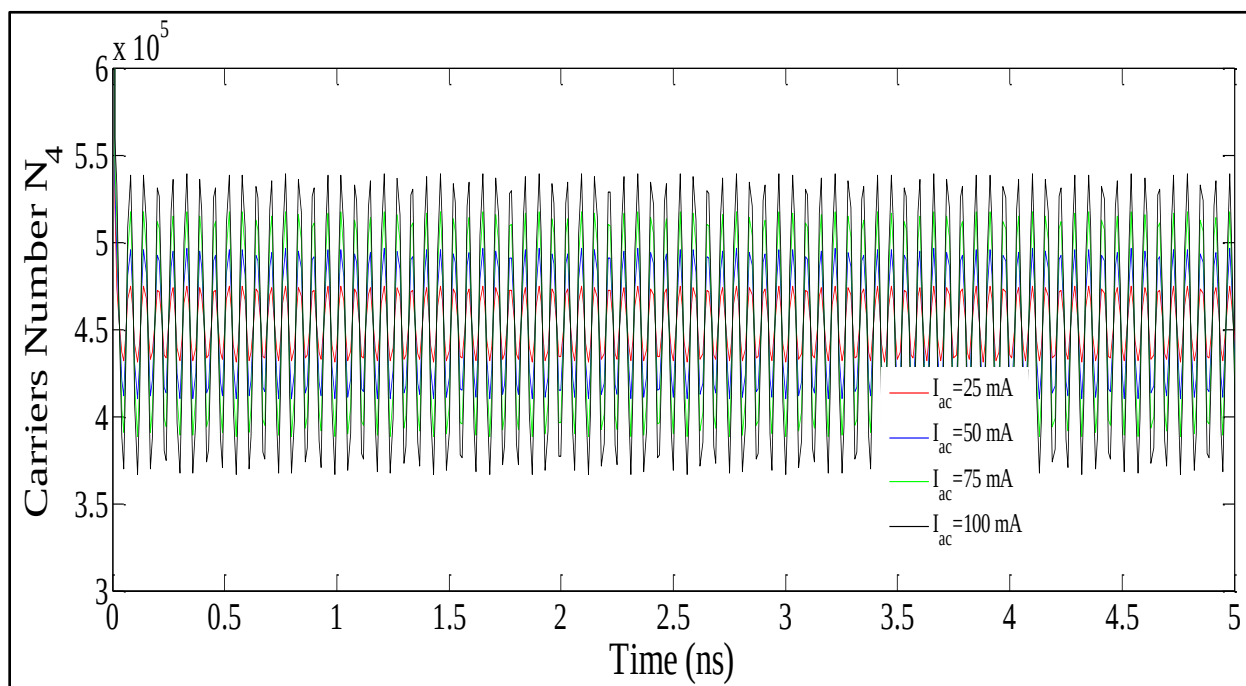


الشكل 24.3: التغير الزمني للفوتونات S_1 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لجزء التيار المستمر.

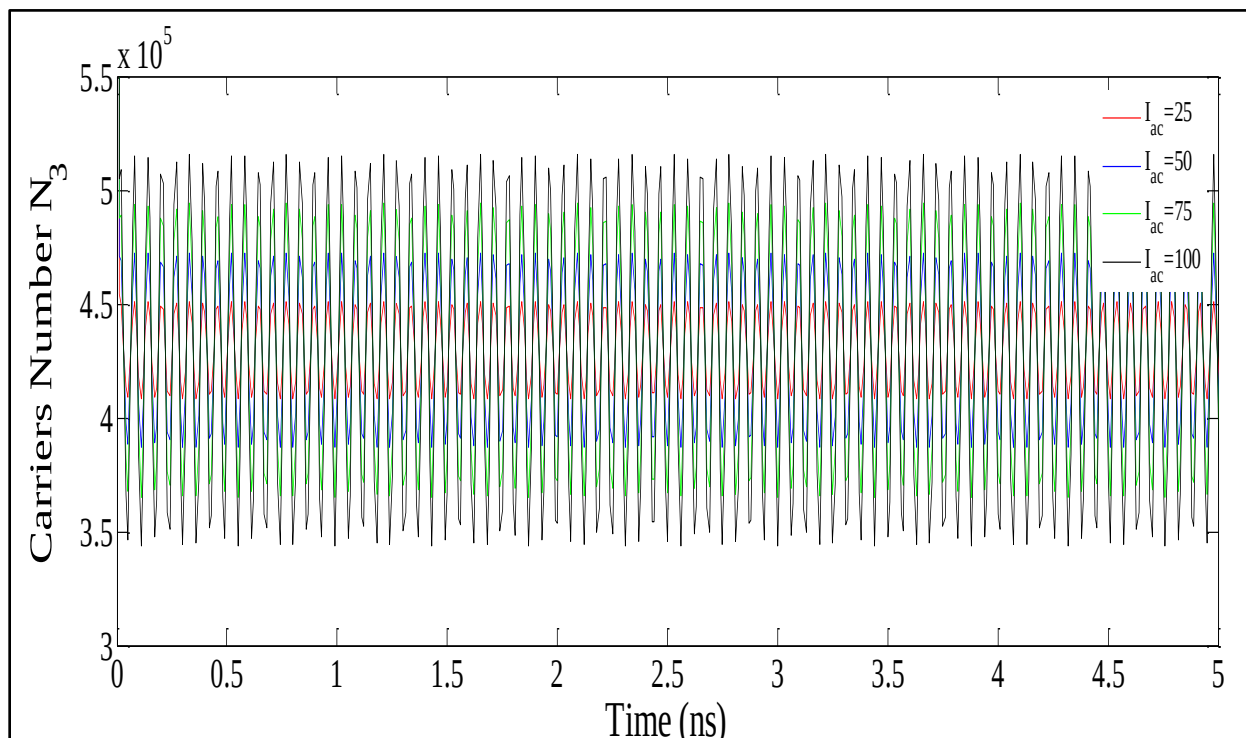


الشكل 25.3: التغير الزمني للفوتونات S_2 في عملية التضمين ولقيم مختلفة لجزء التيار المستمر .

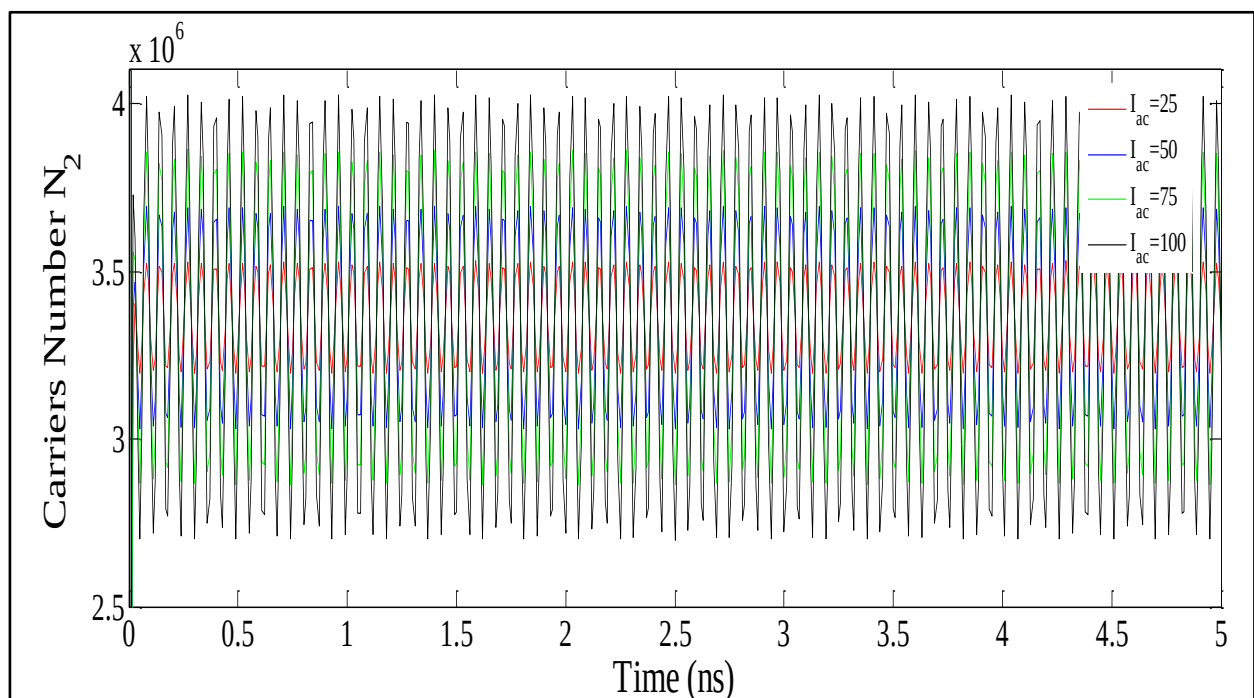
الاشكال (31.3-26.3) تمثل السلوك الزمني لتغيرات الحاملات والفوتونات مع وجود التضمين بالتيار من خلال زيادة الجزء المتناوب من التيار. بصورة عامة نلاحظ زيادة في جميع الاشكال من خلال مساهمه الجزء المتناوب من التيار في زيادة الحاملات داخل المنطقة الفعالة. ان زيادة الحاملات داخل المنطقة الفعالة هو السبب وراء تغير معامل الانكسار وبالتالي مع عامل تحسين الخط الطيف (LEF) linewidth enhancement factor وبتغير الحاملات قد يزداد هذا العامل او ينقص. وعلى الرغم ان معظم الدراسات تُشير الى صغر هذا العامل في هذا النوع من الليزر إلا انه ممكن ان يزداد من خلال العمليات التي تضمن زيادة كمية الحاملات داخل المنطقة الفعالة. في ضوء هذه الرسالة وحسب القيم المستخدمة نتوقع عدم وجود تغير كبير في هذا العامل نظرا لكون الزيادات في الحاملات هو من المرتبة نفسها.



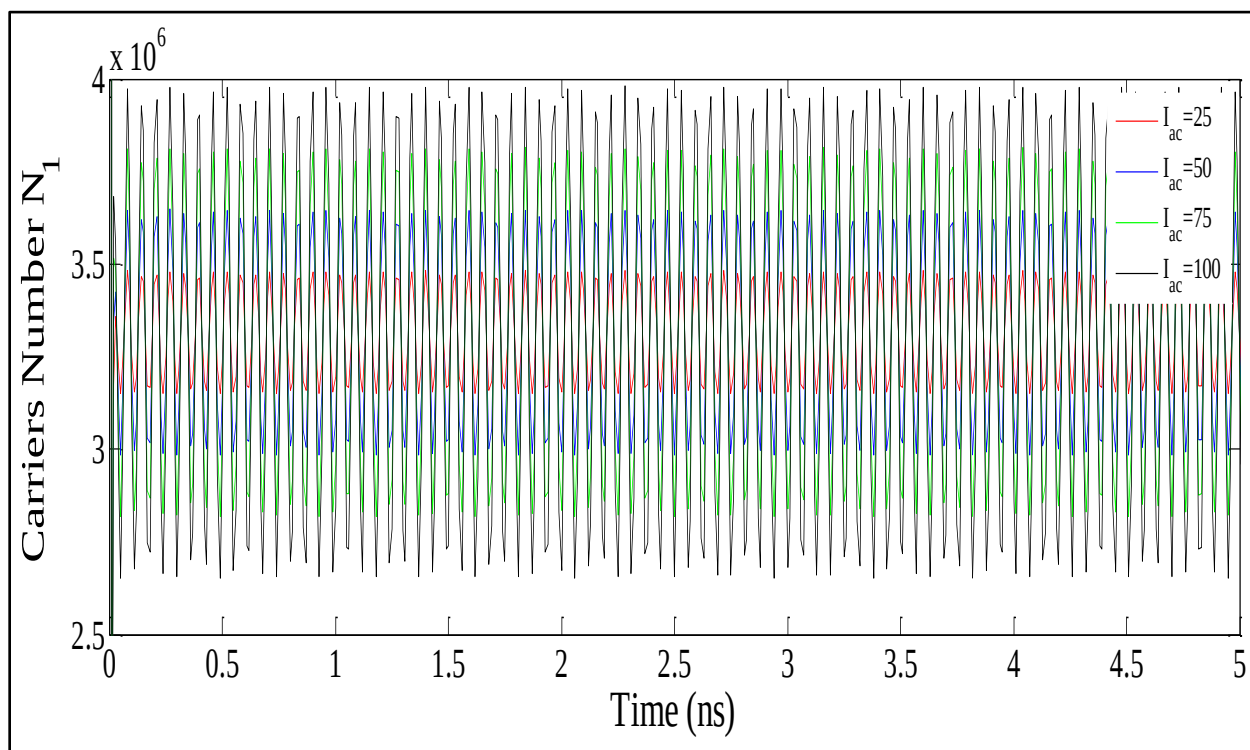
الشكل 26.3: التغير الزمني للحاملات N_4 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لجزء التيار المتناوب.



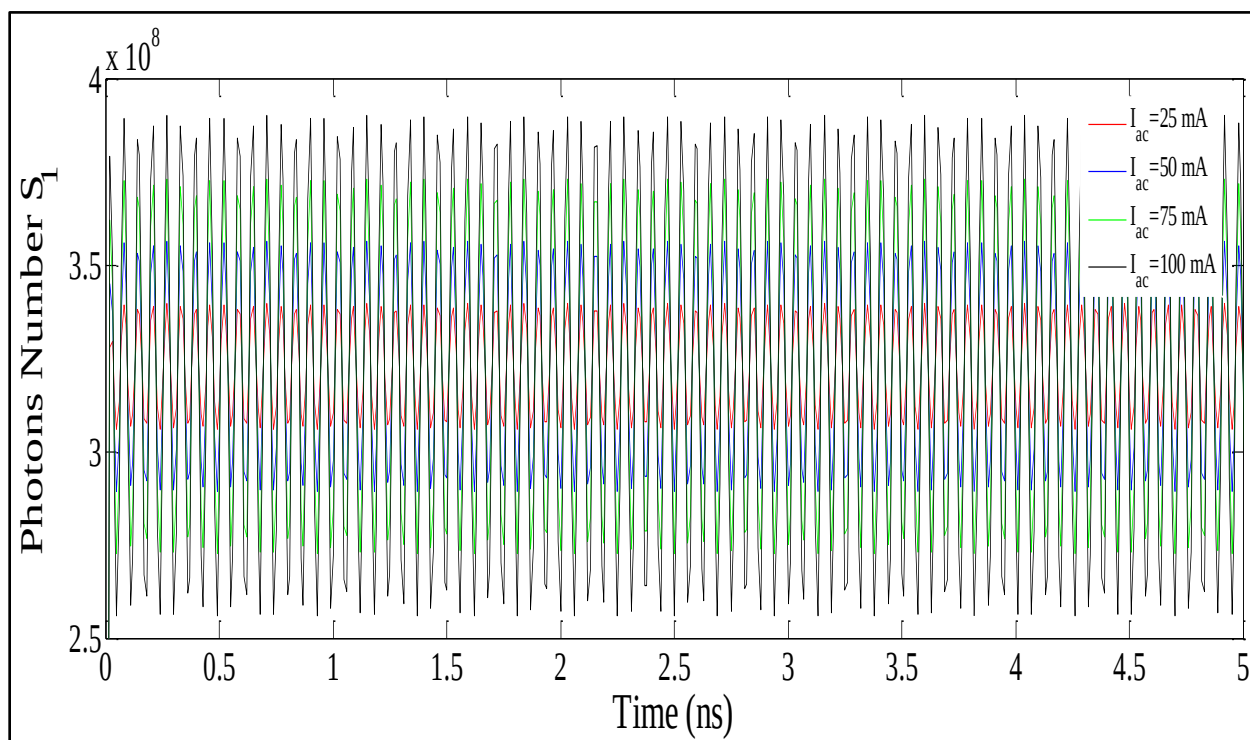
الشكل 27.3: التغير الزمني للحاملات N_3 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لجزء التيار المتناوب.



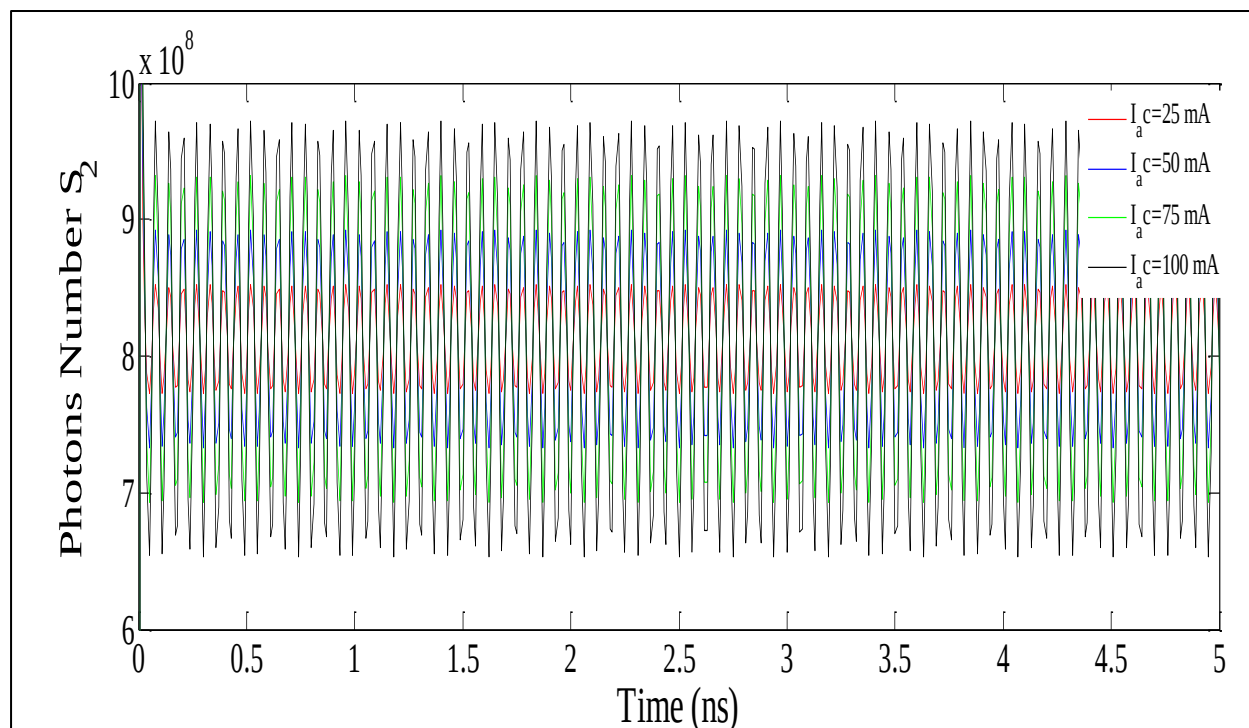
الشكل 28.3: التغير الزمني للحاملات N_2 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لجزء التيار المتناوب.



الشكل 29.3: التغير الزمني للحاملات N_1 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لجزء التيار المتناوب.



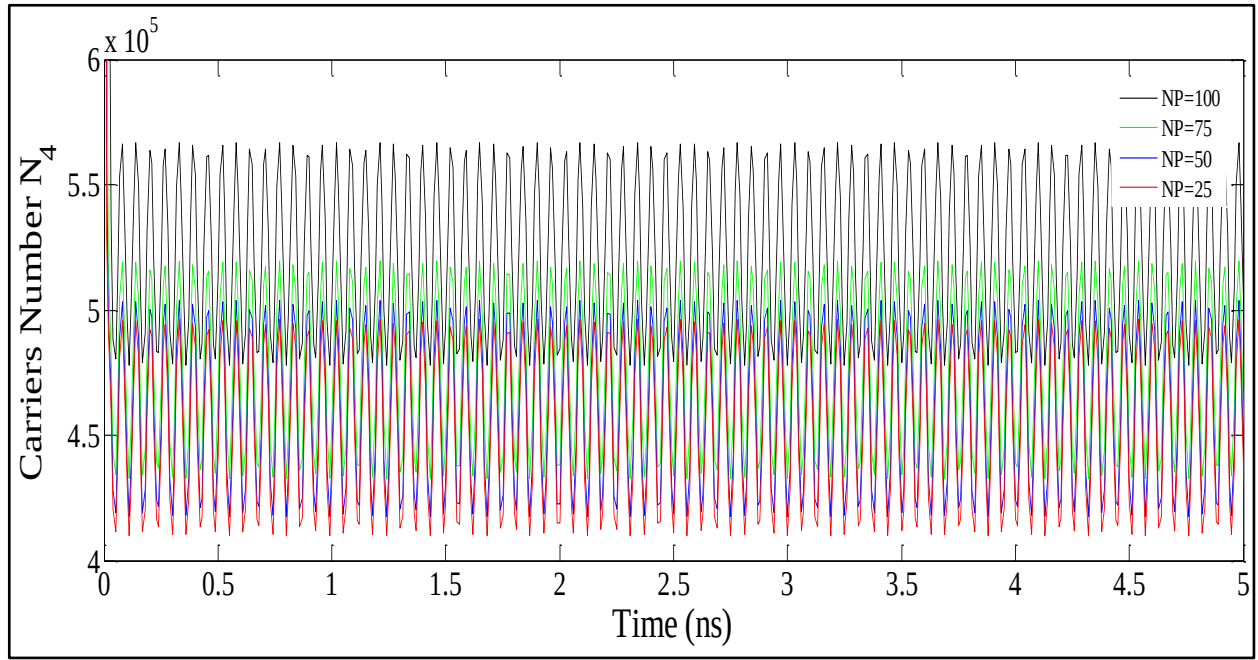
الشكل 30.3: التغير الزمني للفوتونات S_1 في عملية التضمين ولقيم مختلفة لجزء التيار المتناوب .



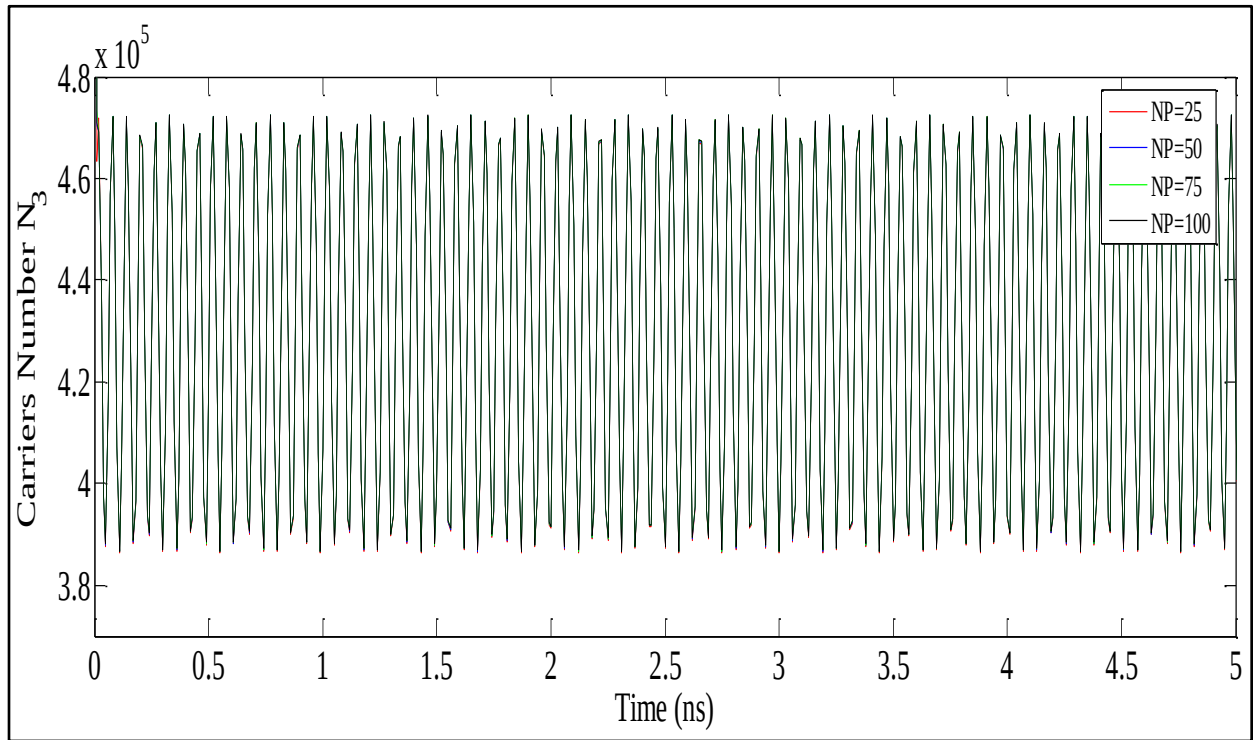
الشكل 31.3: التغير الزمني للفوتونات S_2 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لجزء التيار المتناوب.

تأثير الزيادة في عدد مراحل الكسب على التغير الزمني للحاملات والفوتونات مع وجود التضمين بالتيار يتلخص بالأشكال (32.3-37.3) بشكل عام فان زيادة عدد مراحل الكسب يعني زيادة عدد الحاملات والفوتونات في المنطقة الفعالة. يُعتبر هذا العامل من العوامل المهمة من جهة الخواص الأستاتيكية والديناميكية كما هو مبين في مقطع الدراسات السابقة في الفصل الأول. وعلى الرغم من ان زيادة عدد مراحل الكسب تسبب زيادة في الفوتونات المتولدة بسبب ان نفس الالكترون يتسبب في انبعاثات متعددة للفوتونات ويقلل من تيار الحقن إلا إنه في الوقت نفسه يُزيد من احتمالية الانبعاث التلقائي والامتصاص للفوتونات خلال المنطقة الفعالة.

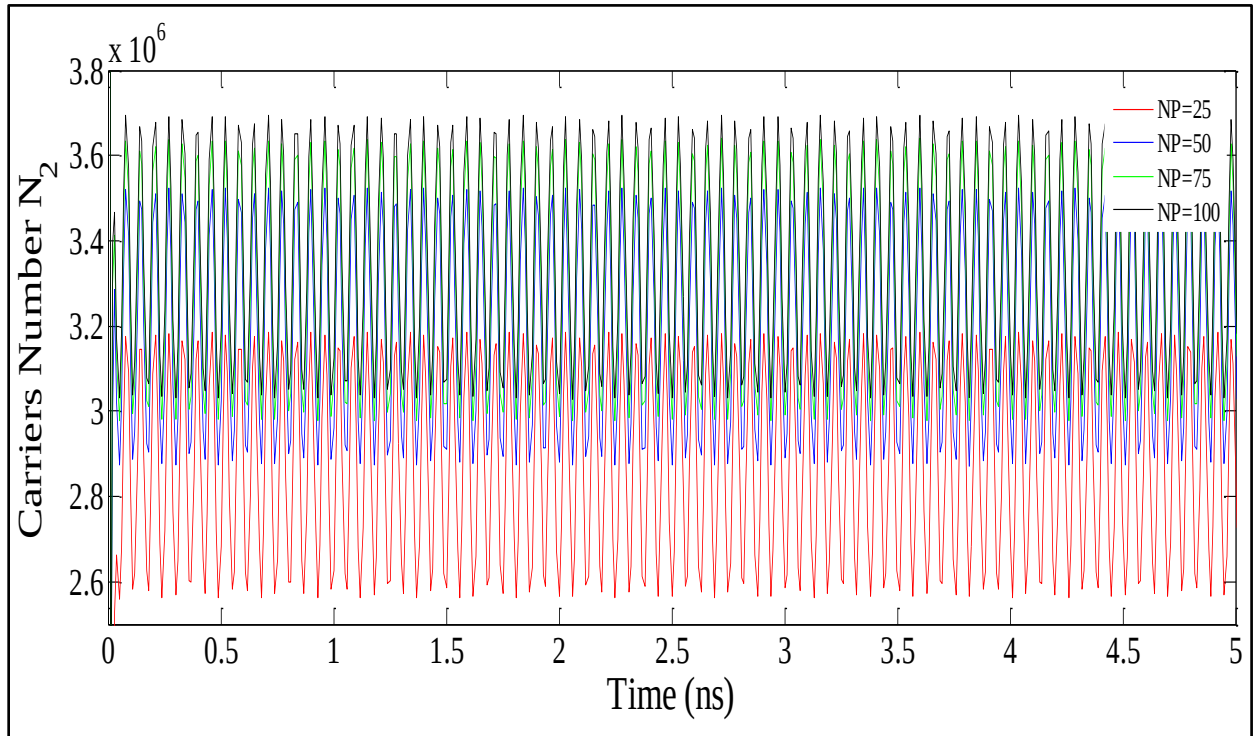
أيضاً نلاحظ من خلال الاشكال ان هناك تباعداً طفيفاً بين منحنيات تغير الحاملات في الاشكال الأربعة الأولى وتتداخل وتتقارب في القيم العالية لكن في الأشكال (36.3-37.3) الخاصة بتغير الفوتونات نلاحظ ان هناك تمايزاً واضحاً بين المنحنيات وتباعداً ملحوظاً في القيم الناتجة. أيضاً نلاحظ ان كل منحنى في الاشكال يبدأ في الاتساع مع زيادة قيمة عدد مراحل الكسب ونقصد هنا المسافة بين اعلى قيمة واقل قيمة. السبب في ذلك انه عند زيادة قيمة عدد المراحل يزداد عدد الفوتونات المتولدة في المنطقة الفعالة. وبما ان عدد مراحل الكسب داخل في حساب قيم حالة الاستقرار فان ذلك سوف يؤدي الى زيادة القيمة الابتدائية للفوتونات عند بدء تنفيذ الحسابات. هذا الاتساع ناتج عن القيمة الكبيرة لعدد الفوتونات عند القيم الكبير لعدد مراحل الكسب بالمقارنة مع القيم الصغيرة للفوتونات عند القيم الصغيرة لعدد الحاملات. لذلك عند رسمها معاً يظهر هذا الاختلاف بالاتساع.



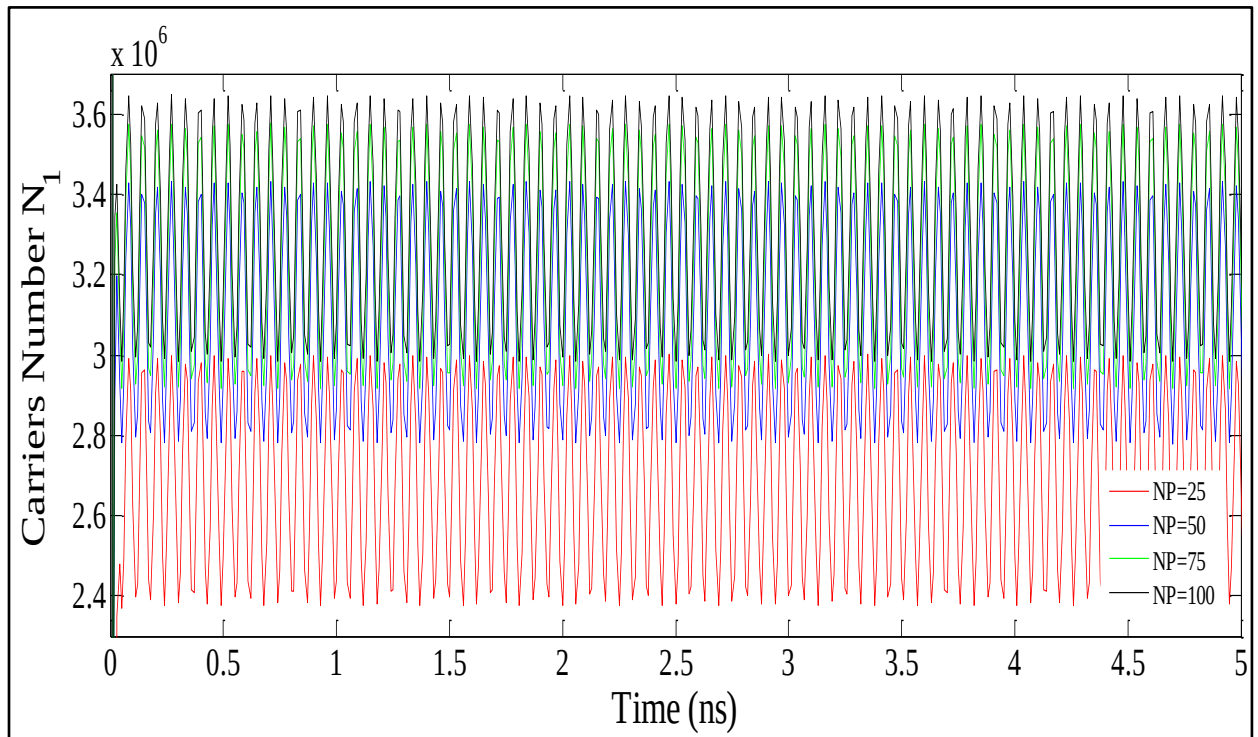
الشكل 32.3: التغير الزمني للحاملات N_4 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لعدد مراحل الكسب.



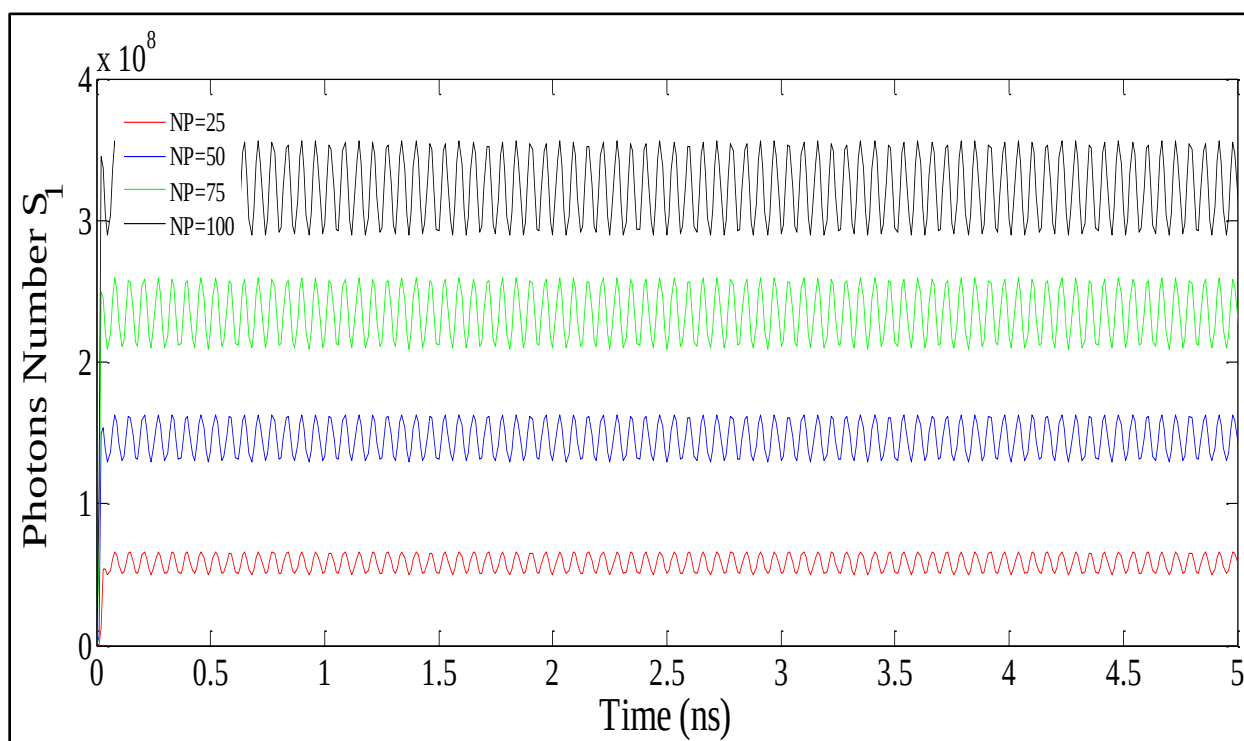
الشكل 33.3: التغير الزمني للحاملات N_3 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لعدد مراحل الكسب.



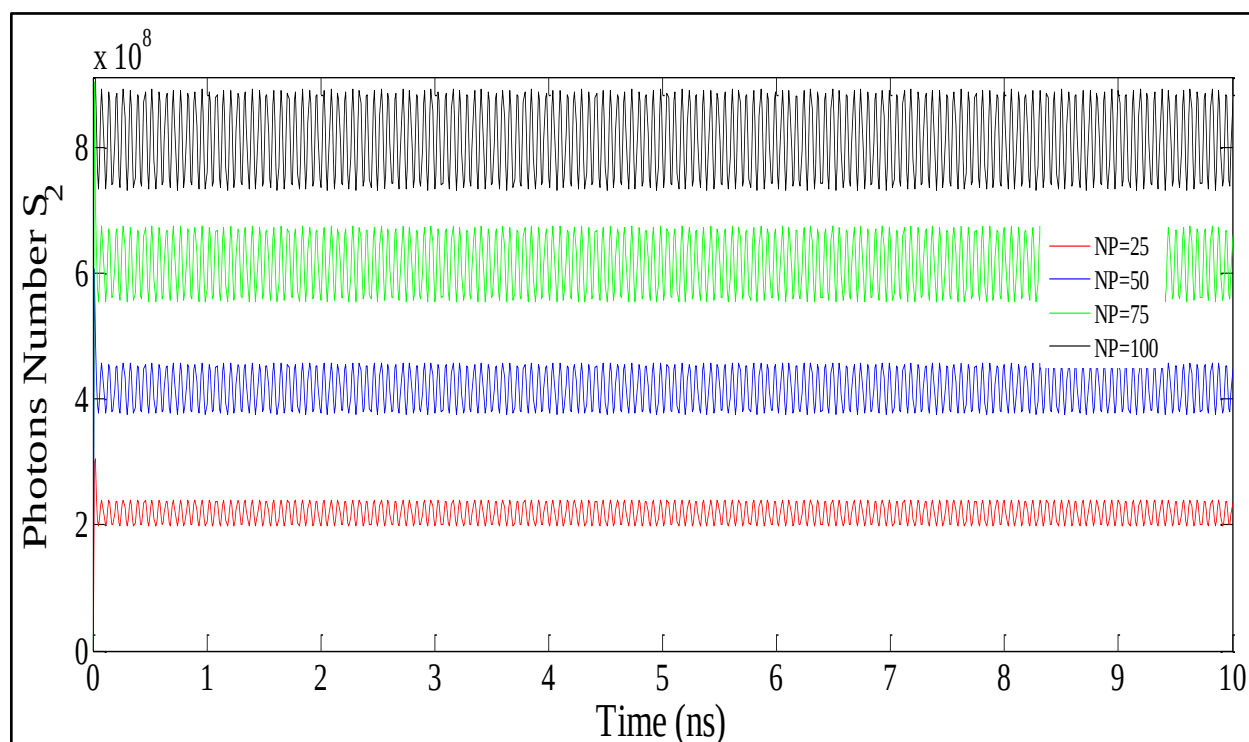
الشكل 34.3: التغير الزمني للحاملات N_2 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لعدد مراحل الكسب.



الشكل 35.3: التغير الزمني للحاملات N_1 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لعدد مراحل الكسب.

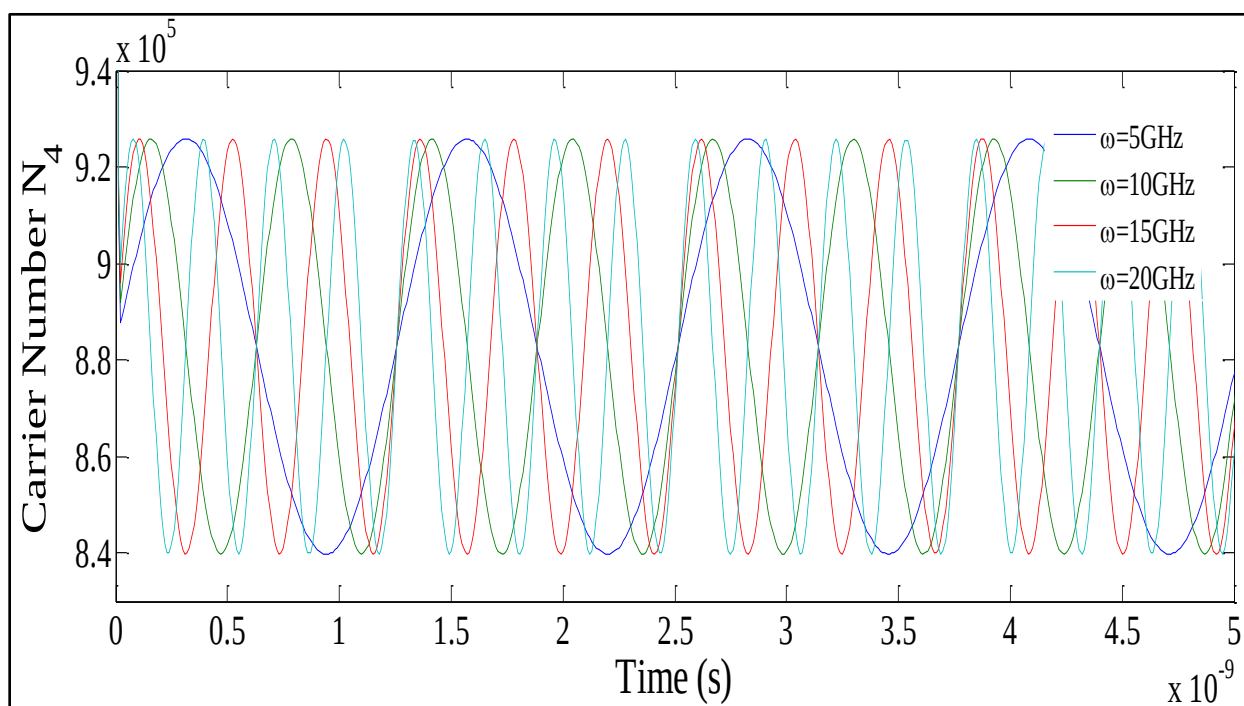


الشكل 36.3: التغير الزمني للفوتونات S_1 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لعدد مراحل الكسب.

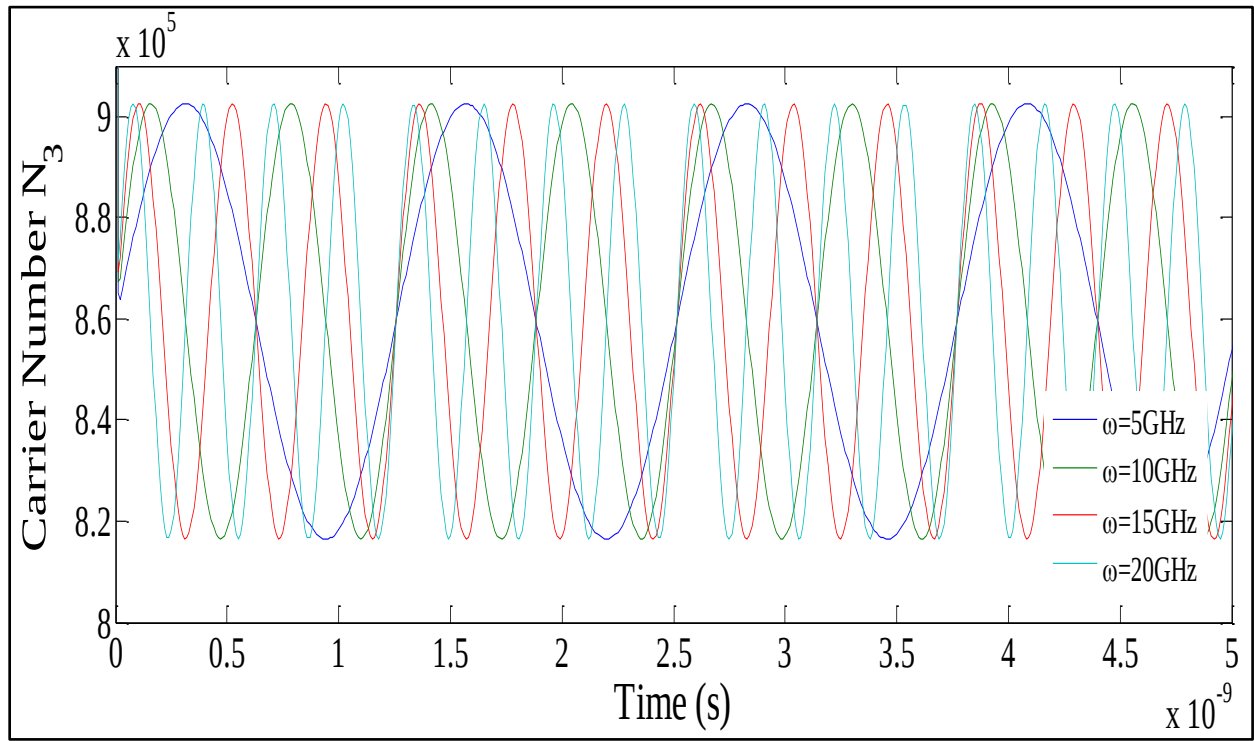


الشكل 37.3: التغير الزمني للفوتونات S_2 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لعدد مراحل الكسب.

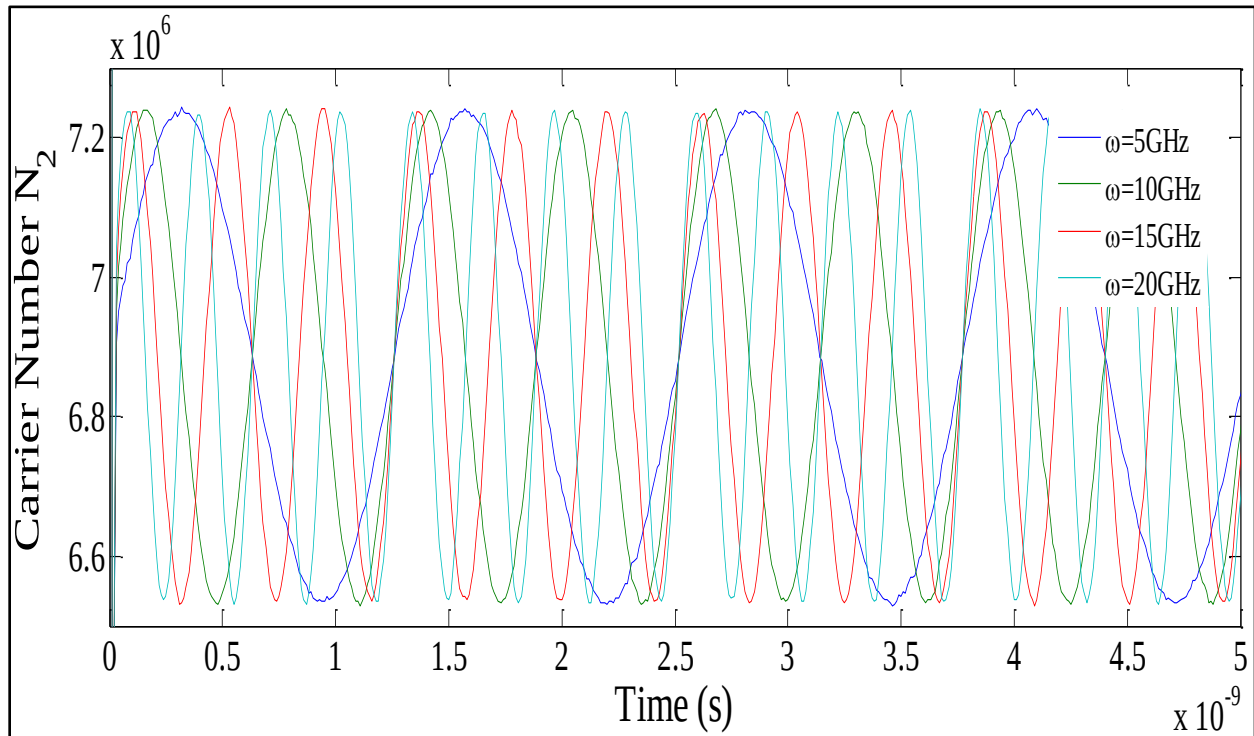
الاشكال الأخيرة (38.3-43.3) تمثل تغير الحاملات مع الزمن عند وجود التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لتردد التضمين. اخترنا قيم تمتد من 5 GHz الى 20 GHz وهذه القيم صغيره مع هذه الليزرات العاملة ضمن منطقة التيراهيرتز. نلاحظ من خلال الاشكال ان النمط هو دوري ناتج من دورية الدالة الجيبية لكن العدد يزداد مع زيادة التردد. لا نلاحظ أي زيادة في تعداد الحاملات او الفوتونات لان كل المتغيرات ثابتة واهمها التيار بشقيه المستمر والمتناوب. ان استجابة هذه الليزرات تشير الى الخواص اللاخطية التي تتميز بها هذه الليزرات. هناك الان محاولات بعضها منشور والاخر قيد العمل بخصوص الخواص اللاخطية لهذه الليزرات عموما واستجابتها للتغذية البصرية او التغذية الكهرو بصرية السالبة او عن طريق قفل الحقن. ان الاستجابة لتغير التردد في الاشكال الأخيرة يُشير الى ان يكون سلوك هذه الليزرات مشابه الى حد كبير مع سلوك الليزرات اشباه الموصلات الأخرى تحت تأثير العمليات سالفة الذكر.



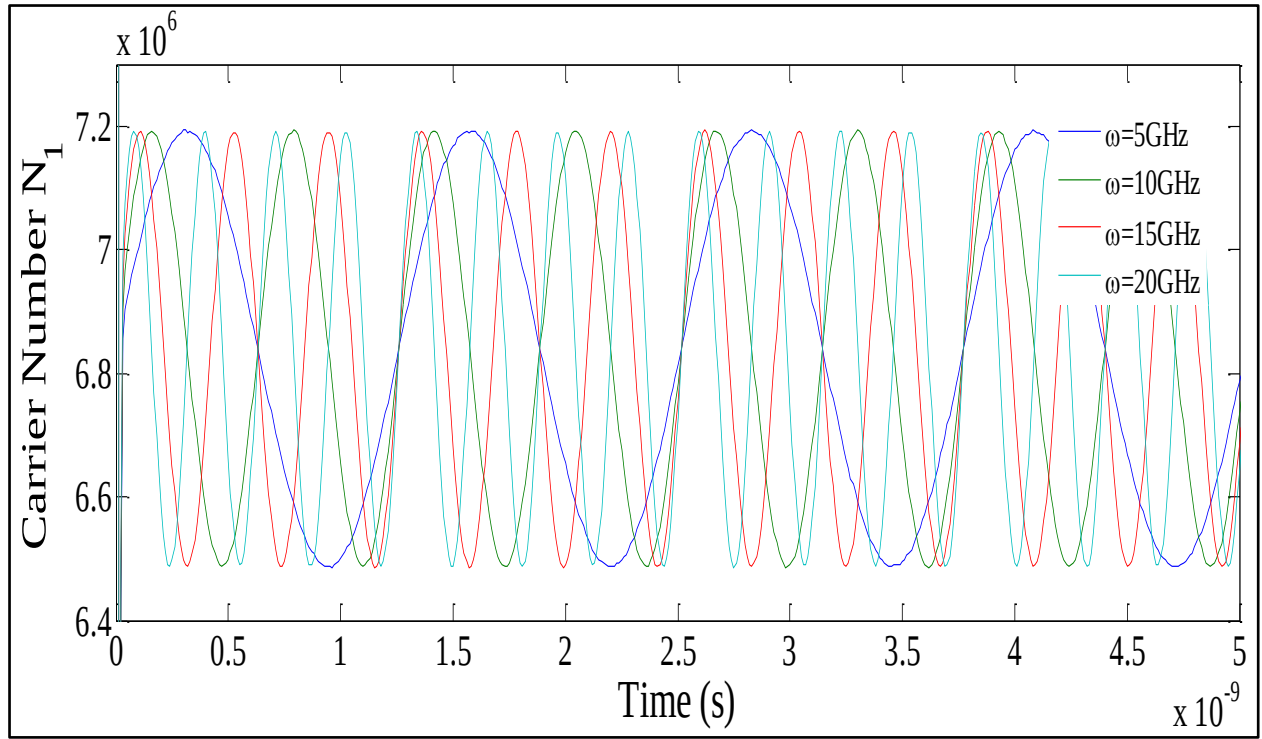
الشكل 38.3: التغير الزمني للحاملات N_4 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لتردد التضمين .



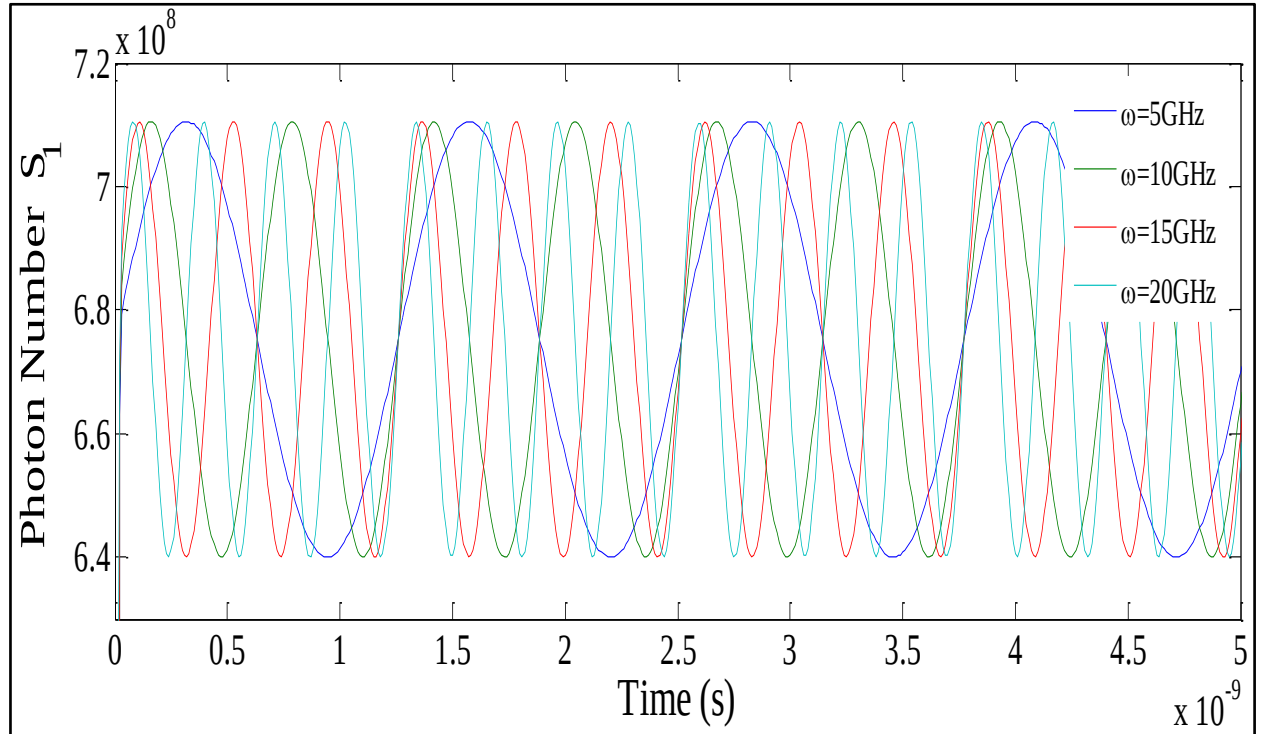
الشكل 39.3: التغير الزمني للحاملات N_3 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لتردد التضمين.



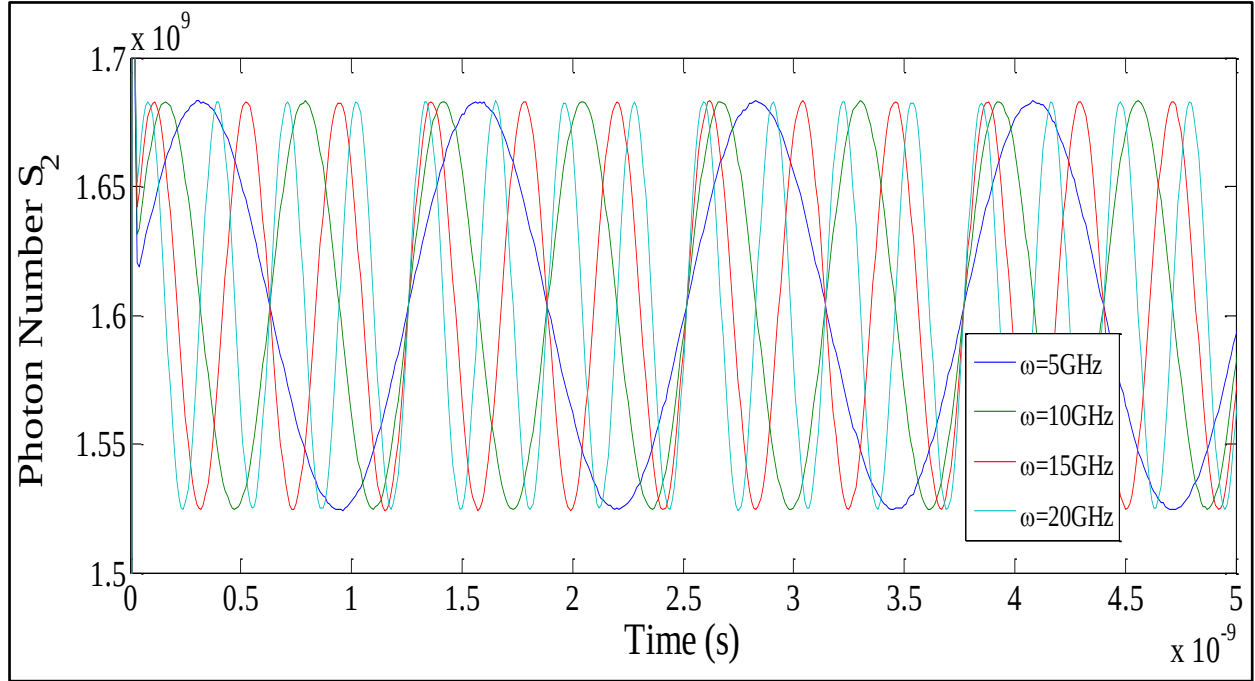
الشكل 40.3: التغير الزمني للحاملات N_2 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لتردد التضمين.



الشكل 41.3: التغير الزمني للحاملات N_1 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لتردد التضمين.



الشكل 42.3: التغير الزمني للفوتونات S_1 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لتردد التضمين.



الشكل 43.3: التغير الزمني للفوتونات S_2 في عملية التضمين بالتيار ولقيم مختلفة لتردد التضمين.

الفصل الرابع

الاستنتاجات والبحوث المستقبلية

Conclusions

(1-4) الاستنتاجات

في الفصل الثاني تطرقنا الى الليزرات المتعاقبة ثنائية اللون والتي تقوم في أساس عملها على زوج من الابر الكمية المترابطة وتعرفنا الى اهم الخواص لهذا التركيب. بعد ذلك عرضنا نموذجنا المقترح لليزرات الكمية المتعاقبة ثنائية اللون والذي يضم زوج من الابر ولكل بئر هناك طول موجي واحد. كان النموذج المقترح يتكون من اربع معادلات للحاملات اثنان لكل بئر وهذه الابر مترابطة فيما بينها وأيضا هناك معادلتين تصفان الفوتونات المنبعثة من كل بئر. أيضا عرضنا في الفصل الثاني التضمين بتيار الحقن وادرجنا المعادلة الخاصة به والتي تعتمد على ثلاثة متغيرات التردد والجزء المتناوب من التيار والجزء المستمر. من خلال حل نموذج معادلات المعدل بدون تضمين ومع التضمين نستطيع كتابه الاستنتاجات التالية:

1-لاحظنا الأهمية الكبيرة لمتغير عدد مراحل الكسب N_p على عدد الحاملات والفوتونات من حيث المعادلات التي تضم او لا تضم هذا العامل. حيث انه عند وضع هذا المتغير في معادلات الفوتونات لاحظنا تغير تعداد الفوتونات مع زيادة التيار وعدم تغير تعداد الحاملات . في حين عند وضع هذا العامل في المعادلات الأربعة الأولى ورفع او تركه في اخر معادلتين يؤدي الى تغيير في تعداد الحاملات والفوتونات معا.

2-لاحظنا في البدء ان عدد الفوتونات في الطول الموجي الأول هي اقل من عدد الفوتونات للطول الموجي الثاني عند قيم التيار الواطئة لكن مع ارتفاع التيار لاحظنا تغلب للطول الموجي الأول على الطول الموجي الثاني. هذا يعود لاختلاف زمن توليد الحاملات وزمن الانتقال بين مستويات انبعاث الفوتونات للطولين الموجيين.

3-أيضا نلاحظ ارتفاع في تعداد الحاملات في المستويات جميعا عند إضافة متغير عدد مراحل الكسب الى حد الحقن في المعادلات الاربعه الأولى . حيث تتضاعف الحاملات بتضاعف مراحل الكسب .

4-في عملية التضمين بالحقن درسنا تأثير المعامل الخاص بجزء التيار المستمر. عند زيادة هذا العامل مع وجود الدالة الجيبية للتيار لاحظنا السلوك الدوري للزيادة في الحاملات والفوتونات بتأثير الدالة الجيبية وأيضا زيادة الحاملات بزيادة تيار الحقن المستمر.

5-أيضا لاحظنا تضاعف دوري للحاملات والفوتونات بوجود التضمين ناتج من زيادة معامل عدد مراحل الكسب إضافة الى وجود الدالة الجيبية.

6-مع زيادة الجزء المتناوب من التيار نلاحظ زيادة في تعداد كل من الحاملات والفوتونات مع ملاحظة تغلب عدد فوتونات الطول الموجي الثاني على الطول الموجي الأول. ان هذه الزيادة في عدد فوتونات الطول الموجي الثاني على الطول الموجي الأول ناتج من تشبع الكسب والذي ينتج من زيادة عدد الفوتونات داخل المنطقة الفعالة بالنسبة للطول الموجي الثاني بسبب التوليد السريع للفوتونات.

7-فيما يخص تأثير التردد نلاحظ عدم وجود تأثير التردد على تعداد الحاملات لكن بزيادة التردد تزداد الدورية خلال نفس الفترة الزمنية.

من الممكن ان تكون الأفكار التالية أساسا لدراسات لاحقة حول هذا النوع من الليزرزات وهي كما يلي

1-كون هذه الليزرزات تحتوي طولين موجيين منفصلين لذلك يمكن دراسة خواص الضوضاء في هذا النوع من الليزرزات باعتبارها ليزر ذات أطول موجية متعددة.

2-دراسة خواص استجابة التضمين للشدة في هذه الليزرزات باعتبارها متعددة الاطوال الموجية.

3-دراسة تأثير الحقن البصري من ليزر خارجي على كلا الطولين او احدهما لدراسة خواص التضمين والضوضاء مع وجود الحقن.

4-دراسة المزامنة وخواصها وتأثير بعض المتغيرات المهمة عليها من خلال التغذية الكهرو بصرية السالبة.

5-دراسة تأثير عامل Purcell Enhancement of Spontaneous Emission خصوصا اذا علمنا ان هذا العمل تتغير قيمته تغيرا عكسيا مع عدد مراحل الكسب وأيضا مع الطول الموجي.

- [1]P.H. Siegel, Terahertz technology, IEEE Transactions on microwave theory and techniques 50(3) (2002) 910-928.
- [2]F.C. De Lucia, The submillimeter: A spectroscopist's view, Journal of Molecular Spectroscopy 261(1) (2010) 1-17.
- [3]A. Rogalski, F. Sizov, Terahertz detectors and focal plane arrays, Opto-electronics review 19(3) (2011) 346-404.
- [4]G.J. Stacey, THz low resolution spectroscopy for astronomy, IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology 1(1) (2011) 241-255.
- [5]A. Costley, R. Hastie, J. Paul, J. Chamberlain, Plasma temperature determination through electron resonance, Phys. Rev. Lett 33(13) (1974) 758-761.
- [6]S. Sattler, H. Hartfuss, Experimental evidence for electron temperature fluctuations in the core plasma of the W7-AS stellarator, Physical review letters 72(5) (1994) 653.
- [7]R. BEIGANG, Fiber-coupled terahertz time-domain spectroscopy (THz-TDS) systems, Handbook of Terahertz Technology for Imaging, Sensing and Communications (2013) 295.
- [8]R. Paiella, Intersubband transitions in quantum structures, McGraw Hill Professional 2006.
- [9]B. Lax, [111] direct transition exciton and magnetoreflexion in germanium, Physical Review Letters 4(10) (1960) 511.
- [10]R.N. Hall, G.E. Fenner, J. Kingsley, T. Soltys, R. Carlson, Coherent light emission from GaAs junctions, Physical Review Letters 9(9) (1962) 366.
- [11]L. Esaki, R. Tsu, Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors, IBM Journal of Research and Development 14(1) (1970) 61-65.
- [12]S. Borri, S. Bartalini, I. Galli, P. Cancio, G. Giusfredi, D. Mazzotti, A. Castrillo, L. Gianfrani, P. De Natale, Lamb-dip-locked quantum cascade laser for comb-referenced IR absolute frequency measurements, Optics express 16(15) (2008) 11637-11646.
- [13]A. Cho, Growth of Periodic Structures by the Molecular-Beam Method, Applied Physics Letters 19(11) (1971) 467-468.
- [14]S. Kumar, B.S. Williams, Q. Hu, J.L. Reno, 1.9 THz quantum-cascade lasers with one-well injector, Applied Physics Letters 88(12) (2006) 121123.
- [15]J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, S.-N.G. Chu, A.Y. Cho, Short wavelength ($\lambda \sim 3.4 \mu\text{m}$) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs, Applied Physics Letters 72(6) (1998) 680-682.

- [16]H. Zhang, Linear and nonlinear electro-optics in a semiconductor, University of Colorado at Boulder, 2012.
- [17]A. Evans, S. Darvish, S. Slivken, J. Nguyen, Y. Bai, M. Razeghi, Buried heterostructure quantum cascade lasers with high continuous-wave wall plug efficiency, *Applied Physics Letters* 91(7) (2007) 071101.
- [18]M. Razeghi, A. Evans, S. Slivken, J.-S. Yu, High-power CW quantum cascade lasers: How short can we go?, *Proc. SPIE*, 2005, pp. 1-12.
- [19]R. Colombelli, F. Capasso, C. Gmachl, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, A. Tredicucci, M.C. Wanke, A.M. Sergent, A.Y. Cho, Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5 μm and 24 μm wavelengths, *Applied physics letters* 78(18) (2001) 2620-2622.
- [20]M. Semtsiv, M. Wienold, S. Dressler, W. Masselink, Short-wavelength ($\lambda \approx 3.05 \mu\text{m}$) InP-based strain-compensated quantum-cascade laser, *Applied physics letters* 90(5) (2007) 051111.
- [21]C. Walther, G. Scalari, J. Faist, H. Beere, D. Ritchie, Low frequency terahertz quantum cascade laser operating from 1.6 to 1.8 THz, *Applied physics letters* .(23)9 (2006)8.231121
- [22]H. Page, A. Robertson, C. Sirtori, C. Becker, G. Glastre, J. Nagle, Demonstration of (/spl lambda//spl ap/11.5- μm) GaAs-based quantum cascade laser operating on a Peltier cooled element, *IEEE Photonics Technology Letters* 13(6) 2.558-556 (001)
- [23]H. Page, P. Collot, A. De Rossi, V. Ortiz, C. Sirtori, High reflectivity metallic mirror coatings for mid-infrared ($\lambda \approx 9 \mu\text{m}$) unipolar semiconductor lasers, *Semiconductor science and technology* 17(12) (2002) 1312.
- [24]H. Page, S. Dhillon, M. Calligaro, C. Becker, V. Ortiz, C. Sirtori, Improved CW operation of GaAs-based QC lasers: $T_{\text{sub max}} = 150 \text{ K}$, *IEEE Journal of quantum electronics* 40(6) (2004) 665-672.
- [25]C. Becker, C. Sirtori, H. Page, G. Glastre, V. Ortiz, X. Marcadet, M. Stellmacher, J. Nagle, AlAs/GaAs quantum cascade lasers based on large direct conduction band discontinuity, *Applied Physics Letters* 77(4) (2000) 463-465.
- [26]L. Wilson, D. Carder, J. Cockburn, R. Green, D. Revin, M. Steer, M. Hopkinson, G. Hill, R. Airey, Intervalley scattering in GaAs–AlAs quantum cascade lasers, *Applied physics letters* 81(8) (2002) 1378-1380.
- [27]S. Scharfner, M. Austerer, W. Schrenk, A.M. Andrews, P. Klang, G. Strasser, Surface emission from episcide-down short distributed-feedback quantum cascade lasers, *Optics express* 16(16) (2008) 11920-11929.

- [28]S. Anders, W. Schrenk, E. Gornik, G. Strasser, Room-temperature emission of GaAs/AlGaAs superlattice quantum-cascade lasers at 12.6 μm , *Applied physics letters* 80(11) (2002) 1864-1866.
- [29]C. Pflügl, W. Schrenk, S. Anders, G. Strasser, C. Becker, C. Sirtori, Y. Bonetti, A. Muller, High-temperature performance of GaAs-based bound-to-continuum quantum-cascade lasers, *Applied physics letters* 83(23) (2003) 4698-4700.
- [30]C. Sirtori, J. Nagle, Quantum Cascade Lasers: the quantum technology for semiconductor lasers in the mid-far-infrared, *Comptes Rendus Physique* 4(6) (2003) 639-648.
- [31]D. Carder, L. Wilson, R. Green, J. Cockburn, M. Hopkinson, M. Steer, R. Airey, G. Hill, Room-temperature operation of an InAs–GaAs–AlAs quantum-cascade laser, *Applied physics letters* 82(20) (2003) 3409-3411.
- [32]F. Rana, R.J. Ram, Current noise and photon noise in quantum cascade lasers, *Physical Review B* 65(12) (2002) 125313.
- [33]B. Meng, Q.J. Wang, Theoretical investigation of injection-locked high modulation bandwidth quantum cascade lasers, *Optics express* 20(2) (2012) 1450-1464.
- [34]C. Cheung, P. Spencer, K. Shore, Modulation bandwidth optimisation for unipolar intersubband semiconductor lasers, *IEE Proceedings-Optoelectronics* 144(1) (1997) 44-47.
- [35]C. Cheung, K. Shore, Self-consistent analysis of the dc modulation response of unipolar semiconductor lasers, *Journal of Modern Optics* 45(6) (1998) 1219-1229.
- [36]N. Mustafa, L. Pesquera, C. Cheung, K. Shore, Terahertz bandwidth prediction for amplitude modulation response of unipolar intersubband semiconductor lasers, *IEEE Photonics Technology Letters* 11(5) (1999) 527-529.
- [37]M. Haldar, A simplified analysis of direct intensity modulation of quantum cascade lasers, *IEEE journal of quantum electronics* 41(11) (2005) 1349-1355.
- [38]T. Gensty, W. Elsässer, C. Mann, Intensity noise properties of quantum cascade lasers, *Optics express* 13(6) (2005) 2032-2039.
- [39]M.A. Belkin, F. Capasso, A. Belyanin, D.L. Sivco, A.Y. Cho, D.C. Oakley, C.J. Vineis, G.W. Turner, Terahertz quantum-cascade-laser source based on intracavity difference-frequency generation, *Nature Photonics* 1(5) (2007) 288-292.
- [40]A. Rostami, H.B.A. Nejad, H.R. Saghai, M. Noori, Linear frequency-doubling in dual Mid-IR-wavelength quantum cascade laser active region, *Superlattices and Microstructures* 45(3) (2009) 134-142.
- [41]M.A. Belkin, F. Capasso, F. Xie, A. Belyanin, M. Fischer, A. Wittmann, J. Faist, Room temperature terahertz quantum cascade laser source based on intracavity difference-frequency generation, *Applied Physics Letters* 92(20) (2008) 201101.

- [42]K. Vijayraghavan, R.W. Adams, A. Vizbaras, M. Jang, C. Grasse, G. Boehm, M.C. Amann, M.A. Belkin, Terahertz sources based on Čerenkov difference-frequency generation in quantum cascade lasers, *Applied physics letters* 100(25) (2012) 251104.
- [43]A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, A multiwavelength semiconductor laser, *Nature* 396(6709) (1998) 350.
- [44]C. Gmachl, A. Tredicucci, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, F. Capasso, A.Y. Cho, Bidirectional semiconductor laser, *Science* 286(5440) (1999) 749-752.
- [45]N. Owschimikow, C. Gmachl, A. Belyanin, V. Kocharovskiy, D.L. Sivco, R. Colombelli, F. Capasso, A.Y. Cho, Resonant second-order nonlinear optical processes in quantum cascade lasers, *Physical review letters* 90(4) (2003) 043902.
- [46]J.-Y. Bengloan, A. De Rossi, V. Ortiz, X. Marcadet, M. Calligaro, I. Maurin, C. Sirtori, Intracavity sum-frequency generation in GaAs quantum cascade lasers, *Applied physics letters* 84(12) (2004) 2019-2021.
- [47]D. Chamberlin, P. Robrish, W. Trutna, G. Scaleri, M. Giovannini, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, D. Ritchie, Amplification of terahertz radiation in delta-doped germanium thin films in terahertz and gigahertz electronics and photonics IV, *Proc. SPIE*, 2005, 44-53.
- [48]A. Muravjov, M. Dolguikh, R. Peale, O. Kuznetsov, E. Uskova, Amplification of terahertz radiation in delta-doped germanium thin films, *Proc. of SPIE*, 2005, 45.
- [49]C. Gmachl, A. Straub, R. Colombelli, F. Capasso, D.L. Sivco, A.M. Sergent, A.Y. Cho, Single-mode, tunable distributed-feedback and multiple-wavelength quantum cascade lasers, *IEEE journal of quantum electronics* 38(6) (2002) 569-581.
- [50]C. Gmachl, Multi-wavelength and nonlinear quantum cascade lasers, *APS March Meeting Abstracts*, 2006.
- [51]F. Capasso, C. Sirtori, A.Y. Cho, Coupled quantum well semiconductors with giant electric field tunable nonlinear optical properties in the infrared, *IEEE journal of quantum electronics* 30(5) (1994) 1313-1326.
- [52]H. Yoshida, T. Mozume, T. Nishimura, O. Wada, Intersubband transitions in InGaAs/AlAs coupled double quantum well structures for multi-wavelength all-optical switching, *Electronics Letters* 34(9) (1998) 913-915.
- [53]H. Yoshida, T. Mozume, A. Neogi, O. Wada, Ultrafast all-optical switching at 1.3 μm /1.55 μm using novel InGaAs/AlAsSb/InP coupled double quantum well structure for intersubband transitions, *Electronics Letters* 35(13) (1999) 1103-1105.

- [54]Y. Lavon ,A. Sa'ar, J. Wang, J.P. Leburton, F. Julien, R. Planel, Thermally induced charged carrier transfer and intersubband transitions in an asymmetrical coupled quantum well structure, *Applied physics letters* 69(2) (1996) 197-199.
- [55]T. Akiyama, N. Georgiev ,T. Mozume, H. Yoshida, A.V. Gopal, O. Wada, 1.55- μm picosecond all-optical switching by using intersubband absorption in InGaAs-AlAs-AlAsSb coupled quantum wells, *IEEE Photonics Technology Letters* 14(4) (2002) 495-497.
- [56]E. Bellotti, K. Driscoll, T.D .Moustakas, R. Paiella, Monte Carlo study of GaN versus GaAs terahertz quantum cascade structures, *Applied Physics Letters* 92(10) (2008) 101112.
- [57]R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F .Rossi, Terahertz semiconductor-heterostructure laser, *Nature* 417(6885) (2002) 156-159.
- [58]H. Luo, S. Laframboise, Z. Wasilewski, G. Aers, H. Liu, J. Cao, Terahertz quantum-cascade lasers based on a three-well active module, *Applied physics letters* 90.041112 (2007) (4)
- [59]H. Harima, Properties of GaN and related compounds studied by means of Raman scattering, *Journal of Physics: Condensed Matter* 14(38) (2002) R967.
- [60]V. Jovanović, D. Indjin, Z. Ikonić, P. Harrison, Simulation and design of GaN/AlGa_N far-infrared ($\lambda \sim 34 \mu\text{m}$) quantum-cascade laser, *Applied physics letters* 84(16) (2004) 2995-2997.
- [61]G. Sun, R.A. Soref, J.B. Khurgin, Active region design of a terahertz GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N quantum cascade laser, *Superlattices and Microstructures* 3 (2)7 .113-107 (2005)
- [62]D. Indjin, Z. Ikonić, V. Jovanović, N. Vukmirović, P. Harrison, R. Kelsall, Relationship between carrier dynamics and temperature in terahertz quantum cascade structures: simulation of GaAs/AlGaAs, SiGe/Si and GaN/AlGa_N devices , *Semiconductor science and technology* 20(7) (2005) S237.
- [63]R. Ferreira, G. Bastard, Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single-and multiple-quantum-well structures, *Physical Review B* 40(2) (1989) 1074.
- [64]R.R. Delgado, *The Physical Electronics of Graphene on Germanium*, The University of Wisconsin-Madison, 2017.
- [65]T. Gensty, W. Elsässer, Semiclassical model for the relative intensity noise of intersubband quantum cascade lasers, *Optics Communications* 256(1) (2005) 171 (.183
- [66] L. Ajili, Quantum cascade lasers at terahertz frequencies, in, *Université de Neuchâtel*, 2007

[67] A. Rostami, B. Mirzaei, H. Baghban, Two-wavelength THz quantum cascade laser with highly enhanced temperature characteristics, in: Communications and Photonics Conference and Exhibition (ACP), 2009 Asia, IEEE, 2009, pp. 1-8

Abstract

In this study a mathematical model to describe electrons and photons in dual color quantum cascade lasers has been proposed. These lasers have the ability to generate laser light in micrometer scale. The model consists of six differential equation for describing change concentration of electrons and photons with time . two of those equations express the first and second wave length photons . the rest equations show electron movement in four electronic levels . then equations to modulate injected current in active region have been employed by using sine function and photons demonstrate electrons variety with time effect of number of gain region , modulation frequency , continuous injection current , alternative injection current on electrons and photons distribution in active region have been studied . The results pointed out increasing in electrons and photons number as the continuous current and gain region number increase as compared with increasing in its number as the alternative current increase .

One can observed distribution of electrons in the second electronic level with increasing number of gain regions does not change .one can conclude in fluency number of gain regions on this region is weak . the results denoted to change in electrons and photons distribution as the frequency modulation change

Republic of Iraq
Ministry of Higher Education and Scientific Research
University of Thi-Qar /College of Science

***Study the Dynamic and Static Characteristic of
Dual Color Quantum Cascade Lasers by Forming
Rate equation Model***

*A thesis submitted
To*

*The College of sciences /University of Thi-Qar
in Partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of Master of Science in Physics*

By

Mohammed Awad Hussein

*B. Sc. Physics
Supervision
By*

Dr. Hussein H. Warid

2018