منشورات جامعة دمشق

كلية العلوم

فيزياء الليزر وتطبيقاته

الدكتور

محمد الكوسا

أستاذ مساعد في قسم الفيزياء

جامعة دمشق

١٤٢٥-١٤٢٦

٢٠٠٥- ٢٠٠٦

المحتويات

مقدمة

الليزرات هي أجهزة تولد أو تضخم الشعاعات ذات الترددات الواقعة في المجال تحت الأحمر infrared ، المرئي أو ما فوق البنفسجي ultraviolet من الأمواج الكهرمغناطيسية .

تعمل الليزرات باستخدام المبدأ العام الذي اختُرع أساساً لترددات الأمواج الميكروية حيث كان يدعى ميزر وقد جاء هذا الاسم من الاحرف الاولى للكلمات اللاتينية وتعني الأمواج الميكروية المضخّمة بفعل الإصدار المتحرض للشعاعات microwave amplification by stimulated emission of radiation وعندما يطال هذا الفعل الترددات الضوئية يصبح عندها light amplification by stimulated emission of radiation أو ليزر .

يستعمل مبدأ الليزر هذا أو الميزر في عدد كبير لمجموعة أجهزة تعمل في أقسام مختلفة من طيف الأمواج الكهرمغناطيسية من الترددات السمعية وحتى فوق البنفسجية. تستخدم أجهزة الليزر العملية مواد مختلفة ومتعددة وطرق ضخ وتصميمات منوعة لها تطبيقات متنوعة. إن دراسة أجهزة الليزر والميزر وتطبيقاتهما العلمية تعود غالباً لميدان في الفيزياء هو حقل الإلكترونيات الضوئية

إن التطورات التي تبعت تحقيق أو تشغيل ليزر الياقوت ruby في عام 1960 دفعت فجأة إلى الحدود العليا لإلكترونيات الأمواج المترابطة coherent من مجال الأمواج الميليمترية المستخدمة لصمامات وترانزيستورات الأمواج الميكروية إلى مجال الأمواج تحت الميليمترية مثل أمواج تحت الحمراء أو أمواج المجال المرئي ومجال فوق البنفسجي ومجال طيوف أمواج الأشعة السينية الطرية (وهو حالياً في الأفق soft x - ray lasers) إن جميع العمليات على الإشارة المترابطة coherent signal المعتادة مثل التضخيم ، التعديل modulation ، نقل المعلومات information transmassion ، والكشف detection أصبحت الآن ممكنة من أجل الترددات الأعلى بمليون مرة أو الموافقة لأطوال موجية أقصر بملايين المرات من تلك التي كانت سابقاً.

وقد غدت بمتناول المهندسين والباحثين العلميين في حقول التقنية المتعددة بدءاً من الميكروبيولوجيا وحتى صناعة السيارات ، لتحقيق أداء غير محدود لمجموعة كبيرة من الوظائف والتوابع التي لا يمكن توقعها فقد أصبحت الآن ممكنة بفضل الأطوال الموجية اللامتناهية في

القصر والطاقات العالية والنبضات ذات العرض الزمني اللامتناهي في القصر وأيضاً خـــواص وميزات فريدة بفضل أجهزة الليزر هذه .

انتشرت الليزرات وشاعت في الاستعمالات العامة في العشرين عاماً الــتي تلــت أول ظهور للضوء المترابط .وهناك مبالغة في الحديث عن تطبيقات الليزر بشكل كبير هدف هــذا الكتاب هو شرح بعض الجوانب وتوضيح بعضها الآخر من حيث كيفية عمل الليزر وخواص أدائه واستخداماته في مجالات واسعة من التطبيقات العملية لطلاب السنة الرابعة فيزياء في كلية العلوم والمهتمين والباحثين ، وهدفنا إعطاء فكرة عامة عن الليزر .

يحتوي الكتاب على سبعة فصول يبحث في الفصل الأول العمليات الأساسية والفكـرة الأساسية لليزر بطريقة مبسطة . وقد ناقشنا فيه خواص الحزم الليزرية بشكل موجز ومختصـر والهدف منه تعريف القارىء ببعض المفاهيم التي نناقشها في الفصول اللاحقــة. يتبـع هــذا الفصل، نظام الكتاب الذي يقوم في واقع الحال على ملاحظة أن الليزر يمكن اعتباره مؤلفاً من ثلاثة عناصر : الوسط المادي الفعال ، مخططات ضخ والمجاوبة (الهزاز) ووفقاً لذلك نبحث في الفصل الثاني تفاعل الإشعاع مع المادة ويبدأ بأبسط الحالات ، أي الــذرات والأيونـــات في أوضاعها المعزولة ، ثم بالحالات الأعقد أي الجزيئات . ونبحث في الفصل الثالث عمليـــات الضخ وتقنياتها الأساسية حيث إنّ هذا المفهوم قد تطور مع الزمن لذلك نجد بعض التقنيـــات الخاصة في الفصل السادس وفي الفصل الرابع إذ درسنا المجاوبات الضوئية أو تجاويف التجاوب الخاملة وتركيباتها وأنواعها . وفي الفصل الخامس تم استعمال المفاهيم السابقة، وبحث الكتـب نظرية تصف سلوك وتصرف الحزمة الليزرية الخارجة ذات الموجة المستمرة والعابرة . وقـــد نوقشت النظرية ضمن تقريب المرتبة الدنيا (أي باستعمال معادلة — المعدل للانتقال) والواقـع أنه بهذه الطريقة يمكن وصف معظم صفات الليزر . ومن الواضح أن الليزرات المبنيـــة علـى أنواع مختلفة من المادة الفعالة لها صفات مختلفة . ولهذا من الطبيعي أن يكون الفصل الســادس في خصائص الليزرات وأنواعها الأكثر شيوعاً واستخداماً وقد لخصت في الفصل السابع بعض أهم تطبيقات الليزر في ميادين عملية مختلفة.

دمشق في   /   /   المؤلف

الفصل الأول
مفاهيم أولية

1.1 الإصدار التلقائي والمتحرض ، الامتصاص

1.2 فكرة الليزر

1.3 مخططات الضخ

1.4 خصائص حزم أشعة الليزر

مسائل

مفاهيم أولية Introductory Concepts

يقدم هذا الفصل العمليات الأساسية وكذلك الفكرة الرئيسية التي يقوم عليها الفعل الليزري بطريقة بسيطة جداً .كما نوقشت فيه أيضاً خواص وميزات حزم الليزر بإيجاز.والغرض الرئيسي لهذا الفصل إدخال القارىء إلى عدد من المفاهيم التي ستتمّ مناقشتها في الفصول اللاحقة، لتساعد الطالب في متابعة المنظومة المنطقية لهذا الكتاب.

يقوم تشغيل وعمل الليزر على ثلاث ظواهر أساسية تحدث عندما تتفاعل موجة كهرمغناطيسية مع المادة وهي عمليات : الإصدار التلقائي ، الإصدار المتحوض وعملية الامتصاص .

1.1 الإصدار التلقائي والإصدار المتحرض ،الامتصاص :

Spontaneous and stimulated emission , Absorption

يبين الشكل **1.1a** جملة تتألف من سويتين طاقيتين من سويات الطاقة لمادة معينة: E_1 و E_2 ولنفرض أن $E_1 < E_2$. وهاتان السويتان يمكن أن تكونا أي سويتين من مجموعة سويات الطاقة الكثيرة وغير المحدودة للمادة. ومع ذلك فمن المناسب اختيار السوية (1) لتكن السوية الأرضية، ولنفرض أن ذرة أو جزيئة المادة موجودة في البداية في السوية (2) وبما أن $E_1 < E_2$ فالذرة سوف تميل للعودة إلى السوية (1) وتحرر طاقة قيمتها $E_2 - E_1$. عندما تكون الطاقة المتحررة على شكل موجات

كهرمغناطيسية ، يطلق على العملية بالإصدار التلقائي (أو الإشعاعي) ويتحدد تردد الموجة الصادرة بعلاقة بلانك التالية :

$$\nu_0 = \frac{(E_2 - E_1)}{h} \qquad (1.1.1)$$

حيث h ثابت بلانك . ولهذا فالإصدار التلقائي يتميز بإصدار فوتون ذي طاقة $h\nu_0 = E_2 - E_1$ أو بعبارة أخرى يمكن أن تكتب بشكل أخر: $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$ وذلك للتعبير عن تردد الموجة المرافقة.وعندما تعود الذرة من السوية (2) إلى السوية (1) انظر الشكل 1.1a فإن الإصدار الإشعاعي هو أحد الاحتمالين الناتجين من عودة الذرة من السوية (2) إلى السوية (1) . ذلك أن العودة يمكن أن تحدث بطريقة غير مشعة . في هذه الحالة يتحرر فرق الطاقة E_2-E_1 بأشكال أخرى غير الموجات الكهرمغناطيسية (فمثلاً يمكن للطاقة أن تتحول إلى طاقة حركية للجزيئات المجاورة) .

لنفرض الآن أن الذرة في البدء كانت في السوية 2 وأن موجة كهرمغناطيسية ترددها $\nu = \nu_0$ يساوي تردد الموجة الصادرة بشكل تلقائي شكل 1.1b .وباعتبار أن لهذه الموجة تردد الانتقال الذري ذاته ، لذلك توجد احتمالية كاملة لأن يؤثر حقل هذه الموجة قسرياً على الذرة لتشرع في الانتقال $2 \rightarrow 1$.في هذه الحالة يتحرر فرق الطاقة $E_2 - E_1$ على شكل موجة كهرمغناطيسية تنضاف إلى الموجة الواردة .وهذه هي ظاهرة الإصدار المتحرّض stimulated emission يوجد فرق أساسي بين عمليتي الإصدار التلقائي spontaneous emission والإصدار المتحرض .في حالة الإصدار التلقائي تُصدر الذرات أمواجًا كهرمغناطيسية ولا توجد علاقة محددة تربط بين أطوار هذه الموجات. إضافة لذلك فإن الموجة تصدر في أي اتجاه، لكنها تصدر بشكل مختلف في حالة الإصدار المتحرّض باعتبار أن العملية قد تمت قسرياً بواسطة الموجة

الكهرمغناطيسية الواردة مما يؤدي إلى إضافة طور الموجة الصادرة إلى طـــور الموجـــة الواردة وفي نفس الاتجاه عند الإصدار.

لنفسر ذلك بفرض أن الذرة كانت في البداية في السوية 1 شكل 1.1c فـــإذا اعتبرنا أنّ هذه السوية هي السوية الأرضية ،فإن الذرة ستبقى في هذه الســـوية مـــا لم يطبق عليها مؤثر خارجي .عند ورود موجة كهرمغناطيسية ترددها $\nu = \nu_0$ علـــى المادة تصبح هناك احتمالية لكي ترتفع الذرة إلى السوية 2 . تحصل الذرة على الطاقـــة التي تحتاجها وهو فرق الطاقة بين السويتين $E_2 - E_1$ من طاقة الموجة الواردة .وهـــذه العملية هي عملية امتصاص.

لحساب احتمالات ظاهرتي الإصدار والامتصاص نفرض أن عدد الـــذرات أو الجزيئات في واحدة الحجم هو N_i وهي تشغل سوية طاقيـــة معينـــة i في اللحظـــة الزمنية t . من هنا فإننا سندعو هذا العدد N_i إسكان هذه السوية.

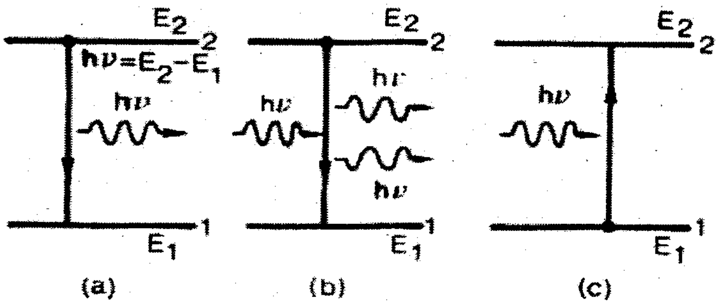
تتناسب احتمالية حدوث عملية الإصدار التلقائي من انحلال إسكان الســـوية العليا $(dN_2/dt)_{SP}$ بطبيعة الحال مع N_2 ، ولذلك نستطيع كتابة المعادلة :

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp} = -AN_2 \qquad (1.1.2)$$

الإشارة السالبة هنا لأن المشتق بالنسبة للزمن ســـالب .المعـــامل A الـــذي،تم إدخاله بهذه الطريقة،هو ثابت موجب ويدعى معدل الإصدار التلقائي أو معـــامل A لأينشتاين Einstein A coefficient ولقد توصل إليه أينشتاين حينها مـــن تطبيـــق اعتبارات الترموديناميك الحراري.وأن الكمية $\tau_{SP} = 1/A$ هي مدة حياة الإصـــدار التلقائي أو(مدة حياة الإشعاع) .وبالتشابه ،من أجل الانحلال غير المشع ، أن نكتـــب بشكل عام:

$$(\frac{dN_2}{dt})_{nr} = -\frac{N_2}{\tau_{nr}} \qquad (1.1.3)$$

حيث إنّ τ_{nr} هي مدة حياة الانحلال اللاإشعاعي لطاقة السوية.لاحظ أن القيمة العددية للمعامل A وكذلك τ_{SP} تتوقف فقط على الانتقال المعتبر. ومن جلنب آخر ،فإن τ_{nr} للانحلال غير المشع لا يتوقف فقط على الانتقال وإنما أيضاً على خواص الوسط المحيط .



الشكل 1.1 مخطط توضيحي

a) إصدار تلقائي b) إصدار متحرّض c) امتصاص

وبنفس الطريقة من أجل عمليات الاصدار المتحرض **Stimulated emission** وبما أن العملية قسرية من قبل الموجة الواردة فالإصدار من أي ذرة سيكون له نفس طور واتجاه الموجة الواردة . في هذه الحالة يمكننا وصف عملية الإصدار المتحرض بالمعادلة التالية :

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} = -W_{21}N_2 \qquad (1.1.4)$$

حيث إن $(dN_2/dt)_{st}$ هو المعدل الذي تتم وفقه الانتقالات $1 \rightarrow 2$ كنتيجة للإصدارات المتحرّضة وأن w_{21} هو معدل الإصدار المتحرّض .وكما هو الحال في

تعريف المعامل A بالمعادلة (1.1.2)،فإن المعامل W_{21} له أيضاً أبعاد مقلــــوب زمـــن $(time)^{-1}$. وخلافاً للمعامل A فإن W_{21} لا يتوقف على الانتقال الخاص ولكن يعتمـد على شدة الموجة الكهرمغناطيسية الواردة . وبصورة أدق فإنه في حالة موجة مســتوية سوف نبرهن على أنه يساوي أيضًا أبعاد مقلوب زمن $(time)^{-1}$.

$$W_{21} = \sigma_{21} F \qquad (1.1.5)$$

حيث F تمثل تدفق الفوتونات photon flux للموجة الواردة و σ_{21} هي كميـة لها وحدات سطح وتدعى المقطع العرضي cross section للإصدار المتحرض ، تتوقف هذه الكمية على خصائص الانتقال المعين فقط .

لنفرض الآن أن الذرة موجودة في البداية في السوية (1) . فإذا كـــانت هـــذه السوية هي السوية الأرضية للذرة فسوف تبقى في هذه السوية ما لم يؤثر فيها محـــوض خارجي . و الآن لنفرض أن موجة كهرمغناطيسية ترددها يتحـــدد بالمعادلـــة (1.1) وردت على المادة. ففي هذه الحالة هناك احتمالية معينة لانتقال الذرة إلى الســوية (2) و تحصل الذرة على فرق الطاقة $E_2 - E_1$ اللازمـــــة لهـــذا الانتقـــال مـــن الموجـــة الكهرمغناطيسية الواردة وهذه تمثل عملية الامتصاص**Absorption** .

وبطريقة مشابهة لتعريف W_{21} في المعادلة (1.1.4) يمكن أن نعـــــرّف معـــدل الامتصاص W_{12} بالمعادلة :

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_a = -w_{12} N_1 \qquad (1.1.6)$$

حيث إنّ $(dN_1/dt)_a$ هو معدل الانتقالات $2 \to 1$ العائدة للامتصـــــاص وN_1 هو إسكان السوية 1 وهو يمثل عدد الذرات (في واحدة الحجم) الموجـــودة في زمـــن معين فيها. وكما في المعادلة (1.1.5) نستطيع كتابة :

$$W_{12} = \sigma_{12} F \qquad (1.1.7)$$

إذ إنّ σ_{12} مساحة مميزة (للمقطع العرضي للامتصاص) التي تتوقف على الانتقال المعين .

لقد شرحنا في البنود السابقة المبادئ الأساسية لعمليتي الإصدار التلقائي والإصدار المتحرض وعملية الامتصاص . ويمكن وصف هذه العمليات بدلالة مفهوم الفوتونات كما يلي : (انظر الشكل 1.1) .

(أ) في عملية الإصدار التلقائي تصدر الذرة فوتوناً أثناء انتقالها من السوية (2) إلى السوية (1)

(ب) في عملية الإصدار المتحرّض يحرّض الفوتون الوارد الذرة للانتقال من السوية (2) إلى السوية (1) ومن ثم نحصل على فوتونين (الفوتون المحرّض والفوتون المتحرّض) . (ج) أما في عملية الامتصاص فإن الفوتون الوارد يمتص لنقل الذرة من السوية (1) إلى السوية (2) .

ومما تجب ملاحظته وأثبته أينشتاين في بداية القرن العشرين ، أنه عندما تكون كل من السويتين لا انطباقية nondegenerate فإن $W_{21} = W_{12}$ وهذا يعني تساوي احتمالية الإصدار المتحرّض والامتصاص ولهذا سنعتبر منذ الآن أن $\sigma_{21} = \sigma_{12}$ إذا كانت السويات 1 و 2 انطباقية إلى رزم: $g_1 - fold$ و $g_2 - fold$ فإنه يمكننا أن نكتب :

$$g_2 W_{21} = g_1 W_{12} \qquad (1.1.8)$$

وبالتالي يكون:

$$g_2 \sigma_{21} = g_1 \sigma_{12} \qquad (1.1.9)$$

لاحظ أن العمليات الأساسية للإصـــدار التلقــائي ، والإصـــدار المتحــرّض والامتصاص يمكن التعبير عنها بعبارات من الفوتونات الممتصة والفوتونات الصــادرة كما هو موضح بالشكل 1.1 : (a) في عملية الإصدار التلقائي،تنحل الــذرة مــن السوية 2 إلى السوية 1 بإصدار فوتون . (b) في عملية الإصدار المتحــــرّض يحــرض الفوتون الوارد الانتقال من السوية 2 إلى السوية 1 ،لذلك يوجد فوتونان ، الفوتــون المحرض والفوتون المتحرض . (c) في عملية الامتصاص يُمتص الفوتون الوارد ليــؤدي إلى الانتقــال مــن الســوية الأرضيــة 1 إلى الســوية المثــارة 2 لذلــك فـــإن كل عملية إصدار متحرّض تترافق بإيجاد (ربح) فوتون بينما كل عمليـــة امتصــاص تصاحب بانعدام وتلاشي فوتون .

1.2 فكرة الليزر *The Laser Idea* :

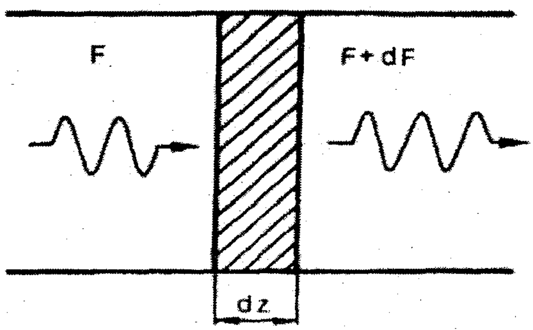
لنأخذ سويتين من سويات الطاقة 1 و 2 لذرة من مادة معينة اســـكاناهما N_1 وN_2 على التوالي . ولنفرض أن موجة مستوية تنتشر في المادة باتجاه المحور Z شــدها I وتدفق فوتونات F . ولندرس مقدار تغيّر التدفق dF باتجاه Z في داخل المادة ولمســافة dz والناتج عن عمليتي الإصدار المتحرّض والامتصاص في المنطقة المظللة في (الشـــكل 1.2).وليكن S السطح المقطعي لحزمة الأشعة . هذا التغيّر في عدد الفوتونات الــواردة إلى الحجم المظلل وتلك المغادرة في واحدة الزمن يساوي SdF . وينتـــج مــن أنــه يُصاحب كل عملية إصدار متحرض فوتون بينما يُمتص فوتونـــاً في كــل عمليـــة امتصاص إن الكمية SdF يجب أن تكون مساوية للفرق بين الفوتونـــات الصــادرة بالتحريض وتلك الممتصة والمتلاشية في الحجم المظلل خلال واحدة الزمن .باســتخدام المعادلة (1.1.4) والمعادلة (1.1.6) لــذا يمكــن أن نكتــب

$SdF=(W_{21}N_2-W_{12}N_1)(Sdz)$ حيث إنّ Sdz هو حجم المنطقة المظللة .وباستخدام المعادلات $(1.1.5),(1.1.7)$ و $(1.1.9)$ نحصل على العلاقة :

$$dF=\sigma_{21}F\left[N_2-(\frac{g_2N_1}{g_1})\right]dz \qquad (1.2.1)$$

لاحظ أنه في هذه العلاقة ، لم نأخذ بعين الاعتبار الإنحلالات المشعة وغير المشعة وفي الواقع لا تضيف الإنحلالات غير المشعة فوتونات جديدة والفوتونات الناتجة عن الإنحلالات المشعة تصدر في جميع الاتجاهات ويمكن اعتبار مساهمتها مهملة في زيادة تدفق الفوتونات الواردة F . تبين المعادلة (1.2.1) أن المادة تسلك كمضخم عند تحقق $(dF/dz>0)$ أي عند اسكان $N_2>g_2N_1/g_1$ بينما تسلك كجسم ماص للفوتونات إذا كانت $N_2<g_2N_1/g_1$ ومن المعروف أنه في حالة التوازن الحراري تتحدد اسكانات سويات الطاقة بإحصاء بولتزمان وهكذا إذا كانت N_1^e و N_2^e تمثلان إسكان السويتين في حالة التوازن الحراري فإن :

$$\frac{N_2^e}{N_1^e}=\frac{g_2}{g_1}\exp\left[-\frac{(E_2-E_1)}{kT}\right] \qquad (1.2.2)$$



الشكل 1.2

تغيير تدفق الفوتونات dF لموجة مستوية تدفقها F تنتشر على طول محور z خلال المادة ولمسافة dz

حيث إنّ k ثابت بولتزمان و T درجة الحرارة المطلقة للمادة .ولهذا ففي حالة التوازن الحراري يكون لدينا $N_2^e < g_2 N_1^e / g_1$. وحسب المعادلة (1.2.1) تعمل المادة بمثابة مادة ماصة عند التردد ν_0 ، وهذا ما يحدث في الظروف الاعتيادية . ومن ناحية ثانية، في حالة عدم التوازن الحراري التي فيها $N_2 > g_2 N_1 / g_1$ فإن المادة تعمل بمثابة مضخم . ويقال إنّ هناك انقلاباً إسكاني في المادة Population inversion، الذي يعني أن فرق الإسكان $N_2 - (g_2 N_1 / g_1)$ يعاكس في الإشارة ما هو قائم في التوازن الحراري $[N_2 - (g_2 N_1 / g_1) < 0]$،أي موجب .والمادة التي يتحقق فيها هذا الانقلاب تعتبر وسطاً فعالاً *active-medium* .

إذا وقع تردد الانتقال $\nu_0 = (E_2 - E_1)/kT$ ضمن المنطقة المايكروية microwave فيطلق على المضخم اسم مضخم ميزر maser Amplifier وكلمة ميزر مركبة من الأحرف الأولى للعبارة .

Microwave amplification by stimulated emission of radiation

أما إذا كان التردد ν_0 يقع ضمن المنطقة البصرية optical region فيطلق عليه اسم مضخم ليزر laser amplifier وكلمة ليزر أيضاً كلمة مكونة من الأحرف الأولى المذكورة أعلاه بعد إحلال الحرف L من الكلمة (Light) محل الحرف m في كلمة (microwave) . وعادة لا تقتصر كلمة ليزر على ترددات الضوء المرئي Visible Light فقط ولكن لأي تردد في المنطقة البعيدة أو القريبة من تحت الحمراء far or near infrared ، وفي المنطقة فوق البنفسجية وحتى في منطقة الأشعة السينية . ويشار إليها بليزرات الأشعة تحت الحمراء وفوق البنفسجية والأشعة السينية على التوالي .

ولكي نكوّن مذبذباً oscillator من المضخم فمن الضروري إدخال تغذية راجعة موجبة positive feedback ويتم الحصول عليها في المنطقة المايكروية بوضع المادة الفعالة داخل مجاوبة Resonant cavity ترددها ν_0 أما في حالة الليزر فغالباً ما يحصل على التغذية الراجعة بوضع المادة الفعالة بين مرآتين لهما انعكاسية عالية (مثال ذلك مرآتان مستويتان متوازيتان . انظر الشكل (1.3) . في هذه الحالة الموجة الكهرمغناطيسية المستوية التي تسير عمودياً على المرآتين سترتد ذهاباً وإياباً بين المرآتين وتتضخم في كل جولة خلال المادة . فإذا كانت إحدى المرآتين شفافة جزئياً فمن الممكن الحصول على حزمة خارجة output beam . و المهم ملاحظته أنه يجب للحصول على الحزمة الخارجة أن يتحقق شرط العتبة Threshold condition في حالتي الميزر والليزر . فمثلاً في حالة الليزر سيبدأ التذبذب عندما يعادل الربح في الفوتونات من المادة الفعالة الخسائر، في الليزر (مثلاً ، الخسائر الناتجة عن الاقتران الخارجي output coupling) .

واستناداً للمعادلة (1.2.1) فإن مقدار الربح لكل عبور في المادة الفعالة (أي النسبة بين تدفق الفوتونات الخارجة إلى التدفق الداخل) هو $\exp\sigma[N_2-(g_2N_1/g_1)]\times\ell$ حيث نعتبر $\sigma=\sigma_{21}$ من أجل البساطة ، وأن ℓ تمثل طول المادة الفعالة .لنفرض أن R_1 و R_2 هما الانعكاسية في الطاقة للمرآتين شكل 1.3،ولنفرض أن L_i كانت الخسائر داخل المجاوبة جراء عبور الحزمة لمرة واحدة .فإذا كانت F تدفق الفوتونات التي تغادر سطح المرآة 1 في اللحظة t متجهة إلى سطح المرآة 2 وبالتالي فإن التدفق F' المغادر المرآة الأولى بعد دورة واحدة هو $F'=F$ وبالتالي:

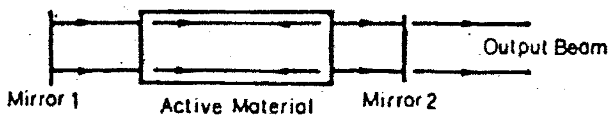
$$F'=F\exp\{\sigma[N_2-(g_2N_1/g_1)]\ell\}\times(1-L_i)R_2\times\exp\{\sigma[N_2-(g_2N_1/g_1)]\ell\}\times(1-L_i)R_1$$

عند تحقق حد العتبة يكون لدينا :

$$R_1R_2(1-L_i)^2\exp\{2\sigma[N_2-(g_2N_1/g_1)]\ell\}=1$$

وهذه المعادلة تبين أن شرط العتبة يتحقق عندما يصـــل انقــلاب الإســكان $N=N_2-(g_2N_1/g_1)$ قيمة حرجة critical ، ويدعى الانقلاب الحرج critical inversion ويعطى بالعلاقة التالية :

$$N_C=-\frac{\ln R_1R_2+2\ln(1-L_i)}{2\sigma\ell} \qquad (1.2.3)$$



الشكل 1.3 مخطط لليزر

يمكن تبسيط المعادلة (1.2.3) إذا عرّفنا المصطلحات التالية .

$$\gamma_1=-\ln R_1=-\ln(1-T_1) \qquad (1.2.4a)$$

$$\gamma_2=-\ln R_2=-\ln(1-T_2) \qquad (1.2.4b)$$

$$\gamma_i=-\ln(1-L_i) \qquad (1.2.4c)$$

حيث إنّ T_1 و T_2 هما نفوذيتا المرآتين وقد اعتبرنـــا امتصاصــها مــهملاً . وبالتعويض بالمعادلات (1.2.4)

و (1.2.3) تعطي .

$$N_c=\frac{\gamma}{\sigma\ell} \qquad (1.2.5)$$

حيث إنّ :

$$\gamma = \gamma_i + \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{2} \qquad (1.2.6)$$

لاحظ أن الكمية γ_i ، المعرفة بالمعادلة $(1.2.4c)$ وندعوها لوغاريتم الفقد الداخلي للمجاوبة. في الواقع عندما يكون $L_i << 1$ كما يحصل عادة ، فإن لها $\gamma_i \cong L_i$. وبنفس الطريقة وباعتبار أن T_1 و T_2 تمثلان الفقد في الحجرة ، فإن γ_1 و γ_2 والمعرفتان بالمعادلتين $(1.2.4a-b)$ ، يمكننا أن ندعوهما لوغاريتمات الفقد في مرآتي المجاوبة. وبالتالي ندعو الكمية γ والمعرفة بالمعادلة $(1.2.6)$ إنها فقد المجاوبة من اجل عبور واحد.

حالما يتحقق شرط الانقلاب الحرج يبدأ التذبذب بالنمو من الإصدار التلقائي. إذ إن الفوتونات الصادرة تلقائيا التي تسير موازية لمحور المجاوبة ستبدأ عملية التضخيم هذا هو أساس المذبذب الليزري laser oscillator أو الليزر laser كما هو متعارف عليه .

1.3 مخططات الضخ Pumping schemes :

سوف ندرس كيفية الحصول على انقلاب الإسكان لمادة معينة. يبدو لأول وهلة أنه من المحتمل الحصول على انقلاب الإسكان من خلال تفاعل المادة مع حقل الكهربائي قوي لموجة كهرمغناطيسية ذات شدة كبيرة وربما صادرة من مصباح ضوئي شديد ، ترددها $\nu = \nu_0$. والمحدد بالمعادلة $(1.1.1)$ ، بما أنه في حالة التوازن الحراري $(N_1/g_1) > (N_2/g_2)$ يكون إسكان السوية 1 أكثر من إسكان السوية 2 وعليه فإن عملية الامتصاص تتغلب على عملية الإصدار المتحرض . ولهذا فإن الموجة القادمة سوف تحدث انتقالات من السوية 1 إلى 2 أكثر من الانتقالات من السوية 2

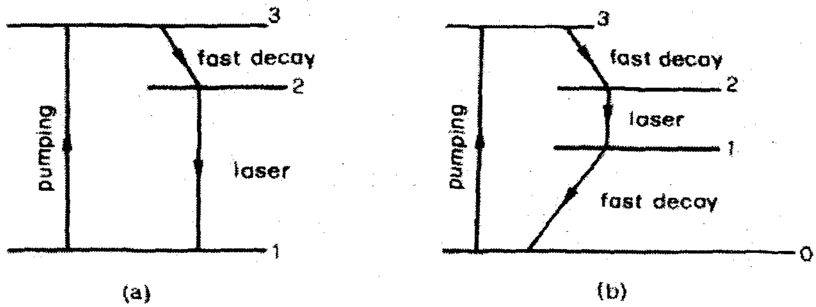
إلى 1. ونأمل بهذه الطريقة أن نصل إلى حالة انقلاب الإسكان . ولكن سندرك فوراً أن منظومة كهذا لا تصح (وخاصة في حالة الاستقرار) والواقع هو أنه عندما تصل الحالة التي يكون فيها إسكان السويتين متساوياً $g_2N_2 = g_1N_1$ فإن عملية الامتصاص ستعادل عملية الإصدار المتحرض ووفقاً للمعادلة (1.2.1) ستصبح المادة شفافة. إن هذه الحالة غالباً ما تدعى باسم تشبع السويتين two-level Satureation

ولذلك فمن المستحيل الحصول على الانقلاب الإسكاني باستخدام منظومة سويتين 1و2 فقط .

من الطبيعي أن نبحث فيما إذا كان من الممكن الحصول على الانقلاب الإسكاني باستخدام جملة ذرّية ملائمة وتشتمل على أكثر من سويتين من بين السويات غير المحدودة لنظام ذري معين . وهذا ممكن كما دلّت عليه التجربة . وبناء عليه سوف نتكلم عن الليزر ذي السويات الثلاثة والليزر ذي السويات الأربعة اعتماداً على عدد السويات المستخدمة (الشكل 1.4) .

في ليزر السويات الثلاثة (الشكل 1.4a) . ترفع الذرة بطريقة ما من السوية الأرضية إلى السوية 3 . فإذا انحلت الذرات بعد صعودها من السوية 3 بسرعة إلى السوية 2 . فيمكن الحصول على الانقلاب الإسكاني بين السويتين 1 و 2 أما في ليزرات السويات الأربعة الشكل (1.4b) فترفع الذرات من السوية الأرضية (وللسهولة سنطلق على هذه السوية الأرضية 0) إلى السوية 3 . فإذا انحلت الذرة بسرعة إلى السوية 2 فمن الممكن الحصول على الانقلاب الإسكاني بين السويتين 2 و1 . ما أن تبدأ الذبذبة في مثل هذا الليزر فسوف تنتقل الذرات إلى السوية 1 (نتيجة الإصدار المتحرض) . وفي حالة الليزر المستمر فإنه لمن الضروري أن يكون

الانتقال $1 \leftarrow 0$ سريعاً جداً (هذا ممكن عادة بانحلال غير إشعاعي). للتعويض واستمرار الصعود من $0 \leftarrow 3$.



الشكل **1.4**

مخططي (a) ليزر السويات الثلاثة (b) ليزر السويات الأربعة

لقد رأينا كيف أنه من الممكن استعمال ثلاثة أو أربعة سويات من سويات الطاقة لمادة معينة للحصول على الانقلاب الإسكاني . إن عمل النظام وفق مخطط الثلاثة والأربعة سويات (أو بأي أسلوب كان) يعتمد على تحقق الشروط المختلفة والمحددة في أعلاه . وقد نتساءل لماذا نربك أنفسنا بمخطط السويات الأربعة في حين أن مخطط السويات الثلاثة يقدم لنا طريقة مناسبة للحصول على الانقلاب الإسكاني ؟ والجواب هو أنه يمكن عموماً الحصول على الانقلاب الإسكاني بسهولة أكبر في حالة السويات الأربعة عنها في حالة السويات الثلاثة ولفهم ذلك نلاحظ أن فرق الطاقة بين السويات المتعددة في الشكل 1.4 أكبر بكثير من kT . ووفقاً لإحصائيات بولتزمان Boltzman statistics [راجع مثلاً معادلة (1.2.2)] وحيث إنّ جميع الذرات في البداية تكون (أي في حالة التوازن) في السوية الأرضية . والآن لنفرض أن N_t تمثل الكثافة الكلّية للذرات في المادة . ففي مخطط السويات الثلاثة تكون هذه

الذرات في البداية في السوية 1 ولنبدأ برفع الذرات من السوية 1 إلى السوية 3 . وبعدئذ ستنحل الذرات إلى السوية 2 . فإذا كان هذا الانحلال سريعاً لحد كاف فإن السوية 3 ستبقى فارغة تقريباً .لنفرض الآن وللتبسيط أن السويتين ليستا انطباقيتين أي $g_1 = g_2 = 1$ أو أن لهم نفس درجة الانطباقية.فوفقاً للمعادلة (1.2.1)،فإن المفاقيد في الامتصاص

تتعوض من الربح عندما $N_2 = N_1$.وفي هذه الحالة يجب أولاً أن نرفع نصف عدد الذرات الكلي N_t إلى السوية 2 لتساوي عدد الذرات في السويتين 1 و2 بعدئذ فإن أية ذرة ترفع سوف تسهم في الانقلاب الإسكاني . أما في ليزر الأربعة سويات. وبما أن السوية 1 فارغة من البداية فإن رفع أية ذرة إلى السوية 2 سوف تسهم في الحال بعملية الانقلاب الإسكاني.

بيّنت المناقشة السابقة أنه يجب البحث ــ ما أمكن ــ عن المادة التي يمكن أن تعمل كنظام ذي أربعة سويات بدلاً من نظام ذي ثلاثة سويات وواضح أنه يمكن استعمال أكثر من أربعة سويات أيضاً .

إن العملية التي بواسطتها ترفع الذرات من السوية 1 إلى السوية 3 (في مخطط السويات الثلاثة) أو من السوية 0 إلى السوية 3 (في مخطط السويات الأربعة) يطلق عليها الضخ pumping . ومن الناحية العملية توجد عدة طرق يمكن بوساطتها تحقيق هذا . فمثلاً بوساطة نوع من المصابيح ذات الشدة الكافية أو بوساطة التفريغ الكهربائي في داخل الوسط الفعال . ونشير للقارئ بالرجوع إلى الفصل الثالث للشرح الأكثر تفصيلاً عن عمليات الضخ المتنوعة . ونشير هنا إلى أنه إذا كانت السوية العليا الذي ضخت إليها الذرات فارغةً، فإن معدل أشغال سوية الليزر العليا (2) عن طريق الضخ $(dN_2 / dt)_p$ يمكن التعبير عنه بالآتي:

$$(dN_2 / dt)_P = W_p N_g \qquad (1.3.1)$$

حيث إنّ N_g إسكان السوية الأرضية لكل من ليزرات السويات الثلاثة أو الأربع سويات [أي سوية1 أو سوية 0 في الشكل 4a. و1.4b ،على التوالي] و W_p معامل ملائم وسيطلق عليه معدل الضخ .أن أهم حالة في ليزرات السويات الثلاثة هي في الواقع ، ليزر الياقوت ، Ruby laser إنه أول ليزر عامل تم تركيبه وعم استعماله خلال فترة وجيزة .ومن اجل أغلب الليزرات ذات السويات الأربعة المستخدمة في الواقع العملي ،فان تفريغ السوية الأرضية وفقاً لعملية الضخ يمكن إهمالها .ونستطيع أن نكتب $N_g = const.$ لتبسيط المعادلة السابقة.

$$(dN_2 / dt)_P = R_P \qquad (1.3.2)$$

حيث R_P تدعى معدل الضخ في واحدة الحجم أو اختصاراً معدل الضخ . وللحصول على شرط العتبة Threshold فإن معدل الضخ يجب أن يصل إلى قيمة العتبة الحرجة critical التي سوف نشير لها بـ W_{cp} . و نحصل على التعبير الدقيق لـ W_{cp} في الفصل الخامس .

1.4 خصائص حزم أشعة الليزر *Properties of Laser beams* :

يتميز شعاع الليزر بدرجة عالية جداً من:

(أ) أحادية اللون: monochromaticity (ب) الترابط coherence

(ج) الاتجاهية Directionality (د) السطوع brightness .

وندرس الآن هذه الخصائص .

1.4.1 أحادية اللون monochromaticity :

من دون الدخول في التفاصيل الدقيقة نستطيع القول إن هذه الخاصية ناشئة عن: (أ) إمكانية تضخيم شبه انتقائي للموجات الكهرمغناطيسية ذات التردد ν المحدد بالمعادلة (1.1.1) . (ب) أن كون المرآتين تشكلان مجاوبة فالتذبذب يحدث فقط عند الترددات الرئيسية لهذه المجاوبة . وهذا يؤدي إلى كون عرض الخط Line width الليزري أضيق بكثير ، أكثر من 10مراتب من قيمة عرض خط الانتقال $1 \to 2$ في الإصدار التلقائي .

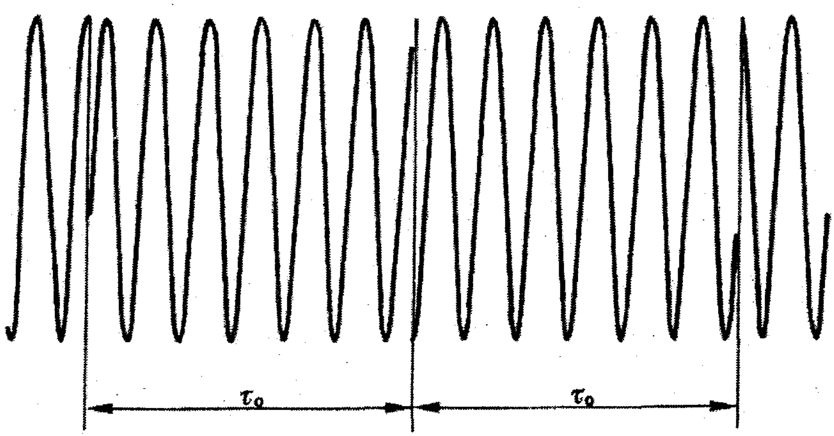
1.4.2 الترابط coherence :

من الممكن إدخال المفهومين الآتيين للترابط لأي موجة كهرمغناطيسية وهما الترابط المكاني Spatial والترابط الزماني Temporal .

لتوضيح الترابط المكاني نتصور نقطتين P_1 و P_2 في اللحظة $t = 0$ تكونان على نفس صدر الموجة الكهرمغناطيسية . ونفرض أن الحقل الكهربائي عند هاتين النقطتين $E_1(t)$ و $E_2(t)$ على التوالي . ومن الواضح إن فرق الطور بين هذين الحقلين يساوي الصفر عندما $t = 0$. والآن إذا بقى فرق الطور صفر لأي زمن $t > 0$ فيقال عندئذٍ أنه يوجد ترابط تام perfect coherence بين النقطتين . وإذا تحقق هذا لأي نقطتين على صدر الموجة فيقال أن الموجة لها ترابط مكاني تام . من الناحية التطبيقية لكي نحصل على ترابط جيد للطور ، لأي نقطة P_1 يجب أن تقع النقطة P_2 ضمن منطقة محددة حول النقطة P_1 . وفي هذه الحالة يقال أن الموجة لها ترابط مكاني جزئي ويمكننا عند أي نقطة p إدخال سطح ترابط معين $S_c(p)$.

ولتوضيح الترابط الزماني نتصور المجال الكهربائي للموجة الكهرمغناطيسية عند نقطة معينة P في اللحظتين t و $t+\tau$. إذا بقي فرق الطور بين الحقلين ثابتاً بعد تأخر زمني محدد τ . وبقي ثابتاً لأي زمن t فيقال إنّه يوجد ترابط زماني خلال الفترة الزمنية τ وإذا تحقق هذا لأية قيمة لـ τ فيقال أن الموجة الكهرمغناطيسية لها ترابط زماني تام أما إذا تحقق هذا لتأخر زمني τ بحيث أن $0 < \tau < \tau_0$ فيقال أن الموجة تملك ترابط زماني جزئي بزمن ترابطه τ_0 .

وهذا موضح في الشكل 1.5 الذي يبن موجة كهرمغناطيسية جيبيه حقلها الكهربائي يعاني تغيراً مفاجئاً بالطور بعد فترات زمنية تساوي τ_0 . نلاحظ أن مفهوم الترابط الزماني يتصل مباشرة بأحادية الطول الموجي ، وسنثبت أن الموجة الكهرمغناطيسية لها ترابط زماني τ_0 ولها عرض نطاق ترددي band width $\Delta\nu \cong 1/\tau_0$ وهذا أيضاً واضح من المثال المبين في الشكل 1.5 .



الشكل 1.5

مثال موجة كهرمغناطيسية مترابطة وطول ترابطها الزمني يساوي تقريباً τ_0

ومن الجدير بالملاحظة أن مفهومي الترابط الزماني والمكاني لا يتوقفان أحدهما على الآخر . الواقع هو أنه يمكن إعطاء مثال لموجة لها ترابط مكاني تام وترابط زمني محدود (والعكس صحيح) .

نختتم هذا البند بالتأكيد على أن مفهومي الترابط الزماني والمكاني يقدمان فقط وصفاً ضمن المرتبة الأولى، أما من أجل المراتب العليا Higher Order فستدرس بالتفصيل في الفصول اللاحقة .

إن مثل هذه الدراسة أساس للفهم الكامل للاختلاف بين المصادر الضوئية الاعتيادية والليزر . وفي الواقع سنبين أنه بفضل الفرق بين خصائص ترابط المرتبات العليا المناظرة ، فإن حزمة الليزر تختلف أساساً عن المصادر الضوئية الاعتيادية .

1.4.3 الاتجاهية Directionality :

إن خاصية الاتجاهية هي نتيجة مباشرة لكون أن المادة الفعّالة موضوعة داخل مجاوبة مثل المرآتين المستويتين المتوازيتين كما في الشكل (1.3) والحقيقة هي أن تلك الأشعة التي تسير على طول محور المجاوبة (والتي تسير مجاورة له) هي وحدها التي تطيل البقاء داخل المجاوبة . وللحصول على فهم أدق لخصائص الاتجاهية لحزمة أشعة الليزر (أو على العموم لأي موجة كهرمغناطيسية) نجد من المناسب دراسة حالة أشعة ذات ترابط مكاني تام وأشعة ذات ترابط مكاني جزئي بشكل منفصل .

لندرس أولاً حالة الترابط المكاني التام . حتى في هذه الحالة فإن حزمة أشعة ذات قطر معين تبدي تفرقاً لا يمكن تفاديه نتيجة لظاهرة الانعراج . ومن الممكن إدراك هذا بمساعدة الشكل 1.6 .

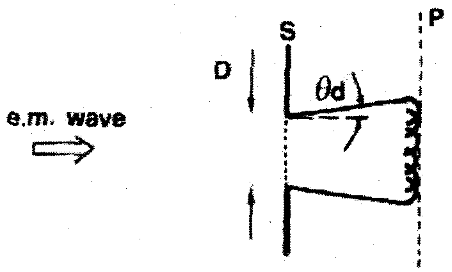
في هذا الشكل نفرض أنّ حزمة من الأشعة هي صدر لموجة مستوية وشـــدها منتظمة واردة على الحاجز S الذي يحتوي على فتحة قطرها D . اســـتناداً إلى مبـــدأ هويغنز Huygen's principle فإن صدر الموجة عند المستوي P الواقع خلف الحـــاجز يمكن الحصول عليه من تراكب المويجات المنبعثة من كل نقطة من الفتحة . وبســـبب الحجم المحدود للفتحة فإن زاوية تفرق الأشعة θ_d ذات قيمة محـــدودة ويعـــبّر عنـــها حسب نظرية الانعراج بالمعادلة:

$$\theta_d = \beta\lambda / D \quad (1.4.1)$$

إذ إنّ λ الطول الموجي ، و D قطر حزمـــة الأشـــعة . و β معـــامل عـــددي numerical coefficient قيمته بحدود واحد تتوقف على شكل توزيع السعة وعلـــى الطريقة المتبعة في تعريف كل من التفرق وقطر الحزمة . إن حزمة الأشعة التي تفرقـــها يحدد بالمعادلة (1.4.1) التي هي حدود الانعراج Diffraction Limited .

أما إذا كان للموجة تناسق مكاني جزئي فإن تفرقها سيكون أكبر من القيمـــة الدنيا المحددة بالانعراج . والواقع هو أنه لأي نقطة من صدر الموجة مثل P فإن مبـــدأ هويغنز (الشكل 1.6) يمكن تطبيقه فقط للنقاط التي تقع ضمن سطح الترابط S_c حول النقطة P' . ولهذا فإن سطح الترابط يعمل بمثابة فتحة محـــددة Limiting aperture للتراكب superposition المترابط للمويجات الأولية . وعليه فإن تفرق الأشعة يعـــبر عنه بالعلاقة :

$$\theta = \frac{\beta\lambda}{(S_C)^{1/2}} \qquad (1.4.2)$$



الشكل 1.6

تفرق موجة كهرمغناطيسية مستوية

بفعل الانعراج

إذ إنّ β هي معامل عددي وقيمته بحدود الواحد وقيمته الدقيقة تعتمد على الطريقة المتبعة في تعريف كل من التفرق θ_c وسطح الترابط S_c .

نختتم هذه الدراسة العامة لخصائص الاتجاهية للموجات الكهرمغناطيسية بالإشارة إلى أنه في شروط تشغيل مناسبة فإن الحزمة الخارجة من الليزر يمكن أن تكون محددة بالانعراج .

1.4.4 السطوع Brightness :

يعرّف سطوع المنبع للموجات الكهرمغناطيسية بأنه القدرة الصادرة عن واحدة المساحة من السطح لكل وحدة زاوية مجسمة . ولنكن أكثر دقة لنفرض أن dS تمثل عنصر مساحة السطح عند النقطة 0 للمنبع شكل $1-7a$. يمكن تمثيل القدرة المنبعثة من dS ضمن زاوية مجسمة $d\Omega$ حول الاتجاه $00'$ بالعلاقة :

$$dP = B\cos\theta dSd\Omega \qquad (1.4.3)$$

حيث θ الزاوية بين $00'$ والناظم n على السطح .لاحظ أن العامل $\cos\ \theta$ يظهر من حقيقة أن الكمية الفيزيائية المهمة هي مسقط ds على مستوي عمودي على

الاتجاه $00'$. أي $\cos\theta dS$. تعرف الكمية B من المعادلة (1.4.3). وتدعى سطوع المنبع source brightness في النقطة O في الاتجاه OO'.

والكمية B تعتمد على الإحداثيات القطبية polar coordinates θ و ϕ للاتجاه $00'$ وكذلك على النقطة 0 نجد أن وعندما لا تتوقف B على θ و ϕ فيقال أن المنبع منتظم الخواص isotropic (مصدر لامبرت Lambert source).

لنعتبر الآن حزمة ليزر قدرتها P، ومقطعها دائري قطره D وتفرقها θ شكل $(1-7b)$. ولما كانت θ صغيرة جداً، فتكون $\cos\theta \cong 1$. وبما أن مساحة الحزمة تساوي $\pi D^2/4$ والزاوية المجسمة للإصدار هي $\pi\theta^2$، فنحصل وفقاً للمعادلة (1.4.3) على سطوع الحزمة من المعادلة:

$$B = \frac{4P}{(\pi D\lambda)^2} \qquad (1.4.4)$$

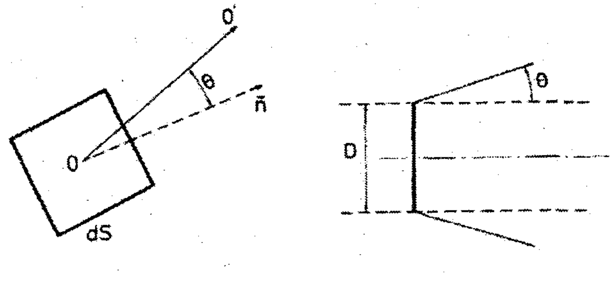
لاحظ انه ، في حد انعراج الحزمة، لدينا $\theta = \theta_D$ ، وباستخدام العلاقة (1.4.4) نحصل على:

$$B = \left(\frac{2}{\beta\pi\lambda}\right)^2 P \qquad (1.4.5)$$

وهذا أشد سطوع للحزمة ذات القدرة P.

السطوع أهم وسيط لحزمة الليزر وبشكل عام لأي منبع ضوئي ولتوضيح ذلك إذا شكلنا الصورة لأي منبع ضوئي عبر جملة ضوئية معينة، وفرضنا أن الجسم والصورة يقعان في نفس الوسط وليكن الهواء مثلاً، يتبن لدينا الخواص التالية: سطوع الصورة دائماً أقل أو يساوي سطوع المنبع وتتحقق المساواة عندما تعطي الجملة

تصويراً بدون فقد أو خسارة للضوء الصادر من المنبع وزيادة في التوضيح لنعتبر حزمة في الشكل $(1-7B)$

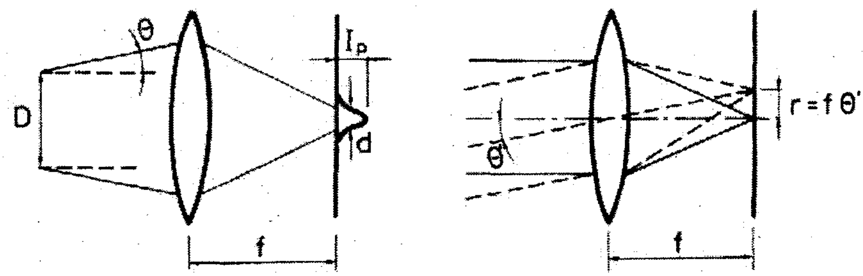


الشكل 1.7

(a) سطح السطوع في النقطة O من احل منبع عام لأمواج كهرمغناطيسية

(b) سطوع الحزمة الليزرية ذات القطر D وزاوية تفرق θ

تفرقها يساوي θ ، تمحرقها عدسة بعدها ألمحرقي f. ونقوم بحساب ذروة شدة الحزمة في المستوي المحرقي للعدسة شكل $(1-8a)$. للقيام بهذا الحساب نحلل الحزمة إلى مجموعة من الموجات المستوية وبامتداد زاوي θ تقريباً حول اتجاه الانتشار.



الشكل 1.8

(i) توزع الشدة لموجة ;كهر مغناطيسية لحزمة ليزرية تفرقها θ

(b) تحليل موجة مستوية من الحزمة الموضحة في المستوي المحرقي لعدسة

إن موجتين من مثل هذه الأمواج تصنعان فيما بينهما زاوية θ' كما هو مبين في الشكل $(1-8b)$ بالخط المنقط .إن كل حزمة تتمحرق في نقطة متميزة وتفصلهما مسافة تساوي $r = f\theta'$.وباعتبار أن الامتداد الزاوي للموجات المستوية يجعل من الحزمة في الشكل $(1-8a)$ تساوي تفرق الحزمة تقريباً ، نستنتج أن نصف قطر البقعة المحرقية d في الشكل$(1-8a)$ تساوي تقريباً $d = 2f\theta$ ومن أجل عدسة مثالية لجهة الفقد أو الخسارة فإن الاستطاعة في مستويها المحرقي تساوي الاستطاعة P للموجة الواردة. وتبلغ ذروة الشدة في المستوي المحرقي $I_P = 4P/\pi d^2 = P/\pi(f\theta)^2$. وفي عبارات سطوع الحزم ووفقاً للمعادلة (1.4.4) لدينا $I_P = (\pi/4)B(D/f)^2$. تتزايد I_P مع تزايد قطر الحزمة D.وتصل إلى القيمة العظمى عندما تجعل D مساوية لقطر العدسة D_L. في هذه الحالة نحصل على :

$$I_P = \frac{\pi}{4}(N.A.)^2 B \qquad (1.4.6)$$

حيث.$N.A = \sin[\tan^{-1}(D_L/f)] \cong (D_L/f)$ الفتحة العددية للعدسة .تبين العلاقة (1.4.6) أنه من أجل فتحة عددية معينة، تتوقف ذروة الشدة في المستوي المحرقي لعدسة ما فقط على لمعان الحزمة .

وحتى الليزر ذي الاستطاعة المعتدلة (مثلاً بضعة ميلي واطات) يكون سطوعه عدة مراتب orders magnitudes أكثر من أسطع المنابع الكلاسيكية المألوفة . وهذا يعود بالدرجة الأولى إلى الخصائص الاتجاهية العالية لحزمة أشعة الليزر وطبقاً للمعادلة (1.4.6) أن ذروة الشدة الناتجة في المستوي المحرقي لعدسة ما تكون اكبر بعدة مراتب من حزم المنابع الكلاسيكية المقارنة وبالتالي فإن الحزمة الليزرية المتمحرقة يمكن أن تصل إلى قيم عالية جداً وهذه ظاهرة يمكن الاستفادة منها في تطبيقات الليزر.

1.4.5 مدة دوام النبضة القصيرة Short Pulse Duration

دون الخوض في التفاصيل في هذه المرحلة ، نذكر أنه بواسطة تقنيـــة خاصـــة تدعى تثبيت النمط mode locking ، يمكن إنتاج نبضات ضوئيـــة مـــدة دوامـــها تساوي تقريباً مقلوب عرض خط الانتقال الليزري $1 \to 2$. وهكـــذا في اللـــيزرات الغازية التي عرض خطوط انتقالاتها يكون نسبياً ضيقاً ،وعرض النبضة يـــتراوح بـــين $0.1 \to 1ns$ نانوثانية لا تعتبر هذه النبضة قصيرة بشكل مميز ، في الواقـــع بعـــض مصابيح الومّاضية يمكن أن تصدر نبضات ضوئية مدة دوامها إلى حد ما أقل مـــن 1 نانوثانية. ومن جهة أخرى عرض الخط لبعض ليزرات الجسم الصلـــب واللـــيزرات السائلة يمكن أن يكون 10^3 إلى 10^5 مرة أكبر من تلك الذي لليزرات الغازيـــة ، في هذه الحالة يمكن توليد نبضات أقصر وأقل من $10fs$ فيمتو ثانية . هذا ما يدفعنـــا إلى إمكانيات جديدة في بحث الليزر وتطبيقاته .

لاحظ أن خاصية قصر مدة دوام النبضة ، التي تقتضي تركيز للطاقة في الزمـــن التي يمكن اعتبارها بطريقة ما معادلة أحادية اللون ،التي تقتضي تركيز طاقة في طـــول الموجة . مع أن خاصية قصر مدة النبضة ربما يمكن اعتبارها أقل أهمية من أحادية اللون في الواقع ، جميع الليزرات يمكن أن تعطي تناسقاً كبيراً ،لكن فقط الليزرات التي تملـك خطاً عريضًا يمكنها من حيث المبدأ مثل ليزرات الحالة الصلبة والليزرات الســـائلة أن تنتج نبضات قصيرة جداً .

1.5 نماذج الليزر *Laser Types*

تتضمن أنواع الليزرات المختلفة والمطوّرة حتى الآن مجالاً واسعاً بـارومترات التقنية والفيزيائية . في الحقيقة إذا أردنا تصنيف الليزرات بحسب الحالة الفيزيائية للمادة الفعّالة يمكن أن نقسمها إلى ليزرات الحالة الصلبة أو السائلة أو الليزرات الغازية . وهناك حالة خاصة جداً هي حالة ليزر الإلكترون الحر حيث تتألف المادة الفعّالة من الكترونات حرة تتحرك بسرعات نسبوية وتمر عبر حقل مغناطيسي فراغي دوري . إذا قمنا بتصنيف الليزرات باعتماد الأطوال الموجية للإشعاع الصادر يمكن أن نسميها : ليزرات الأشعة تحت الحمراء ، الليزرات المرئية ، ليزرات الأشعة فوق البنفسجية وليزرات الأشعة السينية . يمتد مجال الأطوال الموجية الموافقة من 1 mm إلى 1 nm (الحد الأعلى لأطوال موجات الأشعة السينية القاسية) . يمكن أن تصل مرتبة امتداد الطول الموجي إلى 10^6 (تذكّر أن المجال المرئي يمسح الأطوال الموجية تقريباً من 400nm إلى 700nm أي مرتبة امتداد المجال تساوي تقريباً العامل 2) . مجال طاقة خرج الليزر يشمل مجالاً أوسع من القيم . من أجل ليزرات الموجة المستمرة cw تمتد قدرتها المعتادة من بضعة ميلي واط في الليزرات المستخدمة كمنبع إشارة (مثلاً في الاتصالات الضوئية أو في ماسحات التعرفة الرقمية) ، وإلى عشرات الكيلو واط ، في الليزرات المستخدمة في تعدين المواد والشغل عليها ، وإلى عدة ميغا واط (حتى الآن 5 ميغاواط) ، في الليزرات المستخدمة في بعض التطبيقات العسكرية (مثلاً أسلحة الطاقة الموجهة) .

في الليزرات النبضية يمكن أن تكون ذروة القدرة أكبر بكثير منها في ليزرات CW ويمكن أن تصل قيماً مرتفعة جداً مثلاً واحد بيتا واط ($1pw = 0^{15}w$).

أو أيضاً من أجل الليزرات النبضية ، فإن زمن استمرار النبضة يمكن أن تختلف في مجال واسع من واحد ميلي ثانية من أجل ليزرات تعمل ضمن مجال العمل الحر وفق نظام free running regime (أي بدون مفتاح Q-switching أو في نظام مثبت النمط mode locking في عناصر المجاوبة الضوئية) إلى حوالي 10 فيمتوثانية ($1fs=10^{-15}s$) من أجل بعض ليزرات النمط المثبت . يمكن أن تختلف الأبعاد الفيزيائية لليزرات بشكل كبير . من حيث طول المجاوبة مثلاً ، الطول يمكن أن يكون من مرتبة 1µm من أجل أقصر الليزرات وإلى أطوال تصل عدة كيلومترات (مثلاً 6.5km طول ليزر تم إعداده في كهف من أجل دراسات جيولوجية) .يتضمن هذا المجال الواسع من البارومترات الفيزيائية والتشغيلية نقاط قوة ونقاط ضعف . فيما يتعلق بالتطبيقات هذا المجال الواسع للبارومترات يعطي إمكانيات عديدة في عدد من التطبيقات والعلوم الأساسية . ومن ناحية أخرى ومن حيث التسويق التجاري فإن هذا الاختلاف الواسع في التجهيزات والأنظمة يعدّ عقبة أمام الإنتاج الواسع ويرتبط ذلك بإمكانية تخفيض أسعار الكلفة .

ليزرات النبضات طاقات قمة النبضة اكبر من طاقة ليزرات الموجة المستمرة ، وتبلغ قيمة طاقة النبضة أكثر من $1P.W(10^{15}\ W)$ ونذكر هنا من اجل الليزرات النبضية مدة دوام النبضة علي فترات متباعدة من ميلي ثانية 1ms مستوي نوعي لليزرات العاملة(بالنظام الذي ندعوه النظام الحر أي بدون أي Q-switching أو عنصر النمط المغلق mode-locking في الحجرة) إلى حوالي fs 10فيمتو ثانية(1fs s) $= 10^{-15}$ لبعض الأنماط الليزرية المغلقة .وتغيير الأبعاد الفيزيائية بشكل واسع . وفي عبارة طول الحجرة يمكن أن تكون حتى من 1µ.m لأقصر ليزر إلى أكثر من كيلو متر واحد ومن أجل أطول ليزر يصل إلى 6.5 Km طولاً ، وقد وضع في كهف

المجال العريض لمعاملات التشغيل الفيزيائية وتمثل القوة والضعف . وعلى قدر ما يتعلق بالتطبيقات . فإن عرض مجال العوامل يقدم إمكانيات ضخمة وكبيرة في حقــول أساسية ومن حقول التطبيقات العلمية.

مسائل

1.1 : الجزء المهم من الطيف الكهرومغناطيسي في حقل الليزر يبدأ من منطقة الموجات دون المليمتر ولغاية منطقة الأشعة السينية . وهذا يتضمن المناطق الآتية: (1) الأشعة تحت الحمراء البعيدة .

(2) الأشعة تحت الحمراء القريبة (3) الأشعة المرئية (4) الأشعة فوق البنفسجية (uv) و (5) الأشعة فوق البنفسجية الفراغية (vuv) و (6) الأشعة السينية اللينة (7) الأشعة السينية . أوجد من الكتب مدى الأطوال الموجية للمناطق المذكورة أعلاه ، احفظ أو سجل هذه الأطوال الموجية لأنها كثيراً ما تستخدم في هذا الكتاب .

1.2 : خاصة للسؤال السابق احفظ أو سجل الأطوال الموجية للضوء الأزرق والأخضر والأحمر .

1.3 : كانت السويتان 1 و 2 في الشكل (1.1) مفصولتين بطاقة E_2-E_1 بحيث أن تردد الانتقال الحاصل يقع في المنطقة الوسطى من الطيف المرئي. احسب النسبة بين إسكان السويتين في حالة التوازن الحراري عند درجة حرارة الغرفة .

1.4 : حالة التوازن الحراري عند $T = 300\,^0K$ تكون النسبة بين إسكان سويتين من السويات الطاقية N_2 / N_1 يساوي $1/e$. احسب التردد v للانتقال بين هاتين السويتين . في أي منطقة من مناطق الطيف الكهرومغناطيسي يقع هذا التردد ؟

1.5 : ليزري يتكون من مرآتين ذوات الانعكاسية $R_1 = 1$ و $R_2 = 0.5$ وطول المادة الفعالة $L = 0.75$ cm والمقطع العرضي للانتقال $\sigma = 8.8\times10^{-19}\,cm^2$ احسب حد العتبة لانقلاب الإسكان.

1.6 : أشعة من ليزر الياقوت ($\lambda = 0.694 \mu m$) أرســلت إلى القمــر بعــد مرورها خلال تلسكوب قطره متر واحد. احسب قطــر الحزمةD على القمــــر ، على فرض أن هذه الحزمة لها تناسق مكاني تام . (المسافة بين الأرض والقمر تساوي تقريباً 384.000 Km) .

الفصل الثاني

تفاعل الإشعاع مع المادة

Interaction of Radiation With Matter

2.1 مقدمة .

2.2 ملخص نظرية إشعاع الجسم الأسود .

2.3 الإصدار التلقائي

2.4 الامتصاص والإصدار المتحرض

2.5 عمليات توسيع خطوط الطيف

2.6 الانحلال غير الإشعاعي

2.7 الإنحلال أو السويات الشديدة الترابط

2.8 الإشباع

2.9 العلاقة بين المقطع العرضي وعمر الإشعاع التلقائي

مسائل

تفاعل الإشعاع مع المادة

Interaction of radiation with Matter

2.1 مقدمة .

يبحث هذا الفصل في التفاعل بين الإشعاع والذرات والأيونات التي تفاعلها مع الوسط المحيط يمكن اعتباره مهملاً ، مثل هذه الذرات أو الأيونات هي ذرات غاز أو أيونات شوائب في بلورة أيونية .وباعتبار أن موضوع تفاعل الإشعاع مع المادة واسع جداً، سنقتصر في مناقشته على الظاهرة المتعلقة بالذرات والأيونات المتفاعلة كوسط فعال . بعد مقدمة عن نظرية إشعاع الجسم الأسود ، التي هي الحجر الأساس لكل الفيزياء الحديثة ، سنعتبر العمليات الأولية في الامتصاص ، الإصدار المتحرض، الإصدار التلقائي ، والانحلال غير المشع . وهذا في البداية بافتراضات مبسطة لأوساط ممددة وشدات ضوئية ضعيفة . وقد اعتبرنا فيما بعد حالات تتضمن أشعة عالية الشدة وأوساط مادية كثيفة (وهذه تقود إلى ظواهر إشباع وإصدارات تلقائية مضخمة) وعدد هام من المواضيع المتعلقة بالفيزياء الفوتونية لليزرات الصبغة ، ليزرات الالكترونات الحرة ، مع أنها أقل عمومية ، وقد لحظنا ليزرات الأشعة السينية لكن بشكل موجز في الفصل الأخير .

2.2 ملخص نظرية إشعاع الجسم الأسود :

SUMMARY OF BLACKBODY RADIATION THEORY

لنتصور تجويفاً مملوءً بمادة عازلة متجانسة وموحدة الخواص في جميع الاتجاهات (isotropic) . إذا كان جدار التجويف عند درجة حرارة ثابتة (T) فسيستمر بإشعاع وامتصاص طاقة على شكل موجات كهرمغناطيسية . وعند تساوي معدلي الإشعاع والامتصاص فإن حالة من التوازن تتم في كل من جدران التجويف وجميع نقاط الوسط العازل . وهذه الحالة يمكن وصفها بدلالة كثافة الطاقة ρ التي تمثل الطاقة الكهرمغناطيسية في واحدة الحجم داخل التجويف .

وبما أننا نتكلم عن الإشعاعات الكهرمغناطيسية . فإن كثافة الطاقة هذه يمكن أن يعبر عنها كتابع للحقل الكهربائي E(t) والحقل المغناطيسي H(t) وحسب العلاقة المعروفة :

$$\rho = \frac{1}{2}\varepsilon E^2(t) + \frac{1}{2}\mu H^2(t) \qquad (2.2.1)$$

إذ إنّ ε و μ هما على التوالي ، ثابت العزل dielectric constant والنفوذية المغناطيسية magnetic permeability للوسط داخل التجويف .

وسوف نعبر عن التوزيع الطيفي لطاقة الإشعاع الكهرمغناطيسية بالكمية ρ_ν حيث ν تابع للتردد . إن هذه الكمية تتحدد على النحو الآتي : $\rho_\nu\, d\nu$ تمثل كثافة طاقة الإشعاع ضمن مجال التردد بين ν و ν + dν ومن البديهي أن تكون العلاقة بين ρ و ρ_ν هي التالية :

$$\rho = \int_0^\infty \rho_\nu \, d\nu \qquad (2.2.2)$$

لنفرض أن ثقباً قد جعل في جدار الحجرة .إذا اعتبرنا I_ν التي هي الشدة الطيفية للضوء تمر من الثقب ،يمكننا أن نبيِّن أن I_ν تتناسب طرداً مع ρ_ν وفق العلاقة البسيطة التالية :

$$I_\nu = \left(\frac{c}{4n}\right)\rho_\nu \qquad (2.2.3)$$

حيث أنّ c سرعة الضوء في الفراغ و n قرينة انكسار الوسط في داخل الحجرة ويمكن البرهنة على أن التوزيع الطيفي للطاقة ρ_ν وحتى I_ν هي توابع عامة لا تتوقف على مادة أو شكل التجويف وتتوقف فقط على التردد ν ودرجة حرارة التجويف T وهذه الصفات لـ ρ_ν يمكن الوصول إليها من خلال تطبيق بسيط لنظرية الترموديناميك . لنفترض أن لدينا تجويفين بأشكال اعتباطية مختلفة جدرانهم عند نفس درجة الحرارة T . يمكن إبقاء درجة حرارة التجويفين عند نفس القيمة T بأن نجعل جدران التجويفين على تماس مع منظمين حراريين لهما نفس درجة الحرارة T ولنفرض أنه من أجل التردد ν لدينا كثافة للطاقة ρ_ν' في التجويف الأول ، أكبر من القيمة المرادفة ρ_ν'' في التجويف الثاني . والآن نوصل التجويفين بصرياً من خلال فتحة نحدثها على جداريهما . ونتصور أيضاً أن هناك مرشحاً للإشعاعات المتبادلة بين التجويفين وهذا المرشح يسمح بالمرور من خلاله فقط لتلك الترددات ضمن مدى ضيّق حول التردد ν ، فلو كانت $\rho_\nu' > \rho_\nu''$ فوفقاً للمعادلة (2.2.3) ، $I_\nu' > I_\nu''$ وسيحصل فائض في تسرب الطاقة الكهرمغناطيسية من التجويف الأول إلى التجويف الثاني . لكن عدم التوازن هذا في تبادل الطاقة يتناقض مع القانون الثاني للترموديناميك وذلك لأن التجويفين عند نفس درجة الحرارة . وعليه وفقاً للمبدأ الثاني للترموديناميك يجب أن يكون $\rho_\nu' = \rho_\nu''$ وعند جميع الترددات .

كان حساب التابع العام $\rho_v(\nu,T)$ من المسائل المستعصية بالنسبة للفيزيائيين في بداية القرن العشرين . وقد أعطى العالم بلانك الحل الكامل للمسألة بعدما أدخل فرضية تكميم طاقة الإشعاع light quanta وعلى هذا فإن نظرية إشعاع الجسم الأسود تعتبر إحدى دعائم الفيزياء الحديثة .

بما أن التابع ρ_v لا يتوقف على شكل التجويف أو على طبيعة المادة العازلة داخله ، فيمكننا أن ندرس ولغرض السهولة تجويفاً على شكل متوازي المستطيلات مملوء بمادة عازلة وجدرانه موصلة مثالية

2.2.1 أنماط حجرة متوازية المستطيلات Modes of Rectangular Cavity

لنعتبر الحجرة الممثلة في (الشكل 2.1) ولكي نحسب التابع ρ_v ندرس أولاً موجة كهرمغناطيسية مستقرة يمكن أن تتكون داخل التجويف . ووفقاً لمعادلات ماكسويل يجب أن يحقق الحقل الكهربائي E (x,y,z,t) المعادلة الموجية الآتية:

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c_n^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \qquad (2.2.4)$$

حيث إنّ ∇^2 هي مؤثر لابلاس و c_n هي سرعة الضوء في الوسط المدروس وفضلاً عن ذلك فالحقل الكهربائي E يجب أن يحقق الشرط الحدي عند الجدران:

$$E \times n = 0 \qquad (2.2.5)$$

حيث n هي العمود الناظم على الجدار المدروس وهذا الشرط يوضح الحقيقة التي تبين أن المركبة المماسية للحقل الكهربائي يجب أن يساوي الصفر على حافة جدار التجويف .

يمكن أيضا التحقق بسهولة أن المسألة يمكن حلها بطريقة فصل المتحــــولات . فلو كتبنا :

$$E = u(x, y, z)A(t) \qquad (2.2.6)$$

ولنعوض هذه الصيغة في المعادلة (2.2.4) فسنحصل على :

$$\nabla^2 u = -k^2 u \qquad (2.2.7a)$$

$$\frac{d^2 A}{dt^2} = -(ck)^2 A \qquad (2.2.7b)$$

حيث k ثابت . وتعبر الصيغة التالية عن الحل العام للمعادلة(2.2.7b) وهي :

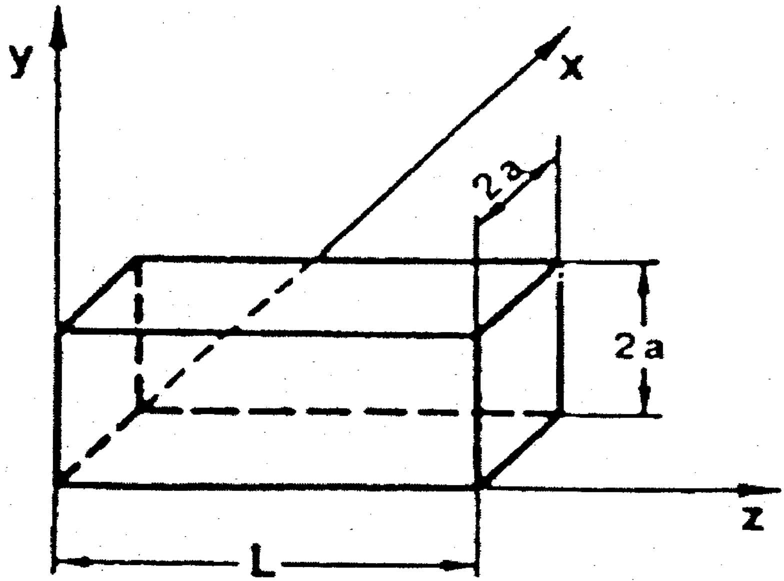
$$A = A_0 \sin(\omega t + \phi) \qquad (2.2.8)$$

ذلك أن A_0 و ϕ ثوابت اعتباطية وأن :

$$\omega = c_n k \qquad (2.2.9)$$

ووفقا لصيغة $\omega = ck$ المبينة في المعادلة (2.2.8) فإننا نتبـــين أن الحــل (2.2.6) يمكن أن تكتب :

$$E(x, y, z, t) = E_0 u(x, y, z) \exp j(\omega t + \phi) \qquad (2.2.9a)$$



الشكل 2.1

حجرة متوازية المستطيلات جدرانها مثالية التوصيل درجة حرارتها T

يمثل موجة كهرمغناطيسية مستقرة ضمن التجويف. ومن الواضح أن سعة التذبذب عند أي نقطة من التجويف ثابتة مع الزمن . إن حلا على غرار المعادلة(2.2.6) يدعى نمط الموجة الكهرمغناطيسية للتجويف .

والآن نعود إلى حل المعادلة $\nabla^2 u=-k^2 u$ التي تدعى بمعادلة هيلمهولتز على أن يتم تحقيق الشرط الحدي في المعادلة $E\times n=0$. ويمكن الإثبات بسهولة أن الصيغ :

$$u_x = e_x \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z$$
$$u_y = e_y \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z \qquad (2.2.10)$$
$$u_z = e_z \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z$$

تحقق المعادلة(2.2.7a) لأي من قيم (e_x و e_y و e_z) بشرط أن :

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \qquad (2.2.11)$$

وفضلا عن ذلك ، فإن الحل (2.2.10) يحقق الشرط الحـــــدي(2.2.5) عنـــد المستويات الثلاثة $x = 0$ و $y = 0$ و $z = 0$. ولو طبقنا الشرط الحدي عند الجدران الأخرى للتجويف فسينتج :

$$k_x = \frac{l\pi}{2a}$$

$$k_y = \frac{m\pi}{2a} \qquad (2.2.12)$$

$$k_z = \frac{n\pi}{L}$$

إذ إن l و m و n أعداد صحيحة موجبة اعتباطية ،كما أن المعنى الفيزيائي لهـذه الأعداد هي أنها تمثل عدد العقد التي يمتلكها النمط الموجـــي بالاتجاهـــات x و y و z على التوالي . وتتحدد قيم k_x و k_y و k_z بناء على القيم المأخوذة لـــــ l و m و n ووفق المعادلتين (2.2.9) و(2.2.11) يتحدد التردد الزاوي ω للنمط الموجي بالعلاقة :

$$\omega_{l,m,n}^2 = c_n^2 \left[\left(\frac{l\pi}{2a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 \right] \qquad (2.2.13)$$

قد أوضحنا بصورة ظاهرة أن تردد النمط الموجي يتوقف على المعـــاملات l و m و n . لا زال النمط الموجي غير محدد بصورة تامة ذلك لأنه ما تزال قيـــم e_x و e_y و e_z اعتباطية . إن معادلات ماكسويل تعطينا شرطا آخر يجب تحقيقه من قبل الحقـــل

الكهربائي ، وهو أن $(\nabla.u = 0)$. وبناء على ذلك نحصل باستخدام المعادلة (2.2.10) على :

$$e.\times k = 0 \qquad (2.2.14)$$

في هذه المعادلة قد أدخلنا المتجهين e و k اللذين لهما المركبات (e_x , e_y , e_z) و(k_x , k_y , k_z) بالاتجاهات (x,y,z) على التوالي . وعلى ذلك فإن المعادلة(2.2.14) توضح أنه من بين الكميات الثلاث (e_x , e_y , e_z) كميتان فقط مستقلتان . والحقيقة هي أنه متى حددنا (l , m , n) أي متى حددنا k . فإن المتجه e يتحدد بأنه يقع في المستوي العمودي على المتجه k . ففي هذا المستوي يكون هناك درجتا حرية فقط للمتجه e . وعلى هذا فإن هناك نمطين فقط للمتجه e ، وأن أي متجه آخر واقع في هذا المستوي يمكن التعبير عنه بتركيب خطي من المتجهين e و k .

دعنا الآن نحسب عدد الأنماط الموجية المختلفة N_ν ذات الترددات الرنانة من 0 إلى ν في داخل التجويف. إن هذا العدد يساوي أيضا عدد الأنماط التي يكون فيها متجه الموجة k الذي تنحصر قيمته بين 0 و$2\pi\nu/c$

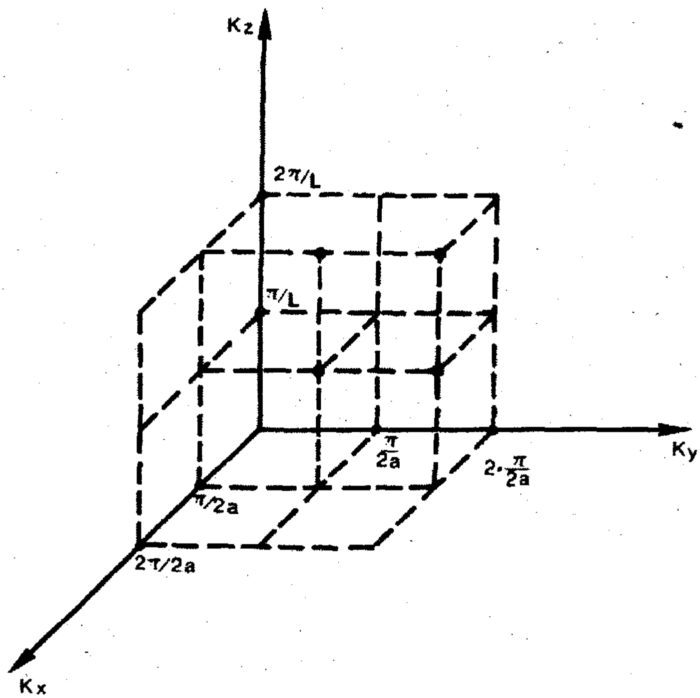
ومن المعادلة (2.2.12) والشكل (2.2) فإن k المسموحة تشكل متجهات تربط نقطة الأصل ونقاط العقد في النسق الثلاثي الأبعاد الذي إحداثياته(k_x , k_y , k_z). ومن البديهي أن هناك تكافؤا واحدا لواحد بين نقاط العقد هذه ، وبين المتجهات k المسموحة . لكن بما أن k_x و k_y و k_z هي كميات موجبة فعلينا فقط حساب تلك النقاط التي تقع في الثمن الموجب من نظام الإحداثيات المبين أعلاه . إن عدد تلك النقاط التي تعود لـ k محصورة بين 0 و $2\pi\nu/c$ يساوي 1/8 من النسبة بين حجم كرة نصف قطرها $2\pi\nu/c$ متمركزة عند نقطة الأصل وحجم الخلية الواحدة في النسق

ذي الأبعاد $(\frac{\pi}{2a},\frac{\pi}{2a},\frac{\pi}{L})$. وكما قلنا سابقا إن هناك نمطين مسموحين لكل قيمة من قيم k . ولذلك فإن :

$$N_{(\nu)} = 2\frac{(1/8)(4/3)\pi(2\pi\nu/c_n)^3}{(\pi/2a)(\pi/2a)(\pi/L)} = \frac{8\pi\nu^3}{3c_n^3}V \qquad (2.2.15)$$

حيث V الحجم الكلي للحجرة .إذا فرضنا أن p_ν عدد الأنماط في واحدة الحجم وفي واحدة المجال من التردد، فنحصل على :

$$p_\nu = \frac{1}{V}\frac{dN}{d\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c_n^3} \qquad (2.2.16)$$



شكل (2.2)

رسم توضيحي لكثافة الأنماط في الحجرة التجاويبة الممثلة في شكل 2.1 كل نقطة في الشبكة توافق لنمطي حجرة

2.2.2 صيغـــــة إشـــــعاعات رايلـــــي ــ جيـــتز وبلانـــك :
Rayleigh-Jeans and Planck Radiation Formula

بعد حساب المقدار p_ν نستطيع حساب كثافة الطاقة ρ_ν . نبدء بكتابة ρ_ν كناتج جداء عدد من الأنماط في واحدة الحجم وفي واحدة المجـــال الـــترددي و p_ν مضروبة بالطاقة الوسطى $\langle E \rangle$ المحتواة في كل نمط أي :

$$\rho_\nu = p_\nu \langle E \rangle \qquad (2.2.17)$$

لحساب $\langle E \rangle$ نفرض أن جدران الحجرة بقيت في درجة حرارة ثابتة T . وفقا لإحصاء بولتزمان ، فإن الاحتمالية dp لكي تأخذ الطاقة لنمط ما في هذه الحجـــرة قيمة بين E و $E + dE$ تعطى بالعلاقة $dp = C\exp[-(E/kT)]dE$ ، حيث C ثابتة تحدد قيمتها من شرط التوحيد التالي $\int_0^\infty C\exp[-(E/kT)]dE = 1$

وبالتالي فالقيمة الوسطى $\langle E \rangle$ للطاقة تعطى بالعلاقة :

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^\infty E\exp[-(E/kT)]dE}{\int_0^\infty \exp[-(E/kT)]dE} = kT \qquad (2.2.18)$$

و نحصل من المعادلتين (2.2.16) و(2.2.18) :

$$\rho_\nu = \left(\frac{8\pi\nu^2}{c_n^3}\right)kT \qquad (2.2.19)$$

وهذه العلاقة التي تدعى صيغة رايلي ــ جيتز وبلانك .مع أنها لا تتوافق مـــع النتائج التجريبية .في الواقع يبدو هذا واضحا مباشرة أن تكون المعادلة (2.2.19) غـــير صحيحة ، لأنها تقتضي كثافة طاقة كلية ρ_ν لانهائية انظر العلاقة (2.2.2) .ومـــهما مثلت العلاقة (2.2.19) تبقى النتيجة الحتمية للنظرية الكلاسيكية .

بقيت المسألة غير محلولة حتى أدخل بلانك فرضية التكميم في الضوء في بداية القرن العشرين.وفرضية بلانك الأساسية نصت أن الطاقة لنمط معين لا تأخذ قيما اعتباطية من 0 إلى ∞ .كما كانت مفروضة ضمنيا في المعادلة (2.2.18) ، لكن القيم المسموحة للطاقة هي مضاعفات لكمية صحيحة ،متناسبة مع تردد النمط

وبعبارة أخرى فرض بلانك أن طاقة النمط تكتب على الشكل التالي :

$$E = nh\nu \qquad (2.2.20)$$

حيث n عدد صحيح موجب و h ثابت دعيت مؤخرا ثابت بلانك. وبدون الدخول بالتفاصيل حول هذه الفرضية الأساسية . نلاحظ بشكل أساسي أنه يقتضي أن يتم تبادل الطاقة بين داخل الحجرة وجدرالها بشكل كمات طاقية منفصلة من مقادير $h\nu$.وهذه أصغر كمية يمكن أن تتبادل وتدعى كوانتا ضوئية أو فوتون وطبقا لهذه الفرضية ، تعطى الطاقة الوسطى للنمط بالمعادلة التالية :

$$< E >= \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu \exp[-(nh\nu / kT)]}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp[-(nh\nu / kT)]} = \frac{h\nu}{\exp(h\nu / kT) - 1} \qquad (2.2.21)$$

إن هذه ا لعلاقة تختلف بصورة واضحة عن الصيغة الكلاسيكية المعبر عنها في المعادلة(2.2.18) إلا أنه عندما $h\nu \to 0$ فإن المعادلة (2.2.21) تنطبق مع المعادلة (2.2.18) . ومن المعادلتين (2.2.16) و (2.2.17) نحصل على معادلة بلانك :

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c_n^3} \frac{h\nu}{\exp(h\nu / kT) - 1} \qquad (2.2.22)$$

هذه المعادلة تتفق بصورة تامـــة مـــع النتـــائج العمليـــة.بشـــرط أن نختـــار $h \approx 6.62\times10^{-34}\,Js$. يوضح الشكل (2.3) سلوك ρ_ν كتابع للتردد لقيمتين مـــن درجات الحرارة T . وأخيرا نلاحظ أن النسبة :

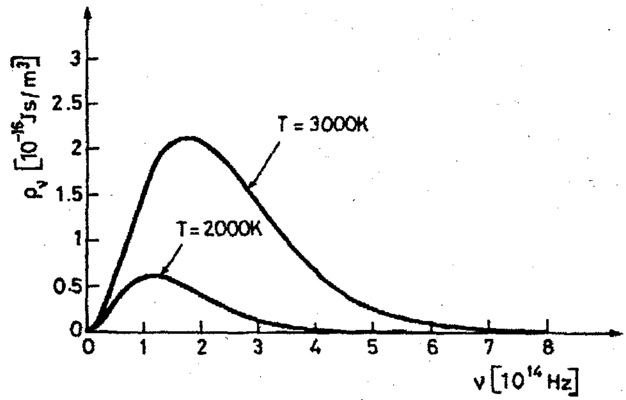
$$< \phi >= \frac{< E >}{h\nu} = \frac{1}{\exp(h\nu / kT) - 1} \qquad (2.2.23)$$

التي تعطي القيمة الوسطى لعدد الفوتونات $\langle\phi\rangle$ لكل نمط .إذا اعتبرنا الـــتردد ν في المجال الضوئي $(\nu \approx 4\times10^{14}\,Hz)$، نحصـــل علـــى $h\nu = 1eV$. مـــن أجـــل $T \cong 300K$ فيكون لدينا $kT \cong (1/40)eV$

لذلك نحصل من المعادلة (2.2.23) ، $\langle\phi\rangle \cong \exp(-40)$ وهذه القيمة الوســطى لعدد الفوتونات في النمط ،أما القيمة لإشعاع الجسم الأسود في درجة حرارة الغرفـة ، أقل بكثير من الواحدة .وهذه القيمة يجب أن تقارن مع عدد الفوتونات ϕ_0 التي يمكـن الحصول عليها في حجرة الليزر من أجل نمط ليزري وحيد.

2.2.3 فرضية بلانك وتكميم الحقـــل Planck's Hypothesis and Field Quantization

أخذت فرضية بلانك الأساسية المعطاة بالمعادلة (2.2.20) بشيء مـــن الحـــذر وليس الارتياب بعد اقتراحها.و حتى البعـــض اعتبرهـــا حيلـــة رياضيـــة لتحويـــل التكامل(2.2.18) إلى جمع (2.2.21) للحصول ،بالحظ ، على نتيجـــة تتوافـــق مـــع التجارب .ومع ذلك فإن نظرية المفعول الكـــهرضوئي لأينشـــتاين (1904) ، الـــتي استندت بشكل رئيسي على فرضية بلانك ، أعطت مباشرة دعما وبديهية لفرضيـــة بلانك أنها في الواقع صحيحة .



الشكل 2.3

المنحني البياني للتابع $\rho_\nu(\nu,T)$ كتابع للتردد من اجل قيمتين لدرجة الحرارة T

وبعد ذلك انقضت عدة سنوات ،قبل أن تأخذ هذه النظرية الإدراك التبريري الكامل بواسطة نظرية ديراك في الحقل الكوانتي (1927) .مع أن الوصف المفصل للحقل المكمم يتعدى منظار هذا الكتاب لكنه من المفيد أن نكرس قسما صغيرا لتوضيح كيفية بروز الحقول المكممة .وهذا يساعد على فهم أعمق لبعض الأبحاث التي سنتطرق إليها لاحقا في هذا الكتاب .

لنعتبر نمطا لموجة كهرمغناطيسية للحجرة .أي ، تتميز بنموذج شكل موجة مستقرة معين ، وليكن ν تردد تجاوبها . إذا كانت $E_x(r,t)$ و $H_y(r,t)$ المركبات الآنية للحقل الكهربائي والمغناطيسي ، على التوالي ،فإن كثافة الطاقة ρ تعطى بالعلاقة (2.2.1) وطاقتها تساوي :

$$E = \int \rho dV \qquad (2.2.24)$$

حيث V هو حجم الحجرة .ولكي نفهم مبادىء نظرية الحقل المكمم ، يجب أن نميز أنه في حالة مشابهة للجزيء ، إن الكميتين الزوج $E_x(r,t)$ و $H_y(r,t)$

لايمكن معرفة قياسهما بآن واحد وبأية دقة .هذا يعني أنه توجد صيغة لهايزنـــــبرغ في عدم التعيين تربط بين $E_x(r,t)$ و $H_y(r,t)$ مشابهة لتلك الموجودة بين الموضـــع q_x والدفع p_x للجسيم المتحرك في الاتجاه x .لاحظ أن علاقة عدم التعيين لهيزنبرغ بـــين q_x و p_x يمكن أن تعطي نقطة البداية للنظرية الكمومية للجسيم .تبين في الواقـــع أن النظرية الكلاسيكية في الميكانيك ، التي تعتمد بشكل رئيسي على المتحولين القـلنونيين p_x و q_x ، لم تعد صالحة .وبنفس الطريقة فعلاقات عدم التعيـــين بـــين $H_y(r,t)$ و $E_x(r,t)$ يمكن أن تعطي نقطة البداية للنظرية الكمومية للإشعا ع .بمعنى أن تلك تبـين أن معادلات ماكسويل هي الأخرى لم تعد صالحة ، مثلا ،المعادلة (2.2.4) .

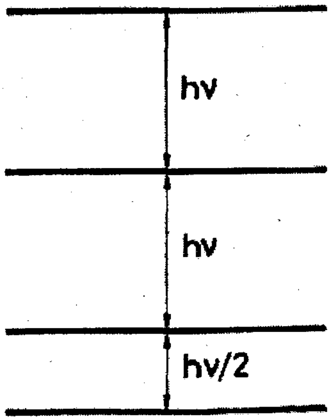
والتشابه بين النظرية الكمومية للجسيمات والنظرية الكمومية للإشعا ع يمكـــن أن يمتد أبعد بأن نعتبر أن جسيما تعطي حدوده نقطة بواسطة قوة مرونة .هذه هـــي حالة الهزاز التوافقي ، وهو واحد من الأمثلة للجسيمات الحدية للنظريـــة الكمومية .الهزاز التوافقي الذي يهتز مثلا على طول المحور x ،هو هزاز ميكانيكي تعطى طاقته الكلية بالعلاقة :

$$E = \left(\frac{kp_x^2}{2}\right) + \left(\frac{q_x^2}{2m}\right) \qquad (2.2.25)$$

حيث أن k ثابت المرونة و m كتلة الجسيم . يعطي هذا الهـــزاز تشـــبهات كثيرة مع نمط الحجرة .كلاهما في الوقع هزاز من حيث تميز هما بـــتردد تجـــاوب .في الهزاز الميكانيكي ، تجري الإهتزازت بسبب الطاقة الكامنة ، الممثلة بالمعادلـــة $kp_x^2/2$ ،والتي تتحول بشكل دوري إلى طاقة حركية ممثلة بالمعادلة $q_x^2/2m$. في هزاز موجة كهرمغناطيسية ممثلا بنمط اهتزاز حجـــرة ، فالطاقـــة الكهربائيـــة تمثـــل بالمعادلـــة $\int(\varepsilon < E_x^2 > /2)dV$ تتحول بشكل دوري إلى طاقة مغناطيسية تمثـــل بالمعادلـــة $\int(\mu < H_y^2 > /2)dV$.وهي تستند على تشابه تام لذلك يمكن أن يكون لها نفـس

القوانين الكمية. وطريقة التكميم الملائمة تقود إلى النتيجة الأساسية ذلك أن الطاقـــة لنمط الحجرة تكمم بنفس طريقة تكميم الهزاز التوافقـــي . وتعطـــى قيمـــا ذاتيـــة eigenvalues لطاقة النمط بالعلاقة التالية :

$$E = \left(\frac{1}{2}\right)h\nu + nh\nu \qquad (2.2.26)$$



شكل 2.4

سويات الطاقة لأنماط اهتزاز الحجرة

حيث n قيمة صحيحة .والعبارة الأولى هي طاقة نقطة الصفر ، لها مبدأ مشابه للذي للهزاز التوافقي .في الواقع لاتكون الحالة الأخيرة مساوية للصفر بـــل ترتفـــع، باعتبار انه وفقا للمعادلة (2.2.25) حيث تقتضي أن يكون كلا من p_x و q_x مساويا للصفر والذي يخالف مبدأ عدم التعيين .ولنفس السبب لايمكن أن تكون طاقـة نمط الحجرة مساوية للصفر لأن المعادلة (2.2.1) تقتضي أن يكون كل مـــن $E_x(r,t)$ و $H_y(r,t)$ صفر . وهذا يمكن برهنته أنه غير ممكن .لذلك تتنبأ نظرية تكميم الحقـــل

أن سويات الطاقة لنمط الحجرة المعطى والذي تردده ν تعطى بالعلاقة (2.2.26) وأن نتيجة تنطبق مع فرضية بلانك (2.2.20) باستثناء عبارة طاقة نقطة الصفر وهذا ينتج من أن تكميم الحقل الذي جاء إطاره الأساسي من فرضية بلانك يعطيها تبريرا آخر أكثر صحة . لانحتاج للقول إن معادلات ماكسويل(أنظر الفقرة 2.2.1) إنها لا تفرض أية شروط كثافة الطاقة الكلية لنمط الحجرة .لذلك ووفقا لهذه المعادلات يمكن لطاقة نمط الحجرة أن تأخذ أية قيمة بين 0 و ∞، بشكل مستمر .

وتعليقا شاملا على هذا القسم .نلاحظ أنه طبقا للعلاقة (2.2.26) ، تشبه سويات الطاقة لنمط اهتزاز الحجرة تلك التي للهزاز التوافقي ، كما يبينها الشكل (2.4) في الأسفل ، سوية طاقة نقطة الصفر، يختلف كل من E_x^2 و H_y^2 عن الصفر وتعود وكأنها تقلبات لنقطة صفر الحقل الكهربائي والحقل المغناطيسي على التوالي لاحظ أيضا أن قيمة طاقة نقطة الصفر هي $(h\nu/2)$ وبشكل حقيقي ليس لها معنى فيزيائي .إذا كنا عرفنا بدلا من المعادلة (2.2.24) طاقة النمط بالمعادلة التالية :

$$E=\left(\int \rho dV\right)-\left(\frac{h\nu}{2}\right) \qquad (2.2.27)$$

لكنا حصلنا على القيمة صفر من أجل أخفض سوية للطاقة .ومع ذلك تبقى هذه السوية تتضمن تقلبات حقل نقطة الصفر لكل من $\langle E_x^2\rangle$ و $\langle H_y^2\rangle$ ، في نفس السوية التي كانت قبل .لذلك فإن هذه التقلبات هي المقادير الفعلية التي تميز حالة طاقة نقطة الصفر .

2.3 ـ الإصدار التلقائي Spontaneous emission

كمحاولة أولى لوصف الإصدار التلقائي ، سنتبع الطريقة نصف الكلاسيكية حيث تعامل الذرات وفق مبادىء التكميم أي طبقا لقوانين الميكانيك الكمومي بينما

تعالج الحقول بطريقة كلاسيكية أي باستخدام معادلات ماكسويل .وكما سنرى تهدف هذه المحاولة وصف ظاهرة الإصدار التلقائي بشكل صحيح أي تتوافق مع التجربة ، تبين هذه المقاربة السلوكية البناءة .تقارن النتائج المحصول عليها مع الصحيحة أي مع تلك التي يتنبأ بها من النظرية الكمومية الكاملة ، حيث أن كلا من الذرات والحقول مكممة بشكل كامل .الأولى بواسطة الميكانيك الكمومي والأخيرة بواسطة النظرية الكمومية للحقول .لذلك لوصف ظاهرة الإصدار التلقائي بشكل صحيح فإن تجربة يومية لظواهر مألوفة الضوء الصادر من الشمس وضوء المصابيح كلها إصدار تلقائي ،يجب علينا إدخال مفاهيم مطورة من النظرية الكمومية .

2.3.1 المقاربة نصف الكلاسيكية Semiclasical Approach

نفرض أن لدينا ذرة قد تلقت كمية من الطاقة E_2 في البداية وقد انتقلت إلى السوية 2 ، تنحل بالإصدار التلقائي إلى السوية 1 مصدرة كمية من الطاقة E_1 (شكل (1.1a) . وبافتراض أن السويتين لا انطباقيتين Nondegenerate ، وأن

$$\psi_1(r,t) = u_1(r)\exp[-j(E_1/\hbar)t] \qquad (2.3.28a)$$

و

$$\psi_2(r,t) = u_2(r)\exp[-j(E_2/\hbar)t] \qquad (2.3.28b)$$

المعادلتين توافقان تابعين موجيين ، حيث $u_{1,2}(r)$ توابع ذاتية eigenfunction للحالتين المستقرتين ، r إحداثيات الإلكترون المنتقل ، والمبدأ مأخوذ بالنسبة للنواة و $\hbar = h/2\pi$. عندما تحقق الذرة الانتقال $2 \to 1$ بالإصدار التلقائي ، يمكن أن نعبر عن تابعها الموجي بتركيب خطي من التوابع الموجية للحالتين :

$$\psi = a_1(t)\psi_1 + a_2(t)\psi_2 \qquad (2.3.29)$$

ذلك أنه بصورة عامة a_1 و a_2 تابعين عقديين يعتمدان على الزمن . أنـــه مـــن النتائج المعروفة في مكانيك الكم أن مربع القيمة المطلقة للمعاملين : $|a_1|^2$ و $|a_2|^2$ يمثلان على التوالي ، الاحتمالية عند اللحظة t بأن توجد الذرة في الحالة 1 و 2 وهاتان الكميتان تحققان العلاقة الآتية :

$$|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1 \qquad (2.3.30)$$

ولكي نفهم كيف يبدأ الإصدار التلقـــائي، نحســـب عـــزم ثنـــائي القطـــب الكهربائي μ للذرة . لدينا وفق الميكانيك الكمومي :

$$\mu = -\int e|\psi|^2 r dV \qquad (2.3.31)$$

حيث e هي شحنة الإلكترون ويمدد التكامل على كامل حجم الذرة . تفـــهم صيغة العلاقة(2.3.31) عند ملاحظة أن $e|\psi|^2 dV$ هي الشحنة العنصرية المتوقعـــة في الحجم dV في الموضع r وهذه الشحنة تنتـــج عـــزم ثنـــائي قطـــب عنصـــري $d\mu = -(e|\psi|^2 dV)r$. وتعويض المعادلة (2.3.29) في المعادلة (2.3.31) وبالاستعانة في المعادلة (2.3.27) يعطي

$$\mu = \int er|a_1|^2|u_1|^2 dV + \int er|a_2|^2|u_2|^2 dV$$

$$+ \int er[a_1 a_2^* u_1 u_2^* \exp j(\omega_0 t) + a_1^* a_2 u_1^* u_2 \exp - j(\omega_0 t)]dV \qquad (2.3.32)$$

حيث إن * يرمز للمرافق العقدي للمقدار و $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$. تبـــين المعادلة (2.3.32) أن μ له عبارة μ_{osc} مهتزة بتردد ω_0 ، ويمكن أن يكتب

$$\mu_{osc} = \mathrm{Re}[2 a_1 a_2^* \mu_{21} \exp j(\omega_0 t)] \qquad (2.3.33)$$

حيث Re يعبر عن الجزء الحقيقي وقد عرفنا عزم ثنائي القطب المســـتقل عـــن الزمن μ_{21} الذي يعطى بالمعادلة

$$\mu_{21} = \int u_2^* e r u_1 dV \qquad (2.3.34)$$

يشكل الشعاع μ_{21} عنصر مصفوفة لمؤثر عزم ثنائي القطب الكهربائي للـذرة تبين المعادلة (2.3.33) أنه خلال الانتقال $2 \to 1$ تكتسب الذرة عزما ثنائيا μ_{osc} يهتز بتردد ω_0 وسعته تتناسب مع الشعاع μ_{21} المعطى بالمعادلة (2.3.34) . نعلـم مـن الإلكتروديناميك التقليدي أن عزم ثنائي القطب المهتز يشع طاقة إلى الوسط المحيـط ووفقا للقواعد المتبعة في الدراسات شبه التقليدية، فإن عملية الإصدار التلقائي يمكـن أن تكون من هذه الطاقة المشعة . ولنكن أكثر دقة ونوعية نكتب عزم ثنائي القطـب المهتز بالمعادلة التالية $\mu = \mu_0 \cos(\omega_0 t + \phi) = \mathrm{Re}[\mu_0' \exp(j\omega_0 t)]$ ، حيـث إن μ_0 هو الشعاع الحقيقي الذي يصف سعة عزم ثنائي القطب ، و Re تعبر عـن القسـم الحقيقي ، و μ_0' الشعاع العقدي ويعطى بالمعادلة $\mu_0' = \mu_0 \exp(j\phi)$. وطبقـا للإلكتروديناميك التقليدي ، عزم ثنائي القطب المهتز يشع إلى الوسط المحيط طاقـة P_r تعطى بالمعادلة التالية:

$$P_r = \frac{n\mu^2\omega_0^4}{12\pi\varepsilon_0 c^3} \qquad (2.3.35)$$

حيث أن $\mu = |\mu_0| = |\mu_0'|$ هو سعة عزم ثنائي القطب الكهربائي ، n قرينـة انكسار الوسط المحيط بثنائي القطب ، و c هي سرعة الضوء في الخلاء . في حالتنـا هذه نستخدم أيضا المعادلة (2.3.35) التي تنبئنا أن μ يؤخذ ليكون $\mu = 2|a_1 a_2^* \mu_{21}|$ أي أنها قيمة الشعاع العقدي $2a_1 a_2^* \mu_{21}$. لذلك نرى أن الطاقة المشـعة يمكـن أن تكتب كالأتي :

$$P_r = P_r' |a_1|^2 |a_2|^2 \qquad (2.3.36)$$

حيث P_r' كمية مستقلة عن الزمن وتعطى بالعلاقة:

$$P_r' = \frac{16\pi^3 n|\mu|^2 \nu_0^4}{3\varepsilon_0 c^3} \qquad (2.3.37)$$

وحيث إن $|\mu| = |\mu_{21}|$ هي طويلة الشعاع العقدي μ_{21} . لحساب معدل انحلال الذرة نستخدم ميزان مناقشة الطاقة لذلك نكتب

$$\frac{dE}{dt} = -P_r \qquad (2.3.38)$$

حيث أن طاقة الذرة تعطى بالعلاقة :

$$E = |a_1|^2 E_1 + |a_2|^2 E_2 \qquad (2.3.39)$$

ويمكننا بالاستعانة بالمعادلتين (2.3.30) ، (2.3.38) أن نحولها إلى :

$$E = E_1 + h\nu_0 |a_2|^2 \qquad (2.3.40)$$

حيث إن $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$ هو تردد الانتقال وباستخدام المعادلات (2.3.36) ، (2.3.37) و(2.3.40) يمكننا كتابة المعادلة (2.3.38) بالشكل التالي :

$$\frac{d|a_2|^2}{dt} = -\frac{1}{\tau_{sp}}|a_1|^2|a_2|^2 = -\frac{1}{\tau_{sp}}(1-|a_2|^2)|a_2|^2 \qquad (2.3.41)$$

وقد عرفنا الزمن المميز للإصدار $\tau_{SP} = h\nu_0 / P_r'$

$$\tau_{SP} = \frac{3h\varepsilon_0 c_0^3}{16\pi^3 \nu_0^3 n|\mu|^2} \qquad (2.3.42)$$

والذي يعرف بعمر الإصدار التلقائي (أو العمر الإشعاعي) للمستوي 2 . إن حل المعادلة (2.3.41) هو :

$$|a_2|^2 = \frac{1}{2}\left[1 - \tanh\left(\frac{t - t_0}{2\tau_{SP}}\right)\right] \qquad (2.3.43)$$

حيث t_0 تحدد من الشروط البدائية أي بواسطة القيمة $|a_2(0)|^2$. في الواقع نحصل من المعادلة (2.3.43)

$$|a_2|^2 = \frac{1}{2}\left[1 - \tanh\left(\frac{-t_0}{2\tau_{SP}}\right)\right] \qquad (2.3.44)$$

إذ إن t_0 تتحدد من الحالة الابتدائية أي من قيمة $|a_2(0)|^2$ شريطة أن تكون أصغر من الواحد . وكمثال على ذلك الشكل (2.5) يوضح سلوك $|a_2(t)|^2$ في حالة $|a_2(0)|^2 = 0.96$. لاحظ أنه باختيار قيم مختلفة من $|a_2(t)|^2$،إنه يمكن تغيير قيم t_0 في المعادلة (2.3.43)، أي ، بتغيير مبدأ محور الزمن فقط. وبافتراض أنه في لحظة $|a_2(t)|^2 = 0.8$، نحصل على منحني التابع $|a_2(t)|^2$ ببساطة وذلك بإزاحة منحني الشكل (2.5) أفقيا إلى اليسار حتى يقطع المحور العمودي $t = 0$ عند القيمة 0.8 وهذا يبين فائدة التعبير عن انحلال $|a_2(t)|^2$ في صيغة المعادلة(2.3.43). وعندما نحسب $|a_2(t)|^2$، فالطاقة المشعة P_r ، وفقا للمعادلات(2.3.38) (2.3.40) نحصل على صيغة لها مثل $P_r = -h\nu_0 d|a_é|^2 / dt$.والشكل نفسه يوضح كذلك تغير قدرة الإشعاع المعيارية P_r مع الزمن وتظهر الكمية $y = \tau_{SP} P_r / h\nu_0$ في الشكل، من المفيد في التحليلات الآتية أن نلاحظ أنه يمكننا في حالة أن المقدار $|a_2(0)|^2 \langle\langle 1$ تقريب تغيره مع الزمن بالعلاقة :

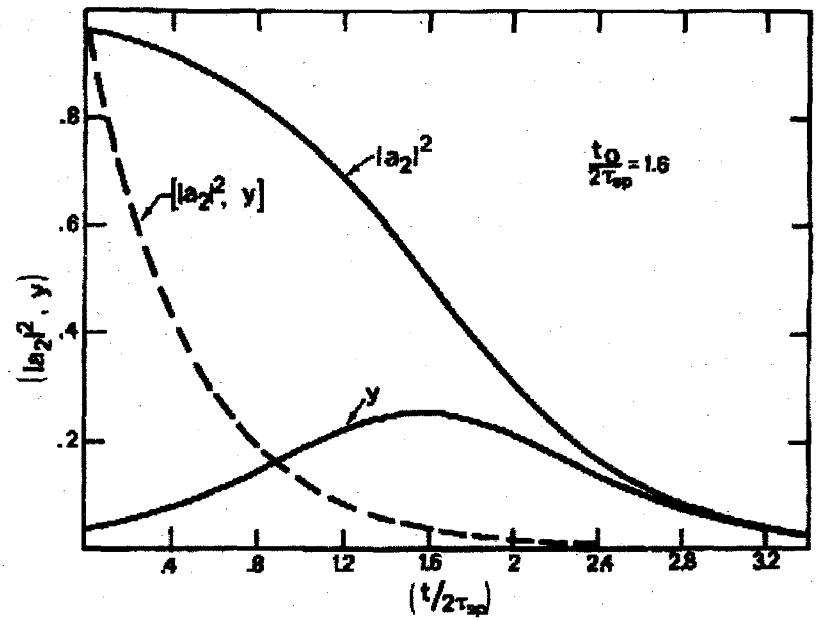
$$|a_2(t)|^2 = |a_2(0)|^2 \exp[-(t/\tau_{sp})] \qquad (2.3.45)$$

والحقيقة هي أن في هذه الحالة تعوض قيمة $|a_1|^2 \approx 1$ في المعادلة (2.3.41) فنحصل على المعادلة(2.3.45) .

وهناك حالة خاصة مهمة هي أنه عندما تكون $|a_2(0)|^2 = 1$. في هذه الحالة ومن المعادلة (2.3.44) تصبح قيمة $t_0 = \infty$ وهذا يعني وفق النظرية نصف الكلاسيكية

فإن الذرة لا تنحل . والحقيقة هي أنه عندما تكون $|a_2(0)|^2 = 1$ فــإن $|a_1(0)|^2 = 0$ ومن ثم نجد من المعادلة (2.3.41) أن $d|a_2|^2 / dt = 0$.

وثمة طريقة أخرى لفهم المسألة هي أنه نلاحظ أنه عندما تكون $|a_1(0)|^2 = 0$ فإن μ_{Osc} المعطى بالمعادلة (2.3.33) يتلاشى .وبما أن الذرة لا تمتلك عزم ثنائي قطـب مهتز لذلك فإنها تبقى في حالة متوازنة من غير أن تشع موجات للخارج.



شكل 2.5

تغيير كل من احتمال وجود الجسيم في الحالة العليا $|a_2|^2$ والقدرة المعيارية للإشعاع $y = \tau_{SP} P_r / h\nu_0$ الخطوط المستمرة : نتائج نصف تقليدية . الخط المنقط نتيجة كوانتية

ونود الآن أن نتبين مدى ثبات واستمرار هذا التوازن ولهذا الهدف نولـــد اضطرابــا للذرة بحيث تكون $|a_2| \neq 1$ عند اللحظة $t = 0$. وهذا يعني من الناحية الفيزيائيـــة أن نتيجة الاضطراب سيكون هناك احتمالية محددة $|a_1|^2$ لتواجد الذرة في المســـتوي 1 وتشير المعادلة (2.3.33) إلى تولد عزم ثنــائي القطـــب هــذا ســيصدر موجــات كهرمغناطيسية ترددها w0 للوسط المحيط وبذلك فإن الذرة ستنحل للمســـتوي 1 . وهذا يؤدي إلى تناقص $|a_2|^2$ كما واضح أيضا من المعادلة (2.3.41) وعليه نجــد أن الذرة في حالة توازن غير مستقر.

إن من المفيد قبل الاستمرار في التحليلات أن نلخص النتائج المهمــة الــتي تم الحصول عليها على أساس النظرية نصف الكلاسيكية : (أ) إن تغير $|a_2|^2$ مع الزمــن يتبع بصورة عامة تابع ظل قطع زائد كما في المعادلة (2.3.43). ولكـــن في حالــة التهيجات الضعيفة أي عندما تكون $|a_2(0)|^2 \ll 1$ فإن هذا التغير يتبع تقريبا القـــانون الأسي وذلك بحسب المعادلة(2.3.45) . (ب) عندما تكـــون الــذرة في البدايــة في المستوي الأعلى أي عندما تكون $|a_2(0)|^2 = 1$ فإن الذرة تكون في حالة توازن غـــير مستقر وأنها لا تصدر إشعاعا .

2.3.2 المعالجة الكهرمغناطيسية الكموميـــة QuantumElectrodynamic Approaeh :

ومع أن النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية تقع خارج نطاق الكتاب الحـالي إلا أنه من المفيد أن نلخص النتائج التي تم الحصول عليها من هذه النظرية ونوازنها بنتـــائج النظرية نصف الكلاسيكية ، ويمكن تلخيص أهم نتـــائج النظريـــة الكهرمغناطيســية الكمومية على النحو الآتي . (أ) عكس ما عليه الحـــال بالنســـبة للنظريـــة نصـــف الكلاسيكية ، فإن تغير $|a_2|^2$ في النظرية الكهرمغناطيسية الكموميـــة يمكـــن دائمـــا

وبدرجة جيدة من التقريب بتابع أسي (تقريب فكنر ـ فسكوف Wigner - Weisskopf approximation) هذا يعني أن المعادلة(2.3.45) دائما صحيحة ومن دون الإشارة إلى قيمة $|a_2(0)|^2$. (ب) إن العمر الإشعاعي للذرة بحسب النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية يتحدد أيضا بحسب المعادلة (2.3.42) إن الملاحظات المبينة في أعلاه تؤدي إلى أن ذرة في مستوي علوي تكون في حالة توازن مستقر . فنلاحظ أن النظريتين نصف الكلاسيكية والكهرمغناطيسية الكمومية تؤديان إلى استنتاجات مختلفة تماما لظاهرة الإصدار التلقائي لاحظ شكل (2.5) وعلى أساس النتائج التجريبية المتوفرة نقصد هنا القياسات الدقيقة لما يدعى انحراف لامب وهي ظاهرة تحدث أثناء الإصدار التلقائي حيث أن مركز تردد الضوء الصادر لا يكون عند ω_0 تردد الانتقال بل يختلف عنه قليلا. يمكننا القول إن نتائج النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية هي الصحيحة. فمن المعادلة (2.3.42) يمكن أن نكتب معدل الإصدار التلقائي $A = 1/\tau_{SP}$ بالمعادلة التالية :

$$A = \frac{16\pi^3 \nu_0^3 n |\mu|^2}{3h\varepsilon_0 c^3} \qquad (2.3.46)$$

ومن حيث المبدأ يجب إعادة تحليلات الإصدار المتحرض والامتصاص في البند السابق وفق نظرية الكهرمغناطيسية الكمومية . إلا أن من حسن الحظ أن النظريتين نصف الكلاسيكية والكهرمغناطيسية الكمومية تؤديان إلى نفس النتيجة في هذا الخصوص ولذا تبقى نتائج البند السابق صحيحة .

يستحق السبب الفيزيائي الذي يؤدي إلى اختفاء التوازن غير المستقر في النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية بعض التحليل . في النظرية نصف الكلاسيكية تكون الذرة في مستوي علوي في حالة توازن غير مستقر ولذا فإن اضطرابا صغيرا جدا سيكون كافيا لنقل الذرة من هذا المستوي . وللوهلة الأولى يمكن أن نكون ميالين للقول إن

هناك دائما إشعاعا تائها في الوسط المحيط للذرة من شأنه إزاحة الـــذرة مـــن حالـــة التوازن ولكي نكون أكثر تحديدا دعنا نفترض أن المادة موضوعة في تجويف الجســـم الأسود الجدران عند درجة حرارة T . وعليه قد نتصور أن اضطراب التـــوازن (أي حدوث الإصدار التلقائي) يحدث نتيجة إشعاع الجسم الأسود في التجويف . إن هـــذا الاستنتاج هو غير صحيح لأن الإشعاع الناتج بهذه الطريقة يكون بســـبب ظـــاهرة الإصدار المتحرض أي أنه متحرض بإشعاع الجسم الأسود . إن عنصر الاضطــــراب المطلوب للإشعاع المتحرض يأتي من النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية الـــتي تعـــالج الحقول الكهرمغناطيسية في داخل التجويف على أساس النظرية الكمومية وليس علـــى أساس النظرية الكلاسيكية (معادلات ماكسويل) .

ومرة أخرى نقتصر المناقشة على نتيجة مهمة ، مشيرين إلى المراجع للتفصيـــل دعنا ندرس نمطا موجيا في داخل التجويف تردده ω . ولو درسنا الموجة من ناحيـــة كلاسيكية فمن الممكن أن تأخذ قيمة الحقل الكهربائيE والحقل المغناطيسي H قيمـــة الصفر (وهذا يحدث عند درجة الحرارة $T = 0$) . وتدعـــى غايـــات هـــذه القيـــم ترجحات حقل نقطة الصفر . ويمكن عد هذه الترجحات بمثابة اضطراب يلغي عـــدم استقرار التوازن الذي تتنبأ به النظرية نصف الكلاسيكية . ومقابل ذلـــك يمكننـــا أن نتصور أن الإصدار التلقائي ناشئ من ترجحات حقل نقطة الصفر المذكورة في أعلاه.

2.3.3 الانتقالات المسموحة والممنوعـــة Allowed and Forbidden Transitions :

تبين المعادلة (2.3.46) أنه لكي تكون $A \neq 0$ ، يجب أن يكـــون $|\mu| \neq 0$. في هذه الحالة يتم الإصدار التلقائي من الطاقة المشعة من ثنائي القطـــب الكـــهربائي في الذرة، لذلك يقال إن الانتقال لثنائي القطب الكـــهربائي مســـموح . أمـــا عندمـــا

$|\mu|=0$، فلدينا $A=0$ والانتقال لثنائي القطب الكهربائي ممنوع . في هذه الحالة الانتقال يمكن أن يتم عبر عمليات أخرى لإشعاعات متعددات أقطاب ،مثال، عبر اهتزازات عزم ثنائي القطب المغناطيسي في الذرة magnetic dipole transition . وهذه عادة هي عملية أضعف بكثير .

لنعتبر الآن الوضع عندما يكون انتقال ثنائي القطب الكهربائي ممنوع ، أي من أجل $|\mu|=0$. طالما $|\mu|=|\mu_{21}|$ تبين المعادلة (2.3.34) ، أنه يتم هذا عندما تكون التوابع الذاتية u_1 و u_2 إما كلاهما متناظرين أو كلاهما غير متناظرين . في الحقيقة في هذه الحالة ، المساهمتين من المكاملة للمعادلة (2.3.34) في النقطتين r و r− ، تكون متساوية ومتعاكسة . لذلك من المهم أن نعرف متى تكون توابع الموجة $u(r)$ متناظرة أو لا متناظرة .وهذا يتم عندما يكون الهاميلتوني $H_0(r)$ للجملة تابع زوجي ولا يتغير عند استبدال r ب -r أي:

$$H_0(-r)=H_0(r) \qquad (2.3.47)$$

في هذه الحالة ، وفي الواقع ،يكون لدينا من أجل أي تابع ذاتي $u_n(r)$:

$$H_0(r)u_n(r)=E_n u_n(r) \qquad (2.3.48)$$

ونحصل من المعادلة(2.3.48) باستبدال r ب -r واستعمال المعادلة (2.3.47):

$$H_0(r)u_n(-r)=E_n u_n(-r) \qquad (2.3.49)$$

تبين المعادلتين (2.3.48) و(2.3.49) أن $u_n(r)$ و $u_n(-r)$ كلاهما توابع ذاتية للهاميلتوني H_0 ولهما نفس القيم الذاتية E_n .ويوجد بالتعريف ، للسويات غير القابلة للانطباق تابع واحد لكل قيمة ذاتية باستثناء الاختيار العشوائي للإشارة .

لذلك :

$$u_n(-r) = \pm u_n(r) \qquad (2.3.50)$$

لذلك ،إذا كان $H_0(r)$ متناظر ، فتوابع القيم الذاتية يجب أن تكـــون إمـــا متناظرة أو لا متناظرة . يقال في هذه الحالة عادة أن توابع ذاتية يجـــب أن تكـــون زوجيتها معرفة .

يبقى أن نرى الآن متى يحقق الهاميلتوني المعادلة (2.3.47) ، أي متى يكـــون لا متغيرا عند العكس للإشارة . وبشكل واضح فإن هذا يحدث عندما يكـــون للجملـــة مركز تناظر. عندما تكون الذرة معزولة فهذه حالة أخرى هامة.في هذه الحالـــة فـــإن الطاقة الكامنة للإلكترون ذو الرقم k من الذرة تعطى بمجموع الطاقة الكامنة وفقـــا للنواة التي هي متناظرة وهذا ينطبق على كل الإلكترونات الأخـــرى .ومـــن أجـــل الإلكترون i فإن هذه الطاقة تتوقف على $|r_i - r_k|$، أي على قيمة المسافة بين هذيـــن الإلكترونين . لذلك فإن هذه العبارة لا متغيرة أيضا عند عكس الإشارة . إن حالـــة أخرى هامة حيث لاتكون المعادلة (2.3.47) صالحة تحدث عندما توضـــع في حقـــل كهربائي خارجي (مثال الحقل الكهربائي البلوري) الذي ليس لـــه مركـــز عكـــس للإشارة في هذه الحالة لا تملك توابع الموجة زوجية معرفة .

نلخص ، قلنا إن انتقالات ثنائي القطب الكهربائي تحدث فقط بين حـــالات زوجيتها متعاكسة وزوجية الحالات معرفة بشكل جيد إذا كان الهاميلتوني لا متغـــيرا عند عكس الإشارة .

مثال 2.1 :

قدر τ_{sp} و A لانتقالات ثنائي القطب المسموحة والممنوعة . من اجل انتقـــال ثنائي قطب مسموح على التردد الموافق لمنتصف مجال الترددات المرئية ، تقدير لمرتبـــة قيمة A المحصول عليها من المعادلة بتعويض القيم $\lambda = c/ = 500nm$ و $|\mu| \approx ea$

حيث a نصف قطر الذرة $(a \cong 0.1nm)$. فنحصل بذلك علـــى $A \cong 10^8 s^{-1}$ أي $(\tau_{sp} \cong 10ns)$. ومن اجل انتقال ثنائي قطب مغناطيسي A فقيمته أصغـــر تقريبـــا بمقدار 10^5 مرات ، ولذلك $\tau_{sp} \cong 1ms$. لاحظ :

أنه وفقا للمعادلة (2.3.46) ، A تزداد مع مكعب التردد ، لهذا تزداد أهميـــة الإصدار التلقائي بسرعة مع التردد .في الواقع غالبا ما يكون الإصدار التلقائي مـــهملا في نهاية ومنتصف تحت الأحمر حيث تغلب الانحلالات غير المشعة بشكل رئيســـي . ومن جهة أخرى عندما نعتبر منطقة أشعة x-ray $(\lambda = 5nm)$ τ_{sp} يصبح متنـــاهي القصر $(10-100 fs)$ ، حيث يشكل مشكلة كبيرة لتحقيـــق انقـــلاب إســـكاني في ليزرات x-ray

2.4 الامتصاص والإصدار المتحرض :

ABSORPTION AND STIMULATED EMISSION

ندرس في هذا البند وبشيء من التفصيل عمليـــات الامتصـــاص والإشـــعاع المتحرض في نظام ذري ذي سويتين بوساطة موجة كهرمغناطيسية أحاديـــة الطـــول الموجي . وعلى وجه التحديد نهدف إلى حساب معدل الامتصاص W_{12} والإشـــعاع المتحرض W_{21}، وكان قد تم تعريف W_{12} و W_{21} في المعـــادلتين (1.1.6) و(1.1.4) على التوالي . تعتمد الحسابات الآتية على ما يسمى المعالجـــة نصـــف الكلاســـيكية للتفاعل بين الإشعاع والمادة . نفترض في هذه المعالجة أن النظام الذري مكممـــا (أي أنه يعالج وفق النظرية الكمومية) ، على حين يعالج الحقل الكهرمغناطيسي للموجـــة الساقطة كلاسيكيا (أي وفق معادلات ماكسويل) .

آ ـ إدخال وحساب المقطع العرضي للامتصاص والإصدار راجع المعادلتين (1.1.4) و (1.1.6) .

ب ـ إدخال مقدارين جديدين وهما معاملا الامتصاص والربح وهما عادة يمكن قياسهما بصورة مباشرة بوساطة تجارب بسيطة .

2.4.1 معدلا الامتصاص والإصدار المتحرض :

Rates of Absorption and Stimulated Emission

ندرس أولا ظاهرة الامتصاص .ونفترض أنه عند اللحظة $t \geq 0$ ، وأن هناك موجة كهرمغناطيسية أحادية الطول الموجي تسقط على الذرة لذلك نستطيع تمثيل التابع الموجي الذري كما في المعادلة (2.3.29) ،حيث نفرض أن الشروط البدائية كانت $|a_2(0)|^2 = 1$ و $|a_1(0)|^2 = 0$.

وكنتيجة تفاعل الموجة الكهرمغناطيسية مع الذرة ، تكتسب طاقة تفاعل H' في المعالجة التالية تعتبر هذه الطاقة H' تمت وفقا لتفاعل عزم ثنائي القطب الكهربائي للذرة مع الحقل الكهربائي $E(r,t)$ للموجة الكهرمغناطيسية (تفاعل ثنائي القطب الكهربائي) . حيث أخذت النواة كمركز .يمكن أن نكتب الحقل الذي مركزه النواة كما يلي :

$$E(0,t) = E_0 \sin(\omega t) \qquad (2.4.51)$$

حيث ω التردد الزاوي للموجة . نفرض أيضا أن الطول الموجي للموجة الكهرمغناطيسية أكبر بكثير من قطر الذرة ،لذلك فإن انزياح الطور للموجة الكهرمغناطيسية على مستوى قطر الذرة صغير جدا .لذلك يمكن اعتماد المعادلة (2.4.51) للحصول على قيمة الحقل الكهربائي في أي موضع في الذرة (تقريب ثنائي

القطب الكهربائي) . ونفرض أيضا أن التردد ω هو نفس تردد التجاوب ω_0 للانتقال.

تقليديا ، لدينا من أجل موضع معين r للالكترون في الذرة ، تبدي الذرة له عزم ثنائي قطب كهربائي $\mu = -er$ حيث e قيمة الشحنة الالكترونية . طاقة هذا التفاعل H' تنتج من الحقل الخارجي :

$$H' = \mu E = -er.E_0 \sin \omega t \qquad (2.4.52)$$

في المعالجة الكمومية ، هذا التفاعل الطاقي المتغير مع الزمن بشكل جيبي عولج كتفاعل هاميلتوني متغير مع الزمن بشكل جيبي $H'(t)$ ، والذي أدخل في معادلة موجة شرودينغر المعتمدة على الزمن . ولما كانت $\omega \cong \omega_0$ ، فإن هذا التفاعل الهاميلتوني ينتج إنتقالا للذرة من سوية طاقية إلى أخرى .وهذا يقتضي من أجل $t > 0$ أن تتناقص $|a_1(t)|^2$ من قيمتها البدائية $|a_1(0)|^2 = 1$ و $|a_2(t)|^2$ تزداد بشكل موافق ولاشتقاق عبارة من اجل $a_2(t)$ نفرض بالإضافة لذلك إن احتمالية الانتقال ضعيفة لذلك نستخدم تحليل اضطراب ،والتفاعل يحدث ولمدة طويلة بعد $t = 0$.

وباعتبار الافتراضات السابقة ، فإن السلوك الزمني للتابع $|a_2(t)|^2$ يعطى في الملحق A ليكون ممثلا بالمعادلة :

$$|a_2(t)|^2 = \frac{\pi^2}{3h^2}|\mu_{21}|^2 E_0^2 \delta(\nu - \nu_0)t \qquad (2.4.53)$$

حيث إن $\nu = \omega/2\pi$ ، $\nu_0 = \omega_0/2\pi$ ، δ تابع ديراك ، E_0 طويلة شعاع الطاقة E_0 ، و $|\mu_{21}|$ طويلة الشعاع العقدي $|\mu_{21}|$ المعطى بالمعادلة (2.3.7) . تبين المعادلة (2.4.53) أنه من اجل $t > 0$ ، $|a_2(t)|^2$ تزداد خطيا مع الزمن. ونستطيع أن نعرف معدل الانتقال W_{12}^{sa} :

$$W_{12}^{sa} = \frac{d|a_2|^2}{dt} \qquad (2.4.54)$$

ومن المعادلة (2.4.53) ، نحصل

$$W_{12}^{sa} = \frac{\pi^2}{3h}|\mu_{21}|^2 E_0^2 \delta(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.55)$$

لاحظ أن معدل الانتقال المعرف بالعلاقة (2.4.54) يعود لحالـــة ذرة وحيـــدة تتفاعل مع موجة وحيدة اللون ،ونرمز لها sa المضافة إلى W_{12} .

لكسب رؤية فيزيائية أوضح عن ظاهرة الإصدار التلقائي ، نلاحظ أنه من أجل $t > 0$ ، يمكن وصف تابع الموجة كما في المعادلة (2.3.29) . عندما $t > 0$ تكتسـب الذرة عزم ثنائي قطب مهتز μ_{osc} ، يعطى بالمعادلة (2.3.33) . وتمييزا عن حالـــة الإصدار التلقائي مع ذلك ، وباعتبار $a_1(t)$ و $a_2(t)$ قد اشـــتقا بواســطة الحقــل الكهربائي للموجة الكهرمغناطيسية . فإن طور μ_{osc} يخرج مترابطا مع طور الموجـــة وبالأخص من أجل الامتصاص ، أي ، عند ما نبدأ بشــــروط البــدء $a_1(0) = 1$ و $a_2(0) = 0$ ، فإن طور ثنائي القطب يكون كما لو أن ثنائي القطب يمتص الطاقة من الموجة الكهرمغناطيسية. وتبدو لذلك ظاهرة التفاعل مشابهة كثيرا لتلك التي للاهــتزاز التقليدي لعزم ثنائي القطب المشتق بواسطة حقل خارجي (3) .

يمكن تضمين المعادلة (2.4.55) عبارات كثافة الطاقة للموجة الكهرمغناطيســية حتى:

$$\rho = \frac{n^2 \varepsilon_0 E_0^2}{2} \qquad (2.4.56)$$

حيث n قرينة انكسار الوسط و ε_0 سماحية الخلاء الكهربائية نحصل :

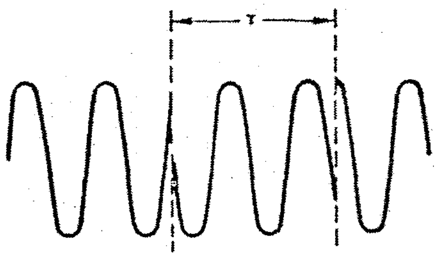
$$W_{12}^{sa} = \frac{2\pi^2}{3n^2\varepsilon_0 h^2} |\mu_{21}|^2 \rho\delta(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.57)$$

وفي حالة موجة كهرمغناطيسية مستوية فإنه من المفيد أحيانا أن نعبر عـن W_{12} كتابع لشدة الموجة الساقطة I ،حيث أنها تساوي $I = c_0\rho / n$ ،وأن c_0 هي سـرعة الضوء في الفراغ ، فسنحصل من المعادلة (2.4.57) على :

$$W_{12} = \frac{2\pi^2}{3n\varepsilon_0 c_0 h^2} |\mu_{21}|^2 I\delta(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.58)$$

إن المعادلتين (2.4.57) و (2.4.58) تلخصان نتائج حساباتنا حتى الآن . ومـا يجب ملاحظته هو أنه بينما تكون المعادلة (2.4.57) عامة (ضمن التقريب المستخدم) نشير هنا إلى أن المعادلة (2.4.58) تصح فقط في حالة موجة كهرمغناطيسية مستوية ذات شدة منتظمة . إلا أنه من السهولة أن نتبين في صيغتهما الحاليـة أنهما غـير مقبولتين فيزيائيا . والحقيقة هي أن وجود تابع δ ديراك تعـني أن $W_{12} = 0$ عندما $\nu \neq \nu_0$ وأن $W_{12} = \infty$ عندما $\nu = \nu_0$ ينطبق تردد الموجة الكهرمغناطيسية مع تـردد الانتقال للذرة . وسبب هذه النتيجة غير الفيزيائية يعود إلى الحقيقة بأننا قد جعلنا t في المعادلة (2.3.43) تصل إلى اللانهاية وهذا يعني أن التفاعل بين الموجة الكهرمغناطيسية والذرة يمكن أن يستمر بصورة متناسقة إلى ما لانهاية من الزمن . والحقيقـة هـي أن هناك عددا من الظواهر الفيزيائية التي تمنع هذه الحالة . ومع أن مناقشة هذه المسـألة ستتم بصورة تفصيلية فيما بعد فإن من المفيد أن نعطي هنا مثالا . لنفترض أن مجموعة الذرات ذوات السويتين 1 و 2 (والمتأثرة بالموجة الكهرمغناطيسية) في حالـة غازيـة ففي هذه الحالة سوف يكون هناك تصادم بين الذرات . بعد كل تصادم لا يسـتمر تابعي الموجة $u_1(r)$ و $u_2(r)$ للذرة بنفس الطور مع الموجة الكهرمغناطيسية السـاقطة وعلى ذلك فإن الاشتقاق الوارد في المعادلات السابقة سوف يكون صحيحا فقـط في

خلال الفترة الزمنية بين تصادمين متتاليين . بعد كل تصادم تعاني المواصفات الابتدائية وبالأخص الطور النسبي بين تابع موجة الذرة والحقل الكهربائي للموجة الكهرمغناطيسية الساقطة قفزة عشوائية . يمكن معالجة هذه المسألة بفرضية مكافئة وهي أن طور الحقل الكهربائي هو الذي يعاني التغيير عند كل تصادم . وبناء على ذلك فإن الحقل الكهربائي لا يستمر على شكل تابع جيبي وبدلا من ذلك فإنه يظهر كما في الشكل (2.6) ، إذ تكون قفزات الطور عند لحظات التصادم .



الشكل 2.6

السلوك الزمني للحقل الكهرمغناطيسي لموجة e.m كما هو منظور من قبل ذرة تعاني تصادمات عشوائية

من الواضح في الظروف الحالية أن الذرة لا تعتبر مصدر موجة كهرمغناطيسية أحادية الطول الموجي . في هذه الحالة إذا كتبنا $d\rho = \rho_{\nu'} d\nu'$ لتمثيل كثافة طاقة الموجة ضمن المدى بين الترددين ν' و $\nu' + d\nu'$ فإننا نحصل باستخدام المعادلة (2.4.57) على معدل احتمالية الانتقال .

$$W_{12} = \frac{2\pi^2}{3n^2\varepsilon_0 h^2}|\mu_{21}|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{\nu'} \delta(\nu' - \nu_0) d\nu' \qquad (2.4.59)$$

ولكي نحسب بصورة صريحة W_{12} في المعادلة (2.4.59) علينا أن نعرف $\rho_{\nu'}$ التي تتناسب مع مربع القيمة المطلقة لطيف فوريه للموجة المتمثلة في الشكل (2.6) ولكي نجد هذا التابع نستخدم الرمز τ ليمثل الفاصل الزمني بين تصادمين انظر

الشكل (2.6) . إن هذه الكمية بطبيعة الحال تختلف من تصادم لآخر . ولكي نحدد هذا الاختلاف بصورة دقيقة نفترض أن توزيع قيم τ يتحدد بكثافة الاحتمالية :

$$p_r = [\exp(-\tau / T_2)] / T_2 \qquad (2.4.60)$$

حيث $p_r d\tau$ هي الاحتمالية بأن الفترة الزمنية بين تصادمين متتاليين محصورة بين τ و τ + dτ . لاحظ أن T_2 تمثل متوسط الزمن τ_c بين تصادمين متتاليين، إذ من السهل أن نثبت أن :

$$\tau_c = \int_0^\infty \tau . p_r d\tau = T_2 \qquad (2.4.61)$$

تبقى مع ذلك المعادلة (3.4.57) صحيحة بشرط أن يبقى تابع ديراك حادا جدا ومركزه في النقطة $\nu = \nu_0$ ولواحدة المساحة ، أي ، وان $\int \delta(\nu - \nu_0) d\nu = 1$ قد استبدل بتابع جديد $g(\nu - \nu_0)$ متناظر حول $\nu = \nu_0$

ويساوي أيضا الواحد أي $\int g(\nu - \nu_0) d\nu = 1$ ، وتعطى بشكل عام:

$$g(\nu - \nu_0) = \frac{2}{\pi \Delta \nu_0} \frac{1}{1 + [2(\nu - \nu_0) / \Delta \nu_0]^2}$$

حيث تتوقف $\Delta \nu_0$ على آلية التوسيع الخطي الخاصة المتدخلة .لذلك نستطيع أن نكتب W_{12}^{sa} على الشكل التالي :

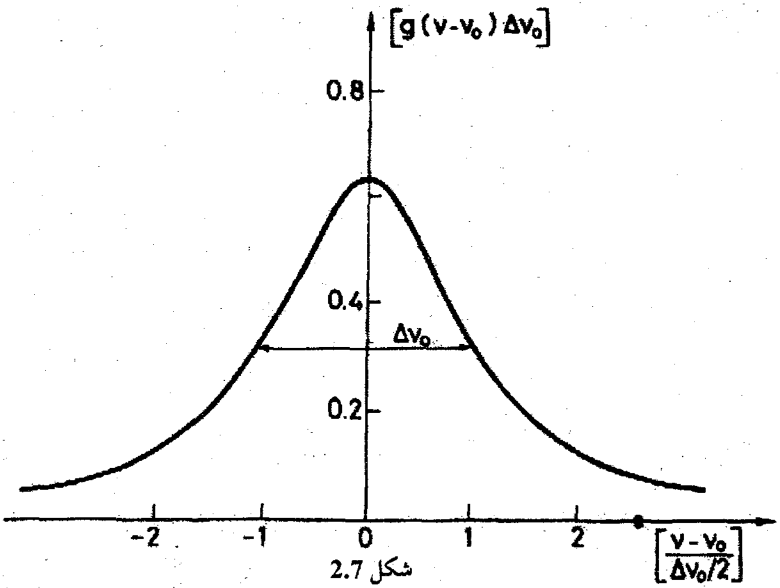
$$W_{12}^{sa} = \frac{2\pi^2}{3n^2 \varepsilon_0 h^2} |\mu_{21}|^2 \rho g(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.63a)$$

يبين (الشكل 2.7) المنحني البياني للتابع $[g(\nu - \nu_0) \Delta \nu_0]$ الموحد بالنسبة لفرق التردد الموحد $(\nu - \nu_0) / (\Delta \nu_0 / 2)$. والعرض الأعظمي بين نقطتين تقعان على

منتصف القمة FWHM هو بكل بساطة $\Delta\nu_0$. وتكون قمة التابع $g(\nu-\nu_0)$ من اجل $\nu=\nu_0$. وتعطى قيمتها :

$$g(0)=\frac{2}{\pi\Delta\nu_0}=\frac{0.637}{\Delta\nu_0} \qquad (2.4.63b)$$

منحني تصفه المعادلة (2.4.62) ويعود إلى لورانس Lorentzian الذي أول من عرضه في نظريته الهزاز الإلكتروني .



شكل 2.7

المنحني البياني العياري لخط لورنتس

إذ إن $\Delta\nu=\nu-\nu_0$ وعلى هذا فإن لدينا الآن صيغة مشابهة للمعادلة (2.4.7) عدا أن التابع $\delta(\nu-\nu_0)$ قد استبدل بالتابع $g(\nu-\nu_0)$. إن الشكل (2.7) يوضح التابع $g(\nu-\nu_0)$. نلاحظ أن القيمة العظمى لهذا التابع تقع عند $\Delta\nu=0$ (أي عندما $\nu=\nu_0$) ، وتساوي هناك القيمة $\frac{2}{\pi\Delta\nu_0}$، أما العرض الكلي للمنحني مأخوذ

بين نقطتين عندها يساوي التابع نصف قيمته العظمى هو $\Delta\nu_0$. وتدعى هذه القيمة بـ FWHM . ومثل هذا المنحني يدعى لورانسي .

وبالعودة إلى الموجة الكهرمغناطيسية المستوية يبدو غالبا من المفيد أن نعبر عن احتمالية الانتقال W_{12}^{sa} والإصدار التلقائي نتيجة تفاعلها مع ثنائي القطب الكهربائي في الذرة الوحيدة . إعادة صياغة المعادلة (2.4.63a) بدلالة شدة الإشعاع I للموجة المستوية الواردة $I = c\rho / n$ وبالشكل الآتي :

$$W_{12} = \frac{2\pi^2}{3n\varepsilon_0 c_0 h^2} |\mu_{21}|^2 I g(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.64)$$

وبعد أن تم حساب معدل الامتصاص ، ننتقل الآن لحساب معدل الإصدار المتحرض . ولهذا الهدف علينا أن نبدأ مرة أخرى من المعادلة (2.3.28) و (2.3.29) ومعادلة تفاعل الطاقة H' (2.4.52) تبقى لا متغيرة . لذلك فالمعادلتين اللتان تصفان تغير المقدارين $|a_2(t)|^2$ و $|a_1(t)|^2$ مع الزمن (انظر الملحق A)أيضا تبقيان لا متغيرتين والفرق الوحيد جاء من حقيقة أن الشرط الابتدائي قد أعطي الآن $|a_2(t)|^2 = 1$ و $|a_1(t)|^2 = 0$ يبدو واضحا أن معادلات الإصدار المتحرض يمكن الحصول عليها من تلك التي للامتصاص بتبديل بسيط بين القرينتين 1 و 2 . لذلك فإن معدل الانتقال W_{12}^{sa} نحصل عليه من المعادلة (2.4.55) بعد تغير القرينتين ونرى مباشرة من المعادلة (2.3.34) أن $\mu_{21} = \mu_{21}^*$ ، يقتضي أن يكون $|\mu_{12}| = |\mu_{21}|$. لذلك لدينا :

$$W_{12}^{sa} = W_{21}^{sa} \qquad (2.4.65)$$

وهذه المعادلة توضح أن احتمالي الامتصاص والإصدار المتحرض متساويان لذلك سوف نكتب من الآن فصاعدا أن $W^{sa} = W_{12}^{sa} = W_{21}^{sa}$ وأن $|\mu| = |\mu_{12}| = |\mu_{21}|$. وعلى هذا تصبح المعادلتان (2.4.63a) و (2.4.64) ما يأتي :

$$W^{Sa} = \frac{2\pi^2}{3n\ \varepsilon_0 h^2} |\mu|^2 \rho g(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.66a)$$

$$W^{sa} = \frac{2\pi^2}{3n\ \varepsilon_0 c_0 h^2} |\mu|^2 Ig(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.66b)$$

وهاتان المعادلتان هما النتائج النهائية لحساباتنا للفصل الحالي .

2.4.2 الانتقالات المسموحة والممنوعة Allowed and Forbidden Transitions

تبين المعادلتان(2.4.66a) و (2.3.46) أن معدل الانتقال W_{12}^{sa} ومعدل الإصدار التلقائي A يتناسبان طردا مع $|\nu|^2$.وهذا يبين أن الظاهرتان تخضعان إلى نفس قاعدة الاصطفاء .وهكذا فإن الإصدار المتحرض عبر تفاعل ثنائي القطب الكهربائي (انتقال ثنائي القطب) يتم فقط بين u_1 و u_2 متعاكستين في الزوجية. فيقال انتقال ثنائي القطب هذا مسموح . وعلى العكس ،من ذلك إذا كانت زوجية السويتين هي نفسها عندها $W^{sa} = 0$ ويقال إن انتقال ثنائي القطب الكهربائي ممنوع . هذا لا يعني أن الذرة لايمكن أن تمر من السوية الأولى 1إلى السوية الثانية 2من خلال تأثير الموجة الكهرمغناطيسية الواردة . في هذه الحالة يمكن أن يحدث الانتقال على سبيل المثال كمحصلة لتفاعل الحقل المغناطيسي للموجة الكهرمغناطيسية مع عزم ثنائي القطب المغناطيسي للذرة .

من اجل السهولة ، لا نعتبر هذه الحالة تتم لاحقا (تفاعل ثنائي القطب المغناطيسي) لكن نكتفي باعتبار أن التحليل يتم بنفس الطريقة التي استخدمت للحصول على المعادلة (2.4.64) . ويمكن أن نشير أيضا أن انتقال ثنائي القطب المغناطيسي بين حالتين متساويتي الزوجية even-even أو odd-odd انتقالات .

لذلك فإن انتقال ممنوع بتفاعل ثنائي القطب الكهربائي يكون مع ذلـــك مســموح بتفاعل ثنائي القطب المغناطيسي والعكس صحيح .

إنه لمن المفيد أن نحسب مرتبة قيمة نسبة احتماليـــة انتقـــال ثنـــائي القطـــب المغناطيسي W_e إلى قيمة احتمال انتقال ثنائي القطب المغناطيسي W_m . وبشــكل واضح يعود الحساب إلى انتقالين مختلفين ، أحدهم مسموح لثنائي القطب الكـهربائي والآخر من اجل تفاعل ثنائي القطب المغناطيسي . نفرض أن شدة الموجة هي نفسـها للحالتين .فمن أجل الانتقال لثنائي القطب الكهربائي المسموح ، ووفقـــا للمعادلـــة (2.4.55) نستطيع أن نكتب أن $W_e \propto (\mu_e E_0)^2 \cong (eaE_0)^2$ ، إذ إن E_0 هي ســعة الحقل الكهربائي للموجة . وقد تم التقريب هنا وهو أن μ_c (للانتقالات المســموحة) بحاصل ضرب شحنة الإلكترون e في نصف قطر الذرة a . وبنفس الطريقة بإمكاننـــا أن نكتب من أجل غرام ثنائي القطب المغناطيســـي $W_m \propto (\mu_m B_0)^2 \cong (\beta B_0)^2$ إذ إن B_0 سعة حقل التحريض المغناطيسي للموجة وأنه قد تم التقريب هنا أيضـــا عـــن μ_m (للانتقالات المسموحة) بقيمة مغناطون بور β ($\beta = 9.27 \times 10^{-24}\ Am^2$) . وعلـــى هذا فإن :

$$\left(\frac{W_c}{W_m}\right) = \left(\frac{eaE_0}{\beta B_0}\right)^2 = \left(\frac{eac}{\beta}\right)^2 \cong 10^5 \qquad (2.4.67)$$

وفي الحصول على النتيجة النهائية في المعادلة (2.4.67) قد استخدمنا العلاقـــة الخاصة للموجة المستوية : $E_0 = B_0 c$ (حيث إن c سرعة الضـــوء) وكذلـــك قـــد افترضنا أن $a = 0.05 A^\circ$. وعليه نلاحظ أن احتمالية الانتقال يتفاعل ثنائي القطـــب الكهربائي هي أكبر بكثير من احتمالية الانتقال بتفاعل ثنائي القطب المغناطيسي.

وسبب ذلك يعود بالأساس إلى أن طاقة تفاعل ثنائي القطب الكهربائي $\mu_e E_0$ هي أكبر بكثير من طاقة تفاعل ثنائي القطب المغناطيسي $\mu_m B_0$.

2.4.3 المقطع العرضي للانتقال والامتصاص ومعامل الربح :

Transition Cross Section , Absorption , and Gain Coefficient

بعد أن تم حساب معدل الانتقال W في الفقرة 2.4.1 من أجل حالة تفاعل ذرة وحيدة مع الموجة الكهرمغناطيسية الواردة والتي عرض خطها الطيفي محـــدد بآليـة توسيع ما . نعتبر الآن مجموعة N_t من الذرات في واحدة الحجم ونريــد حســاب القيمة المتوسطة لمعدل الانتقال .

نعتبر في الحالة الأولى عندما يكون تردد التجاوب ν_0 وشكل الخط هو نفسـه لكل ذرة في المجموعة (حالة التوسيع المتجانس) . معدل الانتقال W_h لهـذه الحالـة المتجانسة هو نفسه من اجل كل ذرة ، لذلك نستطيع كتابة :

$$W_h(\nu-\nu_0)=W^{sa}(\nu-\nu_0) \qquad (2.4.68)$$

إذا أبقينا جميع الذرات في السوية الطاقية الأرضية ، فالطاقة الممتصة في واحـدة الحجم dP_a/dV تعطى بالعلاقة :

$$\left(\frac{dP_a}{dt}\right)=W_h N_t h\nu \qquad (2.4.69)$$

وبما أن W_h تتناسب مع شدة الموجـة ، وباعتبـار أن التدفـق الفوتـوني $F=I/h\nu$ ، نستطيع تعريف المقطع العرضي للامتصاص σ_h كما يلي :

$$\sigma_h=\frac{W_h}{F} \qquad (2.4.70)$$

وعليه نحصل من المعادلة (2.4.66a) و (2.4.70) على σ_h. بالصيغة :

$$\sigma_h = \frac{2\pi^2}{3n\varepsilon_0 c_0 h}|\mu|^2 \nu g(\nu-\nu_0) \qquad (2.4.71)$$

وبالاستعانة بالبراهين المستخدمة والمتعلقة بالشكل 1.2 نحصـــل من المعادلـــة (2.4.70) و(2.4.71) على المعادلة التي تصـــف تدفـــق الفوتونـــات علـــى طـــول المحـــور z وكما هو بالمقارنة مع المعادلة (1.2.1) :

$$dF = -\sigma N_t F dz \qquad (2.4.72)$$

إن تفحص المعادلة (2.4.72) يقود إلى التفسير الفيزيائي لهذا المقطع العرضـــي للانتقال . لنفرض أن بالإمكان تحديد لكل ذرة مقطع عرضي فعلي للامتصـــاص σ_a بمعنى أنه إذا واجه الفوتون هذه المساحة فإنه سوف يتم امتصاصه من قبل الذرة كمـــا تم تعريفه (راجع الشكل 2.8) .فإذا كانت S مســـاحة المقطـــع العرضـــي للحزمـــة الكهرمغناطيسية في الوسط فإن عدد الذرات ضمن عمق dz من الوسط التي تشع مـــن قبل الموجة (راجع الشكل 1.2) هو N_tSdz ، التي تعطينـــا مقطعـــا عرضيـــا كليـــا للامتصاص يساوي $\sigma_a N_t S dz$. إن التغير النسبي (dF/F) لتدفق الفوتونات ضمـــن عمق dz من الوسط يكون :

$$\frac{dF}{F} = -\frac{\sigma_a N_t S dz}{S} \qquad (2.4.73\ )$$

وبمقارنة المعادلتين (2.4.73) و (2.4.72) نجد أن $\sigma_h = \sigma_a$. وعلى هذا يكون المعنى الفيزيائي لـــ σ_h هو أنها تمثل المقطع العرضي الفعلي للامتصاص .

تحدث حالة مختلفة بعض الشيء عندما تكون ترددات التجاوب ν_0' للـــذرات موزعة حول تردد مركزي ν_0 (حالة من التوسع اللامتجانس).يوصف هذا التـــوزع

بالتابع $g^*(\nu_0' - \nu_0)$ والذي وفق تعريفـــه بالصيغــة $dN_t = N_t g^*(\nu_0' - \nu_0) d\nu_0'$ يعطي العدد العنصري من الذرات التي في حالة تجاوب بين التردد ν_0' و $\nu_0' + d\nu_0'$

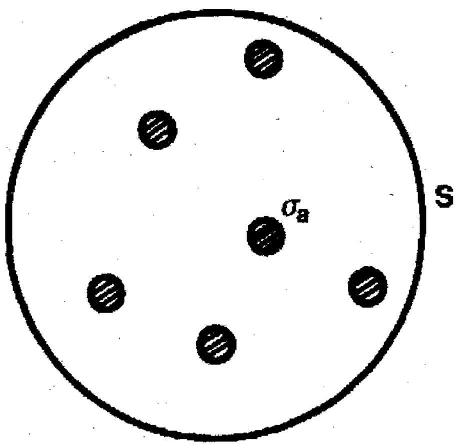
ووفقا للمعادلة (2.4.69) فالطاقة العنصرية الممتصة من قبل هذا العدد العنصري من الذرات dN_t تعطى بالعلاقة:

$d(dP_a / dV) = (N_t h\nu) W_h(\nu_0' - \nu_0) g^*(\nu_0' - \nu_0) d\nu_0'$، حيــــــــــث $W_h(\nu - \nu_0')$ هو معدل الانتقال لتلك الذرات التي في حالة التجاوب على التردد ν_0' تعطى الطاقة الكلية الممتصة في واحدة الحجم بالعلاقة :

$$\left(\frac{dP_a}{dV}\right) = N_t h\nu \int W_h(\nu - \nu_0') g^*(\nu_0' - \nu_0) d\nu_0' \qquad (2.4.74)$$

تبين مقارنة المعادلتين (2.4.74) و (2.4.69) أننا نســـتطيع تعريـــف معـــدل الانتقال اللامتجانس W_{in} كما يلي :

$$W_{in} = \int W_h(\nu - \nu_0') g^*(\nu_0' - \nu_0) d\nu_0' \qquad (2.4.75)$$



الشكل 2.8

المقطع العرضي الفعلي للامتصاص (σ_a) للذرات في طريق حزمة مقطعها العرضي (s)

ووفقا للمعادلة (2.4.70) نستطيع أن نعرف الآن المقطع العرضي اللامتجانس σ_{in} بالعلاقة $\sigma_{in} = W_{in} / F$ وبتقسيم طرفي العلاقة (2.4.75) على F واستخدام العلاقة (2.4.70) نحصل على :

$$\sigma_{in} = \int \sigma_h(\nu - \nu_0')g^*(\nu_0' - \nu_0)d\nu_0' \qquad (2.4.76)$$

وبإتباع البراهين المقدمة والمتصلة (بالشكل 2.8) نرى أن σ_{in} هي مقطع الامتصاص الفعلي الذي نستطيع أن نقرنه لذرة وحيدة ، لذلك يمتص الفوتون إذا دخل هذا المقطع العرضي . لاحظ في هذه الحالة أنه ،لكل ذرة في الوقع مقطع عرضي $\sigma_h(\nu - \nu_0')$ على تردد الأشعة الواردة وأن σ_{in} هو بالضبط القيمة الوسطى الفعلية للمقطع العرضي .لاحظ أيضا أنه، وفقا (2.4.76) ، فإن شكل الخط وكذلك عرض خط σ_{in} يتوقف على التابع $g^*(\nu_0' - \nu_0)$ ، والذي على توزع ترددات التجاوب الذرية . والظاهرة التي تقود لتوزع الترددات هذا نوقشت ببعض التفصيل في نهاية الفصل . نكتفي هنا بالإشارة للتابع $g^*(\nu_0' - \nu_0)$ ، يوصف بشكل عام بمعادلة من الشكل :

$$g^*(\nu_0' - \nu_0) = \frac{2}{\Delta\nu_0^*}\left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \exp -\left[\frac{4(\nu_0' - \nu_0)^2}{\Delta\nu_0^*}\ln 2\right] \qquad (2.4.77)$$

حيث أن $\Delta\nu_0^*$ هو انتقال العرض الخطي (FWHM) ، الذي تتوقف قيمته على آلية التوسيع الخاصة المدروسة .

وبالاستعانة بالمعادلتين (2.4.71) و(2.4.76) نستطيع أن نحول إلى المعادلة التالية:

$$\sigma_{in} = \frac{2\pi^2}{3n\varepsilon_0 h}|\mu|^2 \mu g_t(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.78)$$

في هذه المعادلة (2.4.78) لدينا الرمز $g_t(\nu-\nu_0)$ من أجل تــابع الشــكل الكلي للخط الذي يمكن التعبير عنه كما يلي :

$$g_t = \int_{-\infty}^{+\infty} g^*(x) g[(\nu-\nu_0)-x]dx \qquad (2.4.79)$$

حيث أننا اعتبرنا $x=\nu_0'-\nu_0$. لذلك نحصل على عبارة المقطــع العرضــي للتوسيع اللامتجانس σ_{in} من ذلــك المتجــانس ، ويعطــى بالعلاقــة (2.4.71) بتعويض $g(\nu-\nu_0)$ بالرمز $g_t(\nu-\nu_0)$. لاحظ أنه ، وفقا للمعادلـة (2.4.79) g_t هو تلاف convolution للتابع g و g^* . وباعتبار أن التابعين موحدين إلى الواحـدة يمكن تبيان أن g_t هو أيضا موحدا إلى الوحدة أي $\int g_t(\nu-\nu_0)d\nu=1$. لاحــظ أيضا أن المعادلة (2.4.78) هي تعميم للمعادلة (2.4.71) .في الواقع يبدو مباشرة مــن المعادلــــة (2.4.79) والمعادلـــة (2.4.78) أن σ_{in} تخـــزل إلى σ_h عندمـــا $g^*(\nu_0'-\nu_0)=\delta(\nu_0'-\nu_0)$. أي عندما يكون لجميع الذرات نفس تردد التجاوب. وبشكل عكسي ، إذا كان عرض تابع الشكل المتجانس $g(\nu-\nu_0')$ أصغر بكثير مــن تلــك الــذي للتــابع اللامتجــانس $g^*(\nu_0'-\nu_0)$ ، لذلــك يمكــن أن يقــرب التابع $g(\nu-\nu_0')$ بتابع ديراك δ في المعادلة(2.4.79) للحصـــول $g_t \cong g^*(\nu-\nu_0)$ (حالة من تابع التوسع اللامتجانس الخالص) . في هذه الحالة نحصـــل مـــن المعادلـــة (2.4.77) على :

$$g_t = g^*(\nu-\nu_0) = \frac{2}{\Delta\nu_0^*}\left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \exp-\left[\frac{4(\nu-\nu_0)^2}{\Delta\nu_0^{*2}}\ln 2\right] \qquad (2.4.80)$$

ولجعل التابع $[g^*(\nu-\nu_0)\Delta\nu_0^*]$ عياري رسمنا منحنيه البياني في الشـــكل 2.9 بالنسبة لفرق التردد القياسي $(\nu-\nu_0)/(\Delta\nu_0^*/2)$.ووفقا للمعادلة (2.4.80) فـــإن

عرض المنحني عند نصف قيمته العظمى FWHM هو ببساطة $\Delta\nu_0^*$ ، قمة هذا المنحني تحصل عندما $\nu = \nu_0$ ، وقيمته تعطى بالعلاقة :

$$g^*(0) = \frac{2}{\Delta\nu_0^*}\left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} = \frac{0.939}{\Delta\nu_0^*} \qquad (2.4.81)$$

المنحني الموصوف بالمعادلة (2.4.80) هو منحني غوصي Gaussian .

واستنادا إلى المناقشة السابقة ، ومن الآن فصاعدا سنستخدم الرمز $\sigma = \sigma_{in}$ للدلالة على المقطع العرضي للامتصاص ، وعلاقته العامة تكتب :

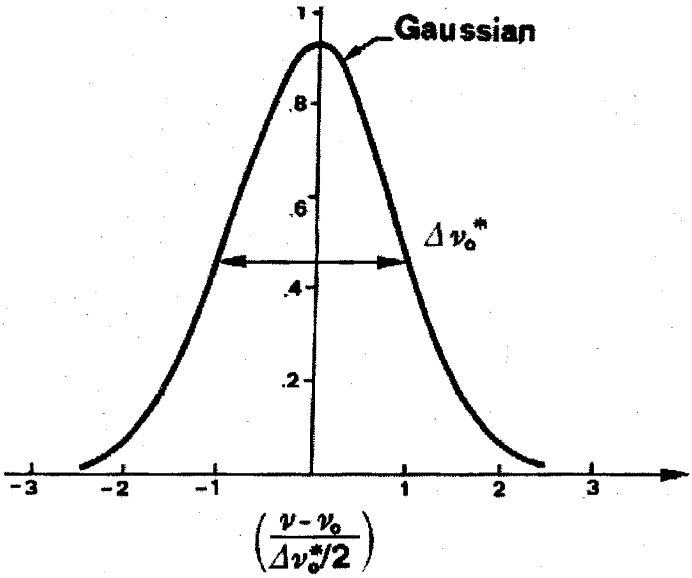
$$\sigma = \frac{2\pi^2}{3n\varepsilon_0 ch}|\mu|^2 \nu g_t(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.82)$$

إن العبارة الموافقة لمعدل الامتصاص $W = \sigma F$ يمكن كتابتها كما يلي :

$$W = \frac{2\pi^2}{3n^2\varepsilon_0 ch}|\mu|^2 \rho g_t(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.83)$$

حيث $\rho = (nI/c) = (nFh\nu/c)$ كثافة الطاقة في الموجة الكهرمغناطيسية .

نستطيع أن نعيد نفس البراهين من اجل الإصدار المتحرض . ووفقا للمعادلة (2.4.65) ونرى انه من اجل سويات لا انطباقية ، فإن العبارات العامة للمقطع العرضي للإصدار التحريضي ومعدل الإصدار التحريضي يعطى ثانية بالعلاقات (2.4.82) و(2.4.83) ، بالتتالي .



شكل 2.9

المنحني البياني العياري للخط الغوصي

ونشدد هنا أنه وفقا للمعادلة (2.4.82) ، فإن σ تتوقف فقط على المعلملات المادية ($|\mu|^2$ ، g_t و ν_0) وتردد الموجة الواردة ν . ولمعرفة σ كتابع للتردد ν نحتاج إلى هذه المعاملات جميعها لوصف عملية التفاعل . وانتقال المقطع العرضي σ مهم ويستخدم كوسيط شائع للانتقال. لاحظ عندما يكون N_1 و N_2 إسكاني السويتين 1و2 نستطيع تعميم المعادلة (2.4.72) :

$$dF = -\sigma(N_1 - N_2)Fdz \qquad (2.4.84)$$

ولها نفس الشكل الذي تم اشتقاقه في الفصل الأول [انظر المعادلة (1.2.1) مع $g_1 = g_2$]. ومهما يكن فقد أسهمت النقاشات المقدمة في هذه الفقرة بتكوين فهم أعمق لمعنى المقطع العرضي الفعلي σ .

هناك طريقة أخرى لوصف تفاعل الإشعاع مع المادة تتضمن تعريف الكمية α كما يلي :

$$\alpha = \sigma(N_1 - N_2) \qquad (2.4.85)$$

في حالة أن $N_1 > N_2$ تدعى α معامل امتصاص الوسط . ومن المعادلة (2.4.84) نحصل على الصيغة الآتية لـ α :

$$\alpha = \frac{2\pi^2}{3n\varepsilon_0 c_0 h}|\mu|^2 (N_1 - N_2)\nu g_t(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.86)$$

بما أن α تعتمد على إسكان الذرات في السويتين فإن هذه الكمية غير مناسبة لوصف التفاعل في تلك الحالات التي تكون فيها الاسكانات متغيرة ، كما هي الحال في الليزر مثلا . ومن ناحية ثانية تكمن فائدة α معامل الامتصاص في أنها يمكن قياسها بصورة مباشرة . إذ يمكن أن نحصل من المعادلتين (2.4.85) و (2.4.84) على العلاقة :

$$dF = -\alpha F dz \qquad (2.4.87)$$

وعلى هذا فإن نسبة تدفق الفوتونات بعد اختراق مسافة l من المادة إلى التدفق الابتدائي هو $F(l)/F(0) = \exp(-\alpha l)$ وبقياس هذه النسبة عمليا لموجة أحادية الطول الموجي بقدر كاف ، فإننا نحصل على α عند ذلك الطول الموجي . بعد ذلك وإذا ما عرفنا N_1 و N_2 يمكننا استخدام المعادلة (2.4.85) للحصول على مساحة المقطع العرضي للانتقال الموافق . وعندما يكون الوسط في حالة توازن حراري فمن الممكن معرفة N_1 و N_2 من المعادلة (1.2.2) بفرض معرفة الإسكان الكلي $N_t = N_1 + N_2$ وإنطباقية السويات. يدعى الجهاز المستخدم لقياس معامل الامتصاص جهاز قياس امتصاص الأشعة المطيافي . إلا أنه يجب ملاحظة عدم إمكان قياس

الامتصاص في تلك الحالات التي يكون فيها السوية 1 فارغة . هذا يحدث مثلا في حالة أن السوية 1 هي ليست سوية أرضية وأن ارتفاع سوية طاقتها عن السوية الأرضية بشكل أكبر بكثير من kT . وثمة ملاحظة أخيرة هي أنه عندما يكون $N_2 > N_1$ فإن معامل الامتصاص α المعرف بالمعادلة (2.4.85) يكون سالبا . في هذه الحلل ستتضخم الموجة بدلا من أن تضعف في الوسط . ومن المعتاد في هذه الحالات أن نعرف كمية جديدة g:

$$g = -\alpha = \sigma(N_2 - N_1) \qquad (2.4\ .88)$$

وهذه الكمية موجبة وتدعى معامل الربح .

2.4.4 المعالجة الديناميكية الحرارية لأينشتاين

Einstein Thermodynamic Treatment :

نشتق في هذا البند بصورة دقيقة الكمية A على أساس نظرية اينشتاين من دون أن نعتمد بصورة صريحة على النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية .والحقيقة هي أن هذه الحسابات قد أجراها أينشتاين قبل وقت طويل من نشوء نظرية الكهرمغناطيسية الكمومية . إن هذه الحسابات تعتمد على قوانين ديناميكا الحرارة ولغرض إجراء هذه الحسابات نتصور المادة موضوعة في تجويف الجسم الأسود الذي تكون جدرانه عند درجة حرارة ثابتة T . وبعد الوصول إلى حالة التوازن الحراري فإن التوزع الطيفي لكثافة طاقة الموجات الكهرمغناطيسية ρ_ν في داخل التجويف يتحدد بالكمية ρ_ν في المعادلة (2.2.22) وتكون المادة المدروسة مغمورة في هذه الإشعاعات . ونتيجة لذلك يحدث للمادة إصدار متحرض وامتصاص ، فضلا عن الإصدار التلقائي . وبما أن النظام في حالة توازن حراري فإن عدد الانتقالات في

واحدة الزمن من المستوي 1 إلى المستوي 2 يجب أن يساوي عدد الانتقالات من المستوي 2 إلى المستوي 1 . والآن نكتب :

$$W_{21} = B_{21}\rho_{\nu_0} \qquad (2.4.89)$$

$$W_{12} = B_{12}\rho_{\nu_0} \qquad (2.4.90)$$

إذ إن (B_{21}) و (B_{12}) معاملان ثابتان (يدعيان ثابتي B لأينشتاين) . ولنفرض أن الإسكان التوازني للسويتين 1 و 2 على التوالي هو N_1^e و N_2^e فإن:

$$AN_2^e + B_{21}\rho_{\nu_0}N_2^e = B_{12}\rho_{\nu_0}N_1^e \qquad (2.4.91)$$

على حين نجد من إحصاء بولتزمان أن :

$$\frac{N_2^e}{N_1^e} = \exp(-h\nu_0 / kT) \qquad (2.4.92)$$

ومن المعادلتين (2.4.91) و(2.4.92) يكون لدينا :

$$\rho_{\nu_0} = \frac{A}{B_{12}\exp(h\nu_0 / kT) - B_{21}} \qquad (2.4.93)$$

ومن الموازنة بين المعادلتين (2.4.93) و (2.2.22) نحصل على

$$B_{12} = B_{21} = B \qquad (2.4.94)$$

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu_0^3 n^3}{c_0^3} \qquad (2.4.95)$$

توضح المعادلة (2.4.94) أن احتمالي الامتصاص والإصدار المتحرض بفعل إشعاع الجسم الأسود متساويان . إن هذه النتيجة تنسجم تماما مع المعادلة (2.4.95) العائدة لإشعاع أحادي الطول الموجي التي تم اشتقاقها بطريقة مختلفة تماما .

وتعطينا المعادلة (2.4.93) معامل الإصدار التلقائي A إذا ما علمنا معامل الإصدار المتحرض B بفعل إشعاع الجسم الأسود . ومن السهولة الحصول على المعامل الأخير من المعادلة (2.4.83) . والحقيقة هي أن هذه المعادلة صحيحة لإشعاع أحادي الطول الموجي . في حالة إشعاع الجسم الأسود $\rho_\nu d\nu'$ تمثل كثافة طاقة الإشعاع الذي تردده محصور بين ν' و$\nu' + d\nu'$. ولو مثلنا هذه الإشعاعات بموجة أحادية الطول الموجي وبنفس القدرة ، فإنه يمكن الحصول على احتمالية عنصر الانتقال dW بسبب هذا الإشعاع من تعويض $\rho_\nu d\nu'$ بدلا من ρ في المعادلة (2.4.83). وعند تكامل المعادلة الناتجة وعلى فرض أنه يمكن تقريب $g_t(\nu - \nu_0)$ بدلالة δ ديراك انظر الشكل (2.3) ، نحصل على :

$$W = \frac{2\pi^2}{3n^2\varepsilon_0 h^2}|\mu|^2 \rho_{\nu_0} \qquad (2.4.96)$$

وبمقارنة المعادلة (2.4.96) بالمعادلة (2.4.89) أو المعادلة (2.4.90) نجد أن:

$$B = \frac{2\pi^2|\mu|^2}{3n^2\varepsilon_0 h^2} \qquad (2.4.97)$$

ونحصل أخيرا من المعادلتين(2.4.95) و(2.4.97) على :

$$A = \frac{16\pi 3\nu_0^3 n|\mu|^2}{3h\varepsilon_0 c_0^3} \qquad (2.4.98)$$

إن هذه الصيغة A التي تم الحصول عليها هي تماما نفس النتيجة التي نحصل عليها من النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية . قد اعتمدنا في الاشتقاق الحالي على قوانين ديناميكا الحرارة وقانون إشعاع بلانك . والقانون الأخير هو أيضا صحيح ضمن النظرية الكهرمغناطيسية الكمومية . لاحظ هنا ، كما قد أشرنا إليه في البند (2.3.2) أن عمر الإشعاع التلقائي $\tau_{sp} = 1/A$ الذي نحصل عليه من المعادلة(2.4.98)

يتفق تماما مع الصيغة نصف الكلاسيكية . وأخيرا نلاحظ أن A تزداد مع مكعب التردد ولذا فإن أهمية الإصدار التلقائي تزداد بصورة كبيرة بزيادة التردد. والحقيقة هي أن الإشعاع التلقائي يكون عادة مهملا في المنطقة الوسطى والبعيدة من طيف تحت الحمراء ، إذ نجد الإنحلالات غير الإشعاعية هي الغالبة ، أما عند ترددات المنطقة الوسطى من الطيف المرئي فيمكن تقدير رتبة A من التعويض عن $\lambda = 2\pi c/\omega = 5\times10^{-5}\,cm$ وعن $|\mu| = ca$ ، إذ أن a نصف قطر الذرة $a \cong 10^{-8}\,cm$ ولذا نجد أن $A \approx 10^{8}\,s^{-1}$ (أي أن $\tau_{sp} \cong 10ns$) . أما بالنسبة للانتقالات بتفاعل ثنائي القطب المغناطيسي فإن A تقريبا 10^5 مرة أصغر من القيمة المبينة في أعلاه ، أي أن $A \approx 10^{8}\,s^{-1}$.

إن طريقة أينشتاين الواردة أعلاه والمعتمدة على قوانين ديناميكا الحرارة تساعدنا أيضا على دراسة صفة مهمة أخرى وهي طيف الإشعاع المصدر . والحقيقة هي أنه يمكن الإثبات أن لأي انتقال فإن طيف الإشعاع المصدر هو تماما نفس طيف الامتصاص . ولكي نبرهن هذه الصفة دعنا نعرف المعامل الطيفي A_ν بحيث إن $N_2 A_\nu d\nu$ تمثل عدد الذرات المنطبقة لوحدة الزمن التي تنتج فوتونات بترددات محصورة بين ν و $\nu + d\nu$. ومن الواضح أن:

$$A = \int A_\nu d\nu \qquad (2.4.99)$$

وبنفس الطريقة دعنا نعرف المعامل الطيفي B_ν بحيث أن $B_\nu \rho_\nu d\nu$ تمثل عدد الإنحلالات لوحدة الزمن (بالامتصاص أو الإصدار المتحرض) بفعل إشعاع الجسم الأسود ذات ترددات محصورة بين ν و $\nu + d\nu$. ونثبت الآن بسهولة أن $A_\nu / B_\nu = A/B$. ولهذا الهدف نفترض أن هناك بين المادة المدروسة وجدران تجويف الجسم الأسود مرشحا للموجة الكهرمغناطيسية يسمح بالمرور من خلاله

للموجات ذات الترددات المحصورة بين ν و $\nu+d\nu$ وباستخدام نفس معالجة ديناميكا الحرارة المستخدمة في المعادلة (2.4.91)

للحصول على :

$$A_\nu N_2^e d\nu + B_\nu \rho_\nu N_2^e d\nu = B_\nu \rho_\nu N_1^e d\nu \qquad (2.4.100)$$

ومن المعادلتين(2.4.92) و(2.2.72) نحصل على :

$$\frac{A_\nu}{B_\nu} = \frac{A}{B} \qquad (2.4.101)$$

ومن ناحية ثانية يمكن حساب B_ν بسهولة من المعادلة(2.4.66b) إذا اعتبرنا $B_\omega \rho_\omega d\omega$ تمثل الإصدار المتحرض لموجة أحادية الطول الموجي . فمن المعادلتين (2.53c) و (2.4.97) نحصل على :

$$B_\nu = B g_t(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.102)$$

وينتج كذلك من المعادلة (2.4.101) أن :

$$A_\nu = A g_t(\nu - \nu_0) \qquad (2.4.103)$$

وتشير المعادلة (2.4.103) إلى أن طيف الموجات المصدرة تتحدد أيضا بالتابع $g_t(\nu - \nu_0)$. وبعبارة أخرى إن هذا التابع هو نفسه الذي يحدد الامتصاص أو الإصدار المتحرض . ونحصل من المعادلة(2.4.103) على تفسير للتابع $g_t(\nu - \nu_0)$ وهو أن $g_t(\nu - \nu_0)d\nu$ تمثل الاحتمال أن يكون تردد الفوتون المصدر تلقائيا محصورا بين ν و $\nu+d\nu$.

2.5 عمليــات توســيع خطــوط الطيـــف Line Broadening Mechanisms :

في هذا البند دراسة موجزة للفعاليات المختلفة التي تؤدي إلى توسيع خطـــوط الطيف وما يرافق ذلك سلوك التابع $g(\nu-\nu_0)$. لاحظ أنه بناء على ما قيل في البند (2.3.3) أن طيف التردد وبالتالي $g(\nu-\nu_0)$ هو نفسه لعمليات الإصدار التلقـــائي والإصدار المتحرض والامتصاص . وعلى هذا سنناقش فيما يلي توابع شـــكل الخـــط للعمليات التي يكون تحليلها أكثر ملاءمة .

هنالك فرق مهم بين العمليات المتجانسة وغير المتجانسة التي تؤدي إلى توســيع خطوط الطيف الذي من المفيد إدخاله حالا . وتدعى عملية توسيع خـــط الطيـــف متجانسة إذا أدت إلى توسيع خط الطيف كل ذرة ومن ثم جميع النظام بنفس الصيغـــة على حين توصف عملية توسيع خط الطيف بأنها غير متجانسة إذا أدت إلى توزيـــع ترددات التجاوب للذرات ضمن حزمة ، ولذلك فإنها تؤدي إلى خط طيف واســـع يمثل النظام ككل بدلا من أن يوسع خط طيف كل ذرة على انفراد . مثل هذه الآليـــة توسع الخط على كامل الجملة أي أنه من α دون توسيع خطوط الذرات الفردية .

قبل إجراء نتذكر شكل التابع $g_t(\nu-\nu_0)$ يمكن أن يحدد بطريقتـــين : أ في تجربة الامتصاص بالاستعانة بمقياس الطيف . في هذه الحالة يقاس معامل الامتصـــاص كتابع للتردد ν ، مستخدمين المطياف لاصطفاء تردد الضوء . ونرى مـــن المعادلـــة (2.4.86) أن $\alpha \propto \nu g_t(\nu-\nu_0)$. وباعتبار أن عرض الخط للتابع $g_t(\nu-\nu_0)$ هـــو بشكل نموذجي أصغر بكثـــير مـــن ν_0 ، نســـتطيع أن نكتـــب بشـــكل تقريـــبي $\alpha \propto \nu_0 g_t(\nu-\nu_0)$. وذلك بتقريب جيد جدا ، وأن شكل منحني α بالنســـبة ل ν يتطابق مع الذي للتابع $g_t(\nu-\nu_0)$. ب في تجربة الإصدار يمرر ضـــوء يصـــدر

بشكل تلقائي عبر مطياف ذي شدة تحليل كافية ويحدد $g_t(\nu-\nu_0)$ بقياس شـــكل الإصدار الطيفي . يمكن تبيان انه من اجل أي انتقال فإن شكل الخطوة المحصول عليها بهذين التقريبين هو دائما نفسه . لذلك سنعتبر في النقاش التالي ، تابع شكل الخـط في الامتصاص والإصدار ، أي الأكثر ملائمة .

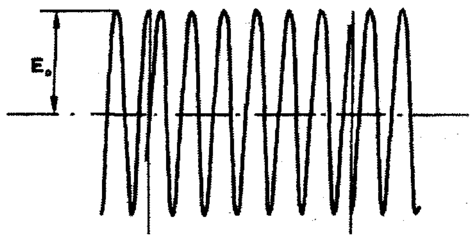
2.5.1 التوسيع المتجانس Homogeneous Broadening

إن أول آليات التوسيع المتجانس للخط التي نعتبرها هي التي تنشأ تلك بســبب التصادمات وتدعى توسيع التصادم وتتم بتصادم الذرة مع الذرات الأخرى، الأيونـات الإلكترونات الحرة ، أو مع جدران الوعاء .وفي الحالة الصلبة بسبب تفاعل الذرة مـع فونونات الشبكة . وبعد الاصطدام فإن تابعي الموجتين ψ_1 و ψ_2 للذرة انظر المعادلـة) (2.3.28 يعازيان قفزة طور عشوائية . هذا يعني أن الطور لعزم ثنائي الأقطـاب المـهتز μ_{osc} [أنظر المعادلة(2.3.33)] يعاني قفزة عشوائية بالنسبة لطور الموجـة الـواردة يسبب هذا الاصطدام انقطاع عملية تفاعل المترابط Coherent بين الـذرة و الموجـة الكهرمغناطيسية الواردة . ونظرا لأهمية الطور التفاعل النسبي خلال عملية التفـاعل ، فإن طريقة أخرى مكافئة لمعالجة هذه المسألة تفرض أن يكون طور الحقـل الكـهربائي متوافقا مع طور μ_{osc} الذي يعاني قفزة في كل اصطدام . لذلك فالحقل الكـهربائي لا يتأخر و يظهر شكله جيبيا لكن بدلا من أن يظهر كما في الشكل 2.9 ، حيث تحـدث قفزة طور في وقت التصادم . و وفقا لهذه الشروط لا يعود بالإمكان اعتبـار الموجـة الصادرة من الذرة وحيدة اللون . في هذه الحالة إذا كتبنا $d\rho = \rho\nu' d\nu'$ مـن أجـل كثافة الطاقة للموجة في المجال الترددي ν' و $\nu' + d\nu'$ ، نستطيع استخدام هذه الكثافـة العنصرية للطاقة في صيغة صالحة للإشعاعات الوحيدة اللـون ، أي المعادلـة(2.4.57) التي تعطي :

$$dW_{12} = \frac{2\pi^2}{3n^2\varepsilon_0 h^2}|\mu_{21}|^2 \rho_v \delta(\nu' - \nu_0)d\nu' \qquad (2.5.104)$$

والاحتمالية على كل الانتقال يحصل عليها بتكامل المعادلة (2.5.104) على كامل ترددات طيف الإشعاعات ، لذلك يعطى بالمعادلة :

$$W_{12} = \frac{2\pi^2}{3n^2\varepsilon_0 h^2}\int_{-\infty}^{+\infty} \rho_v \delta(\nu' - \nu_0)d\nu' \qquad (2.5.105)$$



شكل 2 . 10

السلوك الزمني للحقل الكهربائي $E(t)$ لموجة e.m كما هو منظور من ذرة تعاني الاصطدام

نستطيع أن نكتب الآن $\rho\nu'$ كما يلي :

$$\rho\nu' = \rho g(\nu' - \nu) \qquad (2.5.106)$$

حيث ρ كثافة الطاقة للموجة أنظر [المعادلة (2.4.56)] ، و $g(\nu' - \nu)$ تصف التوزع الطيفي للكثافة ρ'_v . و بما أن $\rho = \int \rho'_v d\nu'$ ، نكامل على الطرفين في المعادلة (2.5.106) لذلك فأن $g(\nu' - \nu)$ يجب أن يحقق شرط التوحيد :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu' - \nu)d\nu' = 1 \qquad (2.5.107)$$

وبتعويض المعادلة (2.5.106) في المعادلة (2.5.105) و استخدام الخاصية الرياضية لتابع δ نحصل على

$$W_{12} = \frac{2\pi^2}{3n^2\varepsilon_0 h^2}|\mu_{21}|^2 \rho g(\nu - \nu_0) \qquad (2.5.108)$$

وكما أسلفنا في الفقرة (2.4.1) ، فإن w_{12} تم الحصول عليها في الواقع من تعويض $g(\nu - \nu_0)$ من أجل $\delta(\nu - \nu_0)$ في المعادلة (2.4.57) لاحظ أنه وفقا للمعادلة (2.5.107) لدينا أيضا :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu - \nu_0) d\nu = 1 \qquad (2.5.109)$$

ويبقى هنا الآن مسألة حساب توحيد الكثافة الطيفية للشعاع الوارد $g(\nu' - \nu_0)$ وهذه تتوقف على الفاصل الزمني τ بين التصادمات شكل (2.9) والتي تختلف بشكل واضح من أجل كل تصادم . نفرض أن توزيع قيم τ يمكن أن نصفه بعلاقة كثافة الاحتمالية التالية:

$$p_r = \frac{\exp(-\frac{\tau}{\tau_c})}{\tau_c} \qquad (2.5.110)$$

و هنا $p_\tau d\tau$ هو احتمالية أن يكون الفاصل الزمني بين اصطدامين متتاليين يقع بين τ و $\tau + d\tau$. لاحظ أن τ_c لها معنى فيزيائي و هو وسطي الزمن $<\tau>$ بين الاصطدامات . و من السهل أن نرى أن :

$$<\tau> = \int_0^\infty \tau . p_\tau d\tau = \tau_c \qquad (2.5.111)$$

لقد عرفت المسألة الرياضية التي يجب حسابها . يجب أن نحصل على شكل الخط الطيفي الموحد للموجة كما في الشكل 2.9 حيث أن الزمن τ بين تصادمين متعاقبين لها توزع إحصائي p_τ يعطى بالمعادلة(2.5.110) . وبالرجوع إلى الملحق B من أجل التفاصيل الرياضية ، و نستطيع أن نقيم النتيجة النهائية هنا . و أن شكل الخط الطيفي الموحد يعطى بالعلاقة :

$$g(\nu'-\nu)=2\tau_c\frac{1}{[1+4\pi^2\tau_c^2(\nu'-\nu)^2]} \qquad (2.5.112)$$

وطبقا للمعادلة (2.5.108) نحصل على انتقال شكل الخط الانتقال من المعادلة(2.5.112) بتعويض ν' من اجل ν_0 لذلك نحصل على :

$$g(\nu-\nu_0)=2\tau_c\frac{1}{[1+4\pi^2\tau_c^2(\nu-\nu_0)^2]} \qquad (2.5.113)$$

التي هي هدفنا النهائي . لذلك نحصل على تابع له شكل خط لورنس ، كما تصفه بشكل عام المعادلة(2.4.58) [أنظر الشكل (2.6)] حيث قيمة الذروة هي الآن $2\tau_c$ و عرض الخط $\Delta\nu_0$ يكون :

$$\Delta\nu_0=\frac{1}{\pi\tau_c} \qquad (2.5.114)$$

مثال 2.2 : التوسيع التصادمي لليزر الهيليوم – نيون و كأول مثال للتوسيع التصادمي ، نعتبر حالة الانتقال لذرة ، أو شاردة ، في غاز ضغطه p ويمكن تقدير τ_c في هذه الحالة بالعلاقة $\tau_c=\frac{l}{v_{th}}$ ، حيث l المسار الحر الوسطي للذرة في الغاز ، و v_{th} هي القيمة الوسطية للسرعة الحرارية .

و بما أن $v_{th}=\left(\frac{3kT}{M}\right)^{\frac{1}{2}}$ ، حيث M الكتلة الذرية ، و بأخذ l على أنه يعطى بمعادلة ناتجة من نموذج كرة قاسية للغاز نحصل على :

$$\tau_c=\left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{1}{8\pi}\frac{(MkT)^{\frac{1}{2}}}{pa^2} \qquad (2.5.115)$$

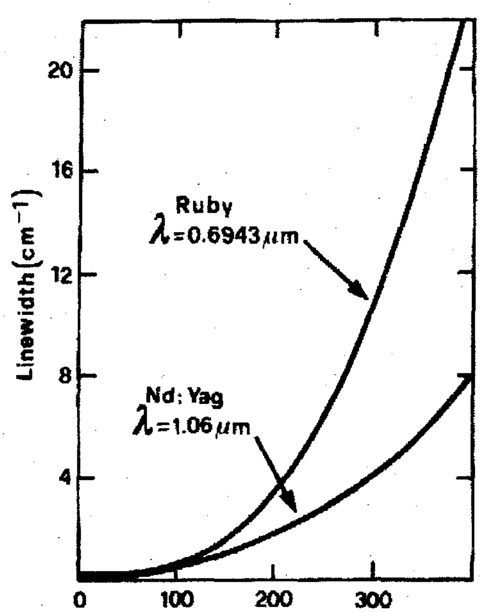
حيث a نصف قطر الذرة و p ضغط الغاز . و من أجل ذرات غاز النيون بدرجة حرارة الغرفة و ضغط يساوي $p\cong 0,5Torr$ (و هو الضغط النموذجي في ليزر غاز هليوم نيون) و باستخدام المعادلة (2.5.115) و نصف القطر $a=0,1\ nm$ نحصل على $\tau_c\cong 0,5\ \mu s$. فنجد من المعادلة (2.5.114) أن $\Delta v_0=0.64MHz$ لاحظ : τ_c يتناسب عكسا مع Δv_0 و من هنا فإن Δv_0 تتناسب طردا مع الضغط وبقاعدة تقريبية نستطيع القول ، أنه من أجل أية ذرة ، فالتصادم في غاز يساهم في توسيع الخط بمقدار $\frac{\Delta v_0}{p}\cong 1MHz/Torr$ ، نقارن بذلك الذي يبينه مثال ذرات النيون . لاحظ أيضا أن ، خلال التصادم τ_c فإن عدد الدورات للموجة الكهرمغناطيسية $m=v\tau_c$. من أجل موجة يقع طولها في منتصف المجال المرئي لدينا $v=5.10^{14}\,Hz$ ، لذلك فعدد الدورات يكون 5.10^8 . هذا يؤكد الحقيقة أن شكل 2.9 ليس للقياس ، بما أن عدد الدورات في الزمن τ_c هي أكبر بكثير مما يعرضه الشكل .

مثال 2.3 : عرض خطي الياقوت و نيوديوم ياغ Nd : YAG . و كمثال ثان على التوسيع التصادمي ، نعتبر شوائب شاردية في البلورات الأيونية . في هذه الحالة تحدث الاصطدامات مع شبكة الفونونات . و بما أن عدد الفونونات في شبكة اهتزاز هو تابع لشدة درجة حرارة الشبكة ، نتوقع انتقال عرض الخط لنبين قوة الاعتماد

على درجة الحرارة . و كمثال تمثيلي ، يبين الشكل (2.11) المنحني البياني لعـــرض الخط بالنسبة لدرجة الحرارة لكل من Nd : YAG

والياقوت، يعبر عن عرض الخط بالعدد الموجــي k (Cm^{-1}) و هــي كمية تستخدم بشكل واسع في المطيافية واستخدامها أفضل من استخدام التردد .

في الدرجة 300 k نـرى أن عـروض الانتقـالات الليزريـة مـن مرتبـة $\Delta\nu_0 \cong 11Cm^{-1} \cong 330GHz$ Nd : YAG من أجل ، $\Delta\nu_0 \cong 4Cm^{-1} \cong 120GHz$ من أجل الياقوت .



شكل 2.11

تغير عرض الخط الليزري كتابع لدرجة الحرارة في الياقوت وفي بلورة $Nd:YAG$

آلية توسيع خط متجانسة ثانية أصلها من الإصدار التلقـائي . بمـا أن هـذا الإصدار هو متلازمة دائمة و لا يمكن تجنبها في أي انتقال ، فإن التوسيع الموافق يدعى

التوسيع الطبيعي أو التوسيع الذاتي . في حال التوسيع الطبيعي يكون الأسهل اعتبار السلوك في عبارات الطيف للإشعاعات الصادرة . لاحظ أنه كما أشرنا في الفقرة 2.3.2 ، الإصدار التلقائي هو ظاهرة كوانتية نقية ، أي أنه يمكن أن تكون مشروحة بشكل صحيح فقط بتكميم المادة و الإشعاع . لذلك يقتضي الوصف الصحيح لشكل الخط في الشعاع الصادر معالجة كمومية كهرمغناطيسية. لذلك نكتفي في تقدير النتيجة النهائية، والتي حصلنا عليها وتعتبر بسيطة جدا ويتم تبريرها ببراهين بسيطة وتبين النظرية الكوانتية الكهرمغناطيسية للإصدار التلقائي أنه يمكن التعبير عن الطيف $g(\nu-\nu_0)$ بواسطة خط لورانسي و الذي يمكن الحصول على شكله من المعادلة(2.5.113) بتبديل τ_c بـ $2\tau_{sp}$ حيث τ_{sp} هو زمن انحلال الإصدار التلقائي . لذلك و بشكل خاص، فإن عرض الخط (FWHM) يعطى بالعلاقة :

$$\Delta\nu_0 = \frac{1}{2\pi\tau_{sp}} \qquad (2.5.116)$$

لبرهان هذه النتيجة نلاحظ أنه، باعتبار الطاقة الصادرة من الذرة تنحل وفقا للتابع الأسي $\exp(-t/\tau_{sp})$ ، فإن للحقل الكهربائي الموافق صيغة متناقصة وفقا للعلاقة $E(t)=\exp(t/2\tau_{sp})Cos\,\omega_0 t$. و إن تناقص الشدة الصادرة [التي تناسب طردا مع $< E^2(t) >$] ستبدي سلوكا مترابطا Coherent زمنيا، بشكل أسي $\exp(t/\tau_{sp})$. نستطيع أن نحسب بسهولة الطاقة الطيفية الموافقة لمثل هذا الحقل E (t) و التحقق أن شكل الخط هو لورانسي ويعطى عرضه بالعلاقة (2.5.116) .

مثال 2.4 : العرض الطبيعي للانتقال المسموح : تعتبر مثالا نموذجيا هو إيجاد مرتبة القيمة المتوقعة من أجل $\Delta\nu_{na}$ لانتقال مسموح لثنائي القطب الكهربائي. وبفرض $(\nu)=ea$ حيث $a\cong 0{,}1\ nm$ و $\lambda=500nm$ (الضوء الأخضر) ، وقد وجدنا في المثال 2.1 أن $\tau_{sp}\cong 10\ ns$ ونحصل من المعادلة (2.5.116) على القيمة

القيمة $\Delta\nu_{na} \cong 16MHz$. لاحظ أن $\Delta\nu_{nat}$ هي تماما مثل $A = 1/\tau_{sp}$ ويتوقع ازديادها مع التردد ν_0^3 . لذلك فإن العرض الطبيعي للخط يزداد بسرعة كبيرة من أجل الانتقالات في مجال الأطوال الموجية الأقصر (مجال فوق البنفسجي U.V أو الأشعة السينية X-ray) .

2.5.2 التوسيع اللامتجانس Inhomogeneous Broadening :

نعتبر الآن بعض الآليات التي ينشأ توسعها من توزع ترددات التجاوب الذرية (التوسيع اللامتجانس)

نعتبر كحالة أولى لهذا النوع من التوسيع اللامتجانس التوسيع الذي يتم بسبب الأيونات في الشبكات البلورية الأيونية أو الزجاجية . في حالة الأيونات ينتج الحقل الكهربائي من ذرات المادة المحيطة . بسبب اللاتجانسات المادية وفي أوساط الزجاج بشكل خاص ، تختلف هذه الحقول من أيون إلى آخر. طبقا لمفعول شتارك ، تنتج التغييرات المحلية في الحقل تغيرات في السويات الطاقية و بالتالي ترددات الانتقالات في الأيونات . (معادلة التوسيع اللامتجانس الناتج في هذه الحالة) و من أجل تغيرات عشوائية في الحقل المحلي ، فإن توزع ترددات الانتقالات الموافقة $g^*(\nu_0' - \nu)$ تجتمع لكي تأخذ شكل تابع غوصي Gaussian ، أي بالمعادلة العامة ((2.4.77) . يتوقف عرض الخط $\Delta\nu_0^*$ (FWHM) على اتساع تغير ترددات الانتقال في المادة ولذلك على مقدار لاتجانسية الحقل عبر البلورة أو الزجاج .

مثال 2.5 : عرض خط ليزر النيوديميوم — زجاج Nd : glass .

كمثال نموذجي نعتبر حالة شوارد Nd^{+3} المشابة بسيليكات الزجاج . في هذه الحالة ونظرا لعدم التجانسات ، فإن عرض خط الانتقال الليزري من أجل طول

الموجة $\lambda = 1.05\ \mu_n$ هو $\Delta\nu_0 \cong 4.5THz$ أي أنه أعرض بأربعين مرة من العرض الذي لليزر Nd : YAG في درجة حرارة الغرفة العادية (انظر المثال 2.3) . لاحظ أن تلك اللاتجانسات هي ظواهر لا يمكن تجنبها في حالة الزجاج.

نذكر هنا آلية توسيع لا متجانسة ثانية ، نموذجية في الغاز تأتي من حركة الذرات و تدعى توسيع دوبلر Doppler roadening . لنفرض أن موجة كهرمغناطيسية واردة و ترددها v و تنتشر في الاتجاه الموجب للمحور z و لتكن v_z مركبة السرعة الذرية على طول هذا المحور . فوفقا لمفعول دوبلر ، فإن تردد هذه الموجة كما يرى من إطار ساكن بالنسبة للذرة هو : $\nu' = \nu\left[1 - \frac{v_z}{c}\right]$ حيث c هي سرعة الضوء في الوسط . لاحظ النتيجة المعروفة عندما $v_z > 0$ لدينا $\nu' < \nu$ والعكس صحيح . و بالطبع يحدث الامتصاص من قبل الذرة فقط عندما يساوي التردد الظاهري ν' للموجة الكهرمغناطيسية ، كما يرى من الذرة ، تردد الانتقال الذري ν_0 ، أي عندما $\nu[1 - v_z / c] = \nu_0$. إذا عبرنا عن هذه العلاقة بالمعادلة :

$$\nu = \frac{\nu_0}{[1 - (\frac{v_z}{c})]} \qquad (2.5.117)$$

نصل إلى تفسير آخر مختلف للعملية : و لا فرق أن يكون التفاعل بين الموجة الكهرمغناطيسية مع الذرة بعيدا ، فالنتيجة نفسها كما لو كانت الذرة غير متحركة لكنها عوضا عن ذلك لها تردد تجاوبي ν_0' و يعطى بالعلاقة :

$$\nu_0' = \frac{\nu_0}{[1 - (\frac{v_z}{c})]} \qquad (2.5.118)$$

حيث ν_0 هو التردد الحقيقي . وفي الواقع و حسب هـذا التفسـير ، يتوقـع حدوث الامتصاص عندما يساوي التردد ν للموجة الكهرمغناطيسية التردد ν_0' ، أي عندما $\nu = \nu_0'$ و بالاتفاق مع ما يمكن الحصول عليـه مـن المعـادلات (2.5.117) (2.5.118)، وعند الأخذ بهذه الطريقة ، نرى أن هذه الآلية في التوسيع تتبع في الواقـع إلى الصنف اللامتجانس المعرف في بداية هذا الفصل .

ولحساب شكل الخط الموافق $g*(\nu_0' - \nu_0)$ ، نتذكر أنه ، إذا فرضنـا $p_v dv_z$ يساوي احتمالية الذرة ذات الكتلة M في الغاز الذي درجة حرارته T لكـي تقـع مركبة سرعتها بين v_z و $v_z + dv_z$ ، حيث p_v تعطى من توزيع ماكسويل بالعلاقة:

$$p_v = \left(\frac{M}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\left(Mv_z^2/2kT\right)\right] \qquad (2.5.119)$$

ونحصل من المعادلة (2.5.118) باعتبار أن $|v_z| << c$ ، $\nu_0' = \nu_0[1 + (v_z/c)]$ و بالتالي $v_z = c(\nu_0' - \nu_0)/\nu_0$. و نحصل من المعادلـة (2.5.119) علـى التوزيـع المطلوب بعد التمييز أنه يجب أن يكون لدينا $g*(\nu_0' - \nu_0)d\nu_0' = p_v dv_z$. فنحصـل على المعادلة التالية :

$$g^*(\nu_0' - \nu_0) = \frac{1}{\nu_0}\left(\frac{Mc^2}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \exp-\left[\frac{Mc^2}{2kT}\frac{(\nu_0' - \nu_0)^2}{\nu_0^2}\right] \qquad (2.5.120)$$

لذلك نحصل مجددا على تابع غوصي الذي منه FWHM عرض الخط (خـط دوبلر) يتفق بالمقارنة مع المعادلات (2.5.120) و (2.4.74) ، تعطى بالعلاقة:

$$\Delta\nu_0^* = 2\nu_0\left(\frac{2kT\ln 2}{Mc^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (2.5.121)$$

ومن أجل الحالة اللامتجانسة بشكل صرف ، فإن شكل الخط يعطى بالعلاقة (2.4.77) ، حيث $\Delta\nu_0^*$ يعبر عنها بالمعادلة (2.5.121) .

مثال 2.6 عرض خط دوبلر في ليزر الهيليوم ـــ نيون He – Ne :

نعتبر خط النيون Ne على الطول الموجي $\lambda = 632{,}8 \ nm$ هو الخط الأحمر من ليزر هيليوم ـــ نيون و نفرض أن درجة الحرارة T = 300 k . و بالتالي من المعادلة (2.5.121) ، و باستخدام الكتلة المناسبة للنيون Ne ، نحصل على $\Delta\nu_0^* \cong 1{,}7 GHz$ وبمقارنة هذه القيمة مع تلك المحصول عليها من توسيع التصادم ، انظر المثال 2.2 والتوسيع الطبيعي انظر المثال 2.4 انتقال عزم ثنائي القطب الكهربائي المسموح ، يبين أن التوسيع بفعل دوبلر غالب على آلية توسيع الخط في هذه الحالة .

2.5.3 مجموع تأثيرات عمليات توسيع خط الطيف

Combined Effects of Line Broadening Mechanism

قبل أن نبدأ هذا الموضوع يكون من المفيد أن نلخص نتائج عمليات التوسيع التي تم الحصول عليها حتى الآن لقد لاحظنا أن $g(\omega-\omega_0)$ يمكن إما أن يكون لها شكل لورنسي ، وفي هذه الحالة يمكن كتابتها بالصيغة :

$$g(\omega-\omega_0)=\frac{2}{\pi\Delta\omega_0}\frac{1}{I+\left(\dfrac{\omega-\omega_0}{\Delta\omega_0/2}\right)^2} \qquad (2.5.122)$$

أو أن يكون لها شكل غوص ، وفي هذه الحالة يمكن أن تكتب بالصيغة :

$$g(\omega-\omega_0)=\frac{2}{\Delta\omega_0}\left(\frac{\ln 2}{\Delta\omega_0}\right)^{1/2}\exp\left[-\left(\frac{\omega-\omega_0}{\Delta\omega_0/2}\right)^2\ln 2\right] \quad (2.5.123)$$

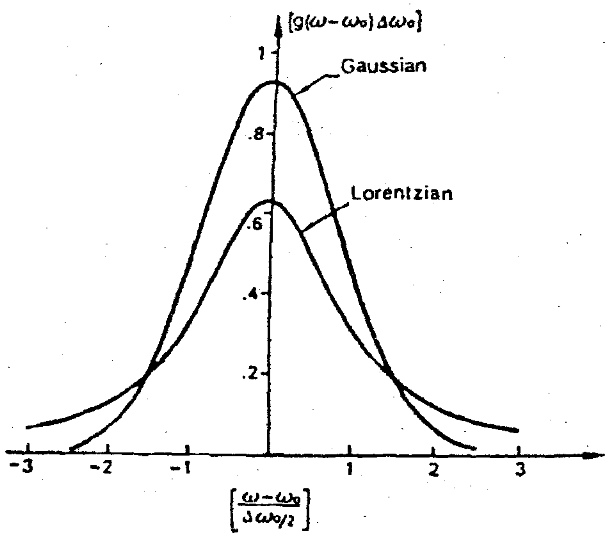
وفي كلتا المعادلتين (2.5.122) و (2.5.123) تمثل $\Delta\omega_0$ العرض الكلـــي عنـــد نصف القيمة العظمى . والصيغ الخاصة بها المتعلقة بالحالات المختلفة قد تم تحديدهــــا سابقا . إن الشكل (2.12) يوضح منحنيات $(g\Delta\omega_0)$ العديمة الواحدات كتابع للتغـير النسبي للتردد $2(\omega-\omega_0)/\Delta\omega_0$ للحالتين المذكورتين في أعلاه . لاحظ أن المنحـــني الغاوصي هو أكثر حدة من المنحني اللورانســـــي . والحقيقــة هـــي أن قيمـــة ذروة $g(\omega-\omega_0)$ هي :

$$g(0)=\frac{2}{\pi\Delta\omega_0}=\frac{0.637}{\Delta\omega_0} \qquad (2.5.124)$$

للمنحني اللورانسي على حين أن :

$$g(0)=\frac{2}{\Delta\omega_0}\left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2}=\frac{0.939}{\Delta\omega_0} \qquad (2.5.125)$$

للمنحني الغاوصي . وكذلك قد لاحظنا أنه بصورة عامة أن خط لورانسي هــو خط متجانس ، على حين أن خط غاوصي هو خط غير متجانس .



الشكل 2.12

موازنة بين خط لورانسي وآخر غوصي. إذ إن الخطين مرسومين بحيث أن لهما نفس العرض عند نقاط نصف القدرة

دعنا ندرس الآن ماذا يحدث عندما يكون التوسيع الإجمالي بسبب أكثر من عملية توسيع واحدة من الوارد ذكرها في أعلاه . ويمكن الإثبات في حالة وجود آني لعمليتي توسيع غير معتمد بعضهما على بعض (أي غير مرتبط بعضهما ببعض) أن شكل الخط الإجمالي يتحدد بتلاف Convolution العمليتين بعضهما ببعض على غرار المعادلة (2.4.79) ، يمكن البرهنة على أن تركيب خط لورانسي عرضه $\Delta\omega_1$ مع خط آخر لورانسي $\Delta\omega_2$ ، فإن الناتج هو أيضا خط لورانسي عرضه $\Delta\omega = \Delta\omega_1 + \Delta\omega_2$. على حين تركيب خط غاوصي عرضه $\Delta\omega_1$ مع خط آخر غاوصي عرضه $\Delta\omega_2$ فإن النتائج هو أيضا خط غاوصي عرضه $\Delta\omega = (\Delta\omega_1^2 + \Delta\omega_2^2)^{1/2}$ وعلى ذلك من الممكن دائما تبسيط المسألة إلى تركيب خط لورانسي واحد مع غاوصي واحد وأن التكامل (الذي يعرف بتكامل فويت Voigt) نحصل عليه من الجداول الرياضية . إلا أنه في بعض الأحيان (كما في مسألة Ne المشروحة سابقا مثلا) أن إحدى العمليتين تكون هي المهيمنة : وفي هذه الحالة يمكن وصف الخط بأنه أما لورانسي أو غاوصي .

وكنماذج للتأثيرات المركبة للتوسيعات المتجانسة وغير المتجانسة فإن الشكل (2.12) يوضح سلوك عرض خط الليزر كتابع لدرجة الحرارة لبلورة الياقوت وبلورة $YAG : Nd^{+3}$. أن الياقوت هو بلورة Al_2O_3 مطعمة بأيونات Cr^{+3} التي تأخذ مكان عدد من أيونات Al^{+3} في النسق البلوري (أن نسبة Al^{+3} المبدلة بأيونات Cr^{+3} هي تقريبا 0.5 %) . أما بلورة $YAG : Nd^{+3}$ فتتألف من عقيق YAG (صيغة مختزلة لعقيق ألومينات اليوتاريوم $Y_3Al_5O_{12}$) معالجة كيميائيا بأيونات Nd^{+3} التي تحل محل عدد أيونات Y^{+3} في النسق البلوري (إن نسبة أيونات Nd^{+3} هي 1 %) . إن الانتقال الليزري هو أحد انتقالات Cr^{+3}

($\lambda = 694.3nm$) في حالة الياقوت ، وأنه أحد انتقـــالات Nd^{+3} ($\lambda = 1.06$ µm) في حالة ليزر $YAG : Nd^{+3}$. وفي كلا النوعين يكون عرض الخـــط اللـــيزري بالأساس بسبب تصادمات الأيونات بفوتونات النسق وهذا يوضح الزيادة الســـريعة في عرض الخط بزيادة درجة الحرارة . إن عرض الخط المتبقي عندمـــا يكـــون $T \to 0$ (الذي يشاهد بصعوبة في الشكل 2.12 هو بسبب التوسيع غير المتجانس بفعل تجـلنس المجال البلوري حول كل من أيونات Cr^{+3} أو Nd^{+3} .

2.6 الانحلال غير الإشعاعي *Nonradiative Decay* :

بالإضافة للانحلال الإشعاعي يمكن للذرة الانتقال من المستوى 2 إلى المستوى 1 من دون أن تشع موجات كهرمغناطيسية . في هذه الحالة سيذهب فرق الطاقة (E_2 - E_1) إلى الجزيئات المحيطة على شكل طاقة حركية انتقالية أو دورانية أو اهتزازيـــة أو تهيج إلكتروني . وفي حالة الغاز يمكن هذه الطاقة أيضا أن تتبدد بالتصادمات بجـــدران الوعاء الحاوي . وفي حالة غاز متأين يمكن للذرة المتهيجة أن تعطي طاقتها عن طريـــق التصادم بالإلكترونات (ويدعى التصادم من النوع الثاني) . وعلى هذا فإنه في حالـــة الغاز أو السائل يمكن أن تحدث انتقالات غير إشعاعية نتيجة للتصادمات غير المرنـــة ولكن ليس هذا كل ما يمكن أن يحدث ، إذ إن الانحلال غير الإشعاعي يمكن أن يتـــم أيضا في الجزيئات المعزولة (عملية تتضمن جزيئة واحدة) . فمثلا لو كان المســـتويان 1 و 2 يعودان لنمطين اهتزازيين للجزيئة أو يمكن أن تســـتهلك في تفكيـــك الجزيئـــة (ويدعى تفكك سابق للإشعاع) . وفي حالة البلورات الأيونية يحدث انحـــلال غـــير إشعاعي عادة عن طريق استثارة أنماط اهتزازية في النسق البلوري وفي شبه الموصـــلات التي فيها إلكترونات في القطاع العلوي (قطاع التوصيـــل) والفجـــوات في القطـــاع السفلي (قطاع التكافؤ) ، فإن الانحلال غير الإشعاعي يحدث من خلال إعادة اتحـــاد

إلكترون مع فجوة في مصائد عميقة (وهذه تنتج بسبب خلع الذرة من مكانها أو بسبب الفراغات أو بسبب الشوائب) .

ومما تقدم يتضح أن العمليات غير الإشعاعية معقدة جدا . وعلى الرغم من ذلك يمكن دائما كتابة التغير في إسكان السوية العلوية بسبب الانحلال غير الإشعاعي بالصيغة العامة الآتية $(dN_2 / dt)_{nr} = -N_2 / \tau_{nr}$ إذ إن τ_{nr} هو ثابت زمني مميز ويدعى عمر الانحلال غير الإشعاعي . إن قيمة هذا الزمن تعتمد إلى حد كبير على نوع الذرة أو الجزيئة المدروسة وعلى طبيعة المادة المحيطة ونتيجة لحدوث الانحلالات الإشعاعية في آن واحد فإن التغير الزمني لإسكان المستوي العلوي N_2 يأخذ الصيغة الآتية :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\left(\frac{N_2}{\tau_{sp}} + \frac{N_2}{\tau_{nr}}\right) \qquad (2.6.126)$$

وتوضح هذه المعادلة أنه بإمكاننا تعريف عمر إجمالي τ بالصيغة الآتية :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{nr}} \qquad (2.6.127)$$

وتدعى هذه الكمية عمر الحالة العليا 2 ، هي كمية يمكن قياسها بسهولة من ملاحظة التغير الزمني للضوء المشع تلقائيا ولهذا الغرض نفترض أنه عند اللحظة $t = 0$ هناك $N_2(0)$ من الذرات في السوية العليا وأن حجم المادة هو V . وفق المعادلة (2.6.126) نجد أن قدرة الإصدار التلقائي هو :

$$P(t) = \frac{N_2(t)\hbar\omega_0 V}{\tau_{sp}} \qquad (2.6.128)$$

ونحصل على الإسكان $N_2(t)$ عند اللحظة t من تكامل المعادلة (2.6.126) إذ نجد $N_2(t) = N_2(0)\exp(-t/\tau)$ وعلى هذا فإن :

$$P(t) = \frac{N_2(0)\hbar\omega_0 V}{\tau_{sp}} \exp(-t/\tau) \qquad (2.6.129)$$

لاحظ هنا أن شدة الإشعاع المنبعث تلقائيا يتناقص أسيا وبثابت زمني τ بــدلا من τ_{sp} .

ومن المعتاد تعريف ناتج الفلورة الكمومي ϕ على أنه نسبة عــدد الفوتونــات المصدرة إلى عدد الذرات الابتدائية في المستوي 2 . وباستخدام المعادلــة (2.6.129) نحصل على :

$$\phi = \frac{\int \frac{P(t)}{\hbar\omega_0} dt}{N_2(0)V} = \frac{\tau}{\tau_{sp}} \qquad (2.6.130)$$

وعليه يمكننا قياس ناتج الفلورة الكمومي ϕ والعمر τ أن نحصل على كل مــن τ_{sp} و τ_{nr}

2.7 الســويات المنطبقــة أو الشــديدة الاقــتران : Degenerate Or Strongly Coupled Levels

درسنا حتى الآن أبسط الحالات التي فيها كــل مــن الســويتين 1 و 2 غــير منحلتين. دعنا نرى باختصار ماذا سيحدث عندما تكون السويات منطبقة وهي حالــة كثيرا ما تحدث عمليا . إن هذا موضح في الشكل (2.13) إذ نفترض أن الســوية 1 منحلة بعدد g_1 من الحالات وأن السوية 2 منحلة بعدد g_2 من الحالات . وسوف نعد N_1 مجموع إسكان الحالات الدنيا و N_2 مجموع إسكان الحالات العليــا . وســوف نستخدم N_{2j} و N_{1j} ليشير إلى إسكان إحدى حالات السوية العلوية والسفلية ، علــى التوالي .

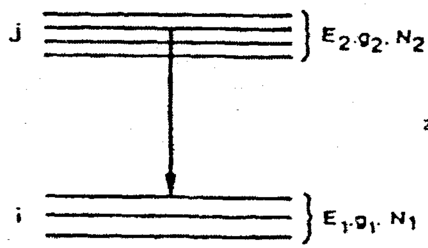
2.7.1 السويات المنطبقة Degenerate Levels

سنعتبر الحالة المنطبقة ، معتبرين الجملة في وضع التوازن الحراري . في هذه الحالة، يتبع إسكان كل سوية فرعية من السويات العليا أو الدنيا قانون توزع بولتزمان Boltzmann المعبر عنه بالمعادلة التالية :

$$N_{2j}^{e} = N_{li}^{e} \exp[-(E_2 - E_1)/kT] \qquad (2.7.131)$$

مع ذلك ، فإن الطبقات الفرعية 1 على سبيل المثال، هي ايضا في حالة التوازن الحراري ، وإسكاناتها جميعا يجب أن تساوي :

$$N_{1i}^{e} = \frac{N_1^e}{g_1} \qquad (2.7.132a)$$



الشكل 2.13

جملة ذات سويتين حيث تضم كل منهما عدد من السويات الفرعية المنطبقة

وبشكل مشابه لدينا :

$$N_{2j}^{e} = \frac{N_2^e}{g_2} \qquad (2.7.132b)$$

نحصل من المعادلتين (2.7.132) و (2.7.131) على المعادلة التالية :

$$N_2^e = N_1^e \left(\frac{g_2}{g_1}\right) \exp\left[-\frac{(E_2 - E_1)}{KT}\right] \qquad (2.7.133)$$

دعنا نرى الآن كيف تتعدل عبارات الانتقال للمقطع العرضي ، الربح ،ومعامل الامتصاص في حالة السويات المنطبقة (المنقسمة) . نعتبر لهذا الغرض أن

موجة كهرمغناطيسية تجتاز الوسط المادي وإسكانها الالكتروني N_1 و N_2 على السويتين ؛ نقوم بحساب معدل التغير على كل إسكان السوية N_2 العلوية للانتقالات الإشعاعية وغير الإشعاعية بين السويات الفرعية j و i فنستطيع أن نعبر عن ذلك بالمعادلة :

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = -\sum_{i=1}^{g_1}\sum_{j=1}^{g_2}\left(W_{ji}N_{2j} - W_{ij}N_{1i} + \frac{N_{2j}}{\tau_{ji}}\right) \qquad (2.7.134)$$

حيث W_{ji} هو معدل الانتقال المتحرض بين السويتين الفرعيتين j و i ، W_{ij} هو معدل الامتصاص ، $1/\tau_{ji}$ هو معدل الانحلال التلقائي ، المشع وغير المشع بين نفس السويتين الفرعيتين . لاحظ أن W_{ji} و W_{ij} قد حصلنا عليهما من المعادلة (2.4.83) بتبديل عزم ثنائي القطب للسويتين الفرعيتين j و i $|\mu_{ij}|^2$ و $|\mu_{ji}|^2$ لمربع العزم $|\mu|^2$. وبالمقابل يمكن الحصول على هذه العزوم من المعادلة (2.3.34) . هنا استخدمنا المعادلة (2.3.34) باستبدال السوية الفرعية $i-th$ الاخفض u_1 من تابع قيمة ذاتية u_i ، والسوية الأعلى من تابع

القيمة الذاتية u_2 و السوية الفرعية u_j من سوياته الفرعية $j-th$ ويتبع ذلك أن :

$$W_{ji} = W_{ij} \qquad (2.7.135)$$

إذا سعت الجملة بسرعة لاستعادة التوازن الحراري بين السويات الفرعية وخلال كل سوية ،عندها فكل السويات الفرعية من الطبقة العليا يعاد إسكانها ثانية ونفس الوضع يحدث للسويات الفرعية في الطبقة الدنيا.

لذلك سيكون لدينا :

$$N_{2j} = \frac{N_2}{g_2} \qquad (2.7.136a)$$

$$N_{1i} = \frac{N_1}{g_1} \qquad (2.7.136b)$$

وبإبدال المعادلة (2.7.136) في المعادلة (2.7.134) نحصل على :

$$\frac{dN_2}{dt} = -W\left(\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1}\right) - \frac{N_2}{\tau} \qquad (2.7.137)$$

وبالاستعانة بالمعادلة (2.7.135) نحصل على :

$$W = \sum_1^{g_1}{}_i \sum_1^{g_2}{}_j W_{ij} = \sum_1^{g_1}{}_i \sum_1^{g_2}{}_j W_{ji} \qquad (2.7.138)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\sum_1^{g_1}{}_i \sum_1^{g_2}{}_j (1/\tau_{ji})}{g_2} \qquad (2.7.139)$$

نلاحظ من المعادلة (2.7.137) أن WN_2/g_2 تمثل معدل التغيير لكامل حالة الإسكان العليا العائدة لكل عمليات الإصدار المتحرض ؛ وبنفس الطريقة WN_1/g_1 التغيير في الإسكان العائد لعمليات الامتصاص . التغيير في تدفق الفوتونات dF عندما يجتاز الشعاع مسافة dz في المادة انظر الشكل 1.2وهذا يمكن كتابته كما يلي :

$$dF = W\left(\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1}\right)dz \qquad (2.7.140)$$

نعرف الآن المقطع العرضي للإصدار المتحرض σ_{21} والمقطع العرضي للامتصاص σ_{12} كما يلي :

$$\sigma_{21} = \frac{W}{(g_2F)} \qquad (2.7.141a)$$

$$\sigma_{12} = \frac{W}{(g_1F)} \qquad (2.7.141b)$$

ونحصل منهما ببساطة على :

$$g_2\sigma_{21} = g_1\sigma_{12} \qquad (2.7.142)$$

عندما يكون $WN_1/g_1 < WN_2/g_2$ نستطيع أن نعرف وبالاستعانة بالمعادلات 2.7.140 و2.7.141b الصيغة المعتادة $dF = -\alpha Fdz$ إذا عرفنا معامل الامتصاص α كما يلي :

$$\alpha = \sigma_{12}[N_1 - N_2(g_1/g_2)] \qquad (2.7.143)$$

وبشكل مشابه عندما تكون $WN_1/g_1 < WN_2/g_2$ فإن المعادلة 2.7.140 وبالاستعانة بالمعادلة 2.7.141a نستطيع أن نضع الصيغة المعتادة $dF = gFdz$ إذا عرفنا المعامل g كما يلي :

$$g = \sigma_{21}[N_2 - N_1(g_2/g_1)] \qquad (2.7.144)$$

أصبحت الآن أسباب تعريف σ_{21} و σ_{12} بالمعادلتين 2.7.141a و 2.7.141b واضحة . ففي الواقع عندما تكون $N_2 > N_1$ (كما هو مطبق عادة في قياسات الامتصاص الخاصة بالانتقالات الضوئية) والمعادلة 2.7.143 تختزل ببساطة إلى $\alpha = \sigma_{12}N_1$. وبشكل معاكس ، عندما $N_2 > N_1$ (كما هو في حالة ليزر السويات الأربع سويات) فتختزل عندها المعادلة 2.7.144 ببساطة أيضا إلى $g = \sigma_{21}N_2$.

2.7.2 السويات الشديدة الاقتران

سوف نعتبر الآن الحالة التي تتكون فيها كل من الطبقة العليا 2 والطبقة السفلى 1فعليا من g_2 و g_1 من السويات الفرعية ، بطاقات مختلفة و سرعة ارتخاء كبيرة بين هذه السويات الفرعية التابعة لكل طبقة (السويات المترابطة بقوة) .وكل سوية فرعية لطبقة عليا أو دنيا تتألف من السويات الثانوية المنطبقة. في هذه الحالة تتوزع الحرارة بين هذه السويات الفرعية العليا منها والدنيا بشكل سريع ، لذلك يمكننا اعتبار أن إحصاء بولتزمان محقق دائما . وبدلا من المعادلة 2.7.136 نكتب المعادلة التالية :

$$N_{2j} = f_{2j} N_2 \qquad (2.7.145a)$$

$$N_{1i} = f_{1i} N_1 \qquad (2.7.145b)$$

حيث إن f_{2j} و f_{1i} هما أجزاء من الإسكان الكلي للطبقة 2والطبقة 1واللذان يوجدان في السويتين الفرعيتين j و i عند التوازن الحراري . ونحصل وفقا لإحصاء بولتزمان على المعادلة التالية :

$$f_{2j} = \frac{g_{2j} \exp[-(E_{2j}/KT)]}{\sum_{1}^{g_2}{}_m g_m \exp[-(E_{2m}/KT)]} \qquad (2.7.146a)$$

$$f_{1i} = \frac{g_{1i} \exp[-(E_{1i}/KT)]}{\sum_{1}^{g_1}{}_l g_{1l} \exp[-(E_{1l}/KT)]} \qquad (2.7.146b)$$

حيث E_{2m} و E_{1l} هي طاقات سويات فرعية في الطبقة العليا والطبقة الدنيا على التوالي ، g_{2m} و g_{1l} سوياتهم الثانوية المنطبقة .

لنفرض الآن أن الإصدار المتحرض يحصل بين سوية فرعية معطاة (ولنقل l) من الطبقة 1إلى سوية فرعية معطاة (ولنقل m) من الطبقة 2 . تتبسط المعادلة 2.7.151 إلى :

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = -W_{ml}N_{2m} + W_{lm}N_{1l} - \sum_1^{g_1}{}_i \sum_1^{g_2}{}_j \left(\frac{N_{2j}}{\tau_{ji}}\right) \qquad (2.7.147)$$

وبالاستعانة بالمعادلة 2.7.145 والمعادلة 2.7.147 نستطيع كتابة الصيغة التالية:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = -W_{ml}^{e}N_2 + W_{lm}^{e}N_1 - \frac{N_2}{\tau} \qquad (2.7.148)$$

حيث أننا عرفنا المعدلات الفعلية للإصدار المتحرض W_{ml}^e ، الامتصاص المحرض وW_{lm}^a والانحلال التلقائي $(1/\tau)$ ، على الترتيب ،كما يلي :

$$W_{ml}^{e} = f_{2m}W_{ml} \qquad (2.7.149a)$$

$$W_{lm}^{a} = f_{1l}W_{lm} \qquad (2.7.149b)$$

$$\left(\frac{1}{\tau}\right) = \sum_1^{g_1}{}_i \sum_1^{g_2}{}_j \left(\frac{f_{2j}}{\tau_{ji}}\right) \qquad (2.7.149c)$$

التغيير في تدفق الفوتونات وفقا للمعادلة 2.7.148 عندما يجتاز الشعاع مسافة dz في المادة يعطى الآن بالمعادلة :

$$dF = (W_{ml}^{e}N_2 - W_{lm}^{a}N_1)dz \qquad (2.7.150)$$

نستطيع أن نعرف الآن المقطع الفعلي للإصدار المتحرض σ_{ml}^e والمقطع الفعلي للامتصاص σ_{lm}^a كما يلي:

$$\sigma_{ml}^{e} = \frac{W_{ml}^{e}}{F} = f_{2m}\sigma_{ml} \qquad (2.7.151a)$$

$$\sigma_{lm}^{a} = \frac{W_{lm}^{a}}{F} = f_{1l}\sigma_{lm} \qquad (2.7.151b)$$

حيث استخدمنا المعادلـــة 2.7.149 وأن $\sigma_{lm} = W_{lm} / F$ و $\sigma_{ml} = W_{ml} / F$ تمثلان على التوالي ، المقطع العرضي الفعلي للامتصاص والإصدار المتحرض للانتقالات من l إلى m . لاحظ انه إذا كانت هذه السويات الفرعية l و m لا منطبقـــة أو أن لها نفس الانحلال فلدينا $\sigma_{lm} = \sigma_{ml}$ ،لاحظ أيضا أنه وفقا للمعادلات

2.7.150 و2.7.151 فإن معامل الامتصاص لتدفق الفوتونات المنتشرة يمكـــن كتابته على الشكل :

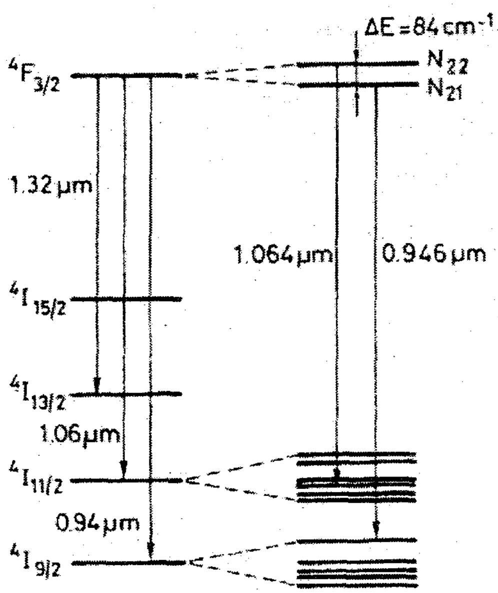
$$\alpha_{lm} = \sigma_{lm}^{a} N_1 - \sigma_{ml}^{e} N_2 \qquad (2.7.152)$$

وهذا يبين أهمية وفائدة مفهوم المقطع العرضي : معامل الامتصاص ، أو معامل الربح عندما $N_2 > N_1$ ، فنحصل عليهما ببساط بعملية ضرب المقطع العرضي الفعلي بالإسكان الكلي للطبقات العليا والدنيا . وبشكل خاص ، لدينا في حالـــة التـــوازن الحراري $N_2 \cong 0$ و $N_1 \cong N_t$ ، حيث N_t الإسكان الكلـــي والمعادلـــة 2.7.152 تعطي :

$$\alpha_{lm} = \sigma_{lm}^{a} N_t \qquad (2.7.153)$$

مثال 2.7 : يبين الشكل 2.14 مخطط السويات الطاقية في لـــيزرNd:YAG . المقطع العرضي الفعلي للإصدار المتحرض على طول موجة $10.64\mu.m$ عند الانتقـــال الليزري في Nd:YAG . يحصل الفعل اللـــيزري في الانتقـــال بـــين ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ($\lambda = 10.64\mu.m$) ، وهـــو الأكـــثر شـــيوعا ، وكذلـــك علـــى ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ($\lambda = 1.32\mu.m$) و ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ انتقالات ($\lambda = 0.94\mu.m$) . يحصل الانتقـــال $10.64\mu.m$ بين سوية فرعية ، m=2 من السوية ${}^4F_{3/2}$ إلى السوية الفرعيـــة الأولى

l=3 مـــن الطبـــــــــقة $^4I_{11/2}$ والانتقال $(R_2 \rightarrow Y_3)$. لنــنفـــــــــرض أن $f_{22} = N_{22}/N_2 = N_{22}/(N_{21}+N_{22})$ يمثل القسم من الإسكان الكلي الموجــود في السوية الليزرية العليا ، حيث N_{22} و N_{21} إسكاني السويتين الفرعيتين مـــن الحالـــة $^4F_{3/2}$ و N_2 تمثل الإسكان الكلي لهذه الحالة . وباعتبار أن كـــل مـــن الســويتين الفرعيتين تنحل بشكل مضـــاعف ، لذلـــك ووفقـــا للمعادلـــة 2.7.133 ، لدينـــا $N_{22} = N_{21}\exp[-(\Delta E/kT)]$ ، حيث ΔE الطاقة الفاصلة بين سويتين فرعيتـــين . لذلك نحصل من عبارة N_{22} السابقة على $f_{22} = 1/[1+\exp(\Delta E/kT)]$. ومن أجل $\Delta E = 84cm^{-1}$ و $kT = 208cm^{-1}$ (T+300K) ، نحصل على قيمة $f_{22} = 0.4$ أعطت القياسات الطيفية على الانتقال $R_2 \rightarrow Y_3$ ، قيمة عظمى للمقطـــع العرضـــي $\sigma_{23} = 6.5\times10^{-19}\,cm^2$. المقطع الفعلي للانتقال $R_2 \rightarrow Y_3$ فهو σ_{23}^e الذي نحصـــل عليه من المعادلة 2.7.151a كما يلي : $\sigma_{23}^e = f_{22}\sigma_{23} \cong 2.8\times10^{-19}\,c.m^2$.



الشكل 2.14

السويات الطاقية للطول الموجي $\lambda = 10.64\mu.m$ في الانتقال الليزري لليزر Nd:YAG

2.8 الإشباع Saturation :

هدفنا في هذا البند دراسة سلوك الانتقال (تردده ω_0) في وسط له مستويين وبوجود موجة كهرمغناطيسية أحادية الطول الموجي قوية شدتها I وترددها $\omega \cong \omega_0$ إن فعل هذه الموجة بصورة عامة هو محاولة مساواة الاسكانين N_1 و N_2 للمستويتين والحقيقة أنه لو كانت N_1 في البداية أكبر من N_2 فإن عملية الامتصاص WN_1 ستطغى على عملية الإصدار المتحرض WN_2 . أي أن هناك عددا أكبر من الذرات التي تعاني الانتقال $2 \rightarrow 1$ من عدد الذرات التي تعاني الانتقال $1 \rightarrow 2$. وعند قيمة عالية كافية لـ I فإن الإسكانين سيميلان للتساوي . إن هذه الظاهرة تدعى : الإشباع .

2.8.1 إشباع الامتصاص : خط متجانس : Saturation of Absorption Homogen Line

ندرس أولا الانتقال الامتصاصي ($N_1 > N_2$) ونفترض أن الخط له توسع متجانس . وبالأخذ بعين الاعتبار الإصدار التلقائي والإصدار المتحرض بفعل الموجة الساقطة (لاحظ الشكل 2.15) يمكننا كتابة المعادلتين لإسكان السويتين N_1 و N_2 بما يأتي :

$$N_1 + N_2 = N_t \qquad (2.8.154a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -W(N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau} \qquad (2.8.154b)$$

يمثل N_t في المعادلة (2.8.154a) الإسكان الكلي للمادة . ولو كتبنا :

$$\Delta N = N_1 - N_2 \qquad (2.8.155)$$

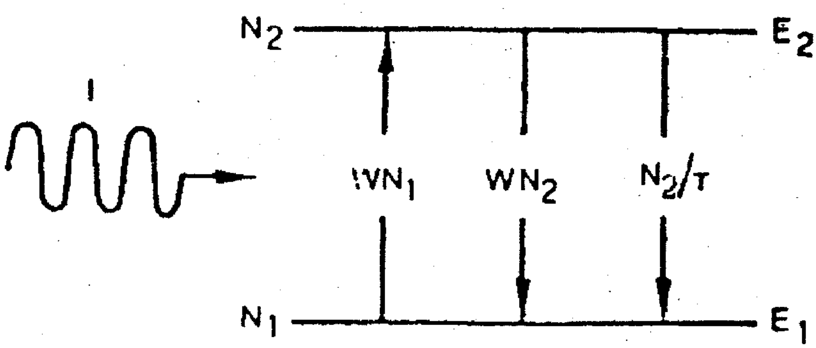
لأمكن تبسيط المعادلتين (2.8.155) في معادلة تفاضلية واحدة :

$$\Delta\dot{N} = -N\left(\frac{1}{\tau} + 2W\right) + \frac{1}{\tau}N_t \qquad (2.8.156)$$

وفي الحالة المستقرة حيث $\Delta\dot{N} = 0$ نحصل على :

$$\Delta N = \frac{N_t}{1 + 2W\tau} \qquad (2.8.157)$$

وعلى هذا فإن فرق الإسكان ΔN بين المستويين يعتمد على τ و W ، أي على عمر انحلال السوية العلوية (الذي يميز المادة) وعلى شدة الإشعاع الساقط I وعندما يزداد I تزداد W ويقل فرق الإسكان ΔN .



الشكل 2.15

جملة من مستويين تتفاعل موجة كهرمغناطيسية شديدة

وعندما يكون $W\tau >> 1$ نحصل على $\Delta N \cong 0$ ، أي أن $N_1 \cong N_2 \cong N_t / 2$ وعلى ذلك يميل الإسكانان إلى التساوي .

ولكي نحافظ على فرق الإسكان ΔN معين فإن على المـــادة امتصـــاص مـــن الإشعاع الساقط قدرة لوحدة الحجم : (dP / dV) تتحدد بالكمية :

$$\frac{dP}{dV} = (\hbar\omega)W\Delta N = (\hbar\omega)\frac{N_t W}{1+2W\tau} \qquad (2.8.158)$$

وهذه الكمية تساوي عند الإشباع (أي عندما تكون $W\tau >> 1$) القيمة :

$$\left(\frac{dP}{dV}\right)_s = \frac{(\hbar\omega)N_t}{2\tau} \qquad (2.8.159)$$

وتوضح المعادلة (2.8.159) أن القدرة (dP/dV) التي يجب امتصاصها من قبل النظام ليبقى في حالة الإشباع يساوي (كما هو متوقع) القدرة المفقودة من قبل المادة بسبب انحلال سويتها العلوية .

ومن المفيد في بعض الأحيان إعادة كتابة المعادلتين (2.8.157) و (2.8.158) بصيغة أخرى مناسبة . ولهذا الهدف نلاحظ أولا في ضوء المعادلة (2.4.70) أنه يمكن كتابة W بالصيغة الآتية :

$$W = \sigma . I / \hbar\omega \qquad (2.8.160)$$

إذ أن σ المقطع العرضي للامتصاص . ويمكن الآن صياغة المعادلتين (2.8.157) و (2.8.158) وبالاستناد على المعادلة (2.8.160) على النحو الآتي :

$$\frac{\Delta N}{N_t} = \frac{1}{1+(I/I_s)} \qquad (2.8.161)$$

$$\frac{dP/dV}{(dP/dV)_s} = \frac{I/I_s}{1+I/I_s} \qquad (2.8.162)$$

إذ إن :

$$I_s = \frac{\hbar\omega}{2\sigma.\tau} \qquad (2.8.163)$$

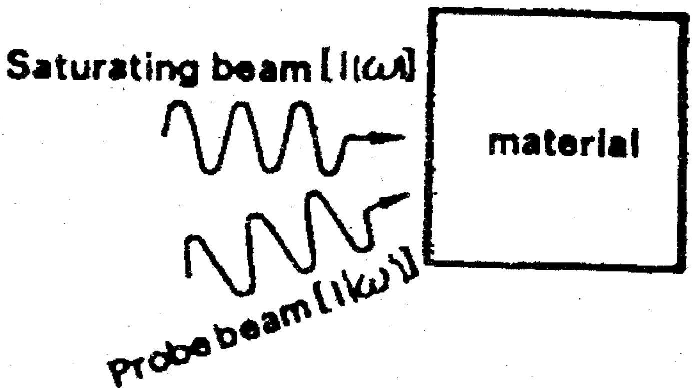
وهي كمية تعتمد على المادة المدروسة وعلى تردد الموجة الساقطة . أما معناها الفيزيائي فواضح من المعادلة (2.8.161) . والحقيقة هي أنه عندما يكون $I = I_s$ نحصل على $\Delta N = N_t / 2$. وعندما يكون $\omega = \omega_0$ فإن الكمية I_s تعتمد فقط على متغيرات وتدعى شدة الإشباع .

دعنا ندرس كيف يتغير شكل خط الامتصاص مع زيادة I للحزمة المشبعة . ولهذا الهدف ندرس الحالة التجريبية المثالية الموضحة في الشكل (2.16) حيث قياس الامتصاص يتم بوساطة حزمة فحص ترددها ω' متغير وشدتها I' صغيرة جدا كي لا تسبب اضطرابا محسوما للمنظومة . ومن الناحية العملية يجب أن تكون الحزمة المستخدمة متوازية لدرجة كبيرة وذلك للتأكد من أن الحزمة الفاحصة تتفاعل مع المنطقة المشبعة فقط . تحت هذه الظروف سيتحدد معامل الامتصاص المشاهد من قبل الحزمة الفاحصة بالمعادلة (2.8.161) ومن ثم نحصل على :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + (I / I_s)} \qquad (2.8.164)$$

ذلك أن $\alpha_0 = g(\omega' - \omega_0)$ هو معامل الامتصاص عندما تكون الموجة المشبعة (ذات التردد ω) غير موجودة ، أي $I = 0$. وهذه الكمومية تساوي :

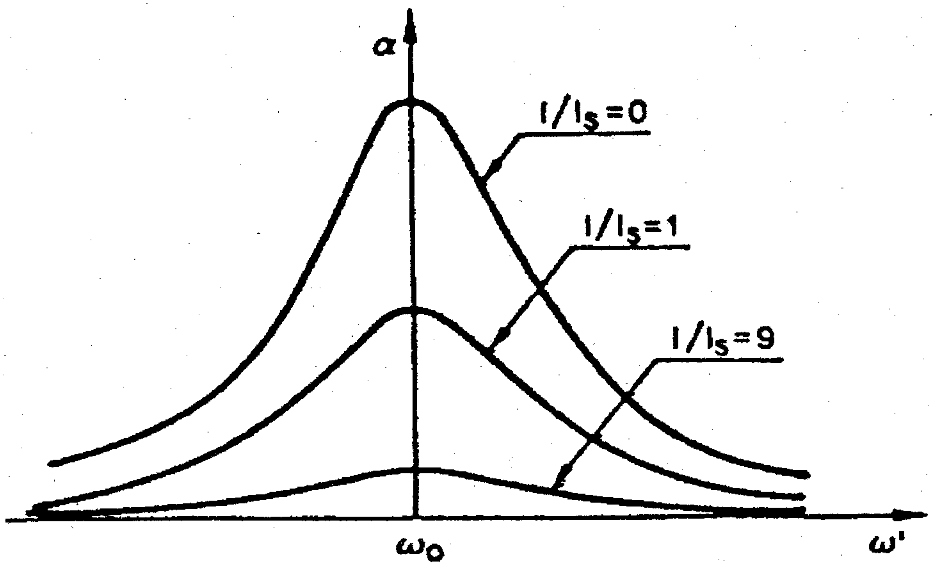
$$\alpha_0 = \frac{\pi}{3n\varepsilon_0 c_0 \hbar} |\mu|^2 \omega' N_t g(\omega' - \omega_0) \qquad (2.8.165)$$



الشكل 2.16

قياس معامل الامتصاص أو معامل الربح عند تردد V' بواسطة شعاع سبر شدته $I'(V')$ بوجود شعاع مشبع $I(V)$ شدته I وتردده V

وتوضح المعادلتان (2.8.164) و (2.8.165) أنه عند زيادة شدة الحزمة المشبعة يقل معامل الامتصاص إلا أن شكله يبقى من دون أن يتغير وذلك لأنه دائما يصف تابع $g(\omega'-\omega_0)$. الشكل (2.17) يبين ثلاثة رسوم لمعامل الامتصاص α تابع لـ ω' لقيم ثلاث مختلفة لـ (I / I_s) .



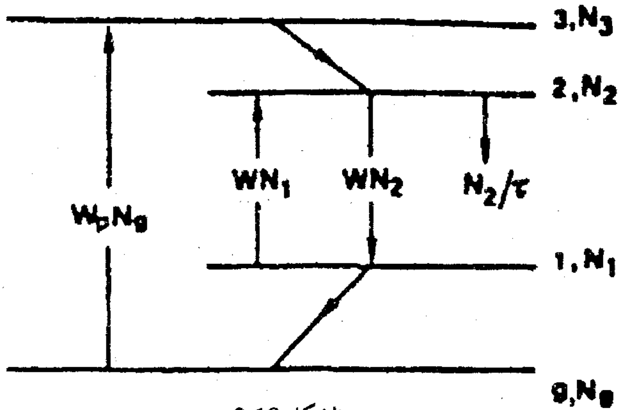
الشكل 2.17

سلوك إشباع معامل الامتصاص α بالنسبة للتردد ν' من أجل عدة قيم متزايدة للشدة I لشعاع مشبع (خط متجانس) .

2.8.2 إشـــباع الربـــح : خـــط متجـــانس
Gain Saturation : Homogeneous Line

ندرس الآن الحالة حيث يظهر الانتقال $1 \rightarrow 2$ صافي ربح بدلا مـــن صـــافي امتصاص . نفترض أن الوسط يتصرف كنظام من أربعة سويات (لاحـــظ الشـــكل 2.18) وأن انقلاب الإسكان بين السويتين 1 و 2 يحدث بفعل عملية ضـــخ مناســـبة وسوف نفترض كذلك أن الانتقالين $2 \rightarrow 3$ و $1 \rightarrow g$ يحدثان بسرعة كبيرة بحيـــث يمكننا اعتبار $N_3 \cong N_1 \cong 0$ وفي ضوء هذه الافتراضات المبسطة يمكننـــا أن نكتـــب المعادلة الآتية لمعدل تغير المعدل إسكان السوية 2 بالصورة الآتية :

$$\frac{dN_2}{dt} = W_P(N_t - N_2) - WN_2 - \frac{N_2}{\tau} \qquad (2.8.166)$$



الشكل 2.18

إشباع الربح في ليزر من أربع مستويات

إذ إن W_P معدل الضخ وأن N_t الإسكان الكلي . وفي الحالة المستقرة (أي عندما $dN_2 / dt = 0$) نحصل من المعادلة (2.8.166) على :

$$N_2 = \frac{W_P N_t \tau}{1 + W\tau} \qquad (2.8.167)$$

وفي اشتقاق المعادلة (2.8.167) قد افترضنا أن $W_p\tau$ وهو شرط يتحقق عادة في المواد الليزرية . وفي ضوء المعادلة (2.8.160) يمكن إعادة كتابة المعادلة (2.8.167) بالصيغة :

$$N_2 = \frac{N_{20}}{1 + (I / I_s)} \qquad (2.8.168)$$

إذ إن $N_{20} = W_p N_t \tau$ يمثل إسكان السوية 2 في حالة عدم وجود الحزمة المشبعة (أي $I = 0$) وأن :

$$I_s = \frac{\hbar\omega}{\sigma.\tau} \qquad (2.8.169)$$

وبموازنة المعادلتين (2.8.169) و (2.8.163) نلاحظ أنه لقيم معينة لـــ $\hbar\omega$ وσ و τ يكون التعبير الرياضي لشدة الإشباع I_s في حالة نظام مـــن أربعـــة ســـويات بضعف ما هو عليه لنظام السويتين للشكل (2.14) .

إن الحزمة الفاحصة ذات التردد ω' في التجربة المبينة في الشكل (2.16) تقيــس لنا الربح بدلا من الامتصاص . وفي ضوء المعادلتين (2.4.88a)و (2.8.168) يـــأخذ معامل الربح الصيغة :

$$g = \frac{g_0}{1 + (I / I_s)} \qquad (2.8.170)$$

إذ إن $g_0 = \sigma.N_{20}$ هو معامل الربح عند عدم وجود الحزمة المشبعة (ويدعـــى معامل الربح غير المشبع) . ونحصل من المعادلة (2.4.71) على الصيغة الآتية لـــ g_0 :

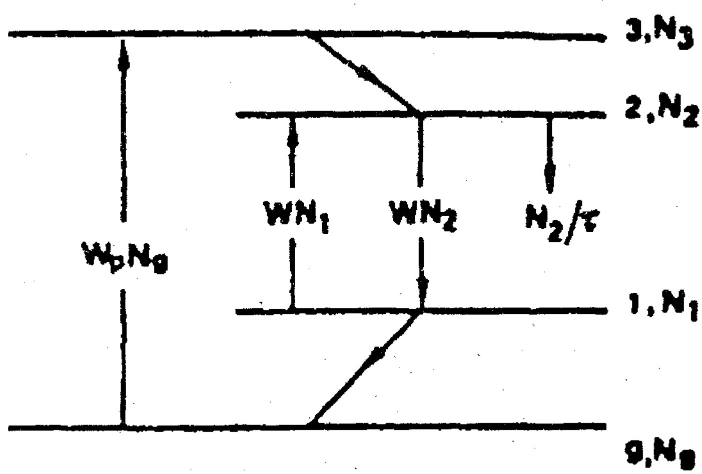
$$g_0 = \frac{\pi}{3n\varepsilon_0 c_0 \hbar} |\mu|^2 \omega' N_{20} g(\omega' - \omega_0) \qquad (2.8.171)$$

فنلاحظ من المعادلتين (2.8.170) و (2.8.171) أنه كما في حالة الامتصـــاص الذي درسناه في البند السابق ، يقل زيادة I الربح g ولكن شكل الخط يبقى من تغير.

2.8.3 خـــط متوســـع بصـــورة لا متجانســـة Inhomogeneously Broadened Line :

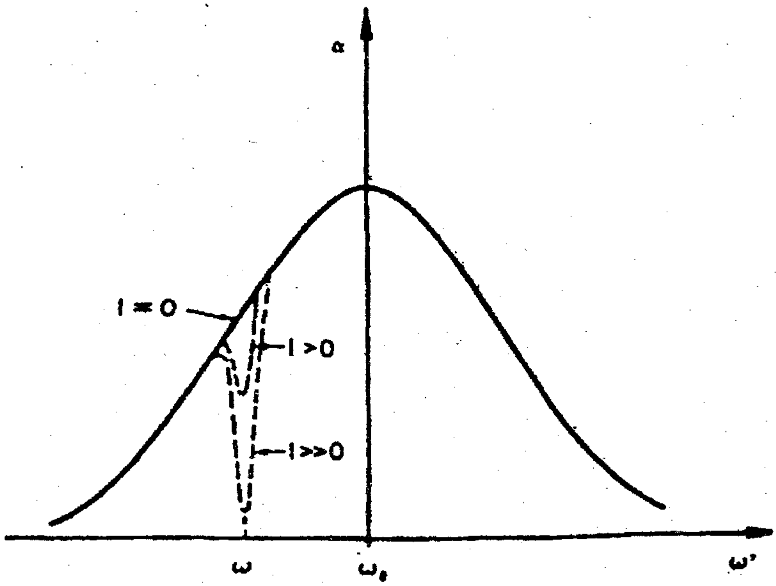
عندما يتوسع الخط بصورة غير متجانسة فإن ظاهرة الإشباع تصبـــح أكـــثر تعقيدا وعليه سوف نحصر دراستنا هنا بوصف المسألة من الناحية النوعية فقط (لاحـظ المسألتين 2.5 و 2.6 للزيادة بالتفصيل) . وبهدف شمولية الدراسة سوف نفـــترض أن الخط متوسع بعمليتين متجانسة وغير متجانسة ، لذلك فإن شكله يتحـــدد بالمعادلـــة

(2.4.79) . إن الشكل الإجمالي للخط $g_t(\omega-\omega_0)$ يحصل عليه من تركيب التوسيعات المتجانسة $g(\Delta\omega)$ للذرات المختلفة . وعليه نجد في حالة الامتصاص أنه يمكن تصور معامل الامتصاص كما في الشكل (2.19) . وعلى هذا الأساس وفي التجربة الموضحة في الشكل (2.16) تتفاعل الشدة $I(\omega)$ فقط مع تلك الذرات التي لها تردد تجاوب في جوار ω ، وإن تلك الذرات فقط سوف تظهر إشباعا عندما يصبح $I(\omega)$ كبيرا بما فيه الكفاية . وعلى هذا فإن الشكل الجديد لخط الامتصاص ولقيم مختلفة لـ $I(\omega)$ سوف يظهر كما في الشكل (2.19) . ففي هذا الشكل ، بزيادة $I(\omega)$ سينتج منخفضا متزايد العمق في خط الامتصاص عند ترددω . إن عرض هذا المنخفض يساوي تقريبا عرض كل من خطوط الامتصاص المؤشرة بالخط المتقطع في الشكل (2.20) أي عرض الخط المتجانس . ويمكننا استخدام نفس التحليل



الشكل 2.19

شكل خط الانتقال متوسع بعمليتين متجانسة وغير متجانسة



الشكل 2.20

سلوك الإشباع لخط متوسع بصورة غير متجانسة . إن رسم
معامل الامتصاص كتابع للتردد يظهر انخفاضات بأعماق متزايدة بزيادة الشدة $I(\omega)$

في حالة انتقال له ربح إجمالي بدلا من امتصاص . إن أثر الحزمة المشبعة في هذه الحالة هو تكوين انخفاضات في شكل الربح بدلا من شكل الامتصاص .

2.9 العلاقة بين المقطع العرضي وعمر الإصدار التلقائي :

Relation Between Cross Section and Spontaneous Radiative Lifetime

لاحظ من المعادلتين (2.4.70) و (2.4.98) أن كلا من المقطع العرضي ومعامل اينشتاين A يتناسب مع $|\mu|^2$ وعليه يمكن الحصول لأي انتقال على صيغة بسيطة تربط σ مع $\tau_{sp}=1/A$ ، غير معتمدة على ثنائي القطب $|\mu|$. من المعـــادلتين (2.4.70) و(2.4.98) نجد :

$$\sigma = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \frac{g_t(\Delta\omega)}{\tau_{sp}} \qquad (2.9.172)$$

إذ إن $\lambda = 2\pi c_0 / n\omega_0$ الطول الموجي (في الوسط) للموجة الكهرمغناطيسية التي ترددها يعود لمركز الخط . ويمكن استخدام المعادلة (2.9.172) إما لحساب σ إذا كان τ_{sp} إذا كان σ معروفا .

دعنا نفترض أولا أنه لا يمكن قياس σ بسهولة . وهذا ما يحدث مثلا إذا كان السوية 1 ليس الحالة الأرضية وأن طاقته فوق الحالة الأرضية أكبر بكثير من kT ففي هذه الحالة نجد السوية 1 عند التوازن الحراري ، يكون فعليا فارغا والامتصاص العائد للانتقال $2 \to 1$ ضعيفا جدا ولا يمكن قياسه مخبريا . ولكي نحسب σ من المعادلة (2.9.172) نحتاج إلى معرفة كلا من τ_{sp} و $g_t(\Delta\omega)$ يمكن الحصول على عمر الإصدار التلقائي τ_{sp} من المعادلة (2.5.131) إذ قسنا العمر الإشعاعي τ (راجع المعادلة 2.5.132) وناتج الفلورة الكمومي ϕ ويمكن الحصول على $g_t(\Delta\omega)$ من قياس شكل الخط $S(\Delta\omega)$ في عملية الإصدار . إذ إن $g_t(\Delta\omega) = S(\Delta\omega) / \int_{-\infty}^{+\infty} S(\Delta\omega) d\omega$.

وندرس الآن الحالة التي فيها يمكن قياس σ (وهو الحال إذا كان السوية 1 السوية الأرضية) .

ولكي نحسب τ_{sp} من المعادلة (2.9.172) نضرب طرفي المعادلة بـ dω وتكامل. وبما أن $\int g_t(\Delta\omega) d\omega = 1$ ، فيكون لدينا :

$$\tau_{sp} = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \frac{1}{\int \sigma . d\omega} \qquad (2.9.173)$$

وعلى هذا نجد أن عمر الإصدار التلقائي يتحدد بصورة بسيطة بتكامل المقطع العرضي للانتقال . إن المعادلة (2.9.173) مفيدة بصورة خاصة إذا كان عمر الحالة العليا τ قصيرا جدا (أي بحدود البيكوثانية) ، بحيث لا يمكن قياسها ومن ثم لا يمكن قياس τ_{sp} بصورة مباشرة .

مسائل

2.1 احسب عدد أنماط الاهتزاز التي تقع ضمن شريط طيفي عرضه $\Delta\lambda = 10n.m$ ومتمركز حول طول موجي $\lambda = 600n.m$ في حجرة حجمها $V = 1c.m^3$.

2.2 نستطيع أن نعرف كثافة الطاقة الطيفية ρ_λ بدلا من ρ_ν وحيث أن ρ_λ في المجال $\rho_\lambda d\lambda$ تعطي كثافة الطاقة للموجات الكهرمغناطيسية e.m ذوات الأطوال الواقعة بين λ و $d\lambda$. فأوجد العلاقة بين ρ_λ و ρ_ν .

2.3 أوجد القيمة العظمى لكثافة الطاقة الطيفية ρ_λ بالنسبة لطول الموجة λ لإشعاع الجسم الأسود . بين بهذه الطريقة من اجل طول الموجة λ_M متى ومن اجل أي قيمة عظمى تتحقق العلاقة $\lambda_M T = h\nu / ky$

(قانون فين) ، حيث إن المقدار y يحقق المعادلة $y = 5[1 - \exp(-y)]$

أوجد من هذه المعدلة قيمة تقريبية للمقدار y .

2.4 الطول الموجي λ_M الذي يبلغ التوزع في الشكل 2.3 قيمته العظمى يحقق العلاقة $\lambda_M T = 2.9 \times 10^{-3} m \times K$ (قانون فين) . احسب λ_M من أجل درجة حرارة 600K . وما هو اللون الموافق لهذا الطول الموجي .

2.5 إن للانتقال الليزري R_1 في الياقوت شكل مقارب لورنسي وله عرض FWHM $330GHz$ في درجة حرارة الغرفة انظر شكل 2.10 . وقمة انتقال المقطع العرضي المقاسة $\sigma = 2.5 \times 10^{-20} c.m^2$. احسب فترة حياة الإشعاع الصادر (إذا

علمت أن قرينة انكسار الوسط 1.76) . ولطالما أن فترة مراقبة درجة حرارة الغرفة هي $3m.s$ ، فما هي الحاصلة الكوانتية للفلورة ؟

2.6 إن Nd:YAG هو وسط ليزري نموذجي فعال ، وهو عبارة عن بلورة من $Y_3Al_5O_{12}$ (العقيق الأحمر لإيتيريوم الومينيوم ، YAG) استبدل فيه جزء من Y^{+3} بأيونات النيوديوم Nd^{3+} . التركيز النموذجي لأيونات النيوديوم المستعمل هو 1% ، أي أن 1%من أيونات Y^{+3} قد حل محلها Nd^{3+} . كثافة YAG هي 4.56g/cm³ . احسب تركيز أيونات YAG في السوية الأرضية من ($^4I_{9/2}$) تنقسم هذه السوية عمليا إلى خمس سويات (مضاعفة بالانحلال) انظر شكل 2.15 يفصل الأربعة سويات العليا عن الأخفض 134، 197، 311 و$848cm^{-1}$، على التوالي .أحسب تركيز أيونات Nd^{3+} في السوية الأخفض من الطبقة $^4I_{9/2}$.

2.7 يسود على الانتقال الليزري $\lambda = 1.15\mu m$ في النيون توسيع دوبلر من اجل قيمة $\Delta\nu_0^* = 9\times10^8\,Hz$. تبلغ مدة حياة الطبقة العليا $\approx 10^{-7}s$. أحسب قمة (peak) المقطع العرضي معتبرا أن مدة حياة الانتقال الليزري يساوي مدة حياة الطبقة العليا .

2.8 احسب العرض الكلي للتوسع المتجانس على الانتقال الليزري $633 - nm$ للنيون إذا علمت أن $\Delta\nu_{nat} = 20Mz$ و $\Delta\nu_c = 0.64Mz$. ماهو الشكل العام للخط؟

2.9 أوجد العلاقة بين الشدة I وكثافة الطاقة الموافقة ρ من أجل موجة مستوية .

2.10 أحسب عرض الخط بفعل تأثير دوبلر لجزيئة CO_2 عند الطول الموجـــي $\lambda = 10.6 \mu m$ (T=400K) .

إذا كان التوسيع التصادمي لليزر CO_2 حوالي $6.5 MHz / Torr$ ، احســـــب ضغط CO_2 الذي تسهم عنده العمليتان بنفس القيمة في تحديد عرض الخط .

الفصل الثالث
عمليات الضخ

3.1 المقدمة

3.2 الضخ الضوئي

3.3 الضخ الكهربائي

مسائل

عمليات الضخ
Pumping Processes

3.1 المقدمة *Introduction* :

عبرنا في الفصل الأول عن العمليات التي فيها ترفع الذرات من السوية 1 و إلى السوية 3 (في حالة ليزر ذي ثلاث سويات ، الشكل 1.4a) ، أو من السوية 0 إلى السوية 3 (في حالة ليزر ذي أربع سويات ، الشكل 1.4b) بعمليات الضخ . وعادة تتم هذه العمليات بإحدى الطريقتين التاليتين :

إما ضوئياً أو كهربائياً . ففي الضخ الضوئي ، الضوء الصادر من مصدر قوي يتم امتصاصه من قبل المادة الفعالة وبذلك تنتقل الذرات إلى سوية أعلى . إن هذه الطريقة مناسبة بصورة خاصة في ليزرات الحالة الصلبة (مثلاً ، ليزر الياقوت أو النيوديميوم) أو الليزرات السائلة (مثلاً ، ليزرات الصبغة) . إن عمليات التوسيع للخط في المواد الصلبة والسائلة تؤدي إلى توسيعات ملحوظة ؛ بحيث نتكلم عادة عن حزم الضخ بدلاً من سويات ضخ . وبإمكان هذه الحزم امتصاص نسبة ملحوظة من الضوء (عادة حزمة واسعة) المنبعث من مصباح الضخ . أما الضخ الكهربائي فيتم عن طريق تفريغ كهربائي شديد لحد الكفاية ، وهو مناسب بصورة خاصة لليزرات الغازية وشبه الموصلة . ولا يمكن استخدام الضخ الضوئي في الليزرات الغازية بسبب صغر عرض خطوط امتصاصها . ومن ناحية ثانية يمكن استخدام الضخ الضوئي وبصورة فعالة في ليزرات شبه الموصلات ، إلا أن الضخ الضوئي يكون هنا أكثر ملاءمة . إن

عمليتي الضخ المنوه عنهما أعلاه ليستا العمليتين المتوفرتين الوحيدتين لضخ الليزرات فهناك مثلاً ، ضخ عن طريق التفاعلات الكيميائية (الضخ الكيميائي)، والضخ عن طريق تمدد الغاز بسرعة فوق الصوتية (ضخ الدايناميك الغازي) . ويجب كذلك الإشارة إلى أن هناك توجهاً متزايداً . لاستخدام الليزرات في الضخ الضوئي لليزرات أخرى مثل الليزرات الصلبة أو ليزرات الصبغة أوالليزرات الغازية .

إذا كانت سوية الضخ (أو حزم الضخ) فارغة فإن معدل إشغال السوية العلوية بعملية الضخ $(dN_2 / dt)_p$ يتحدد بالمعادلة (1.10) ، إذ إنه في هذه المعادلة W_p تمثل معدل الضخ . إن الهدف من هذا الفصل هو اعطاء الصيغة المحددة للكمية W_p في حالتي الضخ الضوئي والضخ الكهربائي .

3.2 الضخ الضوئي *Optical Pumping* :

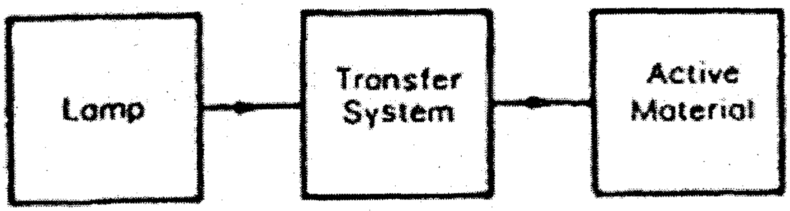
يوضح الشكل (3.1) بصورة تخطيطية نظام ضخ ضوئي عام . ينقل الضوء من مصدر ضوئي قوي غير مترابط بوساطة نظام بصري إلى المادة الفعّالة . سندرس هنا الحالتين الآتيتين :

(أ) الليزرات النبضية . في هذه الحالة يستخدم مصباح وميضي مصنوع من (Xe) أو (Kr) تحت ضغوط متوسطة إلى عالية (450-1500 Torr) .

(ب) ليزرات الموجات المستمرة (cw) . وفي هذه الحالة يتم استخدام مصابيح الضغط العالي (4000-8000 Torr) التي تكون عادة مصنوعة من Kr أو يوديد التنغستين . في الحالة الأولى يتم تفريغ الطاقة الكهربائية المخزونة في مكثفة كهربائية في مصباح وميضي . ويبدأ التفريغ عادة بنبضة قدح ذات جهد عال بين أقطاب مساعدة وهذه النبضة تسبب التأين الابتدائي للغاز . وبعد ذلك يولّد المصباح ومضة

قوية من الضوء التي تستمر لفترة (تتحدد بحاصل ضرب سعة المكثفة ومقاومة المصباح) تتراوح بين بضع مايكروثانية وحتى بضع مئات مايكروثانية . وتكون المادة الفعالة في كل من الحالتين (أ) و (ب) عادة على شكل قضيب أسطواني قطره يتراوح بين بضع ميليمترات ولغاية سنتيمترات وطوله يتراوح بين بضعة سنتيمترات إلى بضعة عشرات السنتيمترات .

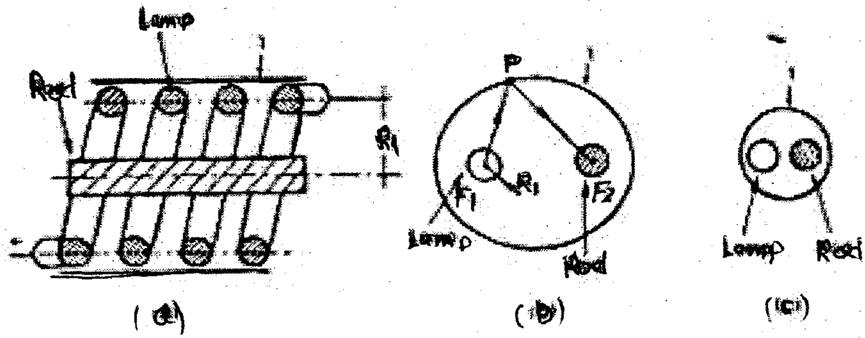
يوضح الشكل (3.2) ثلاثة ترتيبات كأمثلة للنظام العام المخطط في الشكل (3.1) ، ذات الأهمية الخاصة . في الشكل (3.2a) يكون المصباح (عادة مصباح وميضي) على شكل لولبي ، وأن المادة الفعالة أما بصورة مباشرة أو بعد انعكاسه من على سطح أسطواني صقيل 1 . وقد استخدم هذا النظام في أول ليزر ياقوت ، وهو ما يزال يستخدم بصورة واسعة في الليزرات النبضية .



الشكل 3.1

المخطط العام لنظام ضخ ضوئي

وفي الشكل (3.2b) يكون المصباح على شكل أسطوانة (مصباح خطي) نصف قطرها وطولها يساويان نصف قطر وطول القضيب الفعّال . ويوضع المصباح على طول أحد محوري المحرق (F_1) لأسطوانة إهليلجية عاكسة (مؤشرة بالرقم 1 في الشكل 3.2b) . أما القضيب الليزري فيوضع على طول محور المحرق الثاني (F_2) .



الشكل 3.2

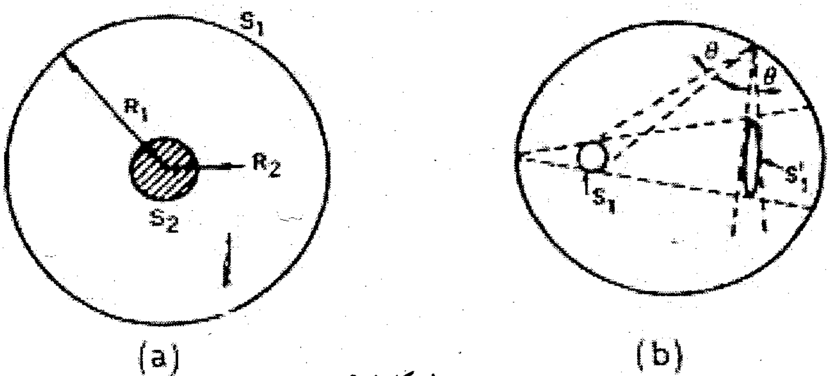
أنظمة ضخ ضوئية أكثر شيوعاً

من الصفات المعروفة للشكل الإهليلجي هو أن شعاعاً (F_1P) يترك المحرق الأول F_1 و يمر الشعاع بعد الانعكاس من السطح الاهليلجي بالمحرق الثاني F_2 (F_2P) إن هذا يعني أن نسبة كبيرة من الضوء المنبعث من المصباح يصل القضيب الفعّال بعد الانعكاس عن السطح الاهليلجي . أما الشكل (3.2c) فيوضّح ما يدعى الترتيب المقترن المتقارب . إن القضيب والمصباح الخطي موضوعان على أقرب مسافة يمكن أن تكون بينهما وهما محاطان باسطوانة عاكسة (السطح 1 في الشكل) . إن كفاءة الترتيب المقترن المتقارب هي عادة ليست أصغر بكثير من الأسطوانة الاهليلجية لاحظ أنه في بعض الأحيان تستخدم الأسطوانة الاهليلجية ، إلى حزمة من الأشعة حول الخط المحرقي F_2 . إن الغلاف لهذه الأشعة هو السطح S_1' وهو عبارة عن صورة المصباح المتكونة بالاسطوانة الإهليلجية . الشكل (3.4b) يوضح الأشعة المعينة التي تحيط السطح S_1' أفقياً وعمودياً . أنه من الواضح أن الصورة مستطالة باتجاه المحور الصغير للأسطوانة الاهليلجية .ويمكن البرهنة على أن هذه الصورة بدورها تكون إهليلجية الشكل . ويمكن حساب المحورين الأعظم R_M والأصغر R_m لهذا

الإهليلج من الشكل (3.4b) باستخدام تحليلات هندسية بسيطة . فلـــو فرضنـــا أن نصف قطر المصباح R_L أصغر بكثير من المحور الأصغر للمرآة الإهليلجية ســـنحصل على :

$$R_M = R_L\left(\frac{1+e}{1-e}\right) \qquad 3.2a$$

$$R_m = R_L\left(\frac{1+e^2}{1-e^2}\right) \qquad 3.2b$$



الشكل 3.4

تحوّل النظامين في الشكلين (2.3a) و (2.3b) إلى نظام واحد

ذلك أن e لا مركزية المرآة الاهليلجية . فلو كانت اللامركزية هـــذه صغـــيرة جداً فستكون الصورة مرة أخرى على شكل دائرة وبنفس نصف قطر المصبـــاح. وفي هذه الحالة يتحول النظام في النظام في الشكل (3.4a) وأن الســـطح S_1 في الشـــكل (3.4a) هو نفس السطح S_1' في الشكل (3.4b).

بعد تحويل النظامين في الشكلين (3.2a) و (3.2b) إلى نظام واحد كـــالمبين في الشكل (3.4a) يمكننا الآن حساب جزء الطاقة المنبعثة من الســـطح S_1 في الشـــكل (3.4a) التي تدخل السطح S_2 للقضيب الفعّال . ولهذا الهدف سنفترض أنـــه يمكـــن

اعتبار السطح S_1 بأنه سطح جسم أسود عند درجة حرارة T . وبناء على قانون ستيفان وبولتزمان فإن الطاقة الكلية المنبعثة من المصباح هي :

$$P_1 = \sigma_{SB} T^4 S_1 \qquad (3.3)$$

ذلك أن σ_{SB} ثابت ستيفان وبولتزمان . وبذلك يمكن الآن حساب الطاقة الداخلة للقضيب في ضوء معالجة داياناميك حرارية بسيطة . لنفترض أن قضيب الليزر قد أبدل باسطوانة سوداء وبنفس أبعاد القضيب . وبطبيعة الحال ستبقى الطاقة P_{2i} التي تدخل السطح S_2 من غير أن تتغير. والآن إذا كانت الأسطوانة السوداء عند نفس درجة حرارة المصباح T فإنه بحسب القانون الثاني لديناميكا الحرارة سوف لا يكون أي صافي طاقة متبادلة بين السطحين الأسودين (المصباح والقضيب) . وهذا يعني أن الطاقة الساقطة P_{2i} يجب أن تساوي الطاقة المنبعثة من القضيب P_{2e} . وبما أن P_{2e} تتحدد بالعلاقة $P_{2e} = \sigma_{SB} T^4 S_2$ فنحصل على :

$$P_{2i} = P_{2e} = \sigma_{SB} T^4 S_2 \qquad (3.4)$$

وعلى هذا نجد مباشرة من المعادلتين (3.3) و (3.4) إن كفاءة الانتقال η_t هي:

$$\eta_t = \frac{P_{2i}}{P_1} = \frac{S_2}{S_1} = \frac{R_2}{R_1} \qquad (3.5)$$

إذ قد افترضنا هنا أن القضيب والمصباح لهما نفس الطول . وإن الصيغة المذكورة في أعلاه تكون صحيحة بشرط أن $R_1 < R_2$. أما إذا كان $R_1 > R_2$ (وهي حالة يمكن أن تحدث للنظام في الشكل 3.2b) فإننا نتوقع أن تكون كفاءة التحويل دائماً تساوي واحداً . إن هذا الاستنتاج في حقيقة الأمر يكون دقيقاً عندما يكون تجويف الضخ الاهليلجي له لامركزية تساوي الصفر .أما في حالة لامركزية محددة فتوجد هناك حسابات تعطينا كفاءة التحويل كتابع للنسبة بين قطري المصباح

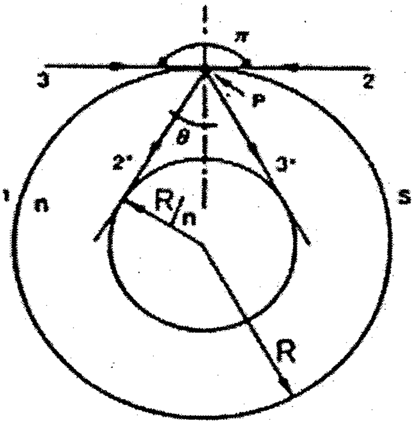
والقضيب . وعلينا كذلك أن نأخذ بعين الاعتبار الحقيقة أن انعكاسية تجويف الضخ لن تكون أبداً 100 % . ومن الناحية العملية نجد أن كفاءة التحويل لأسطوانة إهليلجية مثلى يمكن أن تصل إلى 80 % . وبما أن نصف قطر المصباح الحلزوني R_1 عادة في الأقل ضعف نصف قطر القضيب R_2 ، فإن كفاءة المصباح الحلزوني أصغر بكثير من المصباح الخطي داخل العاكس الاهليلجي . ومن ناحية أخرى تعطينا المصابيح الحلزونية ضخاً منتظماً أكثر لقضيب الليزر (لاحظ البند التالي) ، وبذلك فإنها عادة تستخدم في نظم الطاقة العالية التي يكون فيها انتظام الحزمة الليزرية أكثر أهمية من كفاءة الليزر .

3.2.2 توزيع ضوء الضخ Pump Light Distribution :

وجدنا في البند السابق نسبة ضوء الضخ الذي يصل القضيب ، ونورد هنا حساباً لبضع حالات نموذجية ، توزيع الضوء في داخل القضيب الفعّال . وكمثال أول ندرس حالة المصباح الوميضي الحلزوني ، أو ما يكافئ ذلك ، حالة عاكس إهليلجي له لامركزية صغيرة جداً وقطر مصباح أكبر من قطر القضيب . إن هاتين الحالتين تتمثلان بالترتيب المبين في الشكل (3.4a) . ونفترض كذلك أن السطح الجانبي للقضيب مصقول . وبما أن معامل انكسار القضيب عادة أكبر من معامل انكسار الوسط المحيط، فإن ضوء الضخ يميل للتمركز عند محور القضيب . ويمكن فهم ذلك بمساعدة الشكل (3.5) الذي يوضح قضيب نصف قطره R ومعامل انكساره n محاط بوسط معامل انكساره يساوي الواحد إن المصباح غير مبين في الشكل .

إلا أننا قد افترضنا نصف قطره يساوي أو أكبر من R ، ففي هذه الحالة يمكن للأشعة الساقطة على نقطة p على سطح القضيب أن تأتي من أي اتجاه ضمن الزاوية π المبينة في الشكل 3.5 . ويبين الشكل الشعاعين المتطرفين 2 و 3 . وبعد دخول

القضيب ينكسر الشعاعان ويصبحان ′2 و ′3 إذ إنّ θ هي الزاوية الحرجة ($\sin\theta = 1/n$) . وعلى هذا فإن جميع الأشعة القادمة من المصباح ستنكسر ضمن



الشكل 3.5

تركيز الأشعة في قلب القضيب الأسطواني بسبب الانكسار

الزاوية 2θ بين الشعاعين ′2 و ′3 . وباستخدام نفس التحليل لجميع النقاط P وللسطح S فإننا نتوصل للاستنتاج أن القلب المركزي للقضيب (وبنصف قطر R / n) يكون أكثر ضخاً من الجزء الخارجي للقضيب . إن حساب كثافة طاقة الضخ ρ في داخل القضيب يكون سهلاً بصورة خاصة إذا : (أ) أخذنا بعين الاعتبار فقط الضوء الذي يدخل القضيب في مستوي عمودي على محور القضيب ، و(ب) أهملنا توهين الضوء في داخل القضيب . ففي هذه الحالة نجد أن كثافة الطاقة ρ_n داخل القضيب وعلى مسافة r من محوره هو :

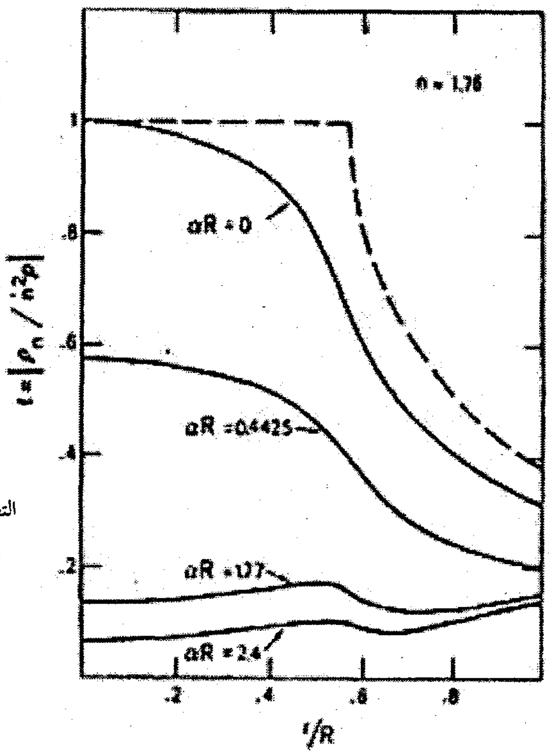
$$\rho_n = n^2 \rho \qquad (0 < r < R/n) \qquad (3.6a)$$

$$\rho_n = \frac{2n^2}{\pi}\rho \sin^{-1}\left(\frac{R}{nr}\right) \qquad (R/n < r < R) \qquad (3.6b)$$

إذ إنّ ρ هي كثافة الطاقة التي ستكون عند نفس النقطة من القضيب إذا كانت قرينة انكساره تساوي الواحد . إن هذه الكثافة تتعلق بشدة الضوء المنبعث من المصباح وفق المعادلة $\rho=(4/c)I$. أما إذا لم نستخدم الفرضيتين (أ) و (ب) فستكون صيغة ρ_n أكثر تعقيداً . الشكل 3.6 رسم بياني للكمية عديمة الواحدات

$$f(\alpha R, r/R)=\rho_n/n^2\rho \qquad (3.7)$$

كتابع لـ r/R لقيم مختلفة لـ αR ، إذ أن α معامل الامتصاص عند الطول الموجي للضخ (يفترض أن ضوء الضخ أحادي الطول الموجي) . إن الشكل يوضح كذلك نتائج المعادلة (3.6) بالخط المتقطع . لاحظ الفرق بين الخط المتقطع والخط المتصل عند $\alpha R = 0$. في حين يمثل كلا الخطين حالة عدم وجود امتصاصاً في داخل القضيب ، فإن الخط المتصل ، عكس ما هو عليه بالنسبة للخط المتقطع ، يأخذ بعين الاعتبار حقيقة أن الضوء يدخل القضيب من أي اتجاه . لاحظ أنه في حالة $\alpha R \neq 0$ فإن توهين ضوء الضخ أثناء انتشاره من سطح القضيب إلى داخله يعمل على تسوية التوزيع ρ_n ويمكن الملاحظة من الأرقام المبينة في الشكل 3.6 أنه عند مركز القضيب $(r=0)$ يمكن تقريب الكمية $f(\alpha R,0)$ بالصيغة $f=\exp(-1.1\alpha R)$ والحقيقة هي أن كثافة الطاقة في المنطقة المركزية لقيم صغيرة لـ αR تساوي $n^2\rho$ تستحق بعض التحليلات الإضافية . دعنا نفترض أن نصف قطر المصباح يساوي نصف قطر القضيب وأن المصباح موضوع على طول المحور المحرقي F_1 في الشكل 3.2b . وبما أن الشعاعين 2 و 3 في الشكل 3.5 مماسان للسطح S فيجب أن يكون أصلهما شعاعين مماسين لسطح المصباح . وبعد الانكسار يتمثل الشعاعان 2 و 3 بالشعاعين $2'$ و $3'$ على التوالي ، اللذان يكونان مماسين لدائرة نصف قطرها (R/n) .



الشكل 3.6

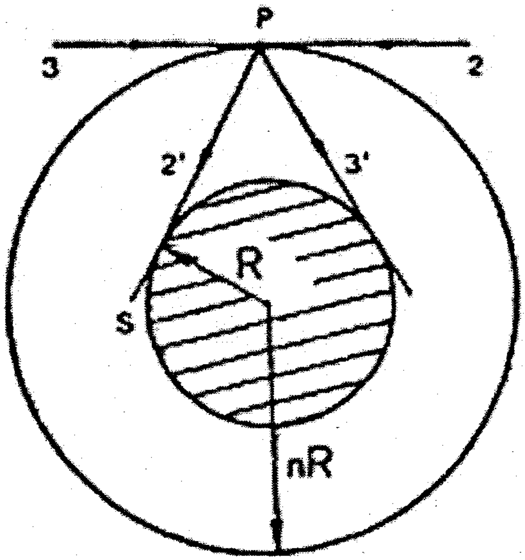
التغيير الشعاعي لكثافة طاقة الضخ ρ_n لقيم مختلفة لمعامل امتصاص الضخ α (ضخ أحادي الطول الموجي)

وعليه يمكننا القول إن القضيب يعمل كعدسة أسطوانية ، بحيث تكون صورة المصباح عند مركز القضيب . مصغرة بنسبة $(1 / n)$ من حجم المصباح ، ولما كان حجم الصورة أصغر بنسبة $(1 / n^2)$ من حجم المصباح ، يمكننا الآن أن نفهم لماذا تزداد كثافة الطاقة ρ_n بنسبة n^2 .

لقد لاحظنا أن في حالة قيم صغيرة لـ αR تكون كثافة طاقة الضخ منتظمة فقط عندما $r < R/n$ ، على حين أن الكثافة تبقى غير منتظمة خارج هذا القلب المركزي . ومن المؤكد أن كثافة غير منتظمة للطاقة غير مناسب للمادة الفعّالة.

ويمكن السيطرة على هذه الحالة بإحاطة القضيب الفعّال بغلاف من مادة شفافة لها نفس معامل انكسار القضيب (الشكل 3.7) . في هذا الترتيب إذا كان نصف قطر كل من الغلاف والمصباح يساوي (nR) فيمكننا إعادة نفس التحليلات في الشكل

(3.5) إذ تكون النقطة p على الغلاف ، في هذه الحالة يكون الشعاعان المنكسران ′2 و ′3 مماسين لسطح المادة الفعّالة ، وأن جميع الضوء القادم سيتركز في المادة الفعّالـــة في حالة $\alpha R = 0$ وعندما يدخل الضوء المادة من على المستوي المبين في الشكل (3.7) فقط ، فإن كثافة الطاقة ستكون منتظمة في داخل المادة الفعّالة وتتحـــــدد بالمعادلـــة (3.6a) . وثم طريقة أخرى تساعدنا على الحصول على ضخ منتظـــم هـــو تخديـــش السطح الجانبي للقضيب . وبذلك سيتبعثر ضوء الضخ الداخل إلى القضيب وعندمـا لا يتولد التركيز المبين في الشكل (3.5) . الشكل (3.8) يبين رسوم الكميـــــة العديمـــة الواحدات .



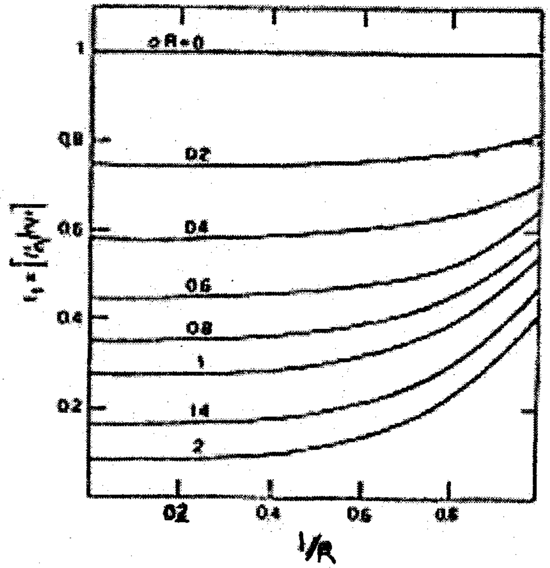
الشكل 3.7

غلاف اسطواني شفاف نصف قطره (nR)

يعمل على إنتاج كثافة ضخ في داخل القضيب الفعال (المساحة المظللة)

كتابع لـ (r / R) لقيم مختلفة لـ αR . هنا أيضاً α معامل الامتصاص عند طول موجة الضخ (لضوء ضخ أحادي الطول الموجي) . لاحظ أن في حالة $\alpha R = 0$ فإن $\rho_n = n\rho$. هنا المعامل n ينتج ببساطة من حقيقة كون سرعة الضوء في داخل القضيب أصغر بنسبة $(1 / n)$ من سرعة الضوء في الفراغ . وعلى هذا فإن لشدة إشعاع معين من المصباح نتوقع أن تكون كثافة الطاقة ρ_n هي n مرة أكبر من القيمة ρ التي ستكون في داخل قضيب معامل انكساره يساوي الواحد . ومن الأرقام المبينة في الشكل (3.8) يمكن الملاحظة أن $f_1 (R,0)$ ، عند مركز القضيب ، يمكن تقريبها بالصيغة $f_1 = \exp(-1.27\alpha R)$ وبالموازنة بين المعادلتين (3.8) و (3.7) عند $r = 0$ نلاحظ ، عدا الفرق الصغير بين f و f_1 ، إن كثافة طاقة الضخ عند مركز القضيب تقل بنسبة $(1 / n)$ نتيجة تخديش السطح الجانبي . إلا أنه يلحظ الآن أن جميع المقطع العرضي للقضيب ، بدلاً من القلب المركزي ذا نصف قطر R / n ، يكون مضاءً لدرجة ما بصورة متجانسة . والواقع هو أنه من الشكلين (3.6) و (3.8) يمكن ملاحظة أن تكامل كثافة طاقة الضخ على كل المقطع العرضي للقضيب متساو تقريبا في كلتا الحالتين .

ندرس الآن الحالة التي فيها نصف قطر المصباح (R_L) أصغر من نصف قطر القضيب (R_R). نفرض أن المخطط الهندسي للضخ كما في الشكل (3.2.b). إذا كان السطح الجانبي للقضيب مصقولا فستكون صورة اهليلجية للمصباح في داخل القضيب لاحظ الشكل (3.4.b) .وبسبب الانكسار عند سطح القضيب



الشكل 3.8

قضيب زجاجي ذو سطح جانبي خشن . التغيير القطري لكثافة طاقة الضخ العيارية (P_n / nP) كتابع لنصف القطر العياري (r / R) ولقيم مختلفة لمعامل الامتصاص α

يكون كل من المحورين الكبير والصغير مصغرين بنسبة ($1/n$) من القيم المحددة بالصيغ (3.2a) و (3.2b) ولتجنب توزيع الضخ غير المنتظم يمكن كذلك تخديش السطح الجانبي وجعله خشنا .وفي حالة إشعاعات متعددة الأطوال الموجية يمكن استخدام نفس المعادلات (3.6) و (2.8) ، بعد تبديل ρ_n و ρ بالكميات الطيفية $\rho_{n\lambda}$ و ρ_λ .

3.2.3 معدل الضخ Pumping Rate :

دعنا ندرس أولاً ضخاً أحادي بطول الموجي تردد ω . إن قدرة امتصاص الضخ في وحدة الحجم من القضيب dP / dV هي :

$$\frac{dP}{dV} = WN_g \hbar\omega \qquad (3.9)$$

إذ إنّ W معدل الامتصاص ، وقد افترضنا أن سوية الضخ العليا فارغة وبمساعدة المعادلتين (2.53c) و (2.61) يمكن إعادة كتابة المعادلة (3.9) بالصيغة :

$$\frac{dP}{dV} = \frac{c_0}{n} \sigma N_g \rho_n \qquad (3.10)$$

إذ إنّ ρ_n كثافة طاقة الضخ عند النقطة المدروسة . أما في حالة إشعاع ضخ متعدد الأطوال الموجية فإن المعادلة (3.10) تكون بدلالة المتغيرات الطيفية حسب الصيغة الآتية :

$$\frac{dP_\lambda}{dV} = \frac{c_0}{n} \sigma N_g \rho_{n\lambda} \qquad (3.10a)$$

هنا P_λ تعرّف بحيث تكون $(dP_\lambda / dV)d\lambda$ هي القدرة الممتصة في واحدة الحجم من إشعاع الضخ ضمن الأطوال الموجية بين λ و $\lambda + d\lambda$.

وكمثال مهم ندرس الحالة التي يكون فيها السطح الجانبي للقضيب مخدش لحد الخشونة . وباستخدام المعادلتين (3.8) و (3.9) فإنه يمكن كتابة المعادلة (3.10a) بالصيغة :

$$\frac{dp}{dV} = 4\eta_t \sigma N_g f_1 I_\lambda \qquad (3.11)$$

إذ أن η_t هي كفاءة النقل لترتيب ضخ معين . إن معدل زيادة إسكان الحالة العليا بوساطة عملية الضخ هي :

$$\frac{dN_2}{dt} = \int \eta_q \frac{1}{\hbar\omega} \frac{dP_\lambda}{dV} d\lambda = 4\eta_t N_g \int \frac{\eta_q \sigma f_1}{\hbar\omega} I_\lambda d\lambda \qquad (3.12)$$

إذ أن $\eta_q = \eta_q(\lambda)$ كفاءة الضخ الكمية. وبموازنة المعادلتين (3.12) (1.10) نحصل على :

$$W_P = 4\eta_t \int \frac{\eta_q \sigma f_1}{\hbar\omega} I_\lambda d\lambda \qquad (3.13)$$

وبمساعدة المعادلة (3.2) يمكن إعادة صياغة المعادلة (3.13) بشكل أكثر ملاءمة حسب :

$$W_P = 4\eta_t \eta_r \frac{P}{2\pi.R.l} \int \frac{\eta_q \sigma f_1}{\hbar\omega} g_\lambda d\lambda \qquad (3.14)$$

لاحظ أنه بحسب المعادلة (3.7) فإن الجانب الأيمن من المعادلتين (3.13) (3.14) يجب أن يُضربا بالمعامل n ، وأن تستبدل بـ f ، وذلك في حالة كون السطح الجانبي للقضيب مصقولاً .

إن المعادلتين (3.13) و (3.14) هما الصيغتان المطلوبتان لمعدل الضخ . إنهما تعتمدان على صفات المادة الفعّالة (الكفاءة الكمومية $\eta_q(\lambda)$ والمقطع العرضي للامتصاص $\sigma(\lambda)$ لحزم الضخ) وعلى الانبعاث الطيفي للمصباح I_λ أو g_λ . وبما أن $f_1 = f_1(\alpha R, r/R)$ فينتج أن W_P ستعتمد كذلك على تركيز الأيونات الفعّالة وعلى نصف قطر القضيب R وعلى إحداثي نصف قطر العياري (r / R) . وعلى هذا فإن حساب W_P سيتطلب معرفة جميع هذه الكميات ولتسهيل الأمر ، فإنه في بعض الأحيان يتم إدخال كفاءة ضخ إجمالية η_P . وهذه تعرّف على أنها نسبة أصغر طاقة ممكنة لإنتاج ضخ معين في القضيب (أي ، $\langle W_P \rangle N_g V \hbar\omega_0$ ، إذ إنّ $\langle W_P \rangle$ متوسط W_P في كل حجم القضيب V وأن ω_0 تردد الانتقال الليزري) إلى الطاقة الكهربائية الداخلة في المصباح P لإنتاج ذلك الضخ .

TABLE 3.1 Efficiency Terms For Optical Pumping (%)

Case	η_t	η_r	η_a	η_{pq}	η_P
1	30-40	25	30-60	50	1.1-3
2	80	50	16	40	2.6

الجدول 3.1

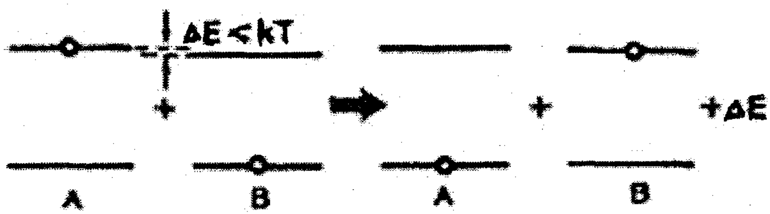
وعليه يمكننا كتابة :

$$<W_P>=\eta_P \frac{P}{VN_g\hbar\omega_0} \qquad (3.15)$$

ويمكن كتابة الضخ كفاءة η_P على شكل حاصل ضرب أربعة عوامـــــل : (أ) كفاءة النقل η_t ، (ب) كفاءة إشعاع المصباح η_r ، (ج) كفاءة الامتصاص η_a الـــتي تعطينا جزء الإشعاعات المفيدة التي يمتص فعلياً من قبل القضيب ، (د) كفاءة الطاقـــة الكمومية η_{pq} ، وهي نسبة ذلك الجزء من الطاقة الممتصة التي تؤدي إلى زيادة إسـكان السوية الليزرية إلى الطاقة الكلية الممتصة . لاحظ أن الكمية الأخيرة تشـــبه كفـاءة الضخ الكمومية η_q المعرّفة سابقاً . تقديرات معاملات الكفاءة المبينة في أعلاه متوفـرة في المراجع . والجدول (3.1) تعطينا هذه القيم لقضيب ليزر ياقوتي قطره 6.3mm يتـم ضخه بوساطة مصباح كزينون . وميضي حلزوني (الحالة 1) ولقضيب لـيزر YAG : Nd^{+3} قطره 6.3mm يتم ضخه بوساطة مصباح كربتون (الحالة 2) . إلا أن علينـا أن نشير إلى أن القيم المعطاة في الجدول هي تقريبية ، وأن حساباً دقيقاً لـ W_p عند كـل نقطة من القضيب ، يمكن الحصول عليه فقط من المعادلة (3.14) .

3.3 الضخ الكهربائي Electrical Pumping :

إن هذا النوع من الضخ هو مستخدم في الليزرات الغازية وشبه الموصلة سوف نحصر عنايتنا هنا بالضخ الكهربائي لليزرات الغازية . في هذه الحالة نحصل على الضخ بأن نمرر تياراً ذا قيمة مناسبة خلال الغاز . عند ذلك ستنتج أيونات وإلكترونات حرة ، وبما أن هذه الجسيمات تتعجل بالمجال الكهربائي فإنها ستحصل على طاقة حركية إضافية تؤهلها على إثارة ذرات متعادلة عن طريق التصادم وللإثارة التصادمية هذه تكون حركة الأيونات عادة أقل أهمية من حركة الإلكترونات. والحقيقة هي أن في حالة غاز ذي ضغط منخفض يكون متوسط الطاقة الحركية للإلكترونات أكبر بكثير من متوسط الطاقة الحركية للأيونات .



الشكل 3.9

انتقال طاقة قرب تجاوبي بين ذرتين (أو جزيئتين) (A) و (B)

وبعد وقت قصير ستنتج حالة التوازن بين الإلكترونات يمكن وصفها بدرجة حرارة فعلية للإلكترونات T_e .

إن عملية الضخ الكهربائي في غاز يحدث عادة عن طريق إحدى الطريقتين الآتيتين : (أ) في غاز متكون من صنف واحد من الذرات فإن الإثارات يمكن فقط أن تحدث عن طريق تصادم الإلكترونات ، أي عن طريق العملية التالية :

$$e + X \rightarrow X^{*} + e \qquad (3.16)$$

إذ إنّ X و X^* تمثلان الذرة في حالتها الأرضية والمثارة ، على التوالي . وتدعى هذه العملية تصادم من النوع الأول . (ب) في غاز متكون من صنفين من الذرات (مثلاً A و B) فيمكن للإثارة أن تحدث أيضاً عن طريق تصادمات بين ذرات الصنفين المختلفين ، في خلال عملية تدعى انتقال الطاقة التحاوبي . وبالإشارة إلى الشكل (3.9) ، دعنا نفترض أن الصنف A في الحالة المثارة والصنف B في الحالة الأرضية وسنفترض كذلك أن فرق الطاقة ΔE بين الانتقالين هو أقل من kT . ففي هذه الحالة هناك احتمالية ملحوظة بأنه بعد عملية التصادم ستكون الذرة A في الحالة الأرضية والذرة B في الحالة المثارة ويمكن كتابة هذه العملية بالصيغة التالية :

$$A^* + B \rightarrow A + B^* + \Delta E \qquad (3.17)$$

إذ إنّ فرق الطاقة ΔE ستضاف أو تطرح من الطاقة الانتقالية للذرات ، وذلك بحسب إشارتها . إن هذه العملية جذابة بصورة خاصة لضخ الصنف B ، إذا كانت الحالة العليا لـ A شبه المستقرة (أي أن الانتقال منها إشعاعياً غير مسموح) . في هذه الحالة وبعد أن تتم إثارة A إلى سويتها العليا عن طريق التصادم مع الإلكترونات ستبقى هناك لفترة طويلة وبذلك تشكل مستودع طاقة يستفاد منه في إثارة الذرات من الصنف B . إن العملية المشار إليها في المعادلة (3.17) تعرف بتصادم من النوع الثاني .

3.3.1 الإثارة بالتصادم مع الإلكترونات Electron Impact Excitution:

إن التصادمات مع الإلكترونات يمكن أن تكون مرنة أو غير مرنة . وفي التصادمات غير المرنة يمكن أن تثير الذرة إلى حالة أعلى أو أن تتأين . إن جميع الظواهر الثلاث هذه يمكن أن تحدث في التفريغ الكهربائي وتؤثر فيه بطريقة معقدة .

وللسهولة ندرس أولاً حالة الإثارة التصادمية بوساطة حزمة مسرعة من الإلكترونات متساوية الطاقة . إذ كان F_e تدفق الإلكترونات (الكترون / سم^2. ثانية) فيمكن تعريف المقطع العرضي الكلي للتصادم σ_e بنفس الطريقة في مسألة تدفق الفوتونات (راجع المعادلة 2.62) . أي أن :

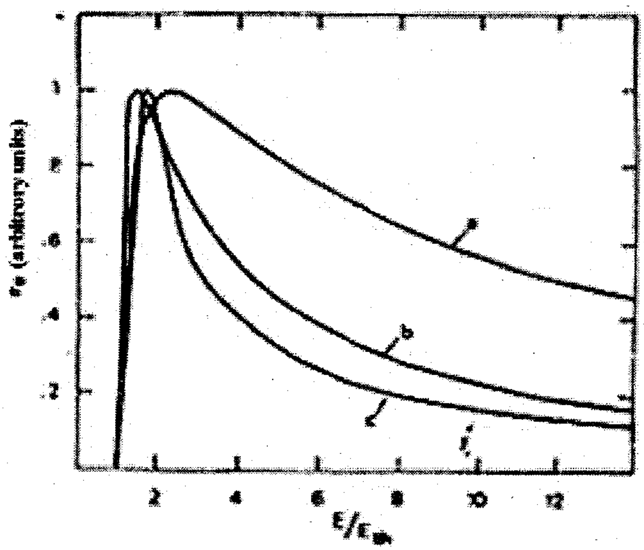
$$dF_e = -\sigma_e N_g F_e dz \qquad (3.18)$$

إذ إنّ dF_e التغير بالتدفق عندما تنتشر الحزمة مسافة dz في داخل المادة . إن التصادمات المسؤولة عن الإثارات الإلكترونية تشكل فقط جزءاً معيناً من المقطع العرضي التصادمي الكلي . فإذا عبرنا عن المقطع العرضي للإثارة الإلكترونية من الحالة الأرضية إلى سوية الليزر العليا بالرمز σ_{e2} ، فإنه بحسب المعادلة (3.18) يتضح أن معدل زيادة إسكان السوية العليا بسبب عملية الضخ هو :

$$(dN_2 / dt)_p = \sigma_{e2} N_g F_e = N_g N_e v \sigma_{e2} \qquad (3.19)$$

إذ إن v سرعة الإلكترون و N_e كثافة الإلكترونات ، إن حساب معدل الضخ يتطلب معرفة قيم σ_{e2} ، إضافة إلى المتغيرات الأخرى لحزمة الإلكترونات . إن الكمية σ_{e2} بدورها تابع لطاقة حزمة الإلكترونات E (أي تابع لسرعتها v) وأن سلوكها الوصفي موضح في الشكل 3.10 . لاحظ أن هناك طاقة عتبة E_{th} كي تحدث العملية وأن طاقة العتبة هذه تساوي تقريبا الطاقة المطلوبة للانتقال الذري $2 \to 0$. وعلى هذا فإن المقطع العرضي σ يصل قيمة عظمى (عند طاقة ربما بضعة إلكترون – فولت أعلى من E_{th}) ومن ثم يقل فيما بعد . إن القيمة العظمى لـ σ وعرض المنحني $\sigma = \sigma(E)$ يعتمدان على نوع الانتقال . إن أبسط حسابات المقطع العرضي للتصادم بالإلكترونات يكون باستخدام تقريب بورن . إن الفرضية الأساس هنا هو أن هناك تفاعلا إلكتروستاتيكيا ضعيفا بين الإلكترون الوارد الذي يوصف بالتابع الموجي (

(exp(ik₀.r) وإلكترونات الذرة ، بحيث تكون احتمالية الانتقال الـــذري في خـــلال عملية التصادم صغير جداً وأن احتمالية انتقالين من هذا النوع تكون مهملة . ففـــي هذه الحالة يمكن تحويل معادلة شرودنغر الخاصة بهذه المسألة إلى معادلة خطيـــــة . إن المقطع العرضي للانتقال يتضمن المعامل $\int u_n^* \exp i[(k_0 - k_n)r]u_0 dV$ ، إذ إنّ u_0 و u_n والتي موجة الحالة الأرضية والمثارة ، علـــى التـــوالي ، وإنّ k_n شـــعاع موجـــة الإلكترونات المنتثرة . ويفترض كذلك أن الطول الموجي للإلكـــــترون $\lambda = 2\pi / k_0$ أكبر بكثير من نصف قطر الذرة [$\lambda = (12.26 / V)A^0$ ، إذ أن V طاقة الإلكـــترون مقدرة بالإلكترون – فولت] .



الشكل 3.10

السلوك النوعي للمقطع العرضي للتحريض بالتصادم الالكتروني كتابع لطاقة الإلكترون الساقط :

(a) انتقال مسموح بصرياً ، (b) انتقال غير مسموح بصرياً ، ولا يتضمن أي تغيير لتعدد حالات السوية .

c) انتقال مسموح بصرياً ويتضمن تغيير في تعدد حالات السوية . إن المنحنيات (a) و(b) و (c) قد تم رسمها في ضوء العلاقات المعطاة للانتقاليين (2P) و (2S) في ذرة (H) والانتقال 2^3S في (He) .

ففي هذه الحالة يمكن نشر المعامل $\exp i[(k_0 - k_n).r]$ ، الـذي يظهـر في التكامل أعلاه ، على شكل متسلسلة أسية حول موقع الذرة . ويمكننا أن نميز ثلاثـة أنواع عامة لتصادم الإلكترونات بالاعتماد على نوع الانتقال المتضمـن في عمليـة التصادم : (أ) انتقالات مسموحة بصرياً ، (ب) انتقال غير مسموح بصريـاً ، ولا يتضمن أي تغير بتعدد حالات السوية ، (ج) انتقالات تتضمن تغيّر تعـدد حـالات السوية .

في الانتقالات المسموحة بصرياً نحتفظ فقط بأول حد لا يسـاوي الصفـر في منشور $\exp i(kr)$ (أي ikr ، إذ $k = k_0 - k_n$) ، وهذا يؤدي إلى مقطع عرضـي بالصيغة :

$$\sigma_e \propto |\mu|^2 g(E) \qquad (3.20)$$

إذ إنّ $|\mu|^2$ يتحدد بالعلاقة (2.3.34) ، وأن $g(E)$ تابع لطاقـة الإلكـترون وعلى هذا نلاحظ ، في حالة انتقال مسموح بصرياً ، أن المقطع العرضـي للتصـادم بالإلكترونات σ_e يعتمد على نفس عنصر المصفوفة $|\mu|$ الذي يظهر في صيغة المقطـع العرضي لامتصاص الفوتون . ومن هذه الصيغة نجد أن احتمالية الانتقـال بالتصـادم بالإلكترونات تتناسب مع احتمالية امتصاص الفوتون العائدة للعملية المبينة في أعـلاه ومن ناحية أخرى نجد أن $g(E)$ تتغيّر نسبياً ببطء مع الطاقة E . إن الجـزء المتنـاقص للمنحني المقابل $\sigma(E)$ في الشكل 3.10 يتغير على شـكل ، وأن عـرض المنحـني النموذجي أكبر بـ 10 مرات من طاقة العتبة E_{th} (الشـكل 3.10a) . وأن القيمـة النموذجية لذروة σ هي 10^{-16}cm^2 .

أما في حالة الانتقالات غير المسموحة بصرياً التي لا تتضمن أي تغيير في تعـــدد حالات السوية ($\Delta S = 0$ ، مثلاً ، الانتقال $1^1S \to 2^1S$ في He لاحظ الشكل 6.4) فإن الحد التالي بالرتبة في منشور $\exp i(kr)$ ضمن تقريب بورن هو الذي يعطينا قيمة لا تساوي الصفر . ويمكن هنا أيضاً كتابة المقطع العرضي σ_e بصيغة المعادلـــة (3.20) إن الكمية $|\mu|^2$ تتحدد الآن بالعلاقة $\left|e\int u_2^* x^2 u_1 dx\right|^2$ بدلاً من $\left|e\int u_2^* x u_1 dx\right|^2$ وبطبيعة الحال أن الكمية الأخيرة تساوي الصفر في الحالة الحالية ، إن معدل انخفـــاض المنحني $g(E)$ هو نوعاً ما أكبر مما عليه الحال في الحالة السابقة . إن المنحني يتنـــــاقص على شكل E^{-1} بدلاً من $E^{-1}\ln(E)$.

إن القيمة العظمى النموذجية لـــ σ بحدود 10^{-19}cm^2 . وأن عرض المنحـــــني يمكـــن أن يكـــون الآن فقـــط 4 -3 مـــرات أكـــبر مـــن طاقـــة العتبـــــة E_{th} (راجع الشكل 3.10b).

وعندما يكون هناك تغير في تعـــــدد حـــالات الســـوية (مثـــلاً ، الانتقـــال $1^1S \to 2^1S$ في He) ، فإن تقريب بورن يعطينا مقطعاً عرضياً يساوي الصفر لجميع رتب منشور $\exp i(kr)$. والحقيقة هي ؟ أن هذا الانتقال يتضمن تغير في الـــــدوران بينما ضمن تقريب بورن تقترن الإلكترونات القادمة فقط مع الحركة المدارية للـــذرة . إلا أنه علينا أن نتذكر أن الدوران الكلي للذرة والإلكترون القادم هو الذي يجـــب أن يكون محفوظاً وليس بالضرورة دوران الذرة بمفردها . وعلى هذا فإن الانتقال يمكـــن أن يحدث بتصادم تتبادل فيه الإلكترونات : الإلكترون الوارد يحل محـــل الإلكـــترون الذري صاحب الانتقال وأن الإلكترون الذري الأصلي يقذف إلى خارج الـــذرة (إلا أنه في خلال التصادم لا يمكن أن نميز الإلكترونين كمومياً فيما بينهما) . ولكي يتـــم حفظ الدوران يجب أن يكون دوران الإلكترون الوارد عكـــــس دوران الإلكـــترون

المقذوف . إن ذروة المقطع العرضي يزداد بسرعة كبيرة عند العتبة ويتناقص بسرعة فيما بعد . إن العرض النموذجي للمنحني الآن يساوي أو أصغر من قيمة طاقة العتبة (الشكل 3.10c).

إن المناقشات المبينة في أعلاه تخص حزمة إلكترونات متساوية الطاقات . إلا أنه في حالة التفريغ الكهربائي في غاز لا تكون الإلكترونات متساوية الطاقات ، وبدلاً من ذلك سوف تمتلك توزيع طاقة معين $f(E)$ [$f(E)dE$ هي احتمالية أن إلكتروناً يمتلك طاقة محصورة بين E و $E+dE$] . ففي هذه الحالة يمكن الحصول على معدل زيادة إسكان الحالة العليا بأخذ متوسط المعادلة (3.19) وفق التوزيع المبين في أعلاه . إذ ينتج:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = N_g N_e < v\sigma_{e2} > \qquad (3.21)$$

إذ إنّ:

$$< v\sigma > = \int v\sigma(E) f(E) dE \qquad (3.22)$$

فإذا افترضنا توزيع ماكسويل للطاقة فإن $f(E) \propto E^{1/2} \exp(-E/kT_e)$. وعلى هذا فإن الكمية المطلوب معرفتها هي درجة الحرارة هذه تتعلق بالحقل الكهربائي المطبق E' ، بشرط أننا نفترض أنه إثر كل تصادم يتم فقدان جزء معين من الطاقة الحركية δ للإلكترون . إذا كانت v_{th} متوسط السرعة الحرارية للإلكترونات، فإن متوسط الطاقة الحركية للإلكترونات تساوي تقريباً $mv_{th}^2/2$ إن معدل التصادم هو v_{th}/l ، إذ إنّ l متوسط المسار الحر للإلكترونات . وعلى هذا فإن معدل فقدان طاقة الإلكترون هي $\delta(v_{th}/l)(mv_{th}^2/2)$ ، وأن هذه الكمية يجب أن تساوي الاستطاعة الجاهزة من قبل الحقل الكهربائي الخارجي التي تساوي ($v_{drift}eE$) . وبما أن سرعة

الانحراف v_{drift} بدورها تساوي elE/mv_{th} ، فإن الاستطاعة الجاهزة من قبل الحقل الكهربائي هي e^2lE/mv_{th} . ومن مساواة الصيغتين المذكورتين في أعلاه نحصل أخيراً على الصيغة الآتية لدرجة حرارة الإلكترونات ($T_e = mv_{th}^2/2k$) . إذ أن:

$$T_e = \frac{e}{(2\delta)^{1/2} k}(\mathrm{E}.l) \qquad (3.23)$$

وبما أن متوسط المسار الحر للإلكترون يتناسب عكساً مع ضغط الغاز P ، فإن المعادلة (3.23) توضح أنه لغاز معين تتوقف كثافة التيار J_e بصورة كلية على النسبة E/P إن هذه النسبة هي الكمية الأساس التي تحدد درجة حرارة الإلكترونات وإنها عادة تستخدم من الناحية العملية كمتغير مفيد لتحديد حالة التفريغ . ولخليط غازي معين هناك بصورة عامة نسبة معينة E/P التي تجعل معدل الضخ أعظم ما يمكن . إن قيمة صغيرة جداً للنسبة (E/P) تؤدي إلى درجة حرارة منخفضة جداً للإلكترونات T_e ، بحيث لا يمكن إثارة سويات الضخ الليزرية بصورة فعّالة . ومن ناحية ثانية فإن قيمة عالية جداً للنسبة (E/P) (أي قيمة كبيرة لدرجة الحرارة T_e) تؤدي إلى إثارة سويات أعلى للمزيج الغازي (التي ربما لا تكون مرتبطة بصورة قوية مع الانتقال الليزري) ومن ثم تؤدي إلى فرط في تأين الخليط الغازي (الذي قد يؤدي إلى تفريغ غير متوازن ، أي تحول من تفريغ متوهج إلى تولّد القوس الكهربائي) .

بناءً على المعادلتين (1.10) و (3.21) فإن معدل الضخ W_P يساوي :

$$W_P = N_e < v\sigma > \qquad (3.24)$$

إذ $< v\sigma >$ تتحدد بالمعادلة (3.22) ، على حين تتحدد درجة حرارة الإلكترونات كتابع للحقل الكهربائي المطبق E' بحسب المعادلة (3.23) . ويمكن

الآن وضع كثافة الإلكترونات N_e كتابع لكثافة التيار الكهربائي J وسرعة انحراف الإلكترونات v_{drift} بالصيغة :

$$N_e = J / ev_{drift} \qquad (3.24a)$$

وفي ضوء الحساب السابق يمكن كتابة Vdrift بالصيغة :

$$v_{drift} = \frac{elE'}{mv_{th}} = \left(\frac{\delta}{2}\right)^{1/4}\left(\frac{elE'}{m}\right)^{1/2} \qquad (3.24b)$$

ومن تعويض المعادلتين (3.24a) و (3.24b) في المعادلة (3.24) نحصل على:

$$W_P = \frac{J}{c}\left[<v\sigma>\left(\frac{2}{\delta}\right)^{1/4}\left(\frac{m}{elE'}\right)^{1/2}\right] \qquad (3.24c)$$

إذ إنّ الكمية في داخل القوس المربع تعتمد فقط على حاصل ضوب lE' ، أي على النسبة E'/P . وبما أن هذه النسبة بصورة عامة مثبتة عند قيمتها المثلى فإن أي تغير في معدل الضخ يتم الحصول عليه من تغيير كثافة التيار الكهربائي في التفريغ الغازي .

إن الحسابات المبينة أعلاه نوعاً ما غير دقيقة وذلك لأنها تعتمد على التوزيع الماكسويلي الذي هو في الحقيقة لا يتحقق عملياً . إلا أنه في حالة ليزرات غازية من ذرات متعادلة أو أيونات ، فإن الابتعاد عن التوزيع الماكسويلي ليس كبيراً جداً وعليه فإن هذا التوزيع كثيراً ما يستخدم . ومن جهة ثانية ، في الليزرات الغازية الجزيئية التي تتذبذب على الانتقالات الاهتزازية ، نجد أن الغاز يكون متأين بصورة ضعيفة وأن متوسط طاقة الإلكترونات تكون صغيرة $E \cong 1\ eV$ ، وذلك لأن الحالات الاهتزازية فقط سيتم إثارتها في مجال من الطاقة $(10 - 30\ eV)$ المطلوبة لليزرات الغازية الذرية المتعادلة أو الأيونية . نجد أن فرضية التوزيع الماكسويلي تكون

غير صحيحة في الليزرات الجزيئية . نحتاج في هذه الحالة إلى حسابات جديدة للحصول على توزيع طاقات الإلكترونات $f(E)$. ويتم ذلك عن طريق استخدام ما يسمى معادلة نقل الإلكترون (معادلة بولتزمان) ، وهي تتطلب معرفة جميع عمليات تصادم الإلكترونات لغاية إثارة (أو إزالة حالة الإثارة) مستويات اهتزازية أو إلكترونية لجميع مكونات الغاز ، في التفريغ الكهربائي . وعلى هذا نجد أن الحسابات جداً معقدة وفي بعض الأحيان قد تكون غير عملية بسبب انعدام بعض المعلومات الهامة للمقاطع العرضية لتصادم الإلكترونات . وقد استخدمت الحاسبة الإلكترونية لإجراء حسابات فقط تخص مزيجاً من الغازات لها أهميتها الخاصة مثل مزيج $CO_2 - N_2 - He$ المستخدم في ليزرات CO_2 ذات الاستطاعات العالية . وتشير هذه الحسابات إلى ابتعاد ملحوظ من التوزيع الماكسويلي . إلا أنه ما زال متوسط درجة حرارة الالكترونات ومعدلات الإثارة لمزيج غازي معين تابع للنسبة (E'/P) فقط ، وكما قد حصلنا عليه من خلال الحسابات التقريبية .

3.3.2 التوزيع المكاني لمعدل الضخ Spatial Distribution of Pumping Rate :

في منطقة العمود الموجب للتفريغ المتوهج نجد أن الحقل الكهربائي المستمر ومن ثم سرعة الانجراف V_{drift} ، غير معتمدين على تيار التفريغ J . وعلى هذا فإن التوزيع المكاني لكثافة الالكترونات N_e (لاحظ المعادلة 3.24a) ، ومن ثم معدل الضخ W_p (لاحظ المعادلة 3.24) ، هو نفس التوزيع المكاني لكثافة التيار الكهربائي J .

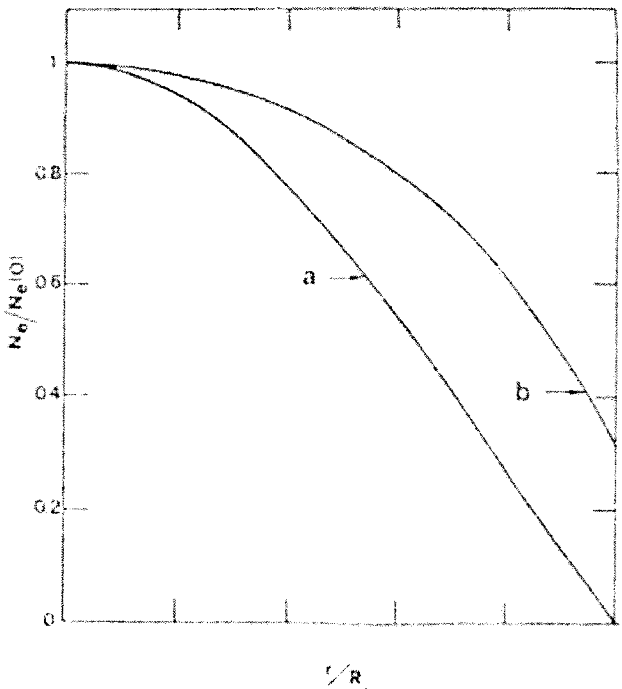
في الحالة التي يكون فيها الغاز موجوداً في أنبوب أسطواني يجري تيار التفريغ فيه على طول الأنبوب ، يمكن تحديد التغيّر نصف القطري لـ J بصورة تحليلية . وفي كل من ليزرات غازات الذرة المتعادلة وليزرات الغازات الأيونية ، يمكننا أن نفترض

أن إعادة اتحاد الإلكترون بالأيون تحدث فقط عند الجدران . وعلى هـــذا إذا كـــان متوسط المسار الحر للأيون أصغر بكثير من نصف قطر الأنبوب R فإن إعادة الاتحـــاد يحدث بانتشار الالكترونات والأيونات سوية ambipolar diffusion إلى الجـــدران . وفي هذه الحالة يمكن استخدام نظرية شوتكي لعمود غاز موجب ، إذ بهذه الطريقـة تم الحصول على التوزيع نصف القطري لإلكترونات التفريغ بالصيغـة $J_0(2.4r/R)$ ، إذ إنّ J_0 هو تابع بسل من الرتبة صفر . وهذا التابع مرســـوم في الشـــكل (3.11) . لاحظ أن تركيز الالكترونات يهبط للصفر عند جدران الأنبوب . ولاحظ كذلك أنـه يمكن الحصول على معادلة توازن الأيونات باستخدام شرط كون معدل توليـــد زوج إلكترون – أيون يساوي معدل إعادة اتحاد إلكترون – أيون عند جدران الأنبوب.

إن هذه المعادلة تؤدي إلى علاقة بين درجة حرارة الالكترونات T_e (والـــتي قيمتها تحدد معدل التأين) وحاصل الضرب pR فقط . وحاصل ضرب pR (الـــذي قيمته ، عبر تأثيرها على الانتشار ، تحدد معدل إعادة الاتحاد) . وعلى هذا فإنه لغـــاز معين ينتج أن T_e تابع لـــ pR فقط . ومن هنا فإن معادلة التوازن الأيوني تـؤدي إلى علاقة بين T_e و pR مثلما معادلة توازن الطاقة تؤدي إلى علاقة بـين T_e و E'/P . (راجع المعادلة 3.23) . إن النتائج العملية قد أوضحت أن نظرية شوتكي تصـــح في ليزرات الغاز الخامل التي تضمن ذرات متعادلة وفي ليزرات أيونات الغاز الخامل عنـــد الضغوط العالية . ومن المفيد أيضاً أن نشير إلى أن التغير النصـــف قطـــري لكثافـة إلكترونات في التفريغ بشكل شبيه بتابع بسل ، قد أعطى نتائج دقيقة للتوزيع نصـــف القطري لانقلاب الإسكان في ليزر CO_2 .

عندما يصبح متوسط المسار الحر للأيون مقارباً لنصف قطر الأنبوب (كما هـــي الحال في ليزرات الغازات الأيونية ذوات الضغوط المنخفضة) ، فـــإن الالكترونـــات

والأيونات ستصل جدران الأنبوب بالحركة الحرة بدلاً من عن طريق الانتشـــار . وفي هذه الحالة علينا استخدام نموذج السقوط الحر المقدم من قبل تونكـــز ولنكمويـــر في البلازما .



الشكل 3.11

التغيير الشعاعي لكثافة الالكترونات لغاز محصور في أنبوب أسطواني (تفريغ طولي) :

(a) نظرية شوتكي (غاز ذو ضغط عالي) (b) نظرية تونكز — لنغموير (غاز ذو ضغط مخلخل)

في هذه الحالة فإن التوزيع نصف القطري للإلكترونات في التفريغ ، مع أنهـــا لا تُمثل بتابع بسل ، ما زال لها شكل جرسي (الشكل 3.11) . لاحظ كذلك أن معادلة التوازن الأيوني تؤدي هنا كذلك إلى علاقة بين درجة حرارة الالكترونات وحـــاصل الضرب pR .

عندما يتم إثارة الغاز بإمرار تيار بصورة مستعرضة بالنسبة لمحور المجاوبة (كما هي الحال مثلاً عند استخدام قطبين على طول محور المجاوبة) ، فإنه ليس من السهل الحصول على علاقة يُعتمد عليها للتوزيع المكاني لمعدل الضخ . والحقيقة هي أن التوزيع يتأثر بشكل القطبين ، وبالشكل الهندسي للمصادر المساعدة للتأين المستعملة في بعض الأحيان ، وبطريقة تدفق مزيج الغاز في غرفة التفريغ . وثمة قياسات عملية على انقلاب الإسكان قد أوضحت وجود توزيع ضخ غير منتظم وغير متناظر في هذا النوع من التوزيع (إذ من المألوف ملاحظة تباين في معدل الضخ مقداره 50% من المركز إلى محيط قناة التفريغ)

3.3.3 كفاءة الضخ Pumping Efficiency :

كما قد تبين من المناقشة السابقة أن الضخ الكهربائي للذرات الغازية عملية معقدة جداً ، وأنه بصورة عامة لا يمكن الحصول هنا (كما حصلنا عليه في حالة الضخ الضوئي) على صيغة محددة لمعدل الضخ . إلا أنه ، مثل ما هو عليه في الضخ الضوئي يمكننا في المسألة الحالية أيضاً تعريف كفاءة ضخ إجمالية η_p على أنها النسبة بين القدرة الدنيا المطلوبة لإنتاج انقلاب إسكاني معين (أي $< W_p > N_g V\hbar\omega_p$ ، إذ $< W_p >$ متوسط قيمة W_p في حجم التفريغ V وأن $\hbar\omega_p$ طاقة المستوى الليزري العلوي) إلى الطاقة الكهربائية P الداخلة إلى التفريغ . وعلى هذا يمكننا الكتابة :

$$< W_p > = \eta_p \frac{P}{V N_g \hbar\omega_p} \qquad (3.25)$$

لاحظ أننا افترضنا هنا أن مستوى ضخ واحد فقط (طاقته $\hbar\omega_p$) يكون له دور ولذا يختلف تعريف η_p قليلاً عما هو عليه في الضخ الضوئي (وازن المعادلتين (3.25) و (3.15) . إن حسابات η_p متوفرة في المراجع لعدد محدود من مزيج

الغازات ذوات الأهمية الخاصة . ونشير بصورة خاصة إلى أنه في خالة المزيج الغـــازي $CO_2 : N_2 : He$ (1:1:8) وعند متوسط طاقة الالكترونات يساوي

1 eV ، فإن قيمة η_P يمكن أن تكون كبيرة لغاية 70% .

3.3.4 الإثارة بوساطة نقل طاقة (قرب) تجاوبي

Excitation by (Near) Resonant Energy Transfer

هذه الظاهرة يمكن وصفها كذلك بوساطة مقطع عرضي تصـــادمي مناســب σ_{AB}

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{AB} = N_A N_B v \sigma_{AB} \qquad 3.26$$

إذ إنّ $(dN/dt)_{AB}$ معدل الانتقالات في وحدة الحجم للعملية (3.17) ، وN_A إسكان الذرات A في السوية العليا و N_B إسكان الذرات B في السوية الســفلى ، وv السرعة النسبية للذرتين . ولحالة غاز درجة حرارته T يجب أخذ متوسط $v\sigma_{AB}$ علـى توزيع السرع .

إن تصرف σ_{AB} كتابع لنقص الطاقة ΔE بين الســـويتين يســتحق بعــض الملاحظات . بما أننا ندرس عملية تجاوبية فنتوقع أن $\sigma_{AB}(\Delta E)$ تابع حاد لــ ΔE، تقع ذروته ، بطبيعة الحال ، عند $\Delta E = 0$. إن ما يحدث فيزيائياً في خــلال عمليــة الإثارة هذه هو أنه عندما تقترب الذرة A من الذرة B فإن الأخيرة ســتتأثر بطاقــة كامنة أما من نوع تجاذبي (لاحظ الشكل 2.22) أو من نوع تنافري . سوف نعبر عن هذا الجهد بالتابع U(r,R) ذلك أن r تشير إلى إحداثيات الإلكترون و R تشــير إلى الإحداثيات النووية للنظام من الذرتين (راجع البنــد 2.9.3) . إن الحركــة النســبية للذرتين (أي (R = R(t)) تؤدي إلى جهد متغير مع الزمن U(r,t) . إن هذا الحد يعمــل

كتابع هاملتون معتمداً على الزمن $H_u(r,t)$ ، التي تربط معاً الحركـــات الانتقاليـــة والداخلية للنظام من الذرتين . إن حسابات الاضطراب المعتمدة على الزمن تـؤدي إلى مقطع عرضي للانتقال σ_{AB} بالصيغة :

$$\sigma_{AB} \propto \left| \int_{-\infty}^{+\infty} H_u'(t) \exp(i\omega_{if} t) dt \right|^2 \qquad 3.27$$

إذ إنّ $H_u'(t) = \int \psi_f^*(r) \chi_u(r,t) \psi_i(r) dr$ عنصر مصفوفة الانتقـــال مـــن الحالة الابتدائية ψ_I (فيها الصنف A في الحالة الأرضية والصنف B في الحالة المتهيجـة) . في المعادلة (3.27) تتحدد ω_{if} بالعلاقة $\omega_{if} = \Delta E / \hbar$ ، إذ إنّ ΔE هو نفس الطاقة للعملية التجاوبية (لاحظ الشكل 3.9) . وعلى هذا فإن المقطع العرضي لنقل الطاقـــة σ_{AB} يتناسب مع طيف القدرة $|H_u(\omega_{if})|^2$ المحدد بعنصر مصفوفـــة $H_u'(t)$ عنـــد التردد $\Delta E / \hbar$. وفي هذا يمكننا القول إن σ_{AB} تتحدد بتحويل فوريبه $U(r,\omega)$ للجهد المعتمد على الزمن $U(r,t)$ عند التردد ω_{if} المطلوب لإنجاز عملية الانتقال .

وبما أن من المتوقع أن تختلف $U(r,t)$ من الصفر فقط لفترة زمنية بحدود زمـــن التصادم $\Delta\tau_c$ (المعطاة بالمعادلة 2.101)، فإن من المتوقع أن يكون لتحويـــل فورييـــه حزمة من ترددات عرضها بحدود $1 / \Delta\tau_c$. وبصيغة أدق يمكن الإثبات أنه في حالـــة التصادمات الثنائية فإن تغير كل من $|H_u'(\nu)|^2$ و σ_{AB} مع التردد له الصيغة $\exp(-\nu\Delta\tau_c)$. ومن هنا تكون σ_{AB} كبيرة بفعل التجاوب في منطقة عرضها ΔE_r لنقـــص الطاقة ΔE، إذ أن :

$$\Delta E_r = \frac{h}{\Delta\tau_c} \qquad (3.28)$$

وفي حالة N_e لدينا $\Delta\tau_c \cong 10^{-13}$ s (راجع المعادلة (2.101)) ، وبذلك نجد من المعادلة (3.28) أن $\Delta E_r = 0.006$ eV . لاحظ أن هذه القيمة أصغر بكثير من $kT \cong 0.025$ eV عند درجة حرارة الغرفة . وفي حالة نقص طاقة ΔE أصغر من ΔE_r يمكن أن تكون σ_{AB} كبيرة بحدود $10^{-14}cm^2$. لذا نجد أن تصادمات قريبة من التجاوب يمكن أن تكون طريقة انتقائية مناسبة لزيادة إسكان سوية معينة .

مسائل

3.1 قضيب ياقوتي قطره 6.3 mm قد ضخ بواسطة مصباح وميضي حلزوني قطره حوالي 2 cm . احسب كفاءة نقل الضخ .

3.2 قضيب ليزري في غرفة ضخ إهليلجية أسطحه الجانبية مخدشة لحد الخشونة وذلك للحصول على توزيع ضخ منتظم . افرض أن قطري المصباح الوميضي والقضيب متساويان . دع I_λ الشدة الطيفية للمصباح و S السطح الجانبي و V حجم المادة الفعّالة . وعلى فرض انتشار شعاعي فقط للأشعة أثبت أن متوسط معدل الضخ يساوي :

$$W_p = \frac{\eta_t}{N_g V} \int \eta_q (1 - e^{-2\alpha R}) \frac{S I_\lambda}{\hbar\omega} d\lambda = \frac{S\eta_t}{N_g V} \int \eta_q (e^{\alpha R} - e^{-\alpha R}) e^{-\alpha R} \frac{I_\lambda}{\hbar\omega} d\lambda$$

أثبت أنه إذا افترضنا $\exp(\alpha R) - \exp(-\alpha R) \cong 2\alpha R$ وأن $\exp(-\alpha R) \cong f_1$ فإن الصيغة المذكورة في أعلاه تتحول إلى صيغة المعادلة (3.13) .

3.3 استخدم المعادلتين (3.14) و (3.15) بإثبات أن $\eta_p = 2\eta_t \eta_r \int \eta_q \alpha R < f_1 > (\lambda / \lambda_0) g_\lambda d\lambda$ ، إذ إنّ $<f_1>$ متوسط f_1 في كل مقطع القضيب .

3.4 أثبت أن الكفاءة الكمومية للطاقة η_{pq} تساوي :

$$\eta_{pq} = \frac{\int W_p N_g \hbar\omega_0 dV}{\int (dP_\lambda / dV) d\lambda dV}$$

إذ إنّ التكامل الحجمي هو على كل حجم القضيب . وباستخدام المعـــادلات (3.11) و (3.14) و(3.2) أثبت أن :

$$\eta_{pq} = \frac{f\int \eta_q \sigma < f_1 > (\lambda / \lambda_0) g_\lambda d\lambda}{\int \sigma < f_1 > g_\lambda d\lambda}$$

ذلك أن $< f_1 >$ هو متوسط f_1 على كل المقطع العرضي للقضيب .

3.5 استخدم نتائج المسألتين (3.3) و (3.4) أثبت أن $\eta_P = \eta_t \eta_r \eta_{pq} \eta_a$ إذ إنّ كفاءة الامتصاص η_a هي :

$$\eta_a = 2\int aR < f_1 > g_\lambda d\lambda$$

3.6 استخدم صيغة W_P في المسألة (3.2) للإثبات أنه في حالة أشعة منتشـــرة شـــــــــــــعاعياً أن $\eta_{pq} = \int \eta_q h(\lambda)(\lambda / \lambda_0) g_\lambda d\lambda / \int h(\lambda) g_\lambda d\lambda$ وأن $\eta_a = \int h(\lambda) g_\lambda d\lambda$ ذلك أن $h(\lambda) = 1 - \exp(-2\alpha R)$.

3.7 احسب باستخدام الشكل (3.8) قيمة $< f_1 >$ لكل قيمة لـــ αR .

الفصل الرابع
المجاوبات الضوئية غير الفعالة

4.1 المقدمة

4.2 المجاوبة ذات المرايا المستوية – المتوازية

4.2.1 المعالجة التقريبية لشاولو وتاونس

4.2.2 معالجة فوكس ولي

4.3 المجاوبة المتحدة المحارق

4.4 المجاوبة الكروية العامة

4.5 المجاوبات غير المستقرة

مسائل

المجاوبات البصرية غير الفعالة
Passive Optical Resonators

1.4 المقدمة *Introduction* :

هذا الفصل يعالج نظرية المجاوبات البصرية غير الفعالة passive . إن الذي نعنيه بالمجاوبة غير الفعالة هو ذلك التجويف الذي يتكون من سطوح عاكسة ويحتوي على وسط عازل متجانس وموحد الخواص في جميع الاتجاهات isotropic . لقد عرفنا النمط في البند (2.1) بأنه هيئة مستقرة للحقل الكهرمغناطيسي الذي يحقق كلا من معادلات ماكسويل والشروط الحدودية . ويمكن كتابة الحقل الكهربائي لهذا النمط بالآتي :

$$E(r,t) = E_0 u(r) \exp(i\omega t) \qquad (4.1)$$

إذ إنّ $\omega / 2\pi$ تردد النمط mode frequency . إن المجاوبات المستعملة في حقل الليزر تختلف عن تلك المستعملة في حقل الأمواج الميكروية microwave في مظهرين أساسيين : (أ) المجاوبات الليزرية تكون عادة مفتوحة أي لا يستعمل فيها سطح جانبي . (ب) أبعاد المجاوبة البصرية تكون أكبر بكثير من طول موجة الليزر نظراً لأن الطول الموجي لليزر يتراوح عادة بين جزء من الميكرون إلى بضع عشرات من الميكرون .

فالمجاوبة بأبعاد تقابل هذه الأطوال الموجية سيكون لها ربح ضعيف جداً مما لا يسمح للتذبذب الليزري بالحدوث . إن الخواص (أ) و (ب) المبينة في أعلاه لها تأثير

كبير على الطريقة التي تعمل بها المحاوبة البصرية . فمثلاً إن كون المحاوبة البصرية مفتوحة يعني أن لكل نمط للمحاوبة بعض الخسائر المتعذر تجنبها . هذه الخسائر ناتجة عن حيود الحقل المغناطيسي . وهذا يؤدي إلى هروب جزء من الطاقة من جوانب المحاوبة . وهذه الخسائر تعرف بخسائر الحيود diffraction losses . ولهذا ولهدف الدقة فإن تعريف النمط المعطى بالمعادلة (4.1) لا يمكن تطبيقه في حالة المحاوبة البصرية المفتوحة . والأنماط الحقيقية (أي الأشكال المستقرة Stationary configuration) لا وجود لها في مثل هذه المحاوبة . وسنرى أن الموجات الكهرمغناطيسية المستقرة التي تكون خسائرها قليلة جداً وتوجد فعلاً في المحاوبة المفتوحة . وبذلك نستطيع تعريف النمط (وفي بعض الأحيان يطلق عليه شبه النمط quasi mode) على أن صيغة كهرمغناطيسية يتغيّر حقلها الكهربائي وفق المعادلة :

$$E(r,t)=E_0u(r)\exp[(-t/2\tau_c)+i\omega t] \qquad (4.2)$$

إذ إن τ_c (زمن الانحلال لمربع سعة الحقل الكهربائي) ويطلق عليه كذلك زمن انحلال فوتون المحاوبة .

وكما سنرى لاحقاً أن الخاصية (ب) تعني أن الترددات التجاوبية للمحاوبة تكون متقاربة جداً . والواقع هو أنه وفقاً للمعادلة (2.14) فإن عدد أنماط المحاوبة N ضمن عرض خط ليزري $\Delta\nu_0$ تتحدد بالعلاقة $N=8\pi\nu^2V\Delta\nu_0/c^3$ ومثال على ذلك أننا إذا افترضنا : $\nu=5\times10^{14}\,Hz$ (مركز الطيف المرئي) و $V = 1cm^2$ و $\Delta\nu_0=1.7\times10^9\,Hz$ عرض خط دوبلر $0.6238^{\mu m}$ للنيون . راجع المعادلة (2.14) فسنحصل على عدد الأنماط $N\approx4\times10^8$ أما إذا كانت المحاوبة مغلقة فإن جميع هذه الأنماط ستكون لها خسائر متشابهة وإذا استعملت مثل هذه المحاوبة في الليزر فسيحدث التذبذب عند عدد كبير جداً من الأنماط . وهذا غير مرغوب فيه لأن

إصداراً لليزر سيكون على مدى طيفي واسع وفي جميع الاتجاهات . وإلى حد كبير يمكن التغلب على هذه المشكلة باستعمال مجاوبة مفتوحة . إذ في مثل هذه المجاوبات عدد قليل فقط من الأنماط تقابل انطباق الأمواج التي تسير موازية تقريباً لمحور المجاوبة تكون خسائرها قليلة بحيث تسمح للتذبذب الليزري . أما بالنسبة للأنماط الأخرى فإن أمواجها ستفقد تقريباً كلياً بعد عبور واحد خلال المجاوبة . وهذا هو السبب الأساس لاستعمال المجاوبات المفتوحة في الليزرات . ومع أن عدم وجود السطوح الجانبية للمجاوبة تعني عدداً قليلاً من الأنماط التي يمكن تذبذبها، فإن عدد الأنماط المتذبذبة ما يزال قابلاً لأن يزيد كثيراً عن الواحد كما سنرى فيما بعد.

إن أكثر المجاوبات الليزرية استعمالاً تتكون إما من مرايا مستوية ، أو كروية على شكل مستطيل (واغلب الأحيان على شكل دائري) مفصولة بمسافة معينة L وهي نموذجياً يتراوح طولها L بين بضع سنتيمترات إلى بضع عشرات من السنتيمترات على حين تتراوح أبعاد المرآة بين جزء من السنتيمتر إلى عدة سنتيمترات . ومن بين الأنواع المختلفة نخص بالذكر النماذج الآتية :

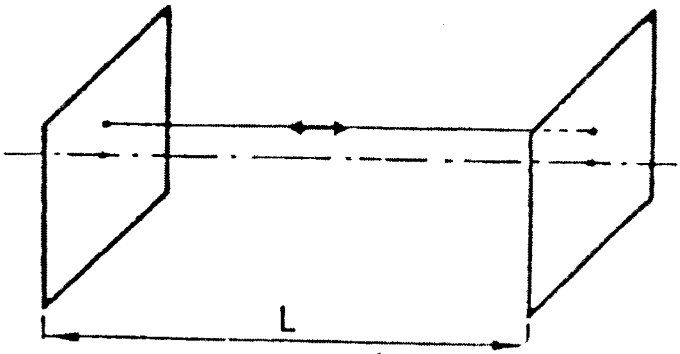
(أ) المجاوبة ذات المرايا المستوية المتوازية (أو فابري بيرو)

Plane - Parallel (or Fabry perot) resonator

تتكون هذه المجاوبة من مرآتين مستويتين و متوازيتين (الشكل 4.1) كتقريب أولي فإن أنماط هذا المجاوبات يمكن تصورها بأنها تتكون من تطابق موجتين كهرومغناطيسيتين تسيران باتجاهين متعاكسين على طول محور المجاوبة ، كما هو مبين تخطيطياً في الشكل (4.1) . وضمن هذا التقريب فإن الترددات التجاوبية يمكن الحصول عليها إذا تحقق الشرط وهو أن طول المجاوبة L يجب أن يساوي عدداً صحيحاً من أنصاف الأطوال الموجية أي أن $L = n(\lambda/2)$ إذ إنّ n عدد صحيح

موجب . وهذا الشرط ضروري لجعل الحقل الكهربائي للموجة الكهرمغناطيسية المستقرة يساوي الصفر عند المرآتين . وعليه فإن الترددات التجاوبية تعطى بالعلاقة :

$$\nu = n(c/2L) \qquad (4.3)$$



شكل 4.1

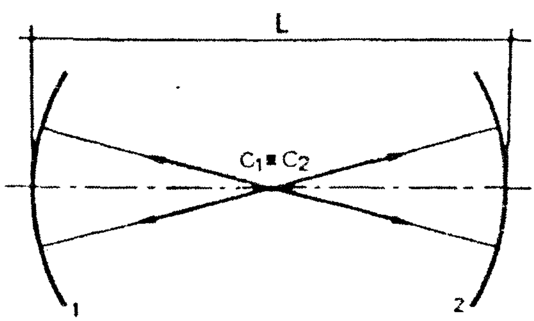
مجاوبة ذات مرايا متوازية مستوية

ومن المهم ملاحظته أن العلاقة المذكورة في أعلاه يمكن الحصول عليها أيضاً بشرط أن تكون إزاحة الطور للموجة المستوية الناتج عن الجولة الواحدة (رحلة ذهاب وإياب واحدة للحقل one - round trip) خلال المجاوبة تساوي عدداً صحيحاً مضروباً في 2π ، أي أن $2kL = 2n\pi$. ومن البديهي الحصول على هذا الشرط إذا تساوى تردد الموجة المستوية مع تردد نمط المجاوبة . عند ذلك تكون إزاحة الطور بعد جولة واحدة تساوي الصفر (عدا مضاعفات 2π) ، إذ إنّ في هذه الحالة فقط ستضاف السعات الناشئة عن الانعكاسات المتعاقبة التي تكون بنفس الطور إلى بعضها لتعطي مجالاً ذا قيمة عالية .

(ب) المجاوبة المتحدة المركز (أو الكروية)

Concentric (or spherical) Resonator

تتكون هذه المجاوبة من مرآتين كرويتين نصف قطر كل منهما R ؛ ومفصولتين بمسافة L بحيث أن مركز التكور للمرآة الأولى C_1 ينطبق على مركز التكور C_2 للمرآة الثانية (أي $L = 2R$) شكل (4.2) . إن هذا الشكل أيضاً وصف الأنماط في هذه المجاوبة بالاستناد إلى البصريات الهندسية . في هذه الحالة تتكون الأنماط بصورة تقريبية من تطابق موجتين كرويتين تبدآن من النقطة C وتسيران باتجاهين متعاكسين . ونستطيع من تطبيق التحليلات المذكورة في أعلاه أن نحصل على المعادلة (4.3) لتحدد الترددات التجاوبية في هذه الحالة .



الشكل 4.2

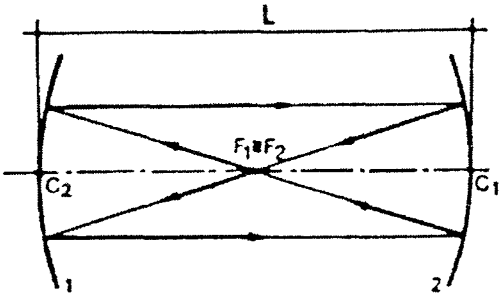
مجاوبة متحدة المركز

(ج) المجاوبة المتحدة المحارق Confocal Resonator

تتكون هذه المجاوبة من مرآتين كرويتين الشكل (4.3) نصف قطر التكور لكل منهما R ، ومفصولتين بمسافة L بحيث أن محرق المرآة الأولى F_1 منطبق على محرق المرآة الثانية F_2 ، أي أن مركز التكور لإحدى المرآتين يقع على سطح المرآة الثانية

(أي $L = R$) وبتطبيق البصريات الهندسية يمكننا رسم مسار بصري مغلق كما هو مبين في الشكل 4.3 . إن هذا المسار لا يعطي أية دلالة على شكل النمط .

وكما سنرى ، في الواقع أن شكل هذا النمط ليس بالإمكان وصفه بالموجات المستوية أو الموجات الكروية . ولهذا فإن الترددات التجاوبية لا يمكن أن توصف بسهولة وفقاً للبصريات الهندسية .



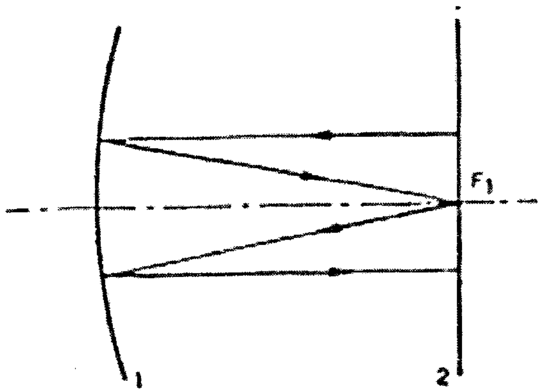
الشكل4.3

مجاوبة متحدة المحرق

(د) مجاوبة متكونة من مرآة مستوية ومرآة كروية

Resonators using a combination of plane and spherical mirror

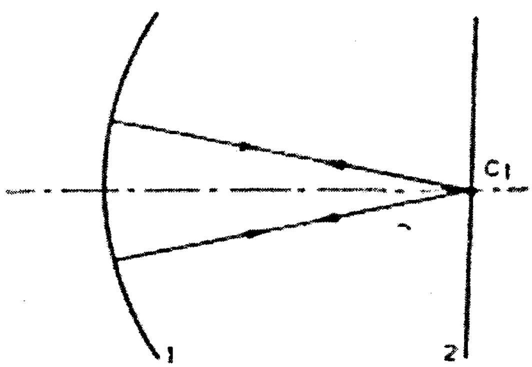
أمثلة على هذه المجاوبات يبينها الشكل (4.4) (الذي يمثل مجاوبةً نصف متحدة المحرق hemicaonfocal resonator) والشكل (4.5) (الذي يشكل مجاوبةً نصف كروية hemispherical) . وتستعمل غالباً أيضاً مجاوبات متشكلة من مرآتين كرويتين لهما نفس نصف قطر التكور R ومفصولتين بمسافة L ، بحيث إنّ $R < L < 2R$ (أي حد وسط بين المجاوبة المتحدة المحرق والمتحدة المركز) ، وكذلك يمكن أن يكون $L < R$. ففي هذه الحالات ليس من الممكن استخدام وصف الشعاع ارتداد على نفسه بعد اجتياز واحد أو بضعة اجتيازات داخل المجاوبة .



الشكل 4.4

مجاوبة نصف متحدة المحرق

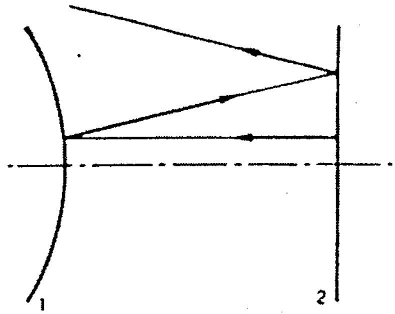
إن جميع المجاوبات التي مر ذكرها يمكن عدها أمثلة خاصة لمجاوبة عامة تتكون من مرآتين كرويتين بأنصاف أقطار تكور مختلفة (إما موجبة أو سالبة) ومفصولتين بمسافة اعتباطية L . إن المجاوبات المتنوعة يمكن تقسيمها على صنفين ، هما : المجاوبات المستقرة stable resonators والمجاوبات غير المستقرة unstable resonators . ففي المجاوبات غير المستقر ، إذا ارتد شعاع اعتباطي ذهاباً وإياباً بين المرآتين فسوف يتفرق بصورة غير محدودة بعيداً عن محور المجاوبة والشكل 4.6 يوضح مثالاً لمجاوبة غير مستقرة . وعلى العكس من ذلك المجاوبة المستقرة إذ يبقى الشعاع فيها مقيداً داخل المجاوبة .



الشكل 4.5

مجاوبة نصف كروية

إن الغرض من البنود الآتية من هذا الفصل هو حساب أشكال النمط والترددات التجاوبية العائدة لها وخسائر الحيود لمعظم المجاوبات المستعملة .



الشكل 4.6

مثال لمجاوبة غير مستقرة

4.2 المجاوبة ذات المرايا المستوية – المتوازية :

Resonator: Plane - parallel

4.2.1 المعالجة التقريبية لشاولو وتاونس

Approximate Treatment of Schawlow and Townes

إن أول دراسة للمجاوبة ذات المرايا المستوية المتوازية قد ظهرت في الأبحاث الكلاسيكية لشاولو وتاونس اللذين اقترحا توسيع دراسات الميزر لتشمل مجال الترددات البصرية Optical frequency ، وقدما معالجة تقريبية مشابهة لتلك المستعملة في المجاوبات المستطيلة الشكل والمغلقة ، التي حلولها معروفة جيداً (راجع الفقرة 2.1).

قبل تقديم معالجة شاولو وتاونس يجب أن نتذكر أن مركبات الحقل الكهربائي للأنماط في المجاوبة المستطيلة الشكل كما في الشكل 2.1 وهم :

$$
\begin{aligned}
E_x &= e_x \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z \sin \omega t \\
E_y &= e_y \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z \sin \omega t \qquad (4.4) \\
E_z &= e_z \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z \sin \omega t
\end{aligned}
$$

إذ إنّ $k_x = l\pi/2a$ ، $k_y = m\pi/2a$ ، $k_z = n\pi/L$ (l, m, n أعـداد صحيحة موجبة) وأن الترددات التجاوبية تعطى بالعلاقة :

$$\nu = \frac{c}{2}\left[\left(\frac{n}{L}\right)^2 + \left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{l}{2a}\right)^2\right]^{1/2} \qquad (4.5)$$

لاحظ أن المعادلة (4.4) يمكن وضعها بالصيغة المعقدة Complex form وذلك بالتعبير عن تابع الجيب والتجيب بالتوابع الأسية exponential function . عندئذٍ فإن كل مركبة من المركبات الحقل الكهربائي يمكن التعبير عنها كمجموع ثمان حـدود بحسب الصيغة الآتية :

$\exp[i(\pm k_x x \pm k_y y \pm k_z z - \omega t) + c.c.]$ ، أي على شكل مجمـوع ثمانية موجات مستوية تنتشر باتجاه متجهات الموجة wave vectors الثمانية ذات المركبات $\pm k_x$ و $\pm k_y$ و $\pm k_z$. إن تجيب الاتجاه direction cosines لهذه المتجهات هـي إذن $\pm(l\lambda/4a)$ و $\pm(m\lambda/4a)$ و $\pm(n\lambda/2L)$ ،إذ أن λ الطول الموجـي للنمـط المعين . إن تراكب هذه الموجات المستوية الثمانية تشكل الموجة المستقرة أو الواقفة في المعادلة (4.4) .

لقد فرض شاولو وتاونس ضمن تقريب مناسب أن أنماط المجاوبة المفتوحـة في الشكل (4.1) يمكن وصفها بأنماط تجويف متوازي مستطيلات في الشكل 2.1 بشـرط أن $(l,m) << n$ (نحصل على المجاوبة في الشكل 4.1 من التجويف في الشـكل 2.1 بعد إزالة السطح الجانبي) . وسبب هذا الافتراض يمكن إدراكه إذا لاحظنا مما تقدم أن أنماط هذا التجويف تتكون من تراكب موجات مستوية مائلة بزاوية صغيرة مع محـور z للتجويف . ولذلك فإن إزالة السطوح الجانبية لا يحدث تغيراً كبيراً لهذه الأنمـاط .

ومن ناحية ثانية ، نجد أن الأنماط التي تكون فيها قيم l و m كبيرة بالمقارنة مع n ، تتأثر كثيراً بإزالة جوانب التجويف ويكون لهذه الأنماط خسائر كبيرة ناتجة عن الانعراج ولهذا فسوف لا تؤخذ بعين الاعتبار .

وعلى فرض أن $n >> (l,m)$ فالترددات التجاوبية للمجاوبة المتوازية المستويات يمكن الحصول عليها من المعادلة (4.5) وذلك بنشر الجذر التربيعي على شكل سلسلة هندسية ، حيث يكون لدينا :

$$\nu \cong \frac{c}{2}\left[\frac{n}{L}+\frac{1}{2}\frac{(l^2+m^2)}{n}\frac{L}{4a^2}\right] \qquad (4.6)$$

وهذه المعادلة يمكن موازنتها بالمعادلة (4.3) التي اشتقت على أساس الحركة ذات بعد واحد . ويوجد في المجاوبة نمط محدد ذو تردد تجاوبي محدد لكل من القيم الثلاث l و m و n .

إن فرق التردد بين نمطين لهما نفس القيم l و m ولكن n تختلف بواحد هو :

$$\Delta\nu_n = c/2L \qquad (4.7)$$

ومن الممكن إيجاده بصورة مباشرة من المعادلة (4.6) إن هذين النمطين يختلفان فقط في شكل توزيع حقليهما على طول المحور z (أي طولياً) . ولهذا السبب $\Delta\nu_n$ غالباً ما يشار إليه بفرق التردد بين نمطين مستعرضين Transverse mode متتاليين هو:

$$\Delta\nu_m = \frac{cL}{8na^2}\left(m+\frac{1}{2}\right) \qquad 4.8$$

ولقيم نموذجية لـ L فإن $\Delta\nu_n$ بحدود بضع مئات من الميغاهرتز ، على حين $\Delta\nu_m$ (أو $\Delta\nu_l$) هي بحدود بضع ميغاهرتز .

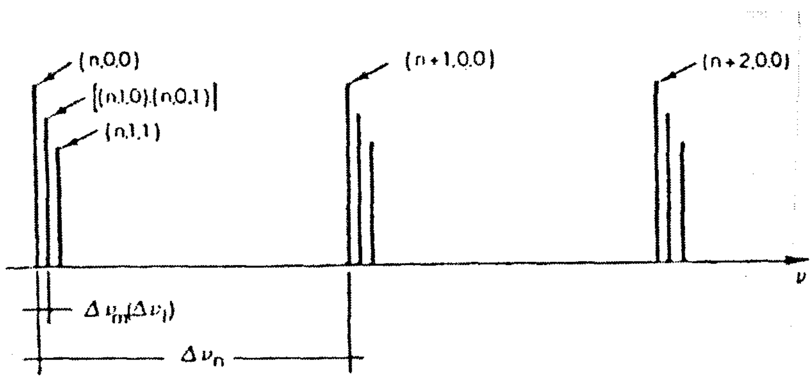
الشكل 4.7 يبين طيف التردد لمحاوبة ذات مرايا مستوية متوازية . لاحـــظ أن الأنماط التي لها نفس قيمة n ، ولكن بقيم مختلفة لـــ l و m التي تحقق الشرط .

ثابت لها نفس التردد = $L^2 + m^2$ ، لهذا يقال إنه يوجـــد انطبـــاق تـــرددي frequency degenerate .

لم نأخذ حتى الآن بالاعتبار خسائر المحاوبة و قد افترضنا أيضاً أن الـــترددات التجاوبية للمحاوبة غير متناهية بالضيق (عرضها الطيفي مهمل) . والواقع كما أشرنا إليه سابقاً فإنّ للمحاوبة البصرية خسائر ناشئة عن الانعراج لا يمكن تفاديها . وعلـــى هذا يمكن تمثيل النمط كما في المعادلة (4.2) ، وهذا يعني أن تجاوب النمط له عـــرض خط Linewidth (FWHM) يعطي بالمعادلة :

$$\Delta\omega_c = 1/\tau_c \qquad (4.9)$$

ويمكن برهنة هذه العلاقة بأخذ تحويل فورييه Fourier transform للمعادلـــة (4.2) .



الشكل 4.7

الترددات التجاوبية لمحاوبة بصرية ذات مرايا مستوية متوازية

4.2.2 معالجة فوكس ولي Fox and Li treatment :

قدمت دراسة أكثر دقة لمحاوبة ذات مرايا مستوية متوازية من قبل فوكس ولي اللذين درسا المسألة تحت ما يسمى بالتقريب العددي scalar approximation الذي غالباً ما يستعمل في موضوع البصريات ، فافترضنا أن الحقل الكهرمغناطيسي تقريباً مستعرض ومنتظم الاستقطاب (مثلاً استقطاب خطي أو دائري) . عندئذٍ يمكن وصف الحقل الكهرمغناطيسي بكمية غير متجهة U scalar ، تمثل على سبيل المثال سعة الحقل الكهربائي (أو الحقل المغناطيسي). إذا فرضنا U_1 تمثل توزيعاً اعتباطياً للحقل على المرآة 1 في شكل (4.8) فإن هذا الحقل سيحدث حقلاً على المرآة 2 نتيجة الانعراج ، واستناداً إلى تكامل الانعراج لكيرشوف Kirchhoff diffraction integral . فإن الحقل U_2 (P_2) عند نقطة عامة P_2 على المرآة 2 يعطى بالعلاقة الآتية:

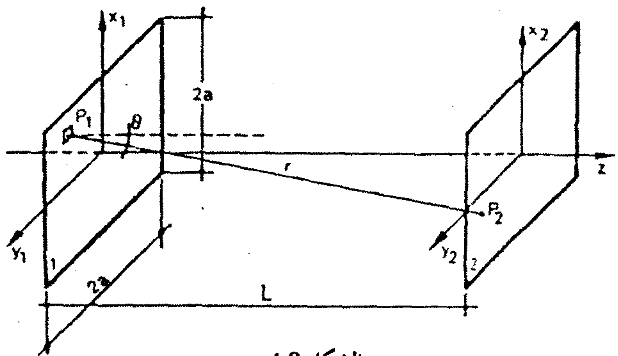
$$U_2(P_2) = -\frac{1}{2\lambda}\int_1 \frac{U_1(P_1)\exp(ikr)(1+\cos\theta)}{r}dS_1 \qquad (4.10)$$

إذ إنّ r هي المسافة بين النقطتين P_1 و P_2 و θ هي الزاوية بين P_1P_2 والعمود على السطح عند النقطة P_1 ، dS_1 عنصر السطح حول النقطة P_1 و $k = 2\pi/\lambda$. إن التكامل في المعادلة (4.10) يجب أن يحسب على كل السطح 1 .

دعنا نأخذ بعين الاعتبار التوزيع U العائد لنمط المحاوبة بدل التوزيع العام U_1. في هذه الحالة إذا كانت المرآتان متماثلتين فإن توزيع الحقل على المرآة 2 كما هو محسوب من المعادلة (4.10) يجب أيضاً أن يساوي U ، عدا وجود عامل ثابت . واستناداً للمعادلة (4.10) يكون لدينا :

$$\sigma U(P_2) = -\frac{1}{2\lambda}\int_1 \frac{U(P_2)\exp(ikr)(1+\cos\theta)}{r}dS_1 \qquad (4.11)$$

حيث σ عدد ثابت ، والمعادلة (4.11) هي معادلة تكاملية متجانسة من النوع الثاني لفريدهولم Fredholm ، حلولها الخاصة eigensolutions U تعطي توزيع حقل نمط التجويف على المرايا .



الشكل 4.8

حساب النمط للمجاوبة ذات المرايا المستوية المتوازية باستعمال تكامل انعراج كيرشوف

بما أن عامل التكامل في المعادلة (4.11) غير هيرميتي non-Hermitian فإن القيم الخاصة σ لا تكون حقيقية ، ونجد أن السعة والطور لهما معان فيزيائية مباشرة . إذا أخذنا $\sigma = |\sigma|\exp(i\phi)$ فإن من الواضح أن $\gamma_d = 1 - |\sigma|^2$ تمثل الخسارة الجزئية للقدرة والناشئة عن الانعراج لكل عبور . والكمية ϕ تمثل تأخير الطور phase delay للموجة خلال انتشارها من مرآة أخرى . ويمكن فهم هذا أكثر إذا أخذنا بعين الاعتبار عامل الزمن exp (iωt) الذي تم حذفه من طرفي المعادلتين (4.10) و (4.11) . والكمية 2ϕ تمثل تأخير الطور في الجولة الواحدة وهذا تابع لـ k ، أي أنه تابع للطول الموجي . وعندما تكون 2ϕ تساوي عدداً صحيحاً مضروباً في 2π ، نحصل على الترددات التجاوبية (كما نوقشت سابقاً بالنسبة للحالة البسيطة في البند 4.1) . ولهذا نلاحظ أن الحلول الخاصة للمعادلة (4.11) والقيم الخاصة eigen values العائدة لها تعطينا جميع الكميات المهمة ، أي توزيع الحقل على المرايا والترددات التجاوبية

وخسائر الانعراج . طالما أن توزيع الحقل U على المرآة معروف فمن الممكن من خلال المعادلة (4.10) حساب توزيع الحقل عند أي نقطة داخل (موجات مستقرة) أو خارج (موجات متحركة traveling) للمجاوبة .

وعندما يكون L >> a ، أي عندما يكون طول المجاوبة أكبر من أبعاده المستعرضة يمكن تبسيط معادلة (4.11) إلى حد بعيد . والواقع هو أننا نستطيع جعل $\cos\theta \cong 1$ و $r \cong L$ في عامل السعة التي تظهر تحت علامة التكامل. وللحصول على تعبير تقريبي ملائم لعامل الطور kr ، يمكن كتابة r بالآتي :

$$r=\left[L^2+(x_1-x_2)^2+(y_1-y_2)^2\right]^{1/2}=L+(1/2L)\left[(x_1-x_2)^2+(y_1-y_2)^2\right]+\varepsilon \qquad (4.12)$$

وذلك بفك الجذر التربيعي على شكل متسلسلة قوى . وباستطاعتنا إهمال ε باقي المتسلسلة ، بشرط أن يكون $k\varepsilon << 2\pi$. بما أن ε متسلسلة قيمتها محدودة converging series ، حدودها متناوبة في الإشارة ، فإن قيمة هذه المتسلسلة تكون أقل من الحد الأول . وعليه ولكي يتحقق الشرط $k\varepsilon << 2\pi$ يكفي أن يكون $ka^4 / L^3 << 2\pi$. أو بدلالة عدد فرينل Fresnel number $N = a^2 / L\lambda$ ، بشرط $N << L^2 / a^2$. وعلى هذا وبفرض أن L >> a و $N << L^2 / a^2$ نستطيع كتابة :

$$\exp(ikr) \cong \exp\left\{(ikL) + i(\pi N / a^2)\left[(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2\right]\right\} \qquad 4.13$$

وبالاستفادة من الكميتين اللتين هما بدون وحدات :

$$\xi = (\sqrt{N} / a)x \qquad (4.14)$$

$$\eta = (\sqrt{N} / a)y$$

وباستخدام المعادلة (4.13) نستطيع وضع المعادلة (4.11) في صيغة بلا وحدات dimensionless :

$$\sigma^{*}U(\xi_2,\eta_2)=-i\int\limits_{1}U(\xi_1,\eta_1)\exp\{i\pi[(\xi_1-\xi_2)^2+(\eta_1-\eta_2)^2]\}d\xi_1 d\eta_1 \quad (4.15)$$

إذ قد عرفنا هنا :

$$\sigma^{*}=\sigma\exp(-ikL) \quad (4.16)$$

أما بالنسبة للمرايا المربعة أو المستطيلة الشكل فمن الممكن فصل المتغـــيرات في معادلة (4.15) . والحقيقة هي أننا نستطيع في هذه الحالة كتابة :

$$U(\xi,\eta)=U_{\xi}(\xi)U_{\eta}(\eta) \quad (4.17)$$

$$\sigma^{*}=\sigma_{\xi}^{*}\sigma_{\eta}^{*} \quad (4.18)$$

وبذلك فإن المعادلة (4.15) تعطينا المعادلتين الآتيتين لـ $U_{\xi}(\xi)$ و $U_{\eta}(\eta)$:

$$\sigma_{\xi}U_{\xi}(\xi_2)=\exp[-i(\pi/4)]\int_{-\sqrt{N}}^{+\sqrt{N}}U_{\xi}(\xi_1)\exp\left[i\pi(\xi_1-\xi_2)^2\right]d\xi_1 \quad (4.19a)$$

$$\sigma_{\eta}U_{\eta}(\eta_2)=\exp[-i(\pi/4)]\int_{-\sqrt{N}}^{+\sqrt{N}}U_{\eta}(\eta_1)\exp\left[i\pi(\eta_1-\eta_2)^2\right]d\eta_1 \quad (4.19b)$$

ومن الممكن إثباته أن التابع U_{ξ} يعطي توزيع الحقل في المجاوبة يتكـــون مـــن مرآتين ببعد 2a (باتجاه x) وبطول لا نهائي (باتجـــاه y) (المرايـــا الشـــريطية Strip mirrors) وبنفس التفسير ينطبق على U_{η} . وسوف نطلق على التوابع الخاصة والقيـم الخاصة العائدة للمعادلتين (4.19a) و (4.19b) بقيم m و l على التـوالي . ولذلـك ووفقا للمعادلتين (4.18) و (4.17) نحصل على :

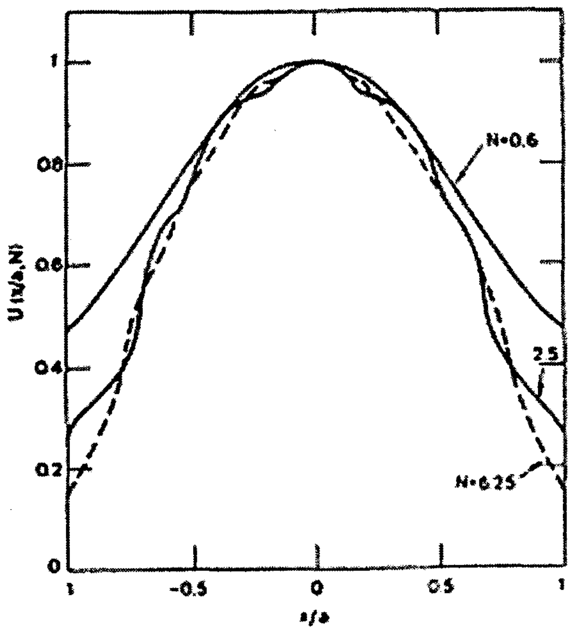
$$U_{ml}(\xi,\eta)=U_{\xi m}(\xi)U_{\xi l}(\xi) \quad (4.20)$$

$$\sigma_{ml}^{*}=\sigma_{\xi m}^{*}\sigma_{\eta l}^{*} \quad (4.21)$$

وفي حالة المرايا الدائرية يكون المعالجة نوعاً ما مشابهة . ومع ذلك ، فإنه في هذه الحالة يكون التعبير عن المعادلة (4.11) كتابع للإحداثيات الأسطوانية أكثر ملاءمة، بدلاً من الإحداثيات المتعامدة . ويمكن هنا أيضاً فصل المتحولات في هذا النظام الإحداثي .

ومع أن المعادلات (4.19) أسهل بكثير من المعادلات الأصلية إلا أنها ليست مطواعة للحل التحليلي . وقد حلت من قبل فوكس ولي بالحاسبة الإلكترونية لقيم عديدة لعدد فرينل N . وقد استعملا طريقة التكرار المبينة على المناقشة التالية : دعنا نتصور موجة تسير جيئة وذهاباً داخل التجويف ونفرض أنه عند زمن معين يكون توزيع الحقل $U_1(\xi_1)$ على المرآة 1 معروفاً . ويمكن حساب الحقل $U_2(\xi_2)$ على المرآة 2 والناتج من توزيع الحقل U_1 من خلال المعادلة (4.19a) والواقع هو أننا إذا استبدلنا التابع $U_\xi(\xi_1)$ في الطرف الأيمن من المعادلة (4.19a) بالتابع U_1 ثم أجرينا عملية التكامل سنحصل على التابع $U_2= U_\xi(\xi_2)$ التي تنتج من العبور الأول . عندما U_2 تكون معلومة عندئذ نستطيع حساب التوزيع الجديد للمجال على المرآة 1 الناشئة عن العبور الثاني وهكذا . لقد برهن فوكس ولي أنه بعد عدد كاف من الاجتيازات وبغض النظر عن التوزيع الابتدائي على المرآة 1 ، يصل توزيع الحقل حداً لا يحدث فيه أي تغيير من عبور إلى آخر . إن توزيع الحقل هذا سيكون الحل الخاص للمعادلة (4.19). ويمكن استخدام هذه الطريقة أيضاً لحساب القيمة الخاصة ، ومن ثم (وكما سبق شرحه) خسارة الانعراج والتردد التجاوبي للنمط المعين ، إذا اختير التوزيع الابتدائي للحقل ليكون تابعاً زوجياً لـ ξ سوف ننتهي بنمط زوجي على حين أن الأنماط الفردية نحصل عليها باختيار توزيع المجال الابتدائي تابع فردي لـ ξ . ومثال على ذلك ، الشكل (4.9) يبين النتائج المحققة للسعة ل $U = U(x /a , N)$ عندما نأخذ U_1 مبدئياً لتمثل توزيع حقل منتظم ومتناظر (أي U_1 تساوي كمية ثابتة) وفي حال

$N = 6.25$ يتطلب حوالي 200 عبور للوصول إلى الحل المستقر كـــالمبين في الشـــكل 4.10 وبطريقة مماثلة نحصل على المرتبة الدنيا للنمط غير المتناظر عند اختيار توزيــــع ابتدائي منتظم وغير متناظر (أي $U_1 = 1$ عنـــدما $0 < x < a$ و $U_1 = -1$ عندما $-a < x < 0$) الشكل 4.11 يبين توزيع الحقل $U(x / a , N)$ الناتج باســـتخدام الطريقـــة المذكورة لقيمتين من عدد فرينل .

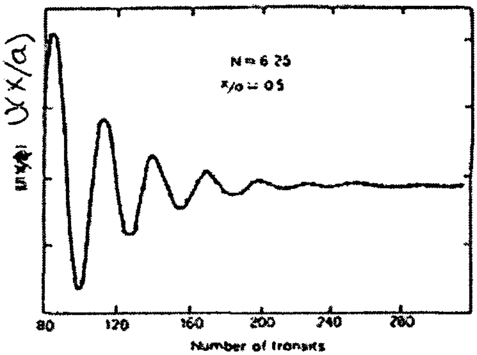


الشكل 4.9

سعة نمط أدنى مرتبة لحاوية ذات مرايا مستوية متوازية لثلاث قيم من عدد فرينل

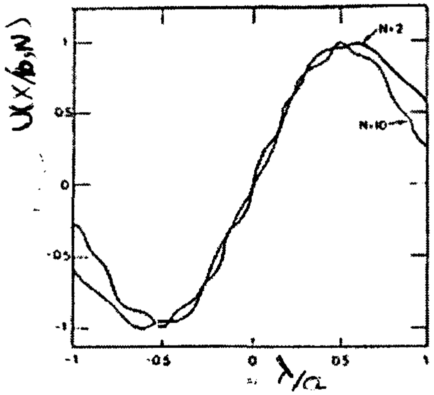
وفقاً للمعادلة (4.20) فإن إجمالي توزيع الحقل $U_{ml}(x,y)$ يتعين بحاصل الضرب $U_m(x)U_l(y)$. إن النمط الذي يعود للحالة ، التي فيها كلّ من $U(x)$ $U(y)$ بـــأدنى مرتبة (أي $m=l=0$) يطلق عليه نمط TEM_{∞} (شكل 4.9) . أما النمط TEM_{01} الــذي يتمثل بـــ $U(x)$ ذات المرتبة الدنيا ($m=0$ الشكل 4.9) و $U(y)$ ذات المرتبة الأعلــى التالية (أي $l = 1$ ، الشكل 4.11) . (والعكس للنمط TEM_{10}) . إن الأحرف TEM ترمز إلى الحقل الكهربائي والمغناطيســـي المســـتعرض (Transverse electric and (magnetic field لهذه الأنماط يكون كل من الحقل الكهربائي والمغناطيسي للموجة الكهرمغناطيسية عمودياً على محور للمجاوبة .

إن من السهولة ملاحظته من المعادلتين (4.19) و (4.21) هو أن σ^* تعتمد فقط على عدد فرينل N وقرينتي النمط mode indexes m و l . وبناء على



لشكل 4.10

سعة الحقل U عند الموقع $x/a = 0.5$ مقابل عدد الاجتيازات

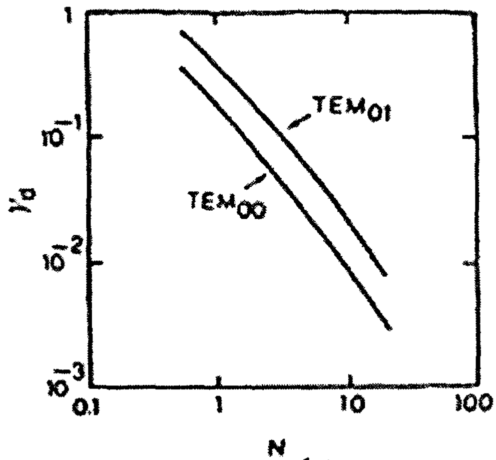


الشكل 4.11

سعة نمط لرتبة دنيا غير متناظر للمجاوبة ذات مرايا مستوية متوازية لقيمتين من عدد فرينل

هذا فإن خسائر الانعراج $\gamma_d = 1 - |\sigma^*|^2$ ستعتمد فقط على N و m و l الشكل 4.12 يبين خسائر الانعراج كتابع لـ N لأنماط الرتبة الدنيا المتناظرة (TEM_{∞}) وغير المتناظرة (TEM_{01}) . نلاحظ من الشكل أن الخسائر تتناقص بسرعة مع زيادة N، هذا واضح إذا ما تذكرنا أن N تتناسب مع النسبة بين الزاوية الهندسية θ_g وزاوية الانعراج θ_d . وهذه النتيجة واضحة أيضاً إذا لاحظنا أن بزيادة N ، فإن الحقل عند حافة المرآة $(x = \pm a)$ يقل كما هو مبين في الشكلين 4.9 و 4.11 .

والواقع هو أن هذا الحقل هو المسؤول إلى حد بعيد جداً عـــن خســـائر الانعـــراج . وأخيراً نلاحظ أن لعدد فرينل معيناً تكون خسارة النمط TEM_{01} أكبر دائمـــاً مـــن خسارة النمط TEM_{∞}



الشكل 4.12

خسائر الانعراج لكل اجتياز (γ_d) كتابع لعدد فرينل لحالة مجاوبة ذات مرايا مستوية متوازية

إن الترددات التجاوبية تتحدد عندما يكون طور σ يساوي عـــدداً صحيحـــاً مضروباً في π . وعليه باستعمال المعادلة (4.16) نحصل على

$$kL + \phi^*_{m,l} = n\pi \qquad (4.22)$$

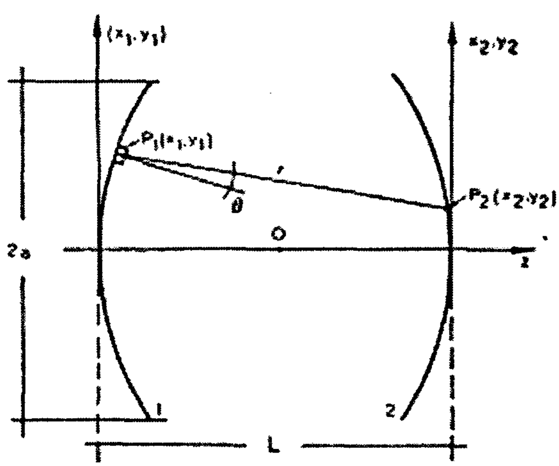
إذ قد أشرنا على نحو واضح أن الطور ϕ^* العائد لـــ σ^* يعتمد على قرينتي النمـط 1 , m . لاحظ أنه بينما k تعتمد فقط على $(k = 2\pi / \lambda)$ ، فإن ϕ^* تعتمد على كل مـن λ (من خلال اعتمادها على عدد فرينل) وعلى قرينتي النمط 1 , m لذلك يمكننا مـــن المعادلة (4.22) حساب الأطوال الموجية التجاوبية λ (ومن ثم الترددات التجاوبيـــة ν) كتابع لمعالم النمط n و 1 و m . إن نتائج فوكس ولي لقيـــم σ^* باســـتخدام الحاســـبة

الإلكترونية تؤكد أنه للقيم العالية لعدد فرينل $(N > 10)$ فإن الترددات التجاوبية الـــتي حصل عليها بهذه الطريقة تتفق جيداً مع النتائج المتوقعة من المعادلة (4.6) .

4.3 المجاوبة متحدة المحارق *Confocal resonator* :

لقد طور بويد وكوردن Boyd and Gorden طريقة التقريب العـددي scalar appnonimation لأجل معالجة المجاوبة المتحد المحارق . في هذه المعالجة نرمـز ثانيـة لطول المجاوبة L ونحدد النقطتين على سطحي المرآتين بدلالة المحاور (x_1 , y_1) و (x_2 , y_2) كما في الشكل (4.13) . ولأجل التبسيط ، سنعد للمرايا مقطعاً مربعـاً طـول ضلعه 2a وبناءاً على التقريب العددي فإن الحلول الخاصة تعطـى أيضـاً بالمعادلـة (4.11) وعندما $L >> a$ نستطيع عدّ $\cos\theta \cong 1$ و $r \cong L$ في عامل السعة . ولإيجـاد تقريب مناسب لعامل الطور kr . يجب أولاً حساب المسافة بـين P_1 و P_2 كتـابع لإحداثيات النقطتين ، عندئذٍ نحصل على تعبير لـ r على شكل مسلسلة قوى يساوي تقريباً :

$$r = L - (1/L)(x_1 x_2 + y_1 y_2) \qquad (4.23)$$



الشكل 4.13
حساب النمط للمجاوبة المتحدة المحارق باستخدام تكامل الانعراج لكيرشوف

هذا التعبير يعطينا تقريباً جيداً لـــ kr ، وكما في حالة المرايا المستوية يجـــب أن يكون الشرط $N << L^2 / a^2$ مستوفياً . بعد اســـتخدام المتغـــيرات بـــلا واحـــدات $\xi = \sqrt{N}(x/a)$ و $\eta = \sqrt{N}(y/a)$ فإن معادلة (4.11) تختزل إلى :

$$\sigma^* U(\xi_2, \eta_2) = -\int_1 U(\xi_1, \eta_1) \exp[-i2\pi(\xi_1\xi_2 + \eta_1\eta_2)] d\xi_1 d\eta_1 \qquad (4.24)$$

إذ σ^* نعرف أيضاً بالمعادلة (4.16) . مرة أخرى نبحث عن حل قابل للفصـــل separable solution كما في المعادلتين (4.17) و (4.18) اللتين تؤديان إلى :

$$\sigma_\xi^* U_\xi(\xi_2) = \exp[-i(\pi/4)] \int_{\sqrt{N}}^{+\sqrt{N}} U_\xi(\xi_1) \exp(-i2\pi\xi_1\xi_2) d\xi_1 \qquad (4.25)$$

$$\sigma_\eta^* U_\eta(\eta_2) = \exp[-i(\pi/4)] \int_{\sqrt{N}}^{+\sqrt{N}} U_\eta(\eta_1) \exp(-i2\pi.\eta_1\eta_2) d\eta_1 \qquad (4.26)$$

إن المعنى الفيزيائي للمعادلتين (4.25) و (4.26) هو كمـــا في حالـــة مجاوبـــة فابري – بيرو : إنهما حلول عائدة لمرايا ذات بعد واحد (أي مرايا شريطية) .

إن المعادلتين (4.25) و (4.26) لهما مجموعة منفصلة discrete set من الحلـــول الخاصة التي سنشير لها بالقرينتين m و l أي :

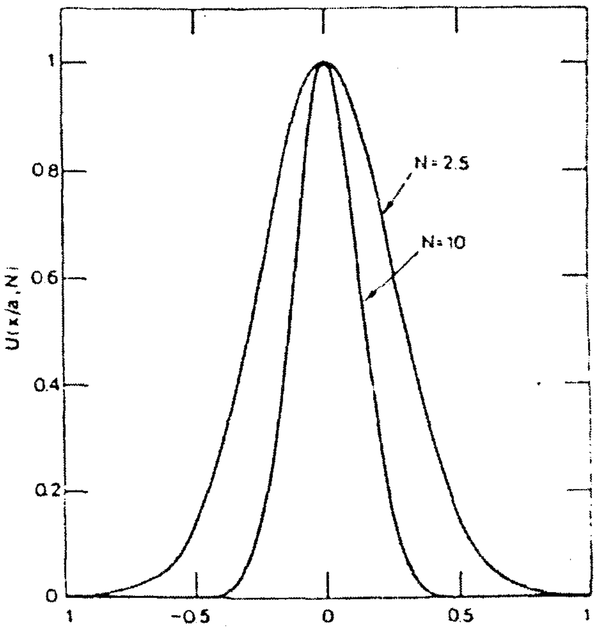
$$U_{m,l} = (\xi, \eta) = U_{\xi m}(\xi) U_{\eta l}(\eta) \qquad (4.27a)$$

$$\sigma_{ml}^* = \sigma_{\xi m}^* \sigma_{\eta l}^* \qquad (4.27b)$$

وعلى خلاف حالة المرايا المستوية فإن المعادلة التكاملية يمكن حلها تحليليـــاً . في الواقع ، ومن الممكن بيان أن $U_{\xi m}(\xi)$ و $U_{\eta l}(\eta)$ يتناسبان مع توابع الزوايا الكرويـــة لفلمر Flammer spherodial angular funetions على حين تتناسب القيم الخاصـــة

العائدة لها $\sigma^*_{\eta l}$ و $\sigma^*_{\xi m}$ مع تابع فلمـــــر الشـــعاعية Flammer spherodial radial functions أن هذه التوابع مدونة في جداول خاصة .

وفيما يتعلق بالتوابع الخاصة ، من الممكن إجراء تبسيط كبير عندما $N >> 1$ ، في هذه الحالة فإن حدود التكامل في (4.25) و (4.26) يمكن أن تمتد لتكون مـــن $-\infty$ إلى $+\infty$. وعليه فإن الطرف الأيمن لكل من المعادلتين (4.25) و (4.26) عدا ثـــابت التناسب يمثل تماماً تحويلً فورييه . إن حاصل ضرب تابع غاوص مع متعددة



الشكل 4.14

نمط المرتبة الدنيا المتناظر لمحاوية متحدة المحارق

حدود هرمت Hermite polynomial لها نفس هذه الخاصية . وبـــالرجوع إلى الإحداثيات الأصلية x و y ، فإن التوابع الخاصة تعطي بالصيغ :

$$U_{xm}(x) = H_m\left[x\left(\frac{2\pi}{L\lambda}\right)^{1/2}\right]\exp\left[-(\pi / L\lambda)x^2\right] \qquad (4.28a)$$

$$U_{yl}(y) = H_l\left[y\left(\frac{2\pi}{L\lambda}\right)^{1/2}\right]\exp\left[-(\pi/L\lambda)y^2\right] \qquad (4.28b)$$

حيث H_m و H_l توابع هرمت ذات الرتب m و l على التـــوالي ، وأن التـــابع الخاص الكلي هو :

$$U_{ml}(x,y) = H_m H_l \exp\left[-(\pi/L\lambda)(x^2+y^2)\right] \qquad (4.29)$$

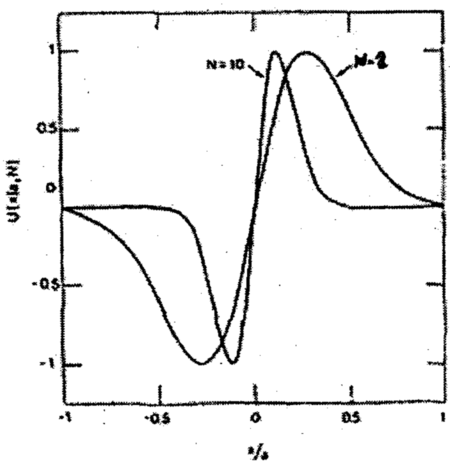
والآن سوف ندرس عدداً من الأمثلة . إذا كـــانت $m = 0$ عندئـــذٍ $H_0 = 1$ ولذلك ومن المعادلة (4.28a) نحصل على :

$$U_{x0}(x) = \exp\left[-(\pi/L\lambda)x^2\right] \qquad (4.30)$$

الشكل 4.14 يبين رسم بياني لـــ U كتابع لـــ a / x لقيمتين من عدد فرينـــل N. إن سعة الحقل الكهربائي على المرآة يقل إلى $1/e$ من قيمتها العظمى عند مســـلفة w_s ، من المركز حيث w_s تعطى بـــ :

$$w_s = (\lambda L/\pi)^{1/2} \qquad (4.31)$$

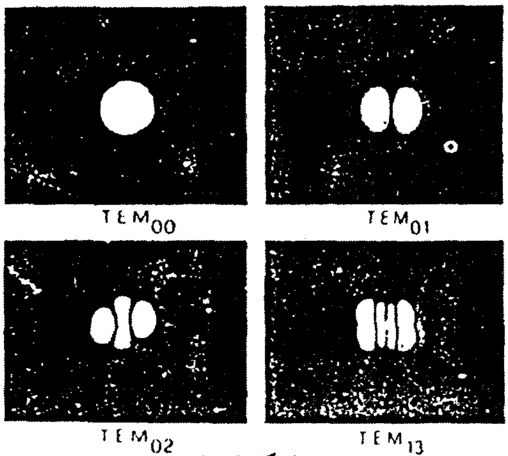
عندما $m = 1$ عندئذٍ $H_1 = (8\pi/L\lambda)^{1/2}x$ والشكل 4.15 يبين رسماً عيارياً لـــ U كتابع لـــ x/a لقيمتين من عدد فرينل . وبما أن نموذج النمط الكلي يتعـــين بالمعادلة (4.27a) فإن أنماط المرتبات الدنيا ستكون كالآتي :



الشكل 4.15
أدنى نمط غير متماثل لمحاوبة متحدة المحرق

(آ) نمط TEM_{00} $(m = l = 0)$ ، الحل الخاص العائد له $U_{00}(x,y) = \exp[-\pi(x^2 + y^2)/L\lambda]$ ولهذا النمط شكل غوصي بالاتجاهين y,x .

وفي هذه الحالة يكون النمط mode pattern على شكل بقعة دائرية مضيئة على المرآة كبرها w_s (راجع الشكل 4.16) . ولهذا السبب يطلق على w_s حجم البقعة spot size على المرآة . وكمثال ذلك إذا كانت $\lambda = 0.6\mu m$ و $L = 0.5m$ نحصل على $w_s \cong 0.3mm$.



الشكل 4.16

شكل عدد من أنماط الرتب المنخفضة

(ب) نمط TEM_{01} $(m = 0 , l = 1)$. الحل الخاص هو $U_{01}(x,y) = H_1(y)\exp[-\pi(x^2 + y^2)/L\lambda]$ ، والسلوك الشعاعي radial للحقل باتجاه x هو كما مبين في الشكل 4.14 . على حين أن الشكل 4.15 يبين السلوك الشعاعي باتجاه y . إن شكل الضوء المتكون على المرآة من هذا النمط مبين في الشكل 4.16

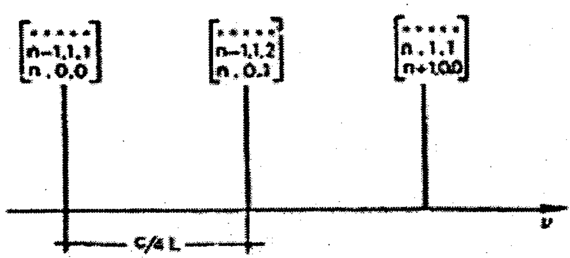
(ج) نمط TEM_{11} (m = l = 1) الحل الخاص لهذا النمط هو $U_{11}(x,y) = H_1(x)H_1(y)\exp[-\pi(x^2+y^2)/L\lambda]$ والسلوك الشعاعي بالاتجاهين y,x مبين في الشكل 4.15 . وبطريقة مماثلة نستطيع أن نجد التوابع الخاصة وأشكال أنماط الرتب الأعلى Higer-order modes (راجع الشكل 4.16) .

وحتى الآن نوقش فقط التوابع الخاصة للمعادلتين (4.25) و (4.26) . ولدراسة القيم الخاصة العائدة لها سنحتاج إلى تجنب الشرط الموضوع في أعلاه ، وهو أن N << L (الذي يعني أن المقطع العرضي للمرآة أكبر بكثير من المقطع العرضي للنمط). والواقع هو أن من الممكن بيان أنه عندما تكون N >> 1 ، فإن $|\sigma| \approx 1$ وأن خسائر الانعراج تختفي . ولكي تكون دراستنا للقيم الخاصة σ^*_{ml} ذات معنى ، سنحتاج للرجوع إلى توابع فلامير الشعاعية الكروية . زمن حسن الحظ أن صيغة ϕ^*_{ml} تكون بسيطة إلى حد بعيد ، إذ نجد وباستعمال المعادلة (4.22) أن الترددات التجاوبية تتحدد ببساطة وتعطى بالمعادلة التالية :

$$= \frac{c[2n+(1+m+l)]}{4L} \qquad (4.32)$$

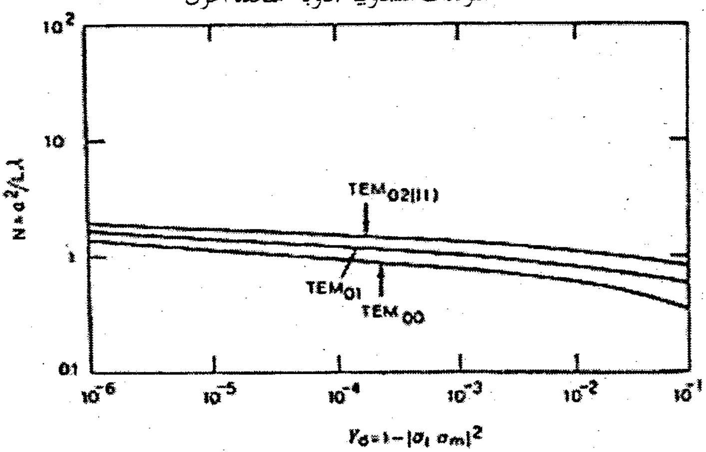
إن الطيف الترددي العائد له مبين في الشكل (4.17) ، لاحظ أن الأنماط التي لها نفس قيمة 2n + m + 1 لها نفس التردد التجاوبي على الرغم من أنها مختلفة بالتوزيع المكاني spatial configuration . ويقال عن هذه الأنماط أنها منطبقة التردد frequency degenerate . لاحظ أيضاً وخلافاً لحالة الموجة المستوية المبينة في الشكل 4.7 ، فإن فاصل الترددات frequency spacing الآن هو c/4L ، إلا أن فاصل التردد بين نمطين لهما نفس قيم (m,l) مثال TEM_{00} ويختلفان بقيمة n بمقدار (أي فاصلة التردد بين نمطين طولين متجاورين) يساوي c / 2L ، كما هو الحال للمرآة المستوية . والآن نواصل دراستنا لـ σ ، أي خسائر الانعراج . إن الشكل 4.18 يبين سلوك

خسائر الانعراج $\gamma_d = 1 - |\sigma|^2$ كتابع لعدد فرينل كما نحصل عليها من تابع فلامير الشعاعية الكروية . إن مقارنة بين الشكل (4.18) والشكل (4.12) تبين أنه لقيم محددة لعدد فرينل ، فإن خسارة الانعراج للمجاوبة المتحدة البؤر هو أقل بكثير من خسارة المجاوبة ذات المرايا المستوية — المتوازية . ومن السهل فهم هذا بملاحظة أنه في حالة المجاوبة المتحدة المحرق ونتيجة للخواص التجميعية focussing للمرايا الكروية فإن الحقل الكهربائي يكون أكثر تركيزاً باتجاه محور المجاوبة (فمثلاً قارن منحني الشكل 4.9 مع الشكل 4.14 أو منحني الشكل 4.11 مع منحني الشكل 4.15 عند نفس قيم عدد فرينل) .



الشكل 4.17

الترددات التجاوبية لمجاوبة متحدة المحرق



الشكل 4.18

خسارة الانعراج لكل عبور γ_d كتابع لعدد فرينل لمجاوبة متحدة المحرق

إذا عرف توزيع الحقل على المرايا فإن توزيع الحقل على أي نقطة داخل أو خارج المجاوبة يمكن الحصول عليه باستعمال تكامل كيرشوف . ومن الممكن الإثبات أن توزيع الحقل يعطى بالمعادلة :

$$U(x,y,z)=\frac{w_0}{w(z)}H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right)H_l\left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)}\right)\exp\left[-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}\right]$$
$$x\exp\left\{-i\left[k\frac{(x^2+y^2)}{2R(z)}+kz-(l+m+1)\phi(z)\right]\right\} \qquad (4.33)$$

وإذا اخترنا مركز المجاوبة في نقطة الأصل (راجع الشكل 4.19) فإن حجم بقعة الحزمة spot size w(z) في المعادلة (4.33) يعطى بالعلاقة بـــ :

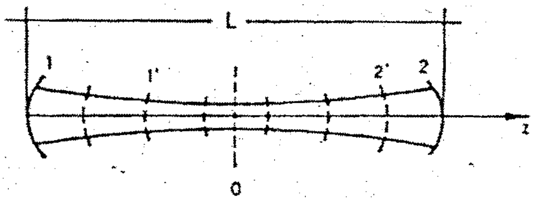
$$w(z)=w_0\left[1+(2z/L)^2\right]^{1/2} \qquad (4.34)$$

حيث w_0 حجم البقعة عند مركز المجاوبة ويحدد بالمعادلة :

$$w_0=\left(\frac{L\lambda}{2\pi}\right)^{1/2} \qquad (4.35)$$

المنحني المتصل في الشكل (4.19) يبين أبعاد الحزمة (أي حجم البقعة) كتابع للمكان على طول محور المجاوبة وكما نحصل عليها من المعادلة (4.34) لاحظ أن الحد الأدنى لحجم البقعة يحدث عند $z = 0$. ولذلك فإن الكمية w_0 عادة يشار إليها بحجم البقعة عند خصر الحزمة beam waist . لاحظ أيضاً ، عندما يكون $z=\pm L/2$ (أي على المرايا) . فنحصل من المعادلة (4.34) على $w=(L\lambda/\pi)^{1/2}$ وهذه النتيجة مطابقة

لنتيجة المعادلة (4.31) وهكذا فإن كبر البقعة على المرايا $\sqrt{2}$ أكبر من تلك التي في مركز المجاوبة . ومن السهولة فهم هذا إذا تذكرنا أن المرايا تجمع الحزمة عند مركز المجاوبة .



الشكل 4.19

حجم البقعة وسطوح تساوي الطور للنمط TEM_{00} لمجاوبة متحدة المحرق

والآن ندرس حد الطور phase term الظاهر في العامل الأسي الأخير في المعادلة (4.33) . إن التابعين R(z) و ϕ(z) تتمثلان بالمعادلتين الآتيتين :

$$R(z) = z\left[1+\left(\frac{L}{2z}\right)^2\right] \qquad (4.36)$$

$$\phi(z) = \tan^{-1}\left(\frac{2z}{L}\right) \qquad (4.37)$$

ومن الممكن أن نبين من المعادلة (4.33) أن السطوح المتساوية الطور equiphase surfaces تكون تقريباً كروية الشكل بنصف قطر تكور R(z) . تعد إشارة R(z) موجبة ، عندما يكون مركز التكور على يسار جبهة الموجة . والشكل 4.19 يبين السطوح المتساوية الطور متمثلة بالمنحنيات المتقطعة عند بضع نقاط على محور المجاوبة . لاحظ أنه عندما $z = 0$ (مركز المجاوبة) تكون $R = \infty$ وجبهة الموجة تكون مستوية كما هو متوقع من اعتبارات التناظر . لاحظ أيضاً عندما $z = \pm L/2$ (أي على المرايا) تكون $R = L$. هذا يوضح وكما هو متوقع أن سطحي المرآتين هما سطحان من سطوح تساوي الطور . إن صيغة ϕ(z) في المعادلة (4.37) تساعدنا على

حساب ترددات النمط . فبتعويض حد الطور من المعادلة (4.33) في المعادلة (4.22) ، نجد أن $kL-(l+m+1)[\phi(L/2)-\phi(-L/2)]=n\pi$ وعلى هذا ، نحصل باستخدام المعادلة (4.37) على المعادلة (4.32) .

4.4 المجاوبة الكروية العامة Generalized spherical Resonator:

الآن ندرس الحالة العامة لمجاوبة يتكون من مرآتين كرويتين بأنصاف أقطار R_1 و R_2 ومفصولة بمسافة L فيما بينهما ، تكون إشارة نصف قطر التكور موجبة للمرايا المقعرة وسالبة للمرايا المحدبة وهدفنا هنا هو حساب سعات النمط وخسائر الانعراج والترددات التجاوبية . وبما أن R_1 و R_2 يمكن أن يأخذا أي قيمة (إما موجبة أو سالبة) فسيكون هناك بضعة تشكيلات من المرايا التي تكون مجاوبة غير مستقر (راجع مثلاً الشكل 4.6) ، ولهذا فمن المهم إيجاد شرط الاستقرار للمجاوبة الكروية العامة . وبالنسبة للدراسة الآتية يكون من المناسب تعريف الكميتين g_1 و g_2 بدون واحدات:

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \qquad (4.38a)$$

$$g_2 = 1 - \frac{L}{R_2} \qquad (4.38b)$$

4.4.1 سعات النمط وخسائر الانعراج والترددات التجاوبية :

Mode Amplitudes , Diffraction Losses and Resonance frequencies

لحساب توزيع الحقل داخل المجاوبة ، دعنا أولاً نتصور السطحين متساويي الطور $1'$ و $2'$ في الشكل 4.19 قد استبدلا بمرآتين لهما نفس نصف قطر تكور السطحين المتساويي الطور ، ولنتصور أيضاً أن المرآتين الأصليتين 1 و 2 قد أزيلتا .

تتكون المجاوبة الآن من مرآتين $1'$ و $2'$ ، غير أن توزيع الحقل داخل المجاوبة سوف لن يتغير . ولهذا فإن كبر البقعة والسطوح متساوية الطور في داخل المجاوبة وخارجها سيبقى كما في الشكل 4.19. من ناحية ثانية نستطيع من المعادلة (4.36) ملاحظة أن سطحي تساوي الطور $1'$ و $2'$ ليسا متحدي المحارق . ولكي نجد أنماط المجاوبة المتكون من المرآتين $1'$ و $2'$ نستطيع أولاً حساب موقع السطحين المتحد المحرق 1 و2، وهكذا تحال المسألة إلى مسألة مجاوبة متحدة المحرق المكافئة equivalent confocal Resonator ويمكن تحديد موقع هذا المجاوبة باستخدام المعادلة (4.36) بعد تبديل L بـ L_e أي طول المجاوبة المتحدة المحارق المكافئة .

وبتحديد نصفي قطري التكور R_1 و R_2 للمرآتين $1'$ و $2'$ والمسافة بينهما L، نستطيع تعيين المقادير الآتية (أ) بعد إحدى المرآتين (مثلاً المرآة 1) من خصر الحزمة (أي نقطة الأصل للمحور z) . (ب) الطول L_e للمجاوبة المتحدة المحرق المكافئة . بعد تعيين الكميتين المذكورتين في أعلاه يمكن الحصول على توزيع الحقل من المعادلة (4.33) ، وذلك بعد استبدال L بـ L_e أي :

$$w = w_0\left[1+\left(\frac{2z}{L_e}\right)^2\right]^{1/2} \qquad (4.39)$$

$$w_0 = \left(\frac{L_e\lambda}{2\pi}\right)^{1/2} \qquad (4.40)$$

$$R(z) = z\left[1+\left(\frac{L_e}{2z}\right)^2\right] \qquad (4.41)$$

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{2z}{L_e}\right) \qquad (4.42)$$

الحالة الخاصة الوثيقة الصلة بالموضوع هي عندمـا $R = R_1 = R_2$ (المجاوبـة المتماثل) . في هذه الحالة ، ومن المعادلة (4.41) نجد أن :

$$L_e^2 = (2R - L)L \qquad (4.43)$$

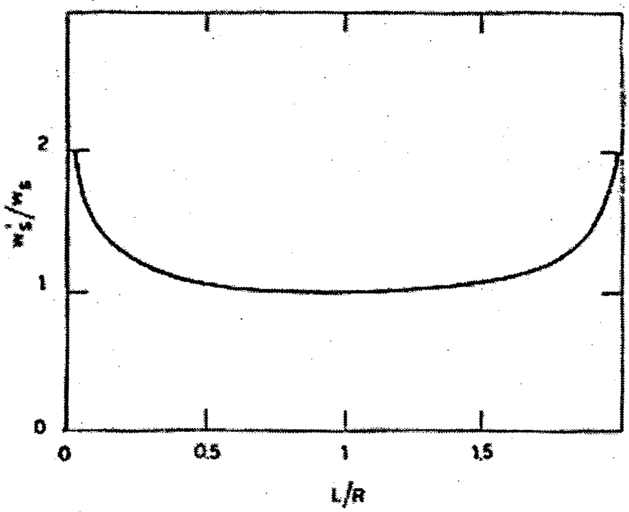
وحجم البقعة على المرآة نحصل عليها مـن المعـادلات (4.39) و (4.40) و (4.43) كالآتي :

$$w_s' = \left(\frac{\lambda L}{2\pi}\right)^{1/2}\left[\frac{4R^2}{(2R - L)L}\right]^{1/4} \qquad (4.44)$$

النسبة بين حجم هذه البقعة إلى حجم البقعة للمجاوبة المتحدة المحرق (راجـع معادلة (4.31)) هي :

$$\frac{w_s'}{w_s} = \left[\frac{1}{(L/R)[2-(L/R)]}\right]^{1/4} = \left[\frac{1}{1-g^2}\right]^{1/4} \qquad (4.45)$$

إذ استخدمت هنا أيضا كلا من المعادلتين (4.38a) و (4.38b) . الشكل 4.20 يبين العلاقة بين الكميتين w_s' / w_s و L / R . نلاحظ من الشكل ما يأتي :



الشكل 4.20

مجاوبة متناظرة : رسم بياني لحجم البقعة W'_S على المرآة مقسوما على W_S
العائدة لمجاوبة متحدة المحرق بنفس الطول كتابع للنسبة بين طول المجاوبة L إلى نصف قطرها

(أ) حجم البقعة الأدنى ينتج عندما $L/R = 1$ (في حالة مجاوبة متحدة البؤر) .

(ب) حجم البقعة يكون له تفرق عندما $L/R = 0$ (المجاوبة المستوي) و $L/R = 2$ (المجاوبة متحدة المحرق) . من ناحية ثانية ، لاحظ أنه ما عدا المناطق القريبة جدا من هاتين الحالتين المتطرفتين . فإن حجم البقعة لا يختلف كثيرا عن ذلك العائد للمجاوبة المتحدة المحرق .

إن ما ورد في أعلاه يخص فقط حساب التوابع الخاصة أي توزيع الحقل . ولحساب خسائر الانعراج فإن من الضروري فعلا حل معادلة التكامل لفريد هو لم للحالة الخاصة تحت الدرس . الشكل (4.21) يبن خسائر الانعراج المحسوبة كتابع لعدد فرينل لعدد من المجاوبات المتناظرة (التي تتميز بقيم g المختلفة) . نلاحظ أنه لقيمة معينة من عدد فرينل تكون المجاوبة المتحدة المحرق $(g = 0)$ أقل خسارة . ولحساب ترددات المجاوبة ، ندرس المجاوبة العامة ونأخذ z_1 و z_2 إحداثيات z المرآتين

بالنسبة لنقطة الأصل التي تؤخذ عند خصر الحزمة من المعــادلتين (4.22) و (4.33) ، يمكننا الحصول على التعبير الآتي الذي نجد منه الترددات التجاوبية .

$$kL-(l+m+1)[\phi(z_2)-\phi(z_1)]=n\pi \qquad (4.46)$$

إذ نحصل على $\phi(z_1)$ و $\phi(z_2)$ من المعادلة (4.42) . والمعادلة (4.46) تعطينا:

$$\nu=\frac{c}{2L}\left[n+(l+m+1)\frac{\phi(z_2)-\phi(z_1)}{\pi}\right] \qquad (4.47)$$

وبعد عمليات جبرية مطولة نحصل على التعبير الآتي :

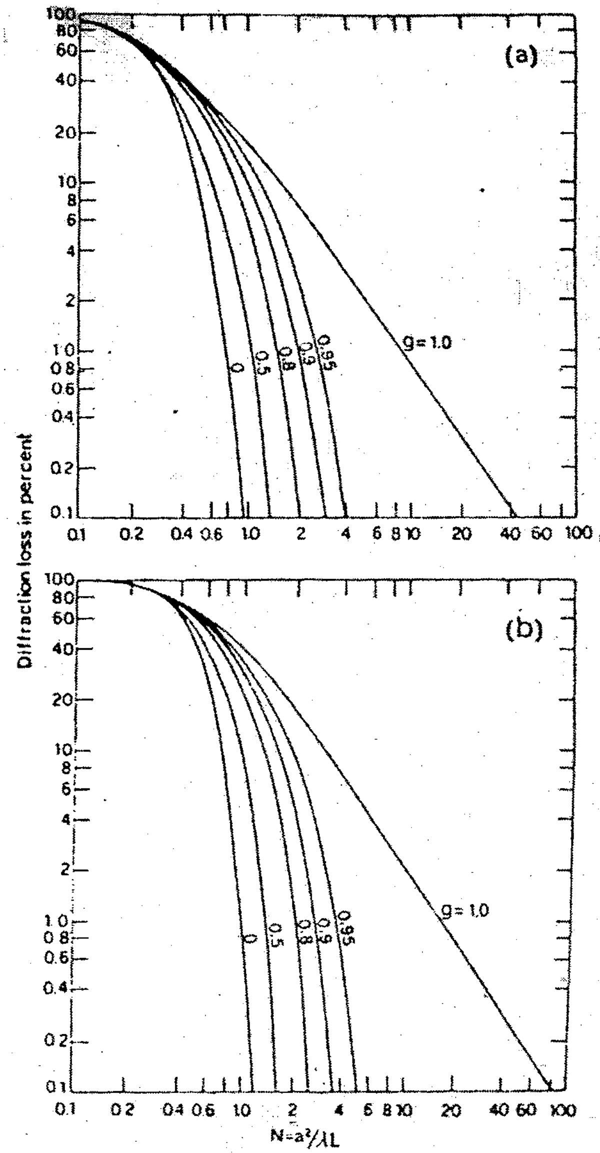
$$\nu=\frac{c}{2L}\left[n+(l+m+1)\frac{\cos^{-1}(g_1g_2)^{1/2}}{\pi}\right] \qquad (4.48)$$

إذ g_1 و g_2 تتحددان بالمعادلتين (4.38a) و (4.38b) . لاحظ أن انحلال التردد الذي يحدث للمجاوبة المتحدة المحرق (الشكل 4.17) قد اختفى في حالــــة المجاوبـــة الكروية. وكمثال مهم . ندرس مجاوبة قريبة من المســـتوي ذا مرآتـــين متمـــاثلتين ومستويتين تقريبا أي بالقيمة $(L/R) << 1$ عندئذ :

$$\cos^{-1}(g_1g_2)^{1/2}=\cos^{-1}[1-(L/R)]\cong(2L/R)^{1/2}$$

والمعادلة (4.48) تصبح بالشكل الآتي :

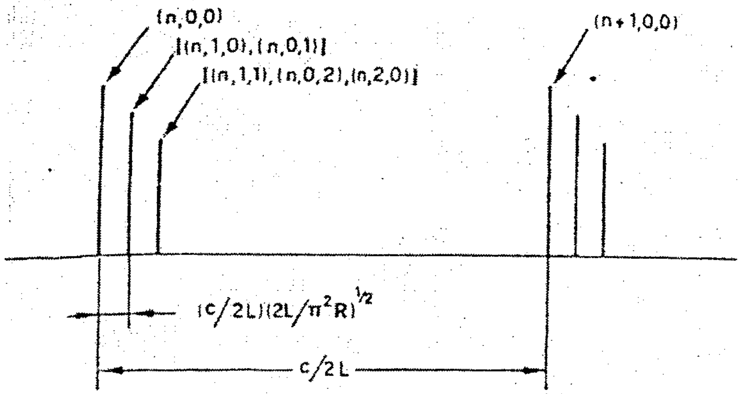
$$\nu=\frac{c}{2L}\left[n+(l+m+1)\frac{1}{\pi}\left(\frac{2L}{R}\right)^{1/2}\right] \qquad (4.49)$$



الشكل 4.21

خسارة الانعراج لكل عبور كتابع لعدد فرينل لنمط TEM_{00} الشكل (a) ونمط TEM_{01} شكل (b) لعدة مجاوبات متناظرة

والشكل (4.22) يبين طيف التردد الناتج (قارن مع الشكل 4.7) .



الشكل 4.22

طيف النمط لمحاوبة كروية متناظرة عندما يكون نصف قطر التكور R أكبر بكثير من طول المحاوبة L

4.4.2 شرط الاستقرار Stability Condition :

يمكن الحصول على شرط الاستقرار من المناقشة المبنية على البصريات الهندسية وبالرجوع إلى الشكل 4.23 . دعنا ندرس شعاعا يترك نقطة P_0 من على مستوى عام β داخل المحاوبة . بعد الانعكاس من المرآتين 1 و 2 سيقطع هذا الشعاع المستوي β عند النقطة P_1 . إذا جعلنا x_0 و x_1 إحداثيات P_0 و P_1 بالنسبة لمحور المحاوبة و θ_0 و θ_1 الزوايا التي تصنعها الأشعة المقابلة مع المحور ، عندئذ وفي حالة قيم صغيرة لـ x و θ نحصل على الكميتين x_0 و θ_0 بتحويل خطي Linear transformation وفي صيغة المصفوفة التالية :

$$\begin{vmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{vmatrix} \qquad (4.50)$$

إذ أن عناصر المصفوفة – A ، B ، C ، D ، تعتمد على هندسة المحاوبة . إن الشعاع الذي يترك النقطة $P_1(x_1, \theta_1)$ سيقطع بعد انعكاسين المستوي β عند النقطة $P_2(x_2, \theta_2)$ ، التي تعطى بـ

$$\begin{vmatrix} x_2 \\ \theta_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^2 \begin{vmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{vmatrix} \qquad (4.51)$$

وبعد n من الجولات ، فإن النقطة $P_n(x_n, \theta_n)$ تعطى بـ :

$$\begin{vmatrix} x_n \\ \theta_n \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^n \begin{vmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{vmatrix} \qquad (4.52)$$

ولكي تكون المحاوبة مستقرة ، يشترط لأية نقطة ابتدائية (x_0, θ_0) أن لا تتفرق النقطة (x_n, θ_n) بازدياد n . وهذا يعني أن المصفوفة :

$$\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^n$$

يجب أن لا تتفرق بازدياد n . ويمكن البرهنة في هذه المسألة على أن محددة المصفوفة Determinant AB-BC تساوي وحدة واحدة . وعلى هذا ومن حساب التفاضل والتكامل للمصفوفات ، matrix calculus نحصل على :

$$\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}^n = \frac{1}{\sin\theta} \begin{vmatrix} A\sin n\theta - \sin(n-1)\theta & B\sin n\theta \\ C\sin n\theta & D\sin n\theta - \sin(n-1)\theta \end{vmatrix} \qquad (4.53)$$

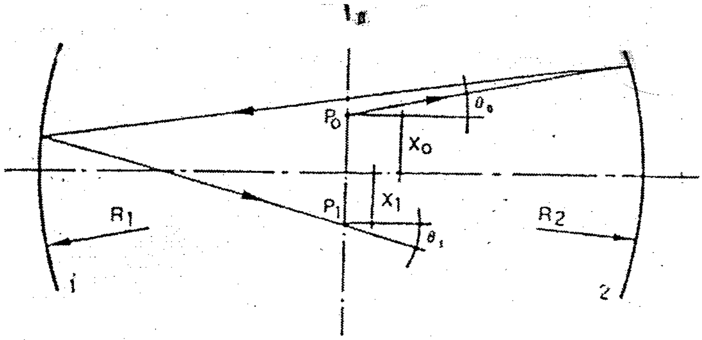
ذلك أن :

$$\cos\theta = \frac{1}{2}(A + D) \qquad (4.54)$$

ونلاحظ من المعادلة (4.54) أنه حتى لا تتفرق المصفوفة (4.53) يجب أن يكون لدينا :

$$-1 < \frac{1}{2}(A+D) < +1 \qquad (4.55)$$

والواقع هو إذا لم يتحقق شرط المعادلة (4.55) ، فستكون θ عـــددا معقــدا وستتفرق sin(nθ) بزيادة n .



الشكل 4.23

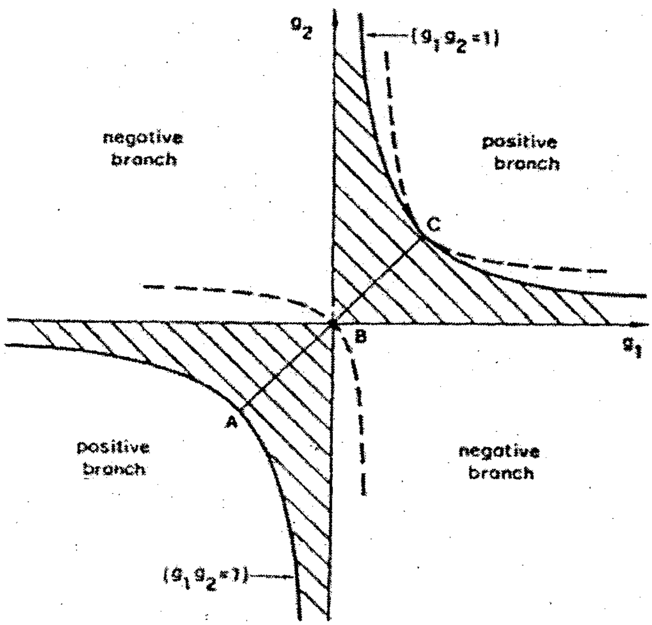
طريقة المصفوفة لإيجاد شرط الاستقرار لمحاوبة كروية عامة

ومن حساب المعاملين A و B للمجاوبة العامة ومن استعمال المعادلة (4.55) ، نصل في النهاية إلى تعبير بسيط لشرط الاستقرار هو :

$$0 < g_1 g_2 < 1 \qquad (4.56)$$

والشكل (4.24) يصف حالة الاستقرار هذه . في هذا الشكل تتمثل الحـــالات المستقرة بالمساحة المظللة . الصنف الخاص والمهم من المجاوبات الكروية هو تلك الـــتي تعود إلى النقاط على الخط المستقيم AC الذي يصنع زاوية 45^0 مع المحـــوران g_1 و g_2 . هذا الخط يقابل المجاوبات المتكونة من مرآتين لهما نفـــس نصـــف قطـــر التكـــور (المجاوبات المتناظرة) . وكمثال خاص لهذه المجاوبات نلاحظ أن تلك الـــتي تقـــابل النقاط A و B و C في الشكل هي مجاوبات متحدة المركز ، متحدة المحرق والمســـتوية

على التوالي . ولذلك فإن هذه المجاوبات الثلاثة تقع على الحدود بين المناطق المستقرة وغير المستقرة. ومن مساوئ المجاوبات المتحدة المركز هي (أ) حجم البقعة صغير جدا عند مركز المجاوبة (الشكل 4.2) التي يمكن أن تكون مشكلة في ليزرات الإستطاعة العالية . (ب) تكون حساسة نوعا ما لخطأ التراصف Misalignment . ولهذا فالمجاوبات المتحدة المركز نادرة الاستعمال . ومن ناحية ثانية ، نجد أنه في المجاوبة المتحدة المحرق يكون حجم البقعة صغير جدا (راجع الشكل 4.35) ولهذا لا يستعمل كل المقطع العرضي لمادة الليزر . ولذلك فإن المجاوبات المتحدة المحرق لا تستعمل في معظم الأحيان. أما المجاوبات ذات المرايا المستوية المتوازية فتستعمل كل المقطع العرضي استعمالا جيدا (لاحظ الشكل 4.9) ولكنها مثل المجاوبات المتحدة المركز تكون لحد ما حساسة لخطأ تراصف المرايا . وللأسباب المبينة في أعلاه



الشكل 4.24

رسم تخطيطي للاستقرارية لمجاوبة كروية عامة .الحالة المستقرة تقابل المناطق المظللة في الشكل . والمنحنيات المتقطعة تقابل المجاوبات متحدة المحرق المحتملة

فإن أكثر المجاوبات المستخدمة في الليزر تتكون إما من مرآتين مقعرتين بنصف قطر تكور كبير (مثلا نصف قطر التكور من مرتين إلى عشر مرات أكبر من طول المجاوبة) أو من مرآة مستوية ومرآة مقعرة ذات نصف قطر تكور كبير . هذه المجاوبة التجاوبية تعطي حجم بقعة إلى حد ما أكبر من تلك العائد للمجاوبات المتحدة المحرق (انظر الشكل 4.20) . وكذلك لها استقرارية معقولة ضد خطأ التراصف . مثل هذه المجاوبات تقع في المنطقة المستقرة قرب نقطة C في الشكل 4.24 .

مسائل problems

4.1 تصور مجاوبة متحدة المحرق طولها L = 1m. استعمل لليزر He – Ne عند الطول الموجي $\lambda = 0.6328\mu m$. احسب حجم البقعة عند مركز المجاوبة وعند المرايا.

4.2 لمجاوبة في السؤال السابق ، احسب الفرق في التردد بين نمطين طوليين متجاورين .

4.3 للمجاوبة في السؤال 4.1 ، احسب عدد الترددات النمطية المختلفة التي تقع ضمن عرض (FWHM)خط النيون (راجع المعادلة 2.5.121).

4.4 تصور مجاوبة نصف متحد المحرق hemiconfocal طوله L = 2 m استعمل لليزر CO_2 عند طول موجي $\lambda = 10.6\mu m$. احسب حجم البقعة على كل من المرآتين .

4.5 بالنسبة للمجاوبة المذكورة في أعلاه ، احسب فرق التردد بين نمطين TEM_{00} متجاورين . اذا كان عرض خط (FWNM) ليزر CO_2 يساوي 50 MHz أحسب عدد أنماط TEM_{00} التي تقع ضمن عرض الخط .

4.6 ليزر يعمل عند الطول الموجي $\lambda = 0.6\mu m$ له قدرة ربح 2×10^{-2} لكل عبور ومجهز بمجاوبة متناظرة يتكون من مرآتين نصف قطر كل منهما R = 10 m وتفصلهما مسافة قدرها L = 1 m . اختر فتحة مناسبة على المرآة بحيث يختفي النمط TEM_{01}، على حين يبقى النمط TEM_{00} .

4.7 تصور مجاوبة تتكون من مرآتين مقعرتين نصف قطر التكور لكل منـــهما يساوي 4m ومفصولتين بمسافة تساوي L = 1 m . احسب حجـــم البقعـــة لنمـــط TEM_{00} عند مركز المجاوبة وعلى المرآتين عندما تتذبذب المجاوبة عند الطول الموجـــي $\lambda = 514.5nm$ (أحد الأطوال الموجية لليزر الأرغون Ar^{+3}).

4.8 إذا استبدلت إحدى المرآتين في السؤال السابق بمرآة مستوية . كيف يتغـــير حجم البقعة على كل من المرآتين .

4.9 إحدى مرآتي المجاوبة في السؤال 4.7 استبدلت بمرآة مقعرة نصـــف قطـــر تكورها 1.5m . احسب:

(أ) موقع خصر الحزمة . (ب) حجم البقعة عند خصر الحزمة وعلى كل مـــن المرآتين.

4.10 مجاوبة تتكون من مرآة محدبة نصف قطرها R = - 1m ومـــرآة مقعـــرة نصف قطرها R=1.5m

ماهي أكبر مسافة ممكنة بين المرآتين بحيث تبقى المجاوبة مستقرة .

الفصل الخامس

الموجة المستمرة والسلوك العابر لليزر

5.1 المقدمة

5.2 معادلات المعدل

5.2.1 ليزر السويات الأربعة

5.2.2 ليزر السويات الثلاثة

5.3 سلوك ليزر الموجة المستمرة CW

5.4 السلوك العابر لليزر

مسائل

الموجة المستمرة والسلوك العابر لليزر

Continuous Wave and Transient Laser Behavior

5.1 المقدمة *Introduction* :

ناقشنا في الفصول السابقة عدة صفات لمكونات الليزر . وهذه المكونات هي الوسط الليزري نفسه (وقد تمت مناقشة تفاعله مع الموجة الكهرمغناطيسية في الفصل الثاني) . ومنظومة الضخ (الفصل الثالث) ، والمحاوبة البصرية السلبية (الفصل الرابع) . سنستخدم في هذا الفصل نتائج الفصول السابقة لبناء الأساس النظري الضروري لوصف سلوك الليزر لكل من حالتي الموجة المستمرة (cw) والأداء العابر . إن النظرية المعروضة هنا تستخدم ما يسمى تقريب معادلة المعدل ، ففي هذا التقريب يتم اشتقاق معادلات الليزر على أساس تصوّر مبسط أي يجب أن يكون هناك توازن بين معدّل تغيّر الإسكان الكلي والعدد الكلي لفوتونات الليزر . إن هذه النظرية لها الأهمية في أنها تعطينا صورة حدسية لسلوك الليزر . وإضافة إلى ذلك فإنها تعطينا نتائج دقيقة لحد ما مناسب لأغلب الحالات العملية . ولكي نحصل على معالجة أكثر دقة علينا أما أن نستخدم المعالجة النصف كلاسيكية (وفيها توصف المادة حسب النظرية الكمومية وتوصف الموجات الكهرمغناطيسية بحسب النظرية الكلاسيكية ، أي بدلالة معادلات ماكسويل) ، أو المعالجة الكمومية الكاملة (وفيها كل من المادة والحقول توصف

بحسب النظرية الكمومية) . وننبه القارئ إلى المراجع الأخرى للإطلاع على المعالجات الأكثر تطوراً .

5.2 معادلات المعدل *Rate Equations* :

5.2.1 ليزر السويات الأربعة Four - Level Laser :

ندرس أولاً ليزراً يعمل على أساس وجود أربعة سويات . ولغرض السهولة نفترض أن هناك حزمة ضخ واحدة (الحزمة 3 في الشكل 5.1) . إلا أن التحليلات التالية ستبقى سارية المفعول حتى وإن كان هناك أكثر من حزمة ضخ (أو أكثر من سوية واحدة) ، بشرط أن يكون الانحلال من هذه الحزم إلى السوية الليزرية العلوية 2 سريعاً جداً .لنفرض أن إسكان السويات الأربعة 0، 1 2 و 3 هي على التوالي N_g N_1 N_2 و N_3 . سنفترض أن الليزر يتذبذب في نمط واحد من أنماط تذبذب المجاوبة. ونفرض q عدد الفوتونات الكلي العائدة لذلك النمط في داخل المجاوبة . ولو فرضنا كذلك أن الانحلال بين السويتين 3 و 2 والسويتين 1 و 0 يتمّ بسرعة كبيرة ، فيكون لدينا $N_1 \approx N_3 \cong 0$ وعلى هذا نكتب معادلات المعدل الآتية :

$$N_g + N_2 = N_t \qquad (5.1a)$$

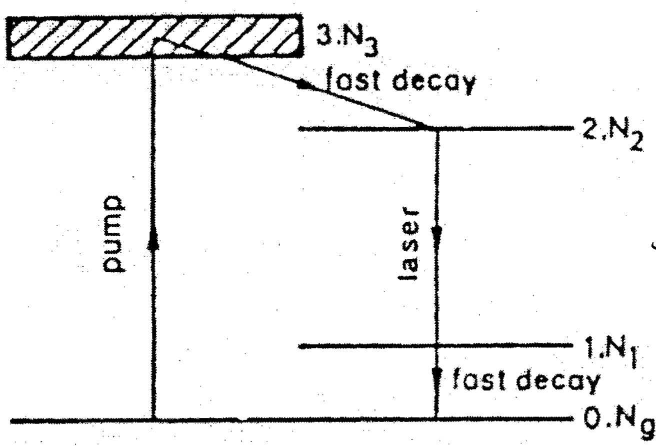
$$\dot{N}_2 = W_P N_g - BqN_2 - (N_2 / \tau) \qquad (5.1b)$$

$$\dot{q} = V_a BqN_2 - (q / \tau_c) \qquad (5.1c)$$

N_t في المعادلة (5.1a) هي الإسكان الكلي للذرّات (أو الجزيئات) الفعّالة . وفي المعادلة (5.1b) يمثل الحد $W_P N_g$ معدل الضخ (لاحظ المعادلة 1.3.1) . وقد سبق أن تمّ اشتقاق الضخ W_P في الفصل الثالث لكل من الضخ الضوئي والكهربائي . والحد

B_qN_2 في المعادلة (5.1b) يمثل الإصدار المتحرض وقد أوضحنا في الفصل الثاني أن معدل الإصدار المتحرض W يتناسب مع مربع شدة الحقل الكهربائي للموجة الكهرمغناطيسية ، لذلك فإن W يتناسب مع q . وعلى هذا سوف نشير إلى B معدل الانتقال المتحرض لكل فوتون ولكل نمط موجي . إن المقدار τ هو عمر السوية الليزرية العليا ، ويتحدد ، بصورة عامة بالمعادلة (2.5.129) .

وفي المعادلة (5.1c) ، V_a تمثل حجم النمط الموجي ضمن المادة الفعّالة وصيغتها العامة معطاة في الملحق A . وفي الحقيقة ، وكما بيّنا في البند (4.4) أنه كثيراً ما يستخدم ليزر بمجاوبة متناظرة تتكوّن من مرآتين كرويتين نصف قطر تكورهما أكبر بكثير من طول المجاوبة . وعليه تكون أبعاد بقعة النمط w تقريباً ثابتة ضمن المجاوبة ، وتساوي القيمة w_0 عند مركز التجويف .



الشكل 5.1
مخطط ليزر الأربع سويات

وفي حالة النمط TEM_{00} فإن الحجم V_a هو:

$$V_a = \pi . w_0^2 l / 4 \qquad (5.2)$$

إذ إنّ l طول المادة الفعّالة . إن ظهور الرقم 4 في مقام المعادلـــة (5.2) هـــو حصيلة السببين التاليين :

(أ) إن w_0 هي كبر البقعة العائدة لسعة الحقل U ، في أن كبر البقعـــة العـــائد لمربع شدة الحقل U^2 هو بطبيعة الحال أصغر بعامل $\sqrt{2}$. وهذا يساهم بعـامل (1/2) في المعادلة . (ب) وعامل آخر يساوي (1/2) هو بسبب أن النمط يتمثـــل بموجـــة مستقرة (وعلى هذا فإن $(<\sin^2 kz>=\frac{1}{2}$. إن الحد $V_aB_qN_2$ في المعادلة (5.1c) لـه عكس إشارة الحد المرادف الذي يظهر في المعادلة (5.1b) وذلك على أساس التحليـــل المبسط التالي للموازنة: في كل عملية إصدار متحرّض يولد فوتونـــاً وكـــل عمليـــة امتصاص تفني فوتوناً . وأخيراً يمثل الحد (q / τ_c) فقدان الفوتونات بسبب عمليـــات الخسارة في المجاوبة .

ونشير قبل أن نستمر في التحليلات إلى أن الحد العائد للإصدار التلقـــائي قـــد أهمل في المعادلة (5.1a) . وبما أن الليزر ، وكما أشرنا إلى ذلك في الفصل الأول يبـدأ بفعل الإصدار التلقائي ، فسوف لا يكون في المســـتطاع اســـتخدام المعادلـــة (5.1) للحصول على وصف دقيق لبدء التذبذب الليزري . والحقيقة هو أننا لو عوضنـــا في المعادلة (5.1c) عدد الفوتونات(q) بقيمتها $q = 0$ في اللحظة $t = 0$ فإننا نحصل على $\dot{q} = 0$ وعلى هذا سوف لا يتمكّن الفعل الليزري بالشروع . ولدراســـة الإصـــدار التلقائي يمكننا أيضاً استخدام تحليلات الموازنة المبسطة مبتدئين بـــالحد (N_2 / τ_{sp}) المتضمن في الحد (N_2 / τ) في المعادلة (5.1b) . ولربما نتصور للوهلة الأولى أن الحـــد المناسب في المعادلة (5.1c) الذي يأخذ بعين الاعتبار الإصدار التلقائي هو $V_a (N_2 / \tau_{sp})$. إلا أن هذا غير صحيح والحقيقة ، كما لاحظنا في البند (2.4) (راجع بصـورة خاصة المعادلة 2.4.103) ، أن الضوء الصادر تلقائياً يتوزع علـــى جميـــع الـــترددات

العائدة لتابع شكل الخط الطيفي $g(\Delta\upsilon)$. بينما يتضمن الحد العائد للإصدار التلقائي في المعادلة (5.1c) فقط ذلك الجزء من الضوء الصادر تلقائياً والذي يشكل النمط الموجي المعين . يمكن الحصول على الصيغة الصحيحة لحد الإصدار التلقائي فقط عن طريق تكميم الحقل الكهرمغناطيسي للنمط الموجي في داخل المجاوبة إن النتيجة بسيطة وتعلّمنا الكثير عندما نأخذ بعين الاعتبار الإصدار التلقائي فإن الحد $V_aB_qN_2$ في المعادلة (1.5c) يعبّرعنه بدل ذلك بالصيغة $V_aB_{(q+1)}N_2$

ويبدو كل شيء وكما لو كان هناك "فوتون إضافي" في الحد العائد للإصدار المتحرض . وللسهولة سوف لا ندخل الحد الإضافي الناتج من الإصدار التلقائي في التحليلات التالية ، وبدل ذلك نفترض في البداية وجود عدد اختياري صغير من الفوتونات q_i في داخل المجاوبة . وفي الحقيقة إن التحليلات اللاحقة سوف لا تتأثر بهذا العدد الصغير من الفوتونات ، التي نحتاجها فقط كي يتم شروع الفعل الليزري .

نود الآن اشتقاق صيغ صريحة للكميتين B و τ_c اللتان تدخلان في المعادلتين (5.1b) و (5.1c) . ويمكن الحصول على هذه الصيغ باستخدام تحليل بسيط . ولهذا الهدف سوف ندرس مجاوبة طولها L ، فيها مادة فعّالة طولها l وقرينة انكسارها n . ويمكننا تصوّر النمط الموجي في داخل المجاوبة على أنه جمع موجتين تنتشران باتجاهين متعاكسين ولنفرض I تمثل شدة إحدى هاتين الموجتين . إن التغيّر dI في الشدة عندما تنتشر الموجة مسافة dz في داخل المادة الفعّالة ، تعطى وفق المعادلة (1.7) بالعلاقة $dI = \sigma(N_2 - N_1)Idz$. إذ أن σ المقطع العرضي للانتقال عند تردد النمط الموجي في داخل المجاوبة المدروسة . ندخل الآن الرموز الآتية:

(أ) T_1 و T_2 لتمثيل نفوذية في الطاقة من خلال مرآتي المجاوبة .

(ب) والعوامل (a_1) و (a_2) لتمثيل خسارة الطاقة في المرآتين .

(ج) و T_i جزء الخسارة الداخلية لكل اجتياز .

وعلى هذا يكون التغير في شدة الضوء في خلال رحلة ذهاب وإياب في المجاوبة يساوي :

$$\Delta I = \{(1-a_1-T_1)(1-a_2-T_2)(1-T_i)^2 \times \exp[2\sigma(N_2-N_1)l]-1\}I \quad (5.3)$$

سوف نفترض الآن أن الخسارة في داخل المرآتين متساوية (أي $a_1 = a_2 = a$) وأنهما صغيرتان جداً بحيث يمكننا أن نكتب : $(1\text{-}a\text{-}T_1) \cong (1\text{-}a)\,(1\text{-}T_1)$

و $(1\text{-}a\text{-}T_2) \cong (1\text{-}a)\,(1\text{-}T_2)$. ويتم تبسيط التحليلات التالية بإدخال عدد من الكميات الجديدة نستخدم الرمز γ التي تمثل لوغاريتمات الخسائر لكل اجتياز :

$$\gamma_1 = -\ln(1-T_1) \qquad (5.4a)$$

$$\gamma_2 = -\ln(1-T_2) \qquad (5.4b)$$

$$\gamma_i = -[\ln(1-a)+\ln(1-T_i)] \qquad (5.4c)$$

إذ إنّ γ_1 و γ_2 هما لوغاريتما الخسارتين بسبب نفوذية المرآتين وأن γ_I لوغاريتم الخسارة الداخلية . إلا أننا ولهدف السهولة سوف نسمي γ_1 و γ_2 خسارتي المرآة و γ_I الخسارة الداخلية . ويمكننا كذلك تعريف الخسارة الكلية لكل اجتياز γ بالصيغة :

$$\gamma = \gamma_i + \frac{\gamma_1+\gamma_2}{2} \qquad (5.5)$$

وإذا عوضنا المعادلتين (5.5) و (5.4) في المعادلة (5.3) وافترضنا أن :

$$[\sigma(N_2-N_1)l-\gamma] \ll 1 \qquad (5.6)$$

فيكون بالإمكان فك التابع في المعادلة (5.3) على الزمن Δt اللازم للضوء ليقوم برحلة ذهاب وإياب واحدة في داخل المجاوبة. أي $\Delta t = 2L'/c_0$ ، إذ إنّ L' تتحدد بالعلاقة :

$$L' = L + (n-1)l \qquad (5.7a)$$

وإذ استخدمنا التقريب $\Delta I/\Delta t \cong dI/dt$ ، فنحصل على :

$$\frac{dI}{dt} = \left[\frac{\sigma.lc_0}{L'}(N_2 - N_1) - \frac{\gamma.c_0}{L'}\right]I \qquad (5.8)$$

وبما أن عدد الفوتونات في داخل المجاوبة يتناسب مع I ، فإن موازنة المعادلة (5.8) مع (5.1c) تعطينا :

$$B = \frac{\sigma.lc_0}{V_a L'} = \frac{\sigma.c_0}{V} \qquad (5.9a)$$

$$\tau_c = \frac{L'}{\gamma.c_0} \qquad (5.9b)$$

حيث V الحجم الفعلي للنمط داخل المجاوبة . وفي حالة المجاوبة المشار إليها سابقاً (راجع المناقشة التي سبقت المعادلة (5.2)) ، فإن V تتحدد بالعلاقة :

$$V \cong \pi.w_0^2 L'/4 \qquad (5.10)$$

برهنت المناقشة السابقة المعادلة (5.1c) ، وأعطت صيغاً صريحة لكل من B وτ_c بدلالة متغيرات الليزر القابلة للقياس . لاحظ ، أننا قد استخدمنا التقريب في المعادلة (5.6) ، الذي يقضي بأن الفرق بين الربح والخسارة صغير (أي أن العملية الليزرية قريبة من طاقة العتبة) . وإذا لم ينطبق هذا الشرط يجب عند ذلك تحليل سلوك

الليزر باستخدام المعادلة (5.3) ، على أساس دراسة الاجتيازات المتتالية للوسط الفعّال أخيراً وباستخدام المعادلة (5.5) يمكننا كذلك كتابة المعادلة (5.9b) بالصيغة :

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{\gamma_i c_0}{L'} + \frac{\gamma_1 c_0}{2L'} + \frac{\gamma_2 c_0}{2L'} \qquad (5.11)$$

إن المعادلة (5.1) مع الصيغ الصريحة لــ B و τ_c المعـــادلتين (5.9) توضـــح السلوك الستاتيكي والديناميكي لليزر السويات الأربعة. لاحظ بـــدلاً مـــن كتابـــة المعادلات بدلالة إسكان السوية العلوية N_2 ، كثيراً ما يستخدم في تلـــك المعـــادلات انقلاب الإسكان .

$$N = N_2 - N_1 \qquad (5.12)$$

وفي ضوء فرضية الانحلال السريع من السوية 1 فإن $N \cong N_2$ ،وبذلك تتحـــول المعادلات (5.1) إلى معادلتين فقط للمتغيرين N(t) و q(t) :

$$\dot{N} = W_p(N_t - N) - BqN - (N/\tau) \qquad (5.13a)$$

$$\dot{q} = [V_a BN - (1/\tau_c)]q \qquad (5.13b)$$

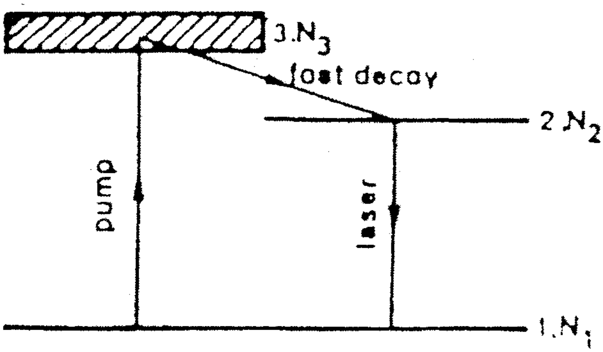
وعلى هذا يتطلب الوصف الكمومي لسلوك الليزر حل المعادلتين وفق الشـــروط الابتدائية المناسبة. مثلاً إذا بدأ الضخ عند اللحظة $t = 0$ ، فإن الشرط الابتدائي هـــو $N(0) = 0$ و $q(0) = q_i$ ، ذلك أن q_i عدد صغير جداً ويمثل الفوتونات الابتدائية (مثلاً $q_i = 1$) التي تمثل تأثير الإصدار التلقائي . وبعد معرفة q(t) نستطيع بسهولة حســـاب الاستطاعة الخارجة من خلال إحدى المرآتين على طرفي المجاوبـــة (مثـــلاً المـــرآة 1) والحقيقة لو عوضنا المعادلة (5.11) في المعادلة (5.13b) فسوف يكون بإمكاننا فـــهم الحد $(\gamma_1 c_0 / 2L')q$ على أنه معدل فقدان الفوتونات من خـــلال مـــرآة الخـــارج الليزري. ومن هنا تساوي الطاقة الخارجة :

$$P_1 = \left(\frac{\gamma_1 c_0}{2t}\right)\hbar wq \qquad (5.14)$$

وقبل أن ننهي هذا البند نود أن نشير مرة أخرى إلى النتائج التي تم الحصول عليها حتى الآن تصح فقط عندما يتذبذب الليزر في نمط موجي واحد . أما حالة ليزر يتذبذب بأكثر من نمط واحد فتكون الحسابات ، من حيث المبدأ ، أكثر تعقيداً . فمثلاً لو درسنا ليزراً يتذبذب بنمطين ، فسوف نحتاج إلى معادلات معدل منفصلة لأعداد الفوتونات q_1 و q_2 للنمطين ، والحقيقة هي أنه تكون التحليلات بدلالة الحقول الكهربائية العائدة لتلك الفوتونات أكثر ملاءمة ، ذلك لأنه سيكون بالمستطاع الأخذ بعين الاعتبار أثر الضربات بين النمطين (راجع البند 5.4.3 بخصوص تثبيت النمط) . إلا أنه عندما يوجد عدد كبير من الأنماط فإن الصورة ستتبسط مرة أخرى لذلك سوف يكون بإمكاننا الأخذ بعين الاعتبار العدد الكلي للفوتونات q العائدة لجميع الأنماط . وفي هذه الحالة تكون المعادلات التي حصلنا عليها سابقاً تقريباً صحيحة ، في حين أن حجم النمط يساوي :

$$V_a = Al \qquad (5.2a)$$

حيث A مساحة المقطع العرضي للوسط الليزري الذي تشغله الأنماط المتذبذبة



الشكل 5.2: مخطط ليزر الثلاثة سويات

5.2.2 ليزر السويات الثلاثة Three - Level Laser :

يتم تحليل ليزر السويات الثلاثة بنفس طريقة تحليل لـــيزر الســـويات الأربعـــة وبالإشارة إلى الشكل (5.2) ، سنفترض أن هناك حزمة ضخ واحدة ونعتبر الانتقـــال $2 \rightarrow 3$ سريعا جدا .وأن $N_3 \cong 0$ وعلى هذا يمكننا كتابة معادلات معدل الانحـلال تقريبا بنفس الصيغ العائدة لحالة الأربعة السويات . أي :

$$N_1 + N_2 = N_t \qquad (5.15a)$$

$$\dot{N}_2 = W_P N_1 - Bq(N_2 - N_1) - (N_2 / \tau) \qquad (5.15b)$$

$$\dot{q} = V_a Bq(N_2 - N_1) - q / \tau_c \qquad (5.15c)$$

وباستخدام المعادلة (5.12) ، تتحول هـــذه المعـــادلات إلى معـــادلتين فقـــط للمتغيرين N(t) و q(t) :

$$\dot{N} = W_P(N_t - N) - 2BqN - (N_t + N)/\tau \qquad (5.16a)$$

$$\dot{q} = [V_a BN - (1/\tau_c)]q \qquad (5.16b)$$

إن هاتين المعادلتين مع الصيغ الصريحة لـــ B و τ_c (راجع المعادلة 5.9) تصـف لنا السلوكيات الستاتيكية والديناميكية لليزر السويات الثلاثة ، لاحـــظ أن معادلـــة معدل توليد الفوتونات في ليزرات السويات الأربعة (المعادلة 5.13b) هي نفس معادلة توليد الفوتونات في ليزرات السويات الثلاثة (المعادلة 5.16b) إلا أن معادلتي معـــدل تغير انقلاب الإسكان مختلفتان نوعا ما. وبصورة خاصة نلاحـــظ أن الحـــد العـــائد للإصدار المتحرض في ليزر السويات الثلاث هو

$(-2B_qN)$ في حين أن هذا الحد يساوي $(-B_qN)$ في ليزر السويات الأربعة إن الفرق بالرقم2 ينتج من كون إصدار فوتوناً واحداً يؤدي إلى تغيير بمقدار 2 في انقلاب الإسكان في حالة ليزر السويات الثلاثة (N_2 تقلّ بمقدار 1 في انقلاب الإسكان في ليزر الأربعة المستويات . والحقيقة هي أنه في الحالة الأخيرة ، بينما تقلّ N_2 أيضاً 1 فإن N_1 تبقى تقريباً من دون تغير (أي تساوي الصفر) وذلك بسبب الانحلال السريع عند الانتقال $0 \rightarrow 1$.

5.3 سلوك ليزر الموجة المستمرة *CW Laser Behavior* :

ندرس في هذا البند سلوك الليزر في حالة الضخ الثابت ، (أي W_P لا تتوقف على الزمن) .

وبما أنه، كما سنرى فيما بعد، أن ضخا ثابتا يؤدي إلى سلوك ثابت لليزر سنشير لهذه الحالة بسلوك ليزر الموجة المستمرة cw .

5.3.1 ليزر السويات الأربعة Four - Level Laser :

نبدأ أولا بدراسة شرط عتبة الفعل الليزري . نفترض عند اللحظة $t = 0$ أن هناك عددا اختياريا صغيرا q_i من الفوتونات في المحاوبة بسبب الإصدار التلقائي . وعلى هذا نجد من المعادلة (5.13b) أنه لكي يكون لدينا $\dot{q} > 0$ يجب أن يتحقق الشرط $V_aBN > 1/\tau_c$. وعليه ينشأ الفعل الليزري عندما يصل انقلاب الإسكان N قيمة حرجة N_c تتحدد بالصيغة :

$$N_c = \frac{1}{V_a B \tau_c} = \frac{\gamma}{\sigma . l} \qquad (5.17)$$

حيث استخدمنا هنا المعادلتين (5.9) . وعلى هذا نحصل على معدل الضخ الحرج W_{cp} ، بالتعويض في المعادلة (5.13a) عن $\dot{N}=0$ ، $N = N_c$ و $q = 0$ وبذلك نجد أن معدل الضخ الحرج يتمثل بالحالة التي يكون فيها معدل الضخ الكلي للانتقالات:

$W_{cp}(N_t - N_c)$ ، يساوي معدل الانتقال التلقائي من السوية (2) N_c / τ أي:

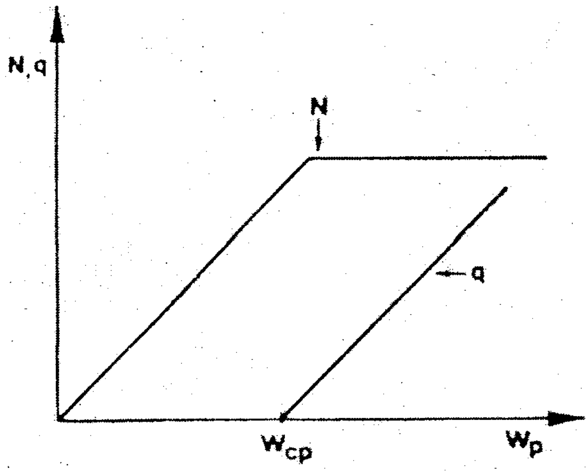
$$W_{cp} = N_c /(N_t - N_c)\tau \qquad (5.18)$$

ويمكننا أيضا فهم المغزى الفيزيائي للمعادلة (5.17) إذا لاحظنا ، وباستخدام المعادلتين (5.5) و(5.4) ، أنها يمكن إعادة ترتيبها بالصيغة :

$$(1-T_1)(1-T_2)(1-a)^2(1-T_i)^2 \exp 2\sigma N_c l = 1 \qquad (5.19)$$

إن المعادلة (5.19) (وبالتالي أيضا المعادلة (5.17)) تعني أن N_c يجب أن تكون كبيرة إلى ما فيه الكفاية بحيث يستطيع الربح تعويض الخسائر الكلية لليزر (راجع كذلك المعادلة (1.9) ، التي فيها وللتبسيط قد أهملت الخسائر a و T_i).

إذا كان $W_P > W_{cp}$ ، فإن عدد الفوتونات q سيزداد من القيمة الابتدائية المحددة بالإصدار التلقائي . عندما لايتوقف W_P على الزمن فإن عدد الفوتونات سيصل في النهاية إلى قيمة ثابتة معينة q_0 . نحصل على (q_0)، وعلى القيمة الثابتة المقابلة لانقلاب الإسكان N_0 من المعادلة (5.13) بعد التعويض $\dot{N} = \dot{q} = 0$ إذ نجد أن:



الشكل 5.3

السلوك النوعي لانقلاب الإسكان N وعدد الفوتونات الكلية q في داخل المحاوية كتابع لمعدل الضخ W_P

$$N_0 = 1/V_a B\tau_c = N_c \qquad (5.20a)$$

$$q_0 = V_a\tau_c\left[W_P(N_t - N_0) - \frac{N_0}{\tau}\right] \qquad (5.20b)$$

تصف المعادلة (5.20) سلوك ليزر السويات الأربعة . ندرس الآن هاتين المعادلتين ببعض التفصيل، علينا أن نلاحظ أولا أن المعادلة (5.20a) تقضي بأن $N_0=N_c$ تبقى صحيحة ، حتى وإن كان $W_P > W_{cp}$ أي أن انقلاب الإسكان الثابت N_0 يساوي دائما الانقلاب الحرج N_c . وللحصول على فهم أعمق للمعنى الفيزيائي في هذه النتيجة ، لنتصور أن معدل الضخ W_P يتزايد من القيمة الحرجة W_{cp} . عندما $W_P = W_{cp}$ يكون لدينا ، بطبيعة الحال

$N = N_c$ و $q_0 = 0$ في حين لو كانت $W_P > W_{cp}$ نجد من المعادلتين (5.20) أن في الوقت الذي تبقى N_0 ثابتة عند انقلاب الإسكان الحرج N_c ، فإن $q_0 > 0$ أو

بعبارة أخرى ، إن زيادة معدل الضخ فوق القيمة الحرجة يزيد من عدد الفوتونـات في داخل المحاوبة (أي يزيد من الطاقة الكهرمغناطيسية) من دون أن يـؤدي إلى زيـادة انقلاب الإسكان (أي تبقى الطاقة المخزونة في المادة ثابتة) .يوضح الشكل (5.3) هذه الحالة ويبين تغير كل من N و q كتابع لمعدل الضخ W_P . علينا كذلك أن نلاحـظ أن المعادلة (5.20b)، وبالاستعانة بالمعادلة(5.18) و(5.20a) ، يمكن إعادة صيغتـها بشكل أكثر وضوحا :

$$q_0 = (V_a N_0)\frac{\tau_c}{\tau}(x-1) \qquad (5.21)$$

إذ إن :

$$x = W_P / W_{cp} \qquad (5.22)$$

وهي نسبة الزيادة على قيمة الضخ الحرج . وعلى هذا نجـد مـن المعـادلتين (5.14) و (5.21) ، وبالاستعانة بالمعادلتين (5.17) و (5.9b) ، أن الطاقة الخارجة من خلال إحدى مرآتي المحاوبة هي:

$$P_1 = \left(\frac{V_a \hbar\omega}{\sigma . l \tau}\right)\left(\frac{\gamma_1}{2}\right)(x-1) \qquad (5.23)$$

هذه الصيغة تطابق الصيغة التي تم ذكرها أولا من قبـل ريغـوردW.Rigord للحالة التي تكون فيها المرآة (2) عاكسة 100% . ويمكن تبسـيط المعادلـة (5.23) بصورة أكثر بكتابة $V_a = A_e l$ ،حيث A_e مساحة المقطع العرضي المكافئ للوسـط الليزري المشغول بنمط التذبذب (أو أنماط التذبذب) . وبالاستعانة بالمعـادلتين (5.2) و(5.2a) فإن لدينا $A_e = \pi . w_0^2 / 4$ أو $A_e = A$ ويعتمد ذلك على كـون الليـزر يتذبذب بنمط واحد أو عدة أنماط . وفضلا عن ذلك نستطيع في كل مـن حـالتي

الضخ الضوئي والكهربائي ، كتابة $x = P_{in} / P_{th}$ حيث P_{in} الطاقة الداخلة (إلى داخل المصباح أو التفريغ) وأن P_{th} قيمة عتبتها . وعلى هذا يمكن كتابة المعادلة (5.23) بالصيغة :

$$P_1 = (A_e I_s)\frac{\gamma_1}{2}\left[\frac{P_{in}}{P_{th}} - 1\right] \qquad (5.23a)$$

إذ أن $I_s = \hbar\omega / \sigma.\tau$ شدة الربح المشبع لمنظومة ليزرية ذات السويات الأربعة (راجع المعادلة 2.134) . والمنحني البياني لتابع الطاقة P_1 هذا لمتغير الطاقة الداخلة P_{in} هو خط مستقيم يقطع المحور P_{in} عند $P_{in} = P_{th}$. وعلى هذا يمكننا تعريف الكفاءة η_s لليزر كميل للمستقيم بالكمية :

$$\eta_s = \frac{dP_1}{dP_{in}} \qquad (5.24)$$

ويتضح من ذلك أن η_s ثابتة لكل ترتيب لليزر . وقبل أن ننهي هذا البند نؤكد مرة أخرى أن النتائج التي حصلنا عليها تكون صحيحة فقط عندما يكون بالامكان جعل السوية (1) فارغة . وهذا يتم عندما $\tau_1 << \tau$ ، حيث أن τ_1 عمر السوية (1) وعندما يكون τ_1 قريبا من τ فيجب تعديل المعادلات السابقة . حالة بسيطة وخاصة عندما يكون العمر (الإشعاعي وغير الإشعاعي) τ_{21} للانتقال $2 \rightarrow 1$ يساوي العمر الكلي للسوية (2)(أي $\tau_{2g} \rightarrow \infty$) . في هذه الحالة يمكن الإثبات باستخدام حسابات مطولة ولكنها مباشرة تبين أن المعادلات (5.17) و (5.20a) و (5.21) و(5.22) و (5.23) تبقى صحيحة. وعلى فرض أن $N_t >> N_c$ ، تصبح المعادلة (5.18) بالشكل :

$$W_{cp} = \frac{N_c}{N_t(\tau - \tau_1)} \qquad (5.18a)$$

وباستخدام المعادلات السابقة يمكننا الحصول على صيغتين مهمتين ومعـــبرتين لـــ η_s تعودان للضخ الضوئي والضخ الكهربائي . لحالة الضـــخ الضوئــي نحصـــل باستخدام المعادلتين (5.18) و (5.17) ، على $W_{cp} = \gamma / \sigma.lN_t\tau$ وبالتعويض بالمعادلة (3.15) نجد أن:

$$P_{th} = \frac{\gamma}{\eta_P} AI_s \qquad (5.25)$$

حيث η_P كفاءة الضخ . نلاحظ في ضـــوء المعـــادلات (5.13a) و (5.24) و(5.25) أنه يمكن كتابة η_s بصيغة معبرة يمكن فيها تمييز المصـــادر المختلفـــة لعـــدم الكفاءة بصورة منفصلة :

$$\eta_s = \eta_P \eta_c \eta_A \qquad (5.24a)$$

إن الرموز في هذه المعادلة لها المعاني التالية: (أ) η_P كفاءة الضخ المعطاة بالمعادلـة (3.15) ، (ب) $\eta_c = \gamma_1 / 2\gamma$ يمكن أن تدعى كفاءة اقتران طاقـــة الخـــرج إنهـــا في الحقيقة أصغر أو تســـاوي الواحد ، وتساوي الواحـــد عندمـــا $\gamma_2 = \gamma_1 = 0$ (ج) $\eta_A = A_e / A$ يمكن أن تدعى كفاءة المقطع العرضي للنمط. ولحالة الضخ الكــهربائي نحصل من المعادلات (5.18) و (5.17) و (3.25) على:

$$P_{th} = \frac{\gamma}{\eta_P} \frac{A\hbar\omega}{(\tau - \tau_1)} \qquad (5.25a)$$

وباستخدام المعادلتين (5.23a) و (5.25a) تعطينا المعادلة (5.24) الصيغة التاليـة للميل الممثل للكفاءة η_s و يمكن كذلك تميز المصادر المختلفة لعدم الكفاءة بصـــورة منفصلة :

$$\eta_s = \eta_P \eta_c \eta_A \eta_d \eta_q \qquad (5.24b)$$

إن الرموز في هذه المعادلة لها معاني الآتية : (أ) η_P كفاءة الضخ المعطاة بالمعادلة (3.25) ، (ب) η_c كفاءة الاقتران (الازدواج) و η_A كفاءة المقطع العرضي المعرفة أعلاه ، (ج) $\tau\ (\tau - \tau_1)$ η_d يمكن التعبير عنها بكفاءة انحلال السوية الليزرية السفلى (د) $\eta_q = \hbar\omega_0 / \hbar\omega_P$ يمكن التعبير عنها بكفاءة الليزر الكمومية . لاحظ أن η_q غير موجودة بالصيغة المرادفة لحالة الضخ الضوئي وذلك بسبب الفرق الطفيف في تعريف كفاءة الضخ η_P في الحالتين (وازن المعادلة 3.15 بالمعادلة 3.25) .

نختتم الآن هذا البند باشتقاق الشرط الضروري لكي يتم تذبذب الموجة المستمرة في ليزر ذي الأربعة السويات. ولهذا الهدف نلاحظ في حالة عدم وجود التذبذب فإن إسكان السوية 1 في حالة الموجة المستمرة يتحدد بالمعادلة الآتية (التي ببساطة توازن الإسكان الداخل و الإسكان الخارج من السوية 1) $(N_1 / \tau_1) = (N_2 / \tau_{21})$ ولكي يحدث تذبذب ليزري يجب أن يكون $N_2 > N_1$ وهذا ، في ضوء العلاقة المذكورة أعلاه ، يعني :

$$\tau_1 < \tau_{21} \qquad (5.26)$$

وإذا لم تتحقق هذه المتراجحة فإن الفعل الليزري يمكن أن يكون ممكنا فقط على أساس نبضي ، بشرط أن تكون فترة نبضة الضخ أقصر أو بحدود عمر السوية العلوية . وعند ذلك سيبدأ الفعل الليزري ويستمر إلى أن يصبح عدد الذرات المتراكمة في السوية السفلية كافيا بحيث تلغي انقلاب الإسكان . ولهذا السبب تعد هذه الأنواع من الليزرات منتهية ذاتيا .

5.3.2 ليزرات السويات الثلاثة Three - Level Laser :

إن طريقة حسابات ليزرات السويات الثلاثة توازي حسابات ليزرات السويات الأربعة . وفي هذه الحالة الجديدة نبدأ بالمعادلة (5.16) .

يمكن الحصول على عتبة انقلاب الإسكان بوضع $\dot{q}=0$ في المعادلــة (5.16b) وبذلك نجد:

$$N_c=\frac{1}{BV_a\tau_c}=\frac{\gamma}{\sigma.l} \qquad (5.27)$$

وهي نفس علاقة ليزر السويات الأربعة. وكذلك نحصل على معـــدل الضـــخ الحرج من المعادلة (5.16a) ، بعد التعويض $\dot{N}=0$ و $q=0$ و $N=N_c$ ، إذ نجد:

$$W_{cp}=(N_t+N_c)/(N_t-N_c)\tau \qquad (5.28)$$

ومن الناحية العملية يكون لدينا ، لكل من ليزرات الثلاثة والأربعة ســويات أن $N_c << N_t$. وعلى هذا تصبح المعادلة (5.28) بالصيغة:

$$W_{cp}\cong 1/\tau \qquad (5.29)$$

وبموازنة المعادلة (5.29) بالمعادلة (5.18) نجد أن لنفس القيمة لـــ τ فإن معدل الضخ الحرج لليزر السويات الأربعة أصغر بعامل (N_c/N_t) مما هي عليه في حالة لـــيزر السويات الثلاثة. وهذا هو سبب تفوق أداء مخطط الأربعة سويات.

نحصل على انقلاب الإسكان في حالة الموجة المستمرة N_0 ، وعدد فوتونـــات الموجة المستمرة q_0 ، ما بعد العتبة بالتعويض بالمعادلة (5.16) $\dot{N}=\dot{q}=0$. وبالضبط كما هي الحال في ليزر الثلاثة السويات نجد أن $N_0=N_c$ ، على حـــين أن q_0 نجدهـــا بالاستعانة بالمعادلتين (5.29) و (5.22) ، تساوي:

$$q_0 = \frac{V_a(N_t + N_0)\tau_c}{2\tau}(x-1) \qquad (5.30)$$

وعلى هذا نحصل من المعادلة (5.14) على الطاقة الخارجة من إحدى المرآتـــين بالصيغة:

$$P_1 = \frac{V_a(N_t + N_0)\hbar\omega}{2\tau}\left(\frac{\gamma_1}{2\gamma}\right)(x-1) \qquad (5.31)$$

5.3.3 اقتران الخرج الأمثل Optimum Output Coupling :

عند معدل ضخ ثابت فإن هناك نفوذية معينة T_1 لمرآة الخرج الليزري التي تجعل طاقة الخرج أعلى ما يمكن . إن السبب الفيزيائي لظهور الحالة المثلى يرجع إلى حقيقـة أنه عند زيادة T_1 ينتج الظرفان المتعاكسان التاليان حيث :

(أ) تميل طاقة الخرج للزيادة مع زيادة النفاذ .

(ب) تميل طاقة الخرج للنقصان لكون زيادة خسائر المجاوبة تؤدي إلى تنـاقص فوتونات المجاوبة q_0.

للحصول على نفوذية مثالية يمكننا أما استخدام المعادلة (5.23) (لحالـة لـيزر السويات الأربع) أو المعادلة (5.31) (في حالة ليزر السويات الثلاث) وإدخال الشـرط $dP_1 / d\gamma_1 = 0$. ويجب بطبيعة الحال أن نأخذ بعين الاعتبار كون x N_0 و γ هـم أيضا توابع لــ γ_1 . إن المسألة بصورة خاصة سهلة لليزر السويات الأربعة ، ولذلـك سوف نقتصر على دراسة هذه الحالة فقـط . ولـو فرضنـا بهـدف التبسـيط أن $W_{cp} = N_c / N_t\tau$ يمكننا كتابة المعادلة (5.23a) ، مع الأستعانة بالمعـادلتين (5.22) و (5.17) ، بالصيغة التالية:

$$P_1 = \left[A_e I_s \left(\gamma_i + \frac{\gamma_2}{2} \right) \right] S \left(\frac{x_{min}}{S+1} - 1 \right) \qquad (5.32)$$

إذ إن:

$$S = \frac{\gamma_1}{\gamma_2 + 2\gamma_i} \qquad (5.33a)$$

وإن:

$$x_{min} = \frac{2W_P \sigma . l N_t \tau}{\gamma_2 + 2\gamma_i} \qquad (5.33b)$$

إن الكمية x_{min} هي نسبة معدل الضخ الفعلي W_P إلى معدل الضخ الأدنى (أي معدل الضخ اللازم للوصول إلى العتبة في حالة اقتران خرج يساوي الصفر $\gamma_1 = 0$) وبما أن الحد الأول في القوس المربع في المعادلة (5.32) لا يعتمد على γ_1، لذا نجد من الشرط $dP_1 / dS = 0$ أن القيمة المثلى لـ S هي:

$$S_{op} = (x_{min})^{1/2} - 1 \qquad (5.34)$$

و الطاقة الخارجة العائدة لهذه الكمية هي:

$$P_{op} = \left[A_e I_s \left(\gamma_i + \frac{\gamma_2}{2} \right) \right] \left[(x_{min})^{1/2} - 1 \right]^2 \qquad (5.35)$$

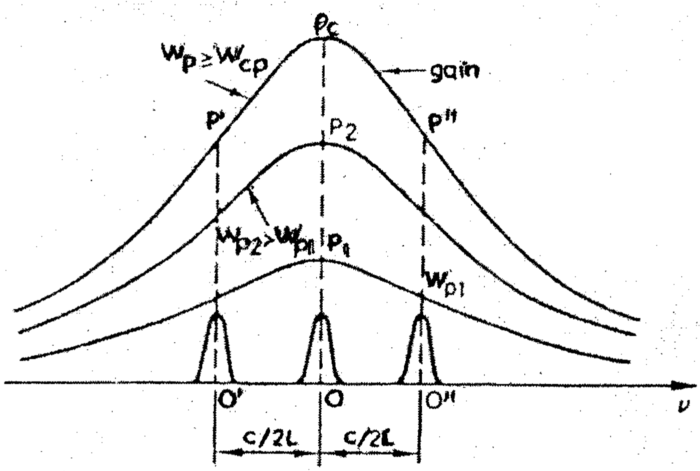
إن النقص في الطاقة نتيجة العمل عند الحالة غير المثلى يكون بصورة خاصة مهما عندما يعمل الليزر قرب حد العتبة (أي عندما يكون $x_{min} \cong 1$) . إلا أنه في حالة العمل فوق حد العتبة بكثير فإن الطاقة الخارجة لا تكون حساسة للتغير في اقتران الخارج الليزري حول قيمتها المثلى . وفي الأمثلة التي سندرسها في البند القادم سنرى أن تغير ازدواج الخارج الليزري بمقدار يصل إلى 50 % يؤدي فقط إلى نقص حوالي 10 % في طاقة الخرج .

5.3.4 أسباب حدوث التذبذبات المتعددة الأنماط :

Reasons for Multimode Oscillation

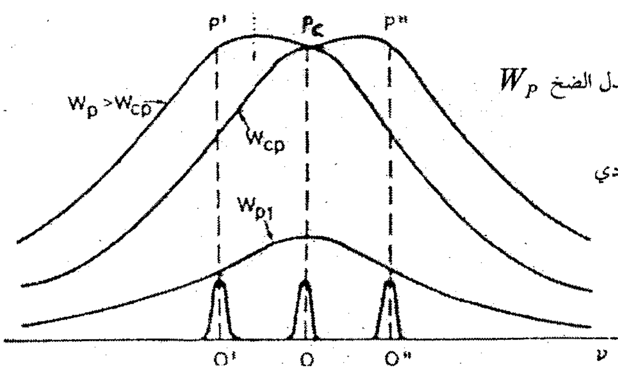
إن عددا من النتائج التي تم الحصول عليها في البنود السابقة تكون صحيحة فقط عندما يتذبذب الليزر بنمط واحد. وعلى هذا يكون من المناسب عند هذه المرحلة أن ندرس الشروط التي يتم فيها الحصول على تذبذبات النمط الواحد أو تذبذبات الأنماط المتعددة.

وبصورة عامة تميل الليزرات للتذبذب في عدد من الأنماط . إن سبب هذا التصرف ينشأ بالأساس من الحقيقية أن فرق التردد بين الأنماط يكون عادة أصغر (وفي كثير من الأحيان أصغر بكثير) من عرض منحني الربح . إلا أن هذه العبارة التي تبدو للوهلة الأولى بسيطة تحتاج إلى تفحص أدق . والحقيقة هي أنه في المراحل الأولى لتطوير الليزر ، كان من المعتقد أن الليزرات تميل للتذبذب بنمط واحد ، بشرط



الشكل 5.4: ربح الليزر كتابع للتردد لقيم مختلفة لمعدل الضخ W_p (خط متجانس)

أن يتوسع خط الربح بصورة متجانسة . ويمكن التعرف على أسس هـــذا الاعتقـاد بمساعدة الشكل (5.4) وقد افتراض فيه أن أحد أنماط التذبذب في المجاوبة ينطبق علـى ذروة منحني الربح . وللسهولة سوف ندرس مجاوبة متوازية السطوح تنفصل الأنمـاط فيهاعن بعضها بمقدار (c / 2L) كما يبينها الشكل (ندرس هنا الأنماط الدنيا فقـط ، راجع الشكل 4.7) . تحدد المعادلة 2.4.88 معامل الربح لليزر. تبدأ التذبذبات عنـد النمط الأوسط عندما يصل انقلاب الإسكان $N = N_2 - N_1$ إلى القيمة الحرجة N_c التي يساوي فيها الربح الخسائر في المجاوبة . والمعادلة (5.17) هي الصيغة الرياضيـة لهـذا الشرط . إلا أنه في الحالة المستقرة وحتى عندما تزداد W_P فوق الحد الحـرج ، فـإن انقلاب الإسكان N يبقى ثابتا عند القيمة الحرجة N_c . إن ذروة الربح والمتمثل بطول OP في الشكل (5.4) سيبقى ثابتا عند القيمة OP_c عندما تتحقق المتراجحـة $W_P \geq W_{cp}$ وإذا كان الخط متوسعا بصورة متجانسة فإن شكله لا يمكن أن يتغير ، ومـن ثم فإن منحني الربح كله سيبقى من دون تغير في حالة المتراجحـة $W_P \geq W_{cp}$ ، ذلـك كما هو واضح في الشكل (5.4) . إن أرباح الأنماط الأخرى المتمثلة بـالأطوال $O'P'$ و $O''P''$ .... الخ ، ستبقى دائما أصغر من القيمة OP_c العائدة للنمط المركـزي . وإذا كانت جميع الأنماط لها نفس الخسائر، فالنمط المركزي هوالذي يجب أن يتذبذب فقط في الحالة المستقرة. والحالة تكون مختلفة تماما بالنسبة لخط غير متجانس (الشكل 5.5)



الشكل 5.5

ربح الليزر كتابع للتردد لقيم مختلفة لمعدل الضخ W_p

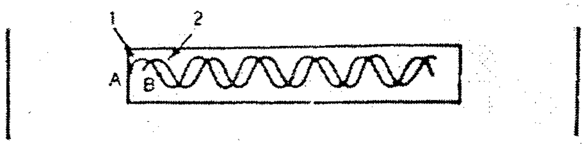
(خط غير متجانس)

ظاهرة توليد منخفض ترددي

والحقيقة هي أنه في هذه الحالة يكون بالإمكان توليد منخفضات في منحني الربح (راجع البند 2.6.3 وبصورة خاصة الشكل 2.20) . وعلى هذا عندما تزداد W_p فوق قيمتها الحرجة W_{cp} ، فإن الربح عند النمط المركزي سيبقى ثابتا عند القيمة الحرجة OP_c ، على حين يمكن أن يستمر الربح عند الأنماط الأخرى ($O'P'$ و $O''P''$ ... الخ) بالتزايد حتى قيمة العتبة الخاصة بها . وفي هذه الحالة ، وإذا كان الليزر يعمل فوق الحالة الحرجة بقليل ، فنتوقع أن يتذبذب الليزر بأكثر من نمط واحد .

إن ما كان يشاهد عمليا عند اكتشاف الليزر هو أن تذبذبات الأنماط المتعددة تحدث في كل من الخطوط غير المتجانسة (مثلا الليزر الغازي) والخطوط المتجانسة (مثلا لليزر الياقوت). إن النتيجة الأخيرة تبدو متعارضة مع التحليلات المذكورة في أعلاه . وقد أزيل عدم التوافق هذا فيما بعد بالأخذ بعين الاعتبار حقيقة أن كل نمط موجة واقفة تكون محددة الأشكال في داخل المادة الفعالة . وللسهولة سوف ندرس نمطين شكل موجتيهما الواقفتين متراح فيما بينهما بمقدار $\lambda/4$ في داخل المادة الفعالة (راجع الشكل 5.6) . نفترض أن النمط 1 في الشكل (5.6) هو النمط المركزي في الشكل (5.4) ، وعلى هذا فإنه سوف يصل إلى حالة العتبة أولا . إلا أنه عندما يبدأ النمط 1 بالتذبذب فإن انقلاب الإسكان عند تلك النقاط التي يكون فيها الحقل الكهربائي يساوي الصفر (النقاط A ، B ....الخ) سيبقى من دون نضوب . في هذه النقاط يمكن أن يستمر انقلاب الإسكان بالزيادة فوق القيمة الحرجة N_c . إن النمط 2 الذي كان له في البداية ربح أقل ، له الآن ربح مساو أو أكبر من ربح النمط 1. وذلك لأنها تستخدم انقلاب الإسكان في تلك المناطق التي لا يستهلكها النمط 1 . وعلى هذا يمكن للنمط 2 أن يتذبذب بالإضافة للنمط 1 . وعلى هذا فإن تذبذب الليزر بأكثر من نمط في حالة الخط المتجانس هو ليس بسبب توليد منخفضات في

منحني الربح (توليد المنخفض الترددي) ، لكنه بسبب توليد منخفضات في التوزيع المكاني لانقلاب الإسكان في داخل المادة الفعالة (توليد منخفضات مكانية) .



الشكل 5.6

ظاهرة توليد منخفض مكانى فى المادة الليزرية

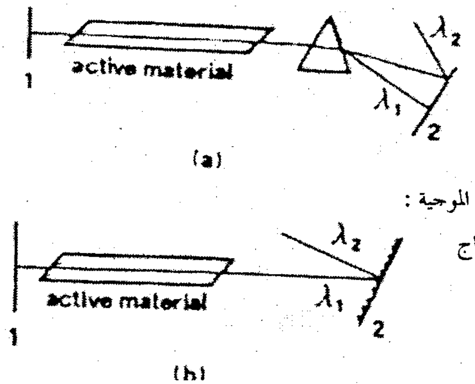
إن الاستنتاج هو أن الليزر يميل دائما للتذبذب بأكثر من نمط في حالة الخط المتجانس يكون ذلك بسبب توليد منخفضات مكانية ، على حين في حالة الخط غير المتجانس يكون ذلك بسبب كل من توليد منخفضات مكانية (الشكل 5.6) وتوليد منخفضات ترددية (الشكل 5.5) . إلا أن هناك عدة طرق لتحديد تذبذب الليزر بنمط واحد ، وسوف تتم مناقشتها باختصار في البند اللاحق .

5.3.5 تذبذب الخط الواحد والنمط الواحد Single - Line and Single - Mode Oscillation :

كثيرا ما تظهر الليزرات ربح لأكثر من انتقال وأقواهم ينتج عادة تذبذب الليزر وجعل الليزر يتذبذب بإحدى الانتقالات الأخرى نستخدم موشور محلل (الشكل 5.7a) أو شبكة انعراج (الشكل 5.7b) كما في ما يسمى ترتيب ليترو . ومن اجل زاوية معينة للموشور أو لشبكة الانعراج يكون هناك طول موجي واحد (مؤشر بالرمز λ_1 في كل من الشكلين) ينعكس إلى داخل المجاوبة . وتتم الموالفة على طول موجي معين بإدارة الشبكة في ترتيب الشكل (5.7b)، أو بإدارة الموشور أو المرآة في

ترتيب الشكل (5.7a). وعلى فرض أن الليزر يتذبذب عند خط واحد، نـــدرس الآن الشروط التي يمكن عندها الحصول على تذبذب عند نمط واحد.

وعادة يكون من السهل جعل الليزر يتذبذب عند نمط مستعرض معـين، إن أي نمط مستعرض له قرينتان : m و l محددان ابتداء (راجع الفصل الرابع) . فمثلا لكـــي نحصل على نمط التذبذب TEM_{00} ، تدخل فتحة ذات سعة مناسبة وعند نقطة معينـــة على محور المجاوبة . إذا كان نصف قطر هذه الفتحة صغيرا بصورة كافية ، فإن هـــذه الفتحة ستحدد عدد فرينل للفجوة $N = a^2 / L\lambda$.



الشكل 5.7

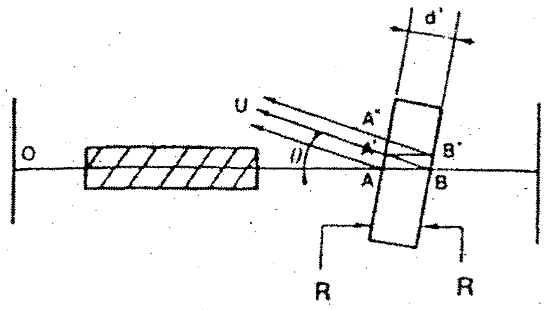
عمل الليزر عند خط واحد باستخدام صفة تحليل الأطوال الموجية : (a) استخدام موشور ، (b) استخدام شبكة انعراج

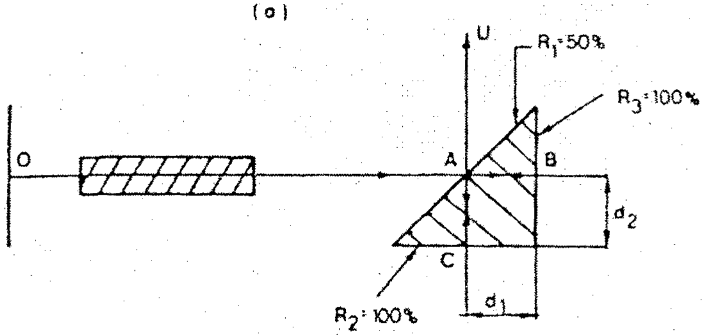
وعند تتناقص (a) فإن الفرق بين خسارة النمط TEM_{00} والأنماط ذوات الرتب الأعلى سيزداد (راجع الشكلين (4.18) و (4.21)) . وعلى هذا وباستخدام فتحـــة مناسبة ، سيكون بإمكاننا الحصول على النمط TEM_{00} فقط . لاحظ إن هذا الترتيب لاختيار النمط يسبب خسارة لا يمكن تجاوزها للنمط TEM_{00} نفسه . وثمة طريقـــة أخرى لإنتاج نمط مستعرض واحد هو باستخدام مجاوبة غير مستقرة و نختار متغـيرات المجاوبة بحيث يساوي عدد فرينل المكافئ N_{ed} نصف عدد صحيح . وكما بينا في البند (4.5) (لاحظ الشكل 4.28) حيث أن هناك تميزا كبيرا في الخسارة بين أنماط الرتـــب

الأدنى والرتب الأعلى عند قيم N_{eq} المذكورة أعلاه إلا أنه في هذه الحالة تكون الحزمة على شكل حلقة . وهذه ليست مناسبة بصورة عامة .

وحتى عندما يتذبذب الليزر بنمط مستعرض واحد (أي عند قيم m و l ثابتة فإنه ما يزال يستطيع التذبذب بعدة أنماط طولية (أي أنماط ذات معالم طولية n مختلفة تنفصل ترددات هذه الأنماط فيما بينهما بمقدار $\Delta\nu_n = c/2L$ (لاحظ الشكل 4.22) ولعزل نمط واحد يمكن في بعض الأحيان استخدام طول قصير للمجاوبة بحيث $\Delta\nu_n > \Delta\nu_0$ إذ أن $\Delta\nu_0$ عرض منحني الربح . في هذه الحالة إذا تم توليف نمط ما بحيث ينطبق مع مركز منحني الربح ، فإن النمط الطولي التالي سيكون بعيدا بشكل كافي من مركز الخط بحيث (في حالة ليزر ليس أعلى بكثير من العتبة) لا يستطيع التذبذب . ويمكن استخدام هذه الطريقة بصورة فعالة في الليزر الغازي حيث فيه يكون عرض الخط الليزري نسبيا صغيرا (بضعة غيغاهرتز أو أصغر) . وبما L يجب أن يكون صغيرا (حجم المادة الفعالة يكون أيضا صغيرا) وهذا يؤدي إلى طاقة خرج صغيرة . إن عرض الخطوط الليزرية للأجسام الصلبة والسائلة عادة أكبر بكثير (100 GH_z أو أكبر) ، وعلى هذا لا يمكن استخدام الطريقة المذكورة أعلاه في هذه الحالات هنا وكذلك في ليزرات النمط الواحد الغازية ذات الطاقة العالية ، يتم استخدام طريقتين أخريتين لاختيار النمط الطولي (لاحظ الشكل 5.8) . الطريقة الأولى تستخدم ما يسمى إيتالون فابري – بيرو النفوذي ، يوضع في داخل المجاوبة الليزرية (لاحظ الشكل 5.8a) . ويتكون هذا من عاكسين هما عبارة عن مستويين متوازيين (مؤشران بالحرف R في الشكل) على مسافة d فيما بينهما ومائلان بزاوية θ بالنسبة لمحور المجاوبة . وكثيرا ما يتألف الإيتالون من قالب صلب من مادة شفافة (مثلا زجاج أو كوارتز) ويكسو وجهيه المتوازيين طلاء ذو انعكاسية عالية (مثلا ، R = 80 %) . إن الأنماط التي لها الخسارة الأدنى هي تلك التي تكون قيمها سعة الحزمة

المنعكسة U تساوي الصفر . تتكون هذه الحزمة من تداخل الحزمة OAU والحزمة OBU إضافة لكل الانعكاسات)





الشكل 5.8

اختيار النمط الطولي : (a) استخدام إيتالون فابري — بيرو النفوذي

(b) استخدام مقياس التداخل الانعكاسي من نوع مقياس فوكس وسمث

المتعددة، مثلا $OBA'B'U$ وغيرها) . إن الحزمة OAU تعاني تغيير بالطور مقداره π عند الانعكاس ، على حين يساوي التغير في طور الحزمة OBU : $(2kd'\cos\theta)-\pi$ ولكي نحصل على أدنى خسارة يجب أن تكون الحزمتان متعاكستين بالطور بحيث تتداخلان فيما بينهما بصورة هدامة . إن هذا الشرط يعني أن $2kd'\cos\theta-\pi=(2m-1)\pi$ ، حيث m عددا موجبا صحيحا . و لما كان

$k = 2\pi.n.v / c_0$ (حيث n قرينة انكسار مادة الإيتالون) ، فإن الترددات التي تعود لقيمة الخسارة الدنيا تتحد بالصيغة $v = m.c_0 / 2nd' \cos\theta$ ، وأن فاصل التردد بين نمطين متتاليين ذاتي خسارة منخفضة هو : $\Delta v = c_0 / 2nd' \cos\theta$. وبما أنه يمكن جعل d' صغيرة جدا ، فيمكن أن يكون Δv كبيرة جدا . ويمكن تحديد الزاوية θ بحيث ينطبق نمط الخسارة المنخفضة على مركز خط الربح ، في حين يقع النمط التللي خارج هذا الخط . إن الطريقة الثانية تستخدم ما يسمى مقياس تداخل فوكس وسميث الانعكاسي الموضح في الشكل (5.8b) . وهو يصنع بإضافة مرآتين أخرتين R_1 و R_2 كما هو مبين في الشكل . وللهدف الحالي يتكون مقياس التداخل من قالب صلب من مادة شفافة (القالب المظلل في الشكل 5.8b) وجوهه الثلاثة مكسوة كي تكون المرايا الثلاث R_1 و R_2 و R_3 . وفي هذه الحالة كذلك ، فإن النمط ذي الخسارة الدنيا تكون فيه سعة الحزمة المنعكسة U تساوي الصفر . إن هذه الحزمة تتكون من تداخل الحزمة OAU مع الحزمة OBACU (زائدا جميع الانعكاسات المتعددة ، مثلا OBACABACU .....الخ) عند الانعكاس تعاني الحزمة OAU تغير بالطور مقداره π، على حين يكون التغير في طور الحزمة OBACU هو $2k(d_1 + d_2)$. إن فرق الطور بين الحزمتين هو مضاعفات فردية لـ π : $2k(d_1 + d_2) - \pi = (2m-1)\pi$

إن فرق التردد بين خطين متتالين لهما خسارة منخفضة يكون الآن:

$\Delta v = c_0 / 2n(d_1 + d_2)$ ، إذ أن n معامل انكسار مادة القالب. يمكن أن نختار هنا $(d_1 + d_2)$ ، كما هي الحال بالنسبة للكمية $d' \cos\theta$ في الحالة السابقة صغيرة بشكل كافي كي نحصل على نمط معين من دون أن نحتاج إلى تغيير طول المادة الفعالة والحقيقة هي إن الطريقتين المذكورتين أعلاه لاختيار النمط الطولي تحتاج إلى تحليل أكثر تفصيلا من التحليل السابق وعلينا أن نأخذ بعين الاعتبار تغير سلوك مقياس تداخل فابري وبيرو (أو مقياس تداخل فوكس وسمث) مع التردد ، وكذلك

تغير سلوك أنماط المجاوبة مع التردد (وهي منفصلة فيما بينها بمسافة $c / 2L$) . وعلينا الأخذ بعين الاعتبار أن مرشحات التردد هذه (مرشح فابري وبيرو النفوذي ومرشح فوكس وسمث الانعكاسي) لا تعطينا ترددات نقية ، بل تكون ضمن مدى تردد محسوس. سوف لا نناقش هذه التفصيلات هنا ونحيل القارئ إلى المصادر الأخرى .

5.3.6 مثالان عدديان Two Numerical Examples :

في المثال الأول ندرس مسألة الموجة المستمرة في لـــيزر YAG : Nd^{+3} . إن المادة الفعالة هي أيونات Nd في بلورة $Y_3Al_5O_{12}$ إن البلورة تدعى ياغ YAG وهي كلمة مكونة من الأحرف الأولى لعقيق الومينات اليوتـــاريوم yttrium aluminum garnet .

إن الأيونات Nd^{+3} تحل محل عدد من أيونات Y^{+3} . شرح أكثر تفصيلا لمادة الليزر هذه موجودة في الفصل السادس ، ويكفي لدراستنا الحالية أن نلاحظ أن هذا الليزر يعمل على أساس السويات الأربعة سويات وطول موجة إشعاعه تساوي $\lambda = 1.06 \mu m$ (في منطقة تحت الحمراء القريبة) . نفترض تركيز Nd^{+3} يساوي 1 % (أي 1% من Y^{+3} يحل محله Nd^{+3}) ، وهذا يقابل إسكانا للحالة الأرضية (أي السوية الأدنى للحالة $^4I_{9/2}$) يساوي $N_g = 6 \times 10^{19}\ Nd^{+3}\ ions / cm^3$. وعند هذا التركيز يكون عمر السوية الليزرية العليا (الذي يتوقف على التركيز بسبب القنوات غير إشعاعية المعتمدة على التركيز) $\tau = 0.23 \times 10^{-3} s$. إن عمر السوية الليزرية السفلى أقصر بكثير من هذا (30n.s) ولكي نحسب المقطع العرضي الفعال ؛ نلاحظ أن السوية مكونة من سويتين مترابطتين بقوة ومنفصلين بمسافة $\Delta E = \delta \delta_1$ (لاحظ الشكل 6.2) . إن الفعل الليزري يتم بين السوية الثانوية R_2 من السوية العليا وإحدى السويات الثانوية من السوية الليزرية السفلى ($^4I_{11/2}$) .والمقطع العرضي لهذا الانتقال

هو $\sigma = 8.8\times10^{-19} cm^2$. إلا أنه بسبب الترابط القوي بين السويتين الثانويتين للحالة العليا ، فإنه بحسب المعادلة (2.142m) ، يساوي المقطع العرضي الفعلي الواجب استخدامه:

$$\sigma_{21} = z_{21}\sigma = 3.5\times10^{-19} cm^2 \qquad (5.36)$$

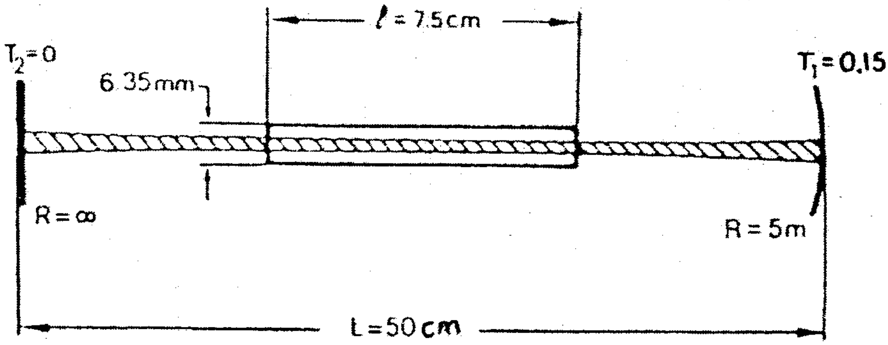
حيث $z_{21} = \exp(-\Delta E / kT) / [1+\exp(-\Delta E / kT)] = 0.4$ هو تابع تقسيم السوية الثانوية $^{+}R_2$.

ندرس الآن منظومة ليزرية كالمبينة في الشكل (5.9) ونفترض أن القضيب يضخ بواساطة مصباح Kr ذي ضغط عال في داخل تجويف ضخ إهليلجي . منحني نموذجي لاستطاعة الخرج P_1 (في حالة تذبذب متعدد الأنماط) كتابع للاستطاعة الداخلة P_{in} إلى مصباح kr موضح في الشكل (5.10) . عدا الطاقات الداخلة مباشرة فوق حد العتبة ، فإن النتائج العملية في الشكل (5.10) توضح العلاقة الخطية لاستطاعة الخرج كتابع لاستطاعة الداخل ، وهذا متوقع بحسب المعادلة (5.23a) إن الجزء اللاخطي للمنحني قرب العتبة ، أكثر احتمالا بسبب الفعل التركيزي لتجويف الضخ الاهليلجي (راجع البند 3.2.2 من الفصل الثالث) . وهذا يؤدي إلى أن أول فعل ليزري سيبدأ فقط عند مركز القضيب . إن الجزء الخطي للمنحني يعطينا استكمال استقرائي للعتبة $P_{th} = 2.2$ kW ، وهو يمكن تمثيله بالعلاقة الخطية (P_1 مقاسة بالواط) :

$$P_1 = 53\left(\frac{P_{in}}{P_{th}} - 1\right) \qquad (5.37)$$

ويمكننا بسهولة الحصول على التوقع النظري من المعادلة (5.23a) إذ ما عرفنا أن كل المقطع العرضي للقضيب يولد الليزر ، بحيث يمكننا أن نأخذ

وباستخدام القيـــم الســـابقة لـــــ τ و σ_{21} نحصـــل علـــى $A = A_e = 0.31cm$ ، $I_s = \hbar\omega / \sigma_{21}\tau = 2.27KW / cm^2$ ونحصـــل مـــن المعادلـــة (5.23a) علـــــى $P_1 = 57\left[(\frac{P_{in}}{P_{th}}) - 1\right]$ التي تتفق بصورة جيدة مع النتائج العملية.



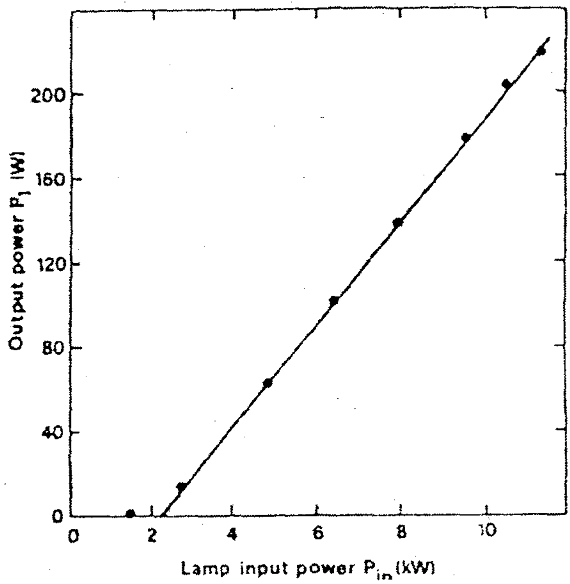
الشكل 5.9

ترتيب محتمل لمحاوبة لليزر $Nd:YAG$ الموجة المستمرة

ولكي نوازن الاستكمال الاستقرائي لحد العتبة (P_{th}=2.2kW) وميل منحـــني الكفاءة ($\eta_s = 2.4\ \%$) التجريبية بالقيم المتوقعة نظريا ، نحتـــاج إلى معرفـــة γ أي γ_I والآن ولما كان $\gamma_2 = 0$ ، فإنه يمكن إعادة ترتيب المعادلة (5.25) بالصيغة:

$$\frac{-\ln R_1}{2} + \gamma_i = \eta_P \frac{P_{th}}{AI_s} \qquad (5.38)$$

إذ إن $R_1=(1-a_1-T_1)\cong(1-T_1)$ انعكاسية مرآة الخرج الليزري . لقد أهملنا امتصاص المرآة a_1 لأنه ، في حالة طلاء متعدد الطبقات ، من المؤكد يكون أصغر من 0.5 % .



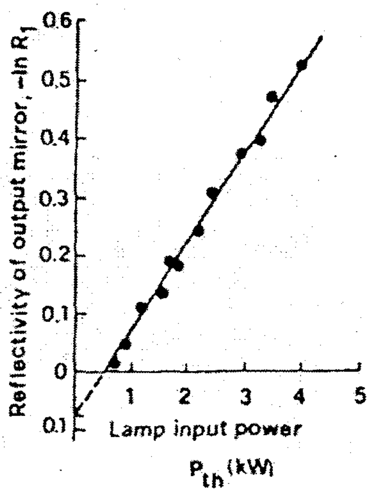
الشكل 5.10

الاستطاعة الخارجة المستمرة كتابع للاستطاعة الداخلة في المصباح لليزر $Nd:YAG$ ذي الاستطاعة العالية (بحسب Koechner)

ولو أجرينا عدة قياسات للاستطاعة الداخلة عند العتبة عند انعكاسات مختلفة للمرآة R_1 ، إن المنحني P_{th} كتابع $-\ln R_1$ يجب أن يكون خطا مستقيما هذا ماتم الحصول عليه عمليا ، كما هو مبين في الشكل (5.11) . إن الاستكمال الاستقرائي للخط المستقيم في الشكل (5.11) لغاية $P_{th}=0$ يعطينا ، بحسب المعادلة (5.38) ، قيمة الخسائر الداخلية. من هذه الطريقة يمكننا الآن استخدام المعادلة (5.24a) لحساب كفاءة الضخ η_P . ميل المنحني هو الكفاءة في الشكل (5.10) (إذا اعتبرنا $\eta_A = 1$) نحصل على $\eta_P = 3.5\ \%$ ، وهو عدد مناسب لهذا النوع من الضخ (لاحظ الجدول

3.1 في الفصل الثالث) . إن معرفة الخسائر الكلية تساعدنا أيضا على حساب حد العتبة لانقلاب الإسكان من المعادلة (5.17) نحصل على :

$$N_c = 4.5 \times 10^{16} Nd^{+3} ions / cm^3 \qquad 5.39$$



الشكل 5.11

الاستطاعة الداخلة عند العتبة كتابع لانعكاسية المرآة (بحسب Koechner)

وعلى هذا فإن $N_c / N_g = 7 \times 10^{-4}$ ، الذي يؤكد أن انقلاب الإسكان يمثل نسبة ضئيلة من الإسكان الكلي . نحسب الآن النفوذية المثالية لمرآة الخرج الليزري عندما يضخ الليزر بثلاث مرات فوق قيمة العتبة ($x = 3$) أي عند استطاعة داخلة للمصباح 6.6 kW . يمكننا أن نجد من المعادلة (5.33b) أن $x_{min} = x(\gamma / \gamma_i) = 9.4$ وعلى هذا نحصل من المعادلة (5.34)على $(\gamma_i)_{OP} = 0.157$ التي تعود إلى نفوذية مثالية $(T_1)_{OP} \cong 14.5\ \%$ وهي جدا قريبة من القيمة المستخدمة في المثال .

نحسب أخيرا الاستطاعة الخارجة المتوقعة عند النمط TEM_{00} عند استطاعة داخلة للمصباح تساوي $P_{in} = 10$ kW . نجد أولا بحسب المعادلة (4.41) ، أن الطول المكافئ L_e للمجاوبة المتحدة المحارق يساوي 316cm وأن أبعاد البقعة عند المرآة

المستوية في الشكل (5.9) هو $w_0 = (L_e\lambda / 2\pi)^{1/2} = 0.73mm$. ولكي نحصل على نمط TEM_{00} ، نفترض وجود فتحة دائرية موضوعة قرب المرآة الكروية ، بحيث يكون قطر الفتحة 2a صغيرا إلى الحد الذي يمنع النمط TEM_{10} من التذبذب . إن الخسائر الكلية لهذا النمط يجب أن تكون على الأقل:

$\gamma' = \gamma(\frac{P_{in}}{P_{th}})$ ، وأن خسائر الانعراج بسبب الفتحة يجب أن تساوي $\gamma_d = \gamma' - \gamma = 0.42$ وفي رحلة الذهاب والإياب يجب أن تكون خسارة الانعراج $2\gamma = 0.84$ وهذه تقابل بحسب المعادلة (5.4a) إلى خسارة % 57 = T_1 في خلال الاجتيازين . ولكي نحسب كبر الفتحة المطلوبة نلاحظ أن خسارة رحلة الذهاب والإياب في المنظومة المبينة في الشكل (5.9) هي نفس خسارة الاجتياز الواحد في المجاوبة المتناظرة الذي يتألف من مرآتين نصفا قطريهما R = 5 m وفتحة قطرها 2a منفصلة بمسافة $L_s = 2L = 1m$ وعلى هذا نجد من الشكل (4.21b) ولكون g = 0.8 وأن الخسارة المطلوبة % 57 ، أنه يجب أن يكون لدينا $N = a^2 / \lambda L_s = 0.5$. وهذه تعطينا a = 0.73 mm . ونجد من الشكل (4.21a) أن هذه الفتحة تؤدي إلى خسارة مقدارها % 28 للنمط TEM_{00} في المجاوبة المتناظرة المكافئة . إن هذا هو نفس خسارة الانعراج في خلال رحلة الذهاب والإياب في المجاوبة الأصلية . وهذا يعني ، بحسب المعادلة (5.4c) ، أن خسارة الاجتياز الواحد تساوي $\gamma_d \cong 0.164$. وبذلك ترتفع الخسائر الكلية للنمط TEM_{00} إلى $\gamma' = \gamma_d + \gamma = 0.283$ وأن الحد العتبة للاستطاعة المتوقعة هي $P'_{th} = 5.2kW$ بحسب المعادلة (5.37) نجد أن الاستطاعة الخارجة المتوقعة عند P_{in} = 10 kW هي $P_1 = 53(A'_e / A_e)[(P_{in} / P_{th}) - 1] = 1.3W$ إذ أن $A_e = \pi w_0^2 / 2 = 0.84mm^2$.

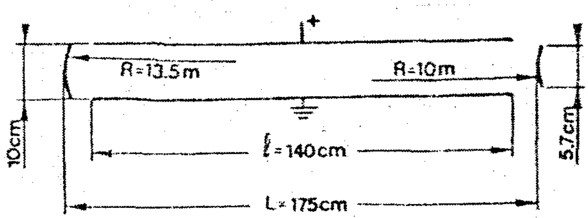
والمثال الثاني هو ليزر CO_2 ذو الإستطاعة العالية . سوف نــــدرس المنظومــة الليزرية المبينة في الشكل (5.12) ، التي تتكون من مجاوبة متحدة المحارق غير مســتقرة ذات فرع موجب . إن طول المجاوبة يساوي $L = 175$ cm ، في حين أن طول الوسط الليزري هو $l = 140$ cm . إن إثارة غاز CO_2 يتم بوساطة التفريغ الكـــهربائي بـــين القطبين المستويين المبينين في الشكل (لاحظ كذلك الشكل 6.15) . يبــين الشــكل (5.13) نتائج قياسات نموذجية للاستطاعة الخارجة P_1 كتابع للاستطاعة الداخلــة P_{in} في التفريغ الكهربائي . ويمكن تمثيل النقاط التجريبية بالمعادلة الخطية :

$$P_1 = 6.66\left[\frac{P_{in}}{P_{th}} - 1\right] \qquad (5.40)$$

حيث P_1 محددة بالكيلو واط وأن P_{th} عتبة الاســـتطاعة الداخلــة المســتقرأة استكماليا ($P \cong 44$ kW) .

وبما أن ليزر CO_2 يعمل على أساس أربعة سويات، فإنه يمكن موازنة المعادلـــة (5.40) بالمعادلة (5.23a) . ولهذا علينا أن نعرف النفوذية T_1 لمرآة الخارج اللــيزري . لدينا في ضمن تقريبات البصريات الهندسية أن (راجع المعادلة 4.59) :

$$T_1 = \frac{M^2 - 1}{M^2} = 0.45 \qquad (5.41)$$



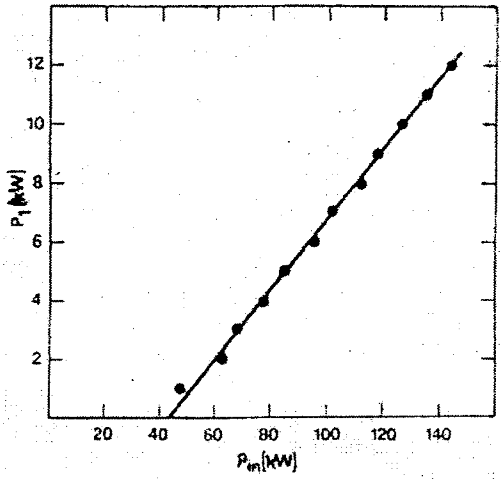
الشكل 5.12

ترتيب مجاوبة محتمل لليزر CO_2 بنمط TE ذي الاستطاعة العالية

في هذه المعادلة M تمثل عامل التكبير في خلال رحلة الذهاب والإياب وتساوي $M = R_1 / R_2 = 1.35$ ، ذلك أن R_1 و R_2 نصفي قطري المرآتين . إن استخدام النظرية الموجية سيؤدي (راجع الشكل 4.29) إلى $T_1 = 0.2$ للنمط ذي الرتبة الدنيا وسوف نستخدم القيمة المتحددة بالبصريات الهندسية على أنها أكثر واقعية للحالة المدروسة للسببين الآتيين (أ) إن عدد فرينل المكافئ نوعا ما كبيرا ($N_{eq} = 7.4$) وعلى هذا نتوقع عددا قليلا من الأنماط المستعرضة لها خسائر مقاربة (راجع الشكل 4.28) (ب) إن الليزر مثار باستطاعة أعلى بكثير من استطاعة العتبة (2.8 مرة ، عند استطاعة خرج 12 kW ، لاحظ الشكل (5.13) إذ معظم الأنماط المذكورة في أعلاه سيكون بإمكانها التذبذب . والحقيقة هي أننا سنجد في الحسابات الآتية أن قيمة T_1 المعتمدة على البصريات الهندسية تؤدي إلى توافق أفضل مع التجارب من القيمة المعتمدة على النظرية الموجية . وعلى هذا فإن موازنة المعادلة (5.40) بالمعادلة (5.23a) وباستخدام $T_1 = 0.45$ يؤدي إلى $A_e I_s = 22.3$ kW . إن قطر الحزمة في مجاوبة الليزر (راجع كذلك الشكل 4.26b) هو $D=2Ma_2=7.6$cm ، الذي يؤدي إلى $A_e = \pi D^2 / 4 \cong 45 cm^2$ ومن ثم إلى أن $I_s \cong 500 w / cm^2$. إن هذه القيمة تتفق مع التقديرات النظرية .

ومن الإحصائيات في الشكل (5.13) نستطيع الآن حساب الربح (غير المشبع) g_0 المتوقع للوسط الليزري عند الاستطاعة الداخلة $P_{in} \cong 140 kW$ إذ نحصل على :

$$g_0 = N_2 \sigma = \frac{P_{in}}{P_{th}} N_{20} \sigma = \frac{P_{in}}{P_{th}} \frac{\gamma}{l} \qquad (5.42)$$



الشكل 5.13

الاستطاعة الخارجة المستمرة (P_1) كتابع لاستطاعة التفريغ الكهربائي P_{in}
لليزر CO_2 بنمط TE ذي الاستطاعة العالية

ذلك أن N_2 و N_{20} اسكان السوية 2 عند $P_{in} = 140$ kW و $P_{in} = P_{th}$ على التوالي . ولحساب γ نفترض أن خسارة المرآة (الامتصاص إضافة للتشتت) تساوي 2% ، في حين نهمل الخسارات الداخلية . وعلى هذا نحصل من المعادلتين (5.4) و (5.5) على $\gamma_1 = 0.598$ و $\gamma_2 = 0$ و $\gamma_1 = 0.02$ و $\gamma = 0.319$ وبتعويض القيمة الأخيرة في المعادلة (5.42) نحصل على $g_0 = 6.3 \times 10^{-3}$ cm^{-1} ، وهو على اتفاق جيد مع القيم المقاسة عمليا لهذا النوع من الليزر.

نوازن الآن القيمة التجريبية للميل الممثل للكفاءة في الشكل (5.13) بالقيمة المتوقعة نظريا . بما أن $\eta_P \cong 0.7$ (راجع البند 3.3.3) وأن $\eta_q = 0.4$ فنحصل من المعادلة (5.24b) على :

$$\eta_s = 0.22\eta_A\eta_d \qquad (5.43)$$

التي يجب موازنتها بالقيمة $\eta_s \cong 0.12$ التي نحصل عليها من الشكل (5.13) ومن هنا نستنتج أن $\eta_A \eta_d \cong 0.55$. إلا أنه من الممكن تماما أن تكون $\eta_A \eta_d$ أكبر بكثير من هذه القيمة لأن القيمة الحقيقية لكفاءة الضخ يمكن أن تكون نوعا ما أصغر من 0.7 . إن الإحصائيات في الشكل (5.13) تقود في الحقيقة إلى منظومة ذات دورة مغلقة جزئيا ، وفي هذه الحالة يمكن أن تتجمع نتائج التفريغ في المزيج الغازي فيؤدي أن نناقش كفاءة الضخ .

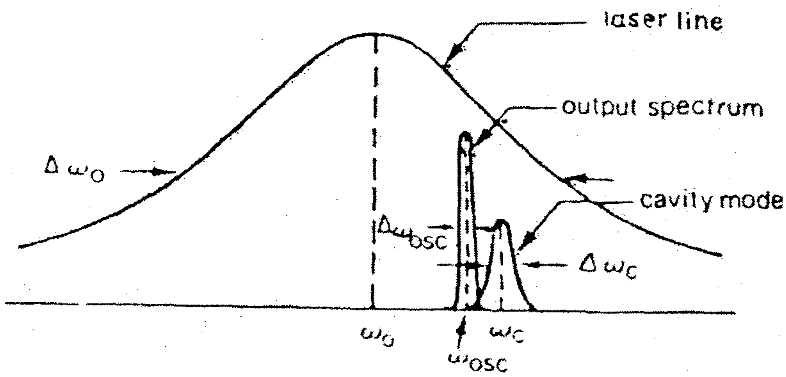
ويمكننا أخيرا حساب ازدواج الخرج الليزري الأمثل عند $P_{in} = 140$ kW أي عند $x = 2.8$ فوق قيمة العتبة في الشكل (5.13) . وبما أن $x_{min} = x(\gamma / \gamma_i) = 44.6$ فنحصل من المعادلة (5.34) على $(\gamma_1)_{OP} = 0.23$ التي تقابل $(T_1)_{OP} = 20\ \%$. وهذا يعني أن الليزر فوق الازدواج بصورة كبيرة إن هذه الحالة يمكن أن تدخل بصورة متعمدة في الليزر لأنها وإن تقلل استطاعة الحزمة الخارجة (بحوالي 10 %) ، لكنها تحسن استطاعته التركيزية والحقيقة هي أنه يمكن زيادة T_1 بزيادة M ، ومن ثم زيادة عرض دائرة الحزمة الخارجة (وتساوي تقريبا $(M - 1)a_2$ ، راجع الشكل 4.26) . إن هذه النتيجة تشكل تحسنا لتركيز الحزمة .

5.3.7 سحب التردد وحدود أحادية الطول الموجي

Frequency Pulling and Limit to Monochromaticity

ندرس الآن ظاهرتين لا يمكن وصفهما ضمن تقريبات معادلات المعدل المستخدمة حتى الآن ، ولكنها مع ذلك جدا مهمة ويجب أخذها بعين الاعتبار هنا . ولهذه الدراسة نشير إلى الشكل (5.14) الذي يبين منحنيات التجاوب لكل من الخط الليزري (متمركز عند التردد ω_0 وله عرض $\Delta\omega_0$) ونمط المجاوبة (متمركز عند ω_c وله

عرض $\Delta\omega_c$) . نفترض أن التذبذب يحدث بهذا النمط . ونعالج مسألة إيجاد ترددهـــا ω_{osc} وعرض الطيف الخارج $\Delta\omega_{osc}$.



الشكل 5.14

سحب التردد والطيف الخارج لليزر النمط الوحيد

ويمكن حساب ω_{osc} ضمن التقريبات نصف الكلاسيكية . ويمكن الإثبات بـأن ω_{osc} محصورة بين ω_0 و ω_c أي أن ω_{osc} لا تنطبق على ω_c بل إنها مسحوبة نحو مركز الخط الليزري ω_0 . في حالة خط متجانس (أو كتقريب أولي في حالـــة خـــط غـــير متجانس) يتحدد تردد التذبذب بالمتوسط الموزون للـــترددين ω_0 ω_c . ويتناســب الوزن مع مقلوب عرض الخطين العائدين لهما ، على التوالي وبذلك :

$$\omega_{osc} = \frac{(\omega_0 / \Delta\omega_0) + (\omega_c / \Delta\omega_c)}{(1/\Delta\omega_0) + (1/\Delta\omega_c)} \qquad (5.44)$$

إن قيمة $(\Delta\omega_0 / 2\pi)$ يمكن أن تتراوح من حـــوالي 1 GHz (للانتقـــالات في المنطقة المرئية والمتوسعة بتأثير دوبلر . راجع المعادلة 2.114 ولغاية 300 GHz لليزرات الحالة الصلبة . راجع الشكل 2.14) . ومن ناحية ثانية في حالة مجاوبة طولها 1m فـإن $(\Delta\omega_c / 2\pi) = 1/2\pi\tau_c = \gamma c_0 / 2\pi L$ (راجع المعادلتين 4.9 و 5.9b) وهذه تـــتراوح من 1 MHz ≈ إلى بضع عشرات MHz (إذ إن γ تتراوح بين حـــوالي 10^{-2} كقيمـــة

نموذجية في حالة وسط ليزري ذي ربح قليل مثل He - Ne . إلى حـــوالي 5×10^{-1} للمواد ذات الربح العالي) . ولما كان $\Delta\omega_c << \Delta\omega_0$ فإن تأثير سحب التردد يكـــون بصورة عامة جدا صغيرا .

نحسب الآن العرض ω_{osc} للخرج الليزري عندما يتذبذب بالنمط المفرد المذكور أعلاه . إن غاية هذا العرض تتحدد بضجيج الإصدار التلقائي . أو بصـــورة مكافئــة بترجيحات النقطة الصفرية لحقل النمط الليزري . ولما كانت هـــذه الترجيحــات توصف فقط ضمن إطار النظرية الكمومية المتكاملة (راجع البند 2.3.2) . فإن هـــذه الغاية لا يمكن اشتقاقها في معالجتنا الحالية . ويمكن إثبـــات أن ترجيحـــات النقطــة الصفرية تؤدي إلى توسيع الطيف الخارج بشكل لورانسي بصورة رئيســـية وذلـــك بسبب ترجيحات تردد الحزمة الخارجة . وللتبسيط نقول : لو كانت الخسائر الداخلية γ_I مهملة . فإن عرض الطيف (FWHM) للخرج الليزري يساوي :

$$\Delta\omega_{osc} = \frac{4\hbar\omega_{osc}(\Delta\omega_c)^2}{P} \qquad (5.45)$$

إذ إن P استطاعة الخرج . حتى في حالة استطاعات خرج معتدلة

(مثلا $P \cong 1$ mW) فإن قيمة $\Delta\omega_{osc}$ المتوقعة من المعادلة (5.45) صغير جـــدا بحيث إنهاء عمليا تطغى عليها عمليات التوسيع الأخرى . والحقيقة هي أننا لدينا مـــن المعادلة (5.45) أن $(\Delta\omega_{osc} / \omega_{osc}) = 4\hbar(\Delta\omega_c)^2 / P$ ، الـــتي هـــي في حالــة $(\Delta\omega_c / 2\pi) \approx 10^7\,Hz$ تعطينا $(\Delta\omega_{osc} / \omega_{osc}) \cong 10^{-5}$. ولكي نقيم نقاوة الطيـــف هذا ، لندرس شرط استقرار طول المجاوبة كي يكون تردد المجاوبة ω_c مستقرا ضمـــن هـــذا المقـــدار . نجـــد مـــن المعادلـــة (4.3) ، في حالـــة n ثـــابت ، أن $(\Delta L / L) = -(\Delta\omega_c / \omega_c) \cong 10^{-15}$ ومن اجل طول $L = 1\ m = 10^{10}\ \mathring{A}$ ، فـــإن $|\Delta L| \cong 10^{-5}\ \mathring{A}$ أي أصغر بكثير من الأبعاد النموذجية للذرة (حوالي $1\mathring{A}$) . هذا يشير

إلى أنه من الناحية العملية الأكثر احتمالا أن غاية نقاوة اللون للحزمة الليزرية بتغيرات طول المجاوبة بسبب الاهتزازات أو التأثيرات الحرارية . إذا كانت مرآتا المجاوبة مدعومتين بقضبان من مادة الإنفار Invavr سبيكة من $Ni_{35}Fe_{65}$ ذات كتل كبيرة فإن الاهتزازات الصوتية يمكن أن تؤدي إلى قيم لـ $(\Delta\omega_{osc}/2\pi)$ بحدود بضعة كيلو هرتز إلى بضعة عشرات منها $(\Delta\omega_{osc}/\omega_{osc} = 10^{-10} - 10^{-11})$. إن تغير درجة حرارة المجاوبة بمقدار ΔT يؤدي إلى قيمة $(\Delta\omega_{osc}/\omega_{osc}) \cong \alpha\Delta T$ ، إذ أن α معامل تمدد المادة الداعمة . ولحالة الإنفار $\alpha = 10^{-7}/{}^{0}K$ ، وعلى هذا فإن $(\Delta\omega_{osc}/\omega_{osc}) \cong 10^{-7}\Delta T$ وبذلك فإنه حتى تغير $10^{-3}\ {}^{0}K$ في درجة الحرارة يؤدي إلى انحراف تردد النمط (ومن ثم انحراف تردد الخرج الليزري) أكبر بكثير من عرض التردد بسبب الاهتزازات الصوتية . إلا أن تأثير الاهتزازات الصوتية (التأثير الصغير لاستقرار التردد) وتغيرات درجة الحرارة (التأثير الكبير لاستقرار التردد) يمكن تقليصهما بصورة كبيرة باستخدام طرق استقرار تردد التجويف الديناميكية .

5.4 السلوك العابر لليزر Transient Laser Behvior :

إن دراسة السلوك العابر لليزر تتطلب حل المعادلات (5.13) أو (5.16) لليزر الأربع سويات أو ليزر الثلاث سويات ، على التوالي . وبذلك لمعدل ضخ معين معتمد على الزمن $W_P(t)$ وبعد تحديد الشروط الابتدائية ، نجد السلوك الزمني لـ $q(t)$ و $N(t)$. وفي الدراسة التالية سنعالج بضعة أمثلة مهمة على السلوك العابر لليزرات وبما أن المعادلات التي تصف هذه المسألة غير خطية بالمتغيرات $q(t)$ و $N(t)$ (والحقيقة هي أن هذه المعادلات تتضمن حدودا على شكل حاصل ضرب qN) فإنه بصورة عامة لا يمكن الحصول هنا على حل تحليلي عام . ولذلك سنقتصر على مناقشة بضعة أمثلة مهمة .

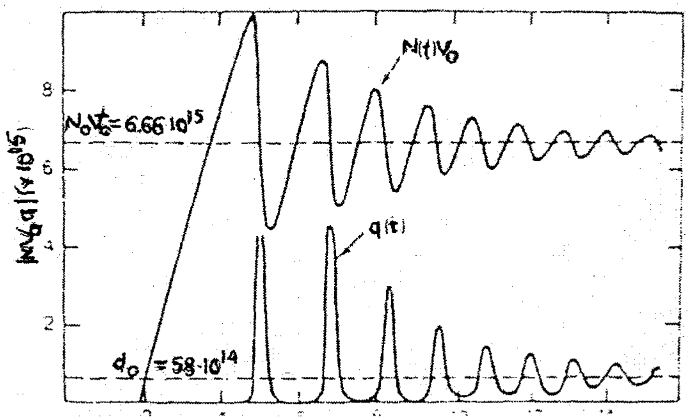
5.4.1 السلوك الابري لليزرات النمط الواحد ومتعدد الأنماط :

Spiking Behavior of Single – Mode and Multimode Lasers

الحالة الأولى التي ندرسها تعود لمعدل الضخ بشكل تابع درجي ، أي تابع يتغير بصورة مفاجئة . ونفترض أن $W_P = 0$ عند $t < 0$ وأن $W_P(t) = W_P$ (غير معتمدة على الزمن) عند $t = 0$. سنفترض أولا أن الليزر يتذبذب بنمط واحد لأن ذلك ، من الناحية المبدئية هو شرط تحقق المعادلات (5.13) و (5.16) .

وكمثال نموذجي ، يوضح لنا الشكل (5.15) السلوك الزمني المحسوب لـ $N(t)$ و $q(t)$ لليزر السويات الثلاث مثل ليزر الياقوت . إن الشروط الابتدائية هي $N(0) = - N_t$ و $q(0) = q_i$ ، إذ أن q_i عدد صحيح صغير معين ، الذي نحتاجه فقط كي يبدأ العمل الليزري . هناك عدة معالم لهذا الشكل تجدر الإشارة لها هنا : (أ) إن فوتونات المجاوبة $q(t)$ تظهر شكل متسلسل من ذرى (إبر) ذات سعات متناقصة ويكون الفاصل بين ذروة وأخرى بضع مايكروثانية . وعلى هذا فإن القدرة الخارجة تظهر أيضا هذا السلوك . إن تذبذبا منتظما من هذا النوع يدعى عادة تذبذبا إبريا منتظم . (ب) إن انقلاب الإسكان $N(t)$ يتذبذب حول قيمة الحالة المستقرة N_0 . (ج) كل من $N(t)$ و$q(t)$ يصلان في النهاية قيم الحالة المستقرة المتوقعة بحسب المعادلتين (5.27) و (5.30) على التوالي . إن السلوك المتذبذب لكل من $N(t)$ و $q(t)$ هو بسبب تأخر الفوتونات لمواكبة تغير معين في انقلاب الإسكان . إذ عندما تجتاز $N(t)$ أول مرة القيمة N_0 (عند حوالي $t \approx 6\mu s$ في الشكل) ، فإن الليزر سيصل حالة العتبة ويبدأ بالتذبذب . إلا أن عدد فوتونات المجاوبة سوف يأخذ بعض الوقت لينمو من قيمته الابتدائية المحددة بالإصدار التلقائي ، وفي خلال هذا الزمن تستمر $N(t)$ بالازدياد فوق N_0 بسبب عملية الضخ المستمرة . في حين عندما تزداد $q(t)$ إلى قيمة

عالية مناسبة ، فإن N(t) تبدأ بالتناقص بسبب المعدل السريع للإصدار المتحـــرض و خلال الزمن الذي تصل في نهايته q(t) إلى قيمة عظمى ، تتناقص N(t) حتى تصــل N_0 وهذا يمكن إثباته بسهولة من المعادلة (5.16b) إذ عندما $(dq/dt)=0$ ، فــإن $N=1/V_a B\tau_c=N_0$. إن قيمة N(t) تستمر بالتناقص إلى مـــا دون N_0 بســبب المعدل العالي للإصدار المتحرض الذي ما زال قائما . وعلى هذا فإن الليزر ســيتحول إلى ما دون حالة العتبة وبذلك يميل الفعل الليزري للتوقف . وعندها يدفع N(t) مــرة أخرى إلى الأعلى بسبب عملية الضخ حتى تصل مجددا إلى حالة العتبـــة $\tau\approx 6\mu s$ ، ستبدأ فوتونات المجاوبة بالتزايد مرة أخرى وهكذا علينا أن نلاحظ أن حسابات الآلــة الحاسبة تؤكد وصول الليزر في النهاية إلى الحالة الثابتـــة المتوقعــة بحســب (5.27) و(5.30) ، وأن حلول الحالة الثابتة هذه تكون مستقرة.

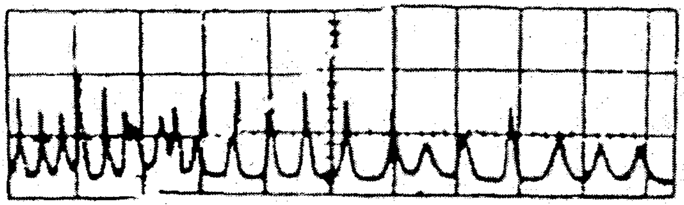


الشكل 5.15

مثال للسلوك الزمني للانقلاب الإسكاني الكلي $V_a N(t)$ وعدد الفوتونات $q(t)$ لليزر السويات الثلاث

إن المناقشات حتى الآن تخص تذبذب النمط الواحد ، وقد وجد في هذه الحالــة أن النتائج العملية تتفق بصورة جيدة مع التوقعات النظرية المذكورة في أعلاه . إلا أنــه في الحقيقية ليس من السهل دائما الحصول على تذبذب نمط واحد وبالأخص عندمـــا

يكون عرض خط انتقال الليزر أكبر بكثير من فرق التردد بين الأنماط (وهذا ما يحدث مثلا في ليزرات الحالة الصلبة والسائلة) .وفي حالة تعدد أنماط التذبذب تصبح المعالجة النظرية أكثر تعقيدا . فليس كافيا هنا تحديد العدد الإجمالي الفوتونات عند جميع أنماط التردد .



الشكل 5.16

سلوك زمني نموذجي لليزر الحالة الصلبة متعدد الأنماط ، وأن استطاعة الخرج في هذه الحالة هي من الليزر الياقوتي ، وأن مقياس الرسم هنا هو $50\mu s$ لكل تقسيمة

لكي نأخذ بعين الاعتبار التغيير الزمني والتداخل المكاني للأنماط ، علينا أن نضع عددا من معادلات الحقل الكهربائي للموجة الكهرمغناطيسية (تضم سعة الموجة وطورها) يساوي عدد الأنماط المتذبذبة . في هذه الحالة لا يكون السلوك الزمني لاستطاعة الخرج بنفس البساطة المبينة في الشكل (5.15) . مثال نموذجي للسلوك الزمني المشاهد في حالة ليزرات الحالة الصلبة موضح في الشكل (5.16) . ويمكن الملاحظة أن استطاعة الخرج على شكل نبضات متتابعة غير منتظمة الفواصل الزمنية وتكون سعة كل نبضة عشوائية (شكل إبري غير منتظم) نضيف إلى ذلك أن التذبذب لا يميل إلى قيمة الحالة المستقرة كما في الشكل (5.15) . إن هذه الصفة هي بسبب أن أنماط التذبذب تتغير عادة من ذروة إلى ذروة تالية أو من مجموعة من الذرى إلى مجموعة تالية ، بما يدعى بظاهرة قفزات النمط . ففي هذه الحالة لا يسلك الليزر بشكل منتظم وتكراري.

ويمكن للاستطاعة الخارجة من ليزر متعدد الأنماط أن تسلك بصورة منتظمة كما في الشكل (5.15) ، وذلك تحت شروط معينة. وهذا يحدث عندما يكون عدد أنماط التذبذب كبير جدا وأن أطوار المجالات الكهربائية العائدة لتلك الأنماط عشوائية في هذه الحالة تكون شدة الضوء الكلية تساوي مجموع شدات الضوء للأنماط المختلفة في هذه الحالة يمكن تحليل بدلالة العدد الكلي للفوتونات q في داخل المجاوبة . وهذا يمكن أن يحدث عندما (أ) تكون فواصل التردد بين الأنماط صغيرة جدا بالموازنة مع عرض خط الليزر (مجاوبة طويلة) (ب) تكون خسارة كل نمط كبيرة ، وعلى هذا يكون عرض خط النمط مقاربا أو أكبر من فاصل التردد بين نمط وأخر ، (ج) تكون الخسارة متساوية تقريبا لجميع الأنماط . والحقيقة هي أنه يكون مفهوم نمط المجاوبة ، في هذه الحالة غير ذي معنى فيزيائي ، ويجب بدل ذلك معالجة المجاوبة على أنها منظومة إعادة تغذية غير رنانة .

5.4.2 تبديل عامل النوعية Q Switching :Q

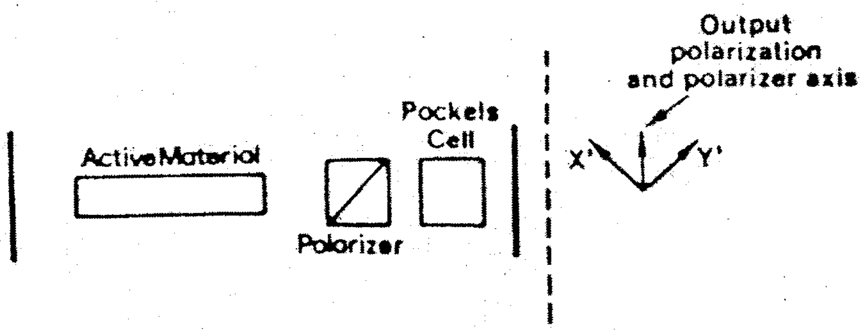
إن تبديل عامل النوعية Q يساعد على توليد نبضات ليزرية في خلال فترة قصيرة (تتراوح ما بين بضع نانو ثانية ولغاية بضع عشرات نانوثانية) واستطاعة ذروتها عالية (تتراوح ما بين بضع ميغاواط ولغاية عشرات الميغاواط) . إن مبدأ هذه الطريقة هو كما يأتي . افرض أن هناك مغلاقا في داخل مجاوبة الليزر . إذا كان المغلاق مغلقا فإن الفعل الليزري لا يمكنه الحدوث ومن ثم فإن انقلاب الإسكان يمكن أن يصل قيمة عالية جدا . وعندما يفتح المغلاق بصورة مفاجئة ، فإن الليزر سيكون له ربح يزيد بكثير على الخسائر ، وإن الطاقة المخزونة سوف تتحرر على شكل نبضة ضوئية ذات شدة عالية . ولما كانت هذه الطريقة تتضمن تبديل عامل النوعية Q للمجاوبة من قيمة منخفضة إلى قيمة عالية ، فإنها تعرف تبديل Q . بشرط أن يستغرق فتح المغلاق

زمنا قصيرا بالموازنة بزمن تكون نبضة الليزر (تبديل سريع) ،وهكـــــذا فالاســـتطاعة الخارجة ستتكون في الحقيقة من نبضة واحدة عملاقة إلا أنه في حالة التبديل البطـــيء يمكن حدوث عدة نبضات . والحقيقة هي أن الطاقة المخزونة في الوسط قبل التبديـــل تنضب في سلسلة من المراحل ، وكل مرحلة تمثل إصدار نبضة . كل نبضة تدفع الربح إلى ما دون العتبة الآنية وبذلك تمنع تذبذبا إضافيا إلى أن يقلل التبديل مـــرة أخـــرى الخسارة في مجاوبة الليزر، ومن ثم يقلل قيمة العتبة.

5.4.2.1 طرق تبديل (Q) Methods of Q switching

منظومات التبديل أكثر شيوعا هي الآتية :

أ ـــ مغلاق ضوئي ـــ كهربائي وهذه تستخدم ظاهرة ضوء -كهربائية مناسـبة وهي ظاهرة بوكلز. في حين نشير للقارئ مراجع أخرى للزيادة بالتفصيل ، نبين هنـــا خلية تعمل على أساس ظاهرة بوكلز (خلية بوكلز) هو جهاز يطبق عليـــه كمـــون كهربائي مستمر فتصبح بلورته ذات انكسار مضاعف . يتناسب هــــذا الانكســـار المضاعف مع الكمون المطبق . الشكل (5.1 7) يبين ليزر ، فيه مبدل (Q) يـــتركـب من مستقطب و خلية بوكلز. إن خلية بوكلز موجهة ومنحازة بشكل بحيث يكـــون محور الانكسار المضاعف X' و Y' في مستوي عمودي على محور مجاوبة الليزر . إن محور الاستقطاب يصنع زاوية مقدارها 45 مع محوري الانكسار المضاعف .لنتصـــور الآن أن موجة ضوئية تنتشر من المادة الفعالة نحو ترتيب المقطب وخلية بوكلـــز .إذا كان للكمون المطبق على الخلية قيمة مناسبة (حوالي 1.5 kv) ، فـــان الانكســـار المضاعف المتولد سيؤدي إلى ضوء مستقطب خطيا كما أن الضوء المستقطب خطيـــا الخارج من المقطب سيتحول إلى ضوء مستقطب دائريا بعد خروجه من خلية بوكلز .



الشكل 5.17

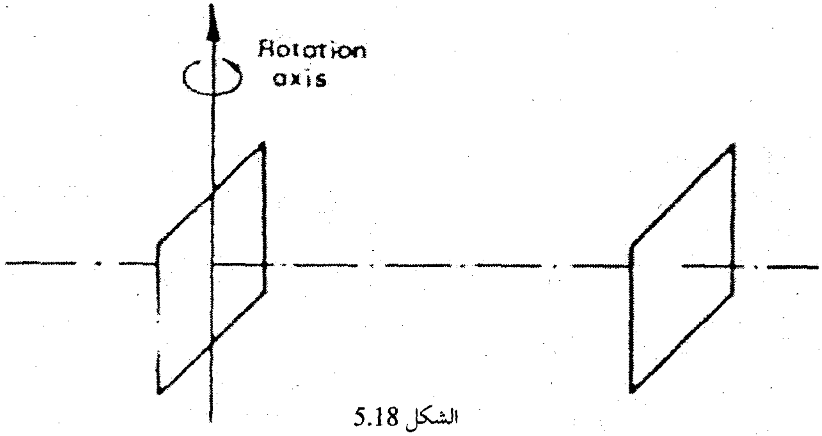
مبدل Q من مقطب وخلية بوكلز. إن الجزء الأيمن من الشكل (بعد الخط المتقطع) هو منظر الاستقطاب الخارج . ومحور الاستقطاب . ومحوري الانكسار المضاعف لخلية بوكلز (X',Y') على طول محور المجاوبة

وبعد انعكاسه من المرآة فان هذا الضوء سيتحول مرة أخرى بواسطة خلية بوكلز إلى ضوء مستقطب خطيا، ويكون محور استقطابه الجديد عموديا على محور استقطابه الأول .وعلى هذا فإن هذا الضوء سوف لايستطيع المرور من المقطب في هذه الحالة يكون مبدل Q مغلقا . ويتم فتح المبدل بإزالة كمون الانحياز إذ عند ذلك سيختفي الانكسار المضاعف ومن ثم فان الضوء سينفذ من دون أن يتغير استقطابه.

(ب) مغلاقات ميكانيكية . إحدى الطرق الميكانيكية المستخدمة في تبديل Q تتم بتدوير إحدى المرآتين في نهايتي المجاوبة (لاحظ الشكل 5.18) . ولكي نتجنب النبضات المضاعفة يجب أن يكون الدوران سريعا جدا . و في حالة مجاوبة طولها $L=50cm$ ، تكون السرعة المطلوبة بحدود 30,000 دورة في الدقيقة .

(ج) مغلاق يستخدم ماصات قابلة للإشباع . وهذا يمثل أبسط طرق تبديل Q يتكون المغلاق في هذه الحالة من خلية تحتوي على ماص قابل للإشباع مناسب، يمتص طول موجة الليزر . وهذا عادة على شكل محلول صبغة قابلة للإشباع (مثلا

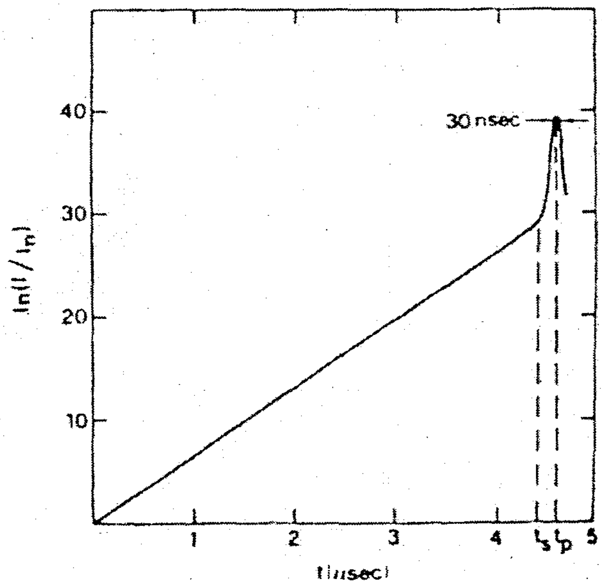
الصيغة المعروفة BDN في حالة Nd:YAG) .ويمكن أن يعد هذا الماص نظاميا من مستويين وله ذروة مقطع عرضي للامتصاص عالية جدا ($10^{-16} cm^2$ كقيمة نموذجية لصبغة قابلة للإشباع) . وبذلك ينتج من المعادلة (2.128) أن شدة الإشباع (I_s) تكون صغيرة نسبيا،ومن ثم يصبح الماص شفافا تقريبا (بسبب الإشباع) في حالة شدة ضعيفة نسبيا للضوء الوارد .والآن تصور أن خلية تحتوي على محلول ماص له ذروة امتصاص عند طول موجي ينطبق على طول موجة الليزر ،قد أدخلت إلى داخل مجاوبة الليزر . وافرض كذلك، للسهولة، إن الامتصاص الابتدائي (أي، غير المشبع) للخلية هو 50% ويبدأ الفعل الليزري عندما يعوض ربح المادة الفعالة خسارة الخلية إضافة لخسائر المجاوبة الغير القابلة للإشباع . وبسبب الامتصاص العالي للخلية فان انقلاب الإسكان الحرج سيكون كبيرا جدا .وعندما يبدأ الفعل الليزري ،فان شدة الليزر ستنمو من التشويش الابتدائي المتمثل بالانبعاث التلقائي (لاحظ الشكل 5.19). وعندما تصبح الشدة مقاربة (I_S) التي تحدث عند زمن $t=t_s$ في الشكل 5.19 ،يبدأ عندها الماص بالابيضاض بسبب التشبع .وبذلك سيزداد معدل نمو شدة الليزر وهذا بدوره يسبب زيادة معدل الامتصاص . وهكذا ولما كان (I_S) صغيرا نسبيا ، فان الانقلاب الإسكاني المتبقي في الوسط الليزري بعد إبيضاض الماص يساوي تقريبا انقلاب الإسكان الابتدائي (أي أنه كبير جدا)



الشكل 5.18

نظام المرآة الدوارة في تبديل Q

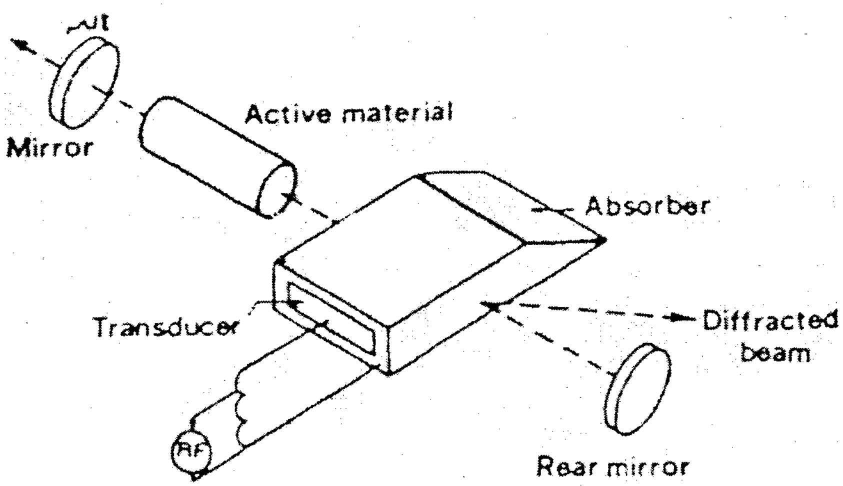
ومن هنا سيمتلك الليزر بعد الإبيضاض ربحا أكبر بكثير من الخسائر ، وبذلــك تتولد نبضة عملاقة يبينها الشكل (5.19) .



الشكل 5.19

سلوك زمني أنموذجي لشدة حزمة ليزرية (I) في مجاوبة طولها $60cm$ يتم تبديل Q سلبيا أي من دون فعل خارجي بواسطة ماص قابل للإشباع . إن الكمية (I_n) هي شدة الضجيج في نمط معين بسبب الإصدار التلقائي والشكل يبين أيضا أن عرض النبضة $(FWHM - 30ns)$

(د) مبدلات Q الصوتية ــ الضوئية . إن المعدل الصوتي ــ ضوئي يتكون من قالب من مادة شفافة ضوئيا (مثلا ، تستخدم الكوارتز المنصهر للضوء المرئي ويستخدم الجرمانيوم للأشعة تحت الحمراء) ،وترسل فيه موجة فوق صوتية من محول طاقة كهر وضغطي .وبسبب وجود الموجة فوق الصوتية فان المادة تسلك مثل شبكة انعراج طوري .والحقيقة هي أن الإجهاد المتأتي من الموجة فوق الصوتية يؤدي إلى تغييرات موضعية في قرينة انكسار الوسط (المفعول الضغطي الضوئي) . إن دور شبكة الانعراج يساوي الطول الموجي الصوتي وسعته تتناسب وسعة الموجة الصوتية .فلو أدخلت خلية صوتية ــ ضوئية في المجاوبة الشكل 5.20 ، فستنتج خسارة إضافية في المجاوبة عند تطبيق كمون على متحول الطاقة . والحقيقة إن نسبة من حزمة الليزر ستنحاز إلى خارج المجاوبة بواسطة شبكة الانعراج الطورية .ولو كان الجهد المطبق كبيرا إلى حد كافي ، فان الخسارة داخل المجاوبة تكون كافية لمنع الليزر من التذبذب ويعود الليزر إلى قيمة Q عالية بقطع الجهد عن المحول .



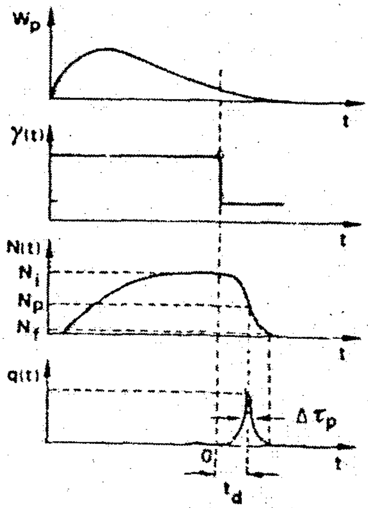
الشكل 5.20

ليزر يتم فيه تبديل Q بواسطة معدل صوت – ضوئي

5.4.2.2 انظمة التشغيل Operating Regimes :

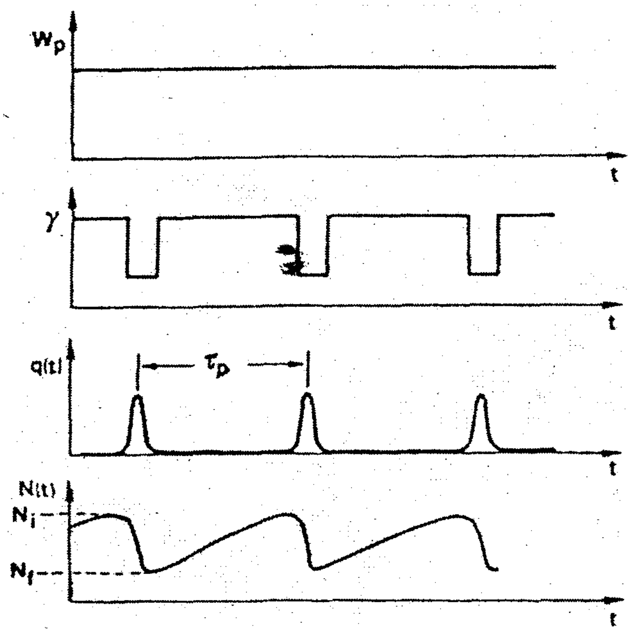
إن الليزرات التي تحتوي على مبدل Q تستطيع أن تعمل في أي من الأسلوبين الآتيين : (أ) الأسلوب النبضي (الشكل 5.21) . وفي هذه الحالة يكون معدل الضخ $W_P(t)$ على شكل نبضة زمنها مناسب . إن انقلاب الإسكان $N(t)$ قبل تبديل Q ينمو إلى قيمة عظمى وبعد ذلك يبدأ بالتناقص . إن عامل نوعية المجاوبة Q يتبدل عند نفس اللحظة التي تكون فيها $N(t)$ عظمى ($t = 0$ في الشكل) . وخلال $t > 0$ يزداد عدد الفوتونات مؤديا إلى تكوين نبضة ذروتها عند اللحظة t_d بعد التبديل . وبسبب تزايد عدد الفوتونات فإن انقلاب الإسكان $N(t)$ سيتناقص من قيمته الابتدائية N_i (عند $t = 0$) لغاية القيمة النهائية N_f المتبقية بعد انتهاء النبضة . (ب) أسلوب تبديل Q المتكرر والضخ المستمر (الشكل 5.22) . يتم في هذه الحالة بضخ الليزر بصورة مستمرة وبقدرة ثابتة W_P (مثلما هي الحال في الموجة المستمرة) ، على حين يتم تغيير خسائر المجاوبة بصورة دورية بين قيم عالية ومنخفضة . في هذه الحالة تكون الاستطاعة الخارجة من الليزر على شكل سلسلة من النبضات ، في حين يتذبذب انقلاب الإسكان بصورة دورية بين القيمة الابتدائية N_i (قبل تبديل Q) إلى قيمة نهائية N_f (بعد نبضة تبديل Q) .

إن المغلاقات الضوئية ــ كهربائية والميكانيكية وكذلك الماصات القابلة للإشباع هي كثيرا ما تستخدم في التشغيل النبضي لليزر . وفي حالة تبديل Q التكراري في الليزرات التي ضخها بصورة مستمرة (والتي لها ربح أقل من الليزرات النبضية) تستخدم المغلاقات الميكانيكية ، أو بصورة أكثر شيوعا ، مبدلات Q الضوء ــ صوتية.



الشكل 5.21

توليد نبضة ليزر بواسطة تبديل Q بحسب الأسلوب النبضي . يبين الشكل التغيير الزمني لمعدل الضخ W_P وخسائر التجاوب γ وانقلاب الإسكان (N) وعدد الفوتونات (q)



الشكل 5.22

توليد نبضات الليزر بتبديل Q متكرر واستخدام ضخ مستمر .يوضح الشكل التغيير الزمني لمعدل الضخ W_P وخسائر المجاوبة γ وعدد الفوتونات q والانقلاب الإسكاني N

5.4.2.3 نظرية تبديل Q : Theory of Q Switching :

لو افترضنا أن الليزر يعمل بنمط واحد فإنه يمكن إيجاد سلوكه الديناميكي خلال تبديل Q من المعادلة (5.13) أو المعادلة (5.16) ، في حالة ليزرات الثلاثة السويات وليزرات الأربعة السويات ، على التوالي وللسهولة سوف ندرس فقط حالة ما يدعى التبديل السريع ، التي فيها تبديل خسائر المجاوبة خلال زمن قصير جداً قياساً لزمن تراكم الإشعاعات الليزرية .

وسوف ندرس أولاً ليزر السويات الأربعة يعمل بالأسلوب النبضي (الشكل 5.21) ونفترض أنه عند $t < 0$ تكون الخسائر كبيرة جداً بحيث أن الليزر دون حالة العتبة (أي $q = 0$ عند $t < 0$) . وفي حالة تبديل Q عندما تصل $N(t)$ قيمتها العظمى فإن انقلاب الإسكان الابتدائي المقابل N_i نحصل عليه من المعادلة (5.13a) بتعويض $q = 0$ في الجهة اليمنى من هذه المعادلة . ولو افترضنا أن $N_P >> N$ فنستطيع بسهولة أن نجد من المعادلة (5.13a) أنه لأي تغير زمني لمعدل الضخ W_P سيؤدي كذلك إلى مضاعفة $N(t)$ على حين يبقى سلوكها الزمني من دون تغير . ومن هنا لو اعتبرنا E_P الطاقة المضخّة الناتجة من معدل الضخ المعين $E_P \propto \int W_P dt$ لأمكننا أن نكتب $N_i \propto E_P$ ، وكذلك لو اعتبرنا N_c و E_{cp} انقلاب الإسكان الحرج والطاقة المضخّة ، على التوالي عندما يعمل الليزر تماماً عند حالة العتبة لاستطعنا الكتابة :

$$(N_i / N_c) = (E_P / E_{cp}) \qquad (5.50)$$

وعند $t > 0$ فإن السلوك الزمني للمنظومة سيتحدد كذلك بالمعادلتين (5.13) مع الشروط الابتدائية $N(0) = N_i$ و $q(0) = q_i$. هنا أيضاً q_i عدد صغير معين للفوتونات المطلوبة كي يبدأ الفعل الليزري بالشروع . إلا إن هاتين المعادلتين يمكن تبسيطهما بصورة كبيرة إذا ما أخذنا بعين الاعتبار قصر زمن تغير $N(t)$ و $q(t)$ ،

بحيث يمكن إهمال حد الضخ $W_P(N_t - N)$ وحد الانحلال N/τ في المعادلة (5.13a) وعلى هذا تتحول المعادلتان (5.13) إلى :

$$\dot{N} = -BqN \qquad 5.51a$$

$$\dot{q} = \left(V_a BN - \frac{1}{\tau_c} \right) q \qquad 5.51b$$

ومن الجدير بالملاحظة هنا أن انقلاب الإسكان N_P ، بحسب المعادلة (5.51b) الذي يقابل ذروة نبضه فوتونات المجاوبة (أي عندما $\dot{q} = 0$) هو :

$$N_P = 1/V_a B\tau_c = \gamma/\sigma.l \qquad (5.52)$$

وهذه القيمة تساوي انقلاب الإسكان الحرج لليزر . وهذه النتيجة تساعدنا على وضع المعادلة (5.50) بشكل أكثر ملاءمة للتحليلات القادمة أي :

$$(N_i / N_P) = x \qquad (5.53)$$

إذ إنّ $x = (E_P / E_{cp})$ ولكي نحسب فوتونات المجاوبة q_p عند ذروة النبضة نأخذ نسبة المعادلة (5.51a) إلى المعادلة (5.51b) وباستخدام المعادلة (5.52) نحصل على :

$$\frac{dq}{dN} = -V_a \left(1 - \frac{N_P}{N} \right) \qquad (5.54)$$

وهذه المعادلة يمكن تكاملها بسهولة لنحصل على :

$$q = V_a \left[N_i - N - N_P \ln \frac{N_i}{N} \right] \qquad (5.55)$$

إذ هنا للتبسيط قد أهملنا العدد الصغير q_i وعلى هذا نجد عند ذروة النبضة أن :

$$q_p = V_a N_P \left[\frac{N_i}{N_P} - \ln \frac{N_i}{N_P} - 1 \right] \qquad (5.56)$$

التي تعطينا q_p إذ عرفنا N_p بحسب المعادلة (5.52) وعرفنا (N_i / N_p) بحسب المعادلة (5.53) . ومن هنا نحصل على ذروة القدرة الخارجة P_{lp} من المعادلة (5.14) بحسب العلاقة :

$$P_{lp} = \frac{\gamma_1}{2} \left(\frac{V_a}{\sigma . l} \right) \left(\frac{\hbar \omega}{\tau_c} \right) \left[\frac{N_i}{N_p} - \ln \frac{N_f}{N_P} - 1 \right] \qquad (5.57)$$

أما الطاقة الكلية الخارجة :

$$E = \int_0^\infty P_l dt = \left(\frac{\gamma_1 c_0}{2L} \right) \hbar \omega \int_0^\infty q dt \qquad (5.58)$$

ويمكن إجراء التكامل في المعادلة (5.58) بسهولة بتكامل طرفي المعادلة (5.51b) واستخدام المعادلة (5.51a) والشرط $q(0) = q(\infty) = 0$. وبهذه الطريقة نجد أن $\int_0^\infty q dt = V_a \tau_c (N_i - N_f)$ وبذلك تصبح المعادلة (5.58) :

$$E = \left(\frac{\gamma_1}{2\gamma} \right) (N_i - N_f)(V_a \hbar \omega) \qquad (5.59)$$

إذ إنّ N_f انقلاب الإسكان النهائي (لاحظ الشكل 5.25). لاحظ أنه كان من الممكن الوصول إلى المعادلة (5.59) بعد ملاحظة أن $(N_i - N_f)$ انقلاب الإسكان المتوفر وأن هذا الانقلاب يولد عدداً من الفوتونات يساوي $(N_i - N_f)\ V_a$. في حين أن نسبة الفوتونات الخارجة من الوسط تساوي $(\gamma_1 / 2\gamma)$ وهذه تشكل الطاقة الخارجة من الليزر . ولكي نحسب الطاقة الكلية E من المعادلة (5.59) علينا أن نعرف N_f وهذا

يمكن الحصول عليه من المعادلة (5.55) عند وضع $t = \infty$ ولما كان $q(\infty) = 0$ نحصـــل على :

$$\frac{N_i - N_f}{N_i} = \frac{N_P}{N_i} \ln \frac{N_i}{N_f} \qquad (5.60)$$

التي تعطينا N_f / N_i كتابع لـــ (N_P / N_I) وتدعى الكميـــة $(N_I - N_f) / N_I$ في المعادلة (5.60) معامل الاستفادة من انقلاب الإسكان (أو الطاقة) . والحقيقة هي أنـــه لو كان انقلاب الإسكان الابتدائي هو N_I ، فإن الانقلاب المستخدم هـــو $N_i - N_f$. ويبين الشكل (5.23) معامل الطاقة المستفاد منها كتابع للكمية

(N_i / N_p) لاحظ أن لقيم كبيرة لـــ (N_i / N_f) فإن هـــذا المعـــامل يصـــل إلى القيمة(1) .

وإذا عرفنا الطاقة الخارجة وذروة الاستطاعة أمكننا أن نحصل على قيمة تقريبيـــة لـــ $\Delta\tau_p$ ، عرض النبضة بحسب العلاقة $\Delta\tau_p = E / P_{Ip}$. ومن المعـــادلتين (5.57) و (5.59) نجد أن :

$$\Delta\tau_P = \tau_c \frac{N_i - N_f}{N_P[(N_i / N_P) - \ln(N_i / N_P) - 1]} \qquad (5.61)$$

أن زمن تأخير τ_d ذروة النبضة عن لحظة تبديل Q (لاحـــظ الشـــكل 5.21) يمكن عدة مساوياً تقريباً للزمن اللازم للنبضة لتصل شدتها مثلاً إلى $(q_p/10)$. وبما أنه ليس هناك إشباع ملحوظ لحد هذه النقطة في انقلاب الإسكان ، فيمكننا أن نضـــع $N(t) = N_i$ في المعادلة (5.51b) . وبالاستفادة من المعادلتين (5.22) و (5.53) ، فـــإن المعادلة (5.51b) تعطينا $\dot{q} = (x-1)q / \tau_c$ وبعد تكامل هذه المعادلة نحصل على :

$$q = q_i \exp\left[\frac{(x-1)t}{\tau_c}\right] \qquad (5.62)$$

ونحصل على زمن التأخير τ_d من المعادلة (5.62) بوضع $q \cong q_P /10$ وعلى فرض أن $q_i \cong 1$ نجد أن :

$$\tau_d = \frac{\tau_c}{x-1} \ln\left(\frac{q_P}{10}\right) \qquad (5.63)$$

إن حسابات تبديل Q المتكرر والضخ المستمر (الشكل 5.26) تكون بنفس الطريقة . نحتاج أولاً حساب الكميتين N_i و N_f إحدى العلاقتين بين N_i و N_f هي المعادلة (5.60) . ونحصل على العلاقة الثانية من الشرط أن في خلال الفترة τ_P بين النبضات المتتالية يجب أن يعيد معدل الضخ الانقلاب الابتدائي N_i بالابتداء من N_f .
نحصل من المعادلة (5.13a) بعد أن نضع $W_P(N_t - N) \cong W_P N_t$ و $q = 0$ على :

$$N_i = (W_P N_t \tau) - (W_P N_t \tau - N_f) \exp(-\tau_P / \tau) \qquad (5.64)$$

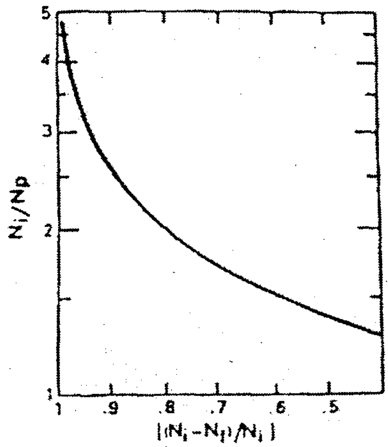
لدينا من المعادلة (5.18) أن $N_t >> N_c$ والمعادلة (5.22) أن $W_P N_t \tau = x N_c = x N_P$ وعلى هذا فإن المعادلة (5.64) تصبح :

$$N_i / N_P = \frac{x N_c}{N_i} - \left(x \frac{N_P}{N_i} - \frac{N_f}{N_i}\right) \exp(-\tau_P / \tau) \qquad (5.65)$$

ذلك أن x هو مقدار زيادة معدل الضخ عن معدل ضخ العتبة . إن المعادلتين

(5.60) و (5.65) تعطيان (N_i / N_P) و (N_i / N_f) عندما تعرف x و (τ_P / τ) ولما كان بالإمكان حساب N_P من المعادلة (5.52) ، فإن الكميات الثلاث N_i و N_P و N_f ستعرف بهذه الطريقة ، وبعد ذلك يمكن الحصول على ذروة الاستطاعة والطاقة الخارجة وفترة النبضة من المعادلات (5.57) و (5.59) و (5.61) على التوالي .

إن حسابات ليزر السويات الثلاث تكون بنفس الطريقة بالابتداء من المعادلة (5.16) . وسوف لن نقدم هذه الحسابات في هذا الكتاب بل نترك للطالب المحاولة فيها على نسق ما تقدم أعلاه .



الشكل 23.

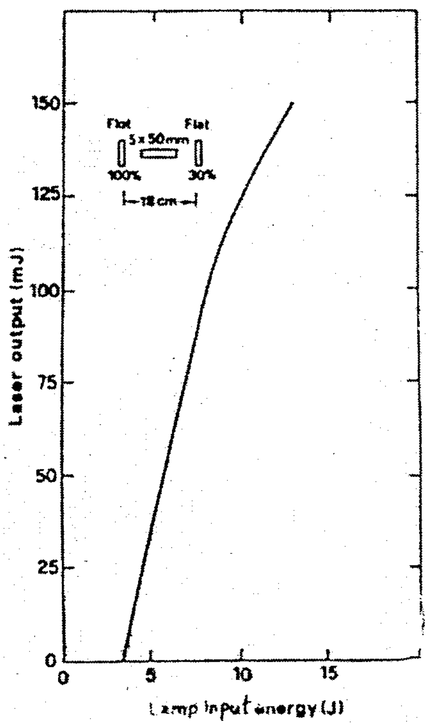
معامل الاستفادة من الطاقة $(N_i - N_f)/N_i$ كتابع للمقدار N_i / N_p

5.4.3.4 مثال عددي A Numerical Example :

إن الشكل (5.24) يوضح رسماً نموذجياً لطاقة الليزر الخارجة E كتابع للطاقة الداخلة E_p للمصباح الوميضي لحالة الليزر Nd : YAG يتم فيه تبديل Q باستخدام خلية بوكلز KD^*P (deuterated Potassium dihydrogen Phosphate KD_2PO_4) إن أبعاد القضيب والمجاوبة أيضاً مؤشر في الشكل نلاحظ من الشكل أن الليزر له حد عتبة للطاقة عند $E_{cp} \cong 3.4J$ وطاقة خرج $E \cong 0.12J$ عند $E_p \cong 10J$ (أي عند $x = E_p / E_{cp} = 2.9$) . وقد وُجد عملياً أنه عند طاقة الضخ هذه يكون عرض النبضة حوالي $6ns$.

نستطيع الآن موازنة هذه النتائج العملية بالقيم المتوقعة من معـــــادلات البنــد السابق. ولسوف نهمل امتصاص المرآة ، ولذا نضع $\gamma_1 \cong -\ln R_1 = 1.2$ و $\gamma_2 \cong 0$. إن الخسائر الداخلية بسبب ترتيب المستقطب وخلية بوكلز يقدر بـــــ $T_i \cong 15\ \%$ على حـــين يمكــن إهمـــال خســـائر القضيـــب . وعلـــى هـــذا نحصـــل علـــى $\gamma_i = -\ln(1-T_i) = 0.162$ و $\gamma = [(\gamma_1 + \gamma_2)/2] + \gamma_i = 0.762$ ويمكن الحصــول على طاقة الليزر من المعادلة (5.59) وبالاستفادة من المعادلتين (5.53) و (5.52) بالصيغة :

$$E = \left(\frac{\gamma_1}{2} x \eta_E\right)\left(\frac{A}{\sigma}\right)\hbar\omega \qquad (5.66)$$



الشكل 5.24

طاقة الليزر الخارجة كتابع للطاقة الداخلة للمصباح الوميضي في حالة ليزر $Nd:YAG$ ذي مبدل Q

إذ إنّ η_E عامل الاستفادة من الطاقة وأن A المقطع العرضي للقضيب . وفي حالة أن $x = N_i/N_p = 2.9$ نجد من الشكل (5.27) أن $\eta_E = 0.94$. ولما كان $A \cong 0.19cm^2$ فنجد من المعادلة (5.66) وبالاستعانة بالمعادلة (5.36) أن $E \cong 160mJ$. وهذه النتيجة تنسجم بصورة جيدة والقيمة العملية $E = 160mJ$ ويمكن الآن الحصول على زمن التأخير τ_d من المعادلة (5.63) . وفي ضوء المعادلة (5.7a) نجد أن الطول الفعلي للمجاوبة هو $L' = L + (n-1)l \cong 22cm$ وبما أن $n \cong 1.83$ لليزر Nd:YAG ، فإن $\tau_c = L'/c_0\gamma \cong 1ns$ وبعد ذلك يتم حساب q_p باستخدام المعادلة (5.56) بعد التعويض $V_a \cong Al \cong 1cm^3$

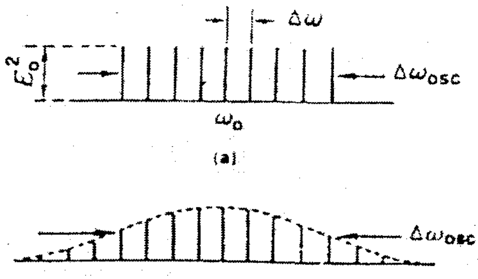
و $N_P = \gamma/\sigma.l = 4.35\times10^{17}\,cm^{-3}$ إذ نحصل على photon $q_p \cong 3.5\times10^{17}$ ومن المعادلة (5.63) نجد أن $\tau_d \cong 20ns$ ونحصل على عرض نبضة الليزر من المعادلة (5.61) : $\Delta\tau_P = \tau_c\eta_E x/(x - \ln x - 1) \cong 3.3ns$. إن التباين بين هذه القيمة والقيمة العملية ($\approx 6ns$) يعود لسببين : (أ) تذبذب متعدد الأنماط حيث نتوقع أن يختلف زمن التأخير τ_d للأنماط المختلفة ، هذا يؤدي بالضرورة إلى توسيع فترة النبضة . (ب) إن شرط التبديل السريع لا يتحقق . والحقيقة هي أن زمن التأخر ($\approx 20ns$) المحسوب على أساس التبديل السريع يقارب زمن التبديل الأنموذجي بوساطة خلية بوكلز الاعتيادية ، عليه نتوقع أن عرض النبضة سوف يزداد نوعاً ما بسبب بطء التبديل .

5.4.3 تثبيت النمط Mode Locking :

إن تثبيت النمط يساعدنا على توليد نبضات ليزر ذات فترات قصيرة جداً (تتراوح بين جزء من البيكو ثانية إلى بضع عشرات منه) وذات ذروة استطاعة عالية

جداً (بضعة غيغاواطات) . إن تثبيت النمط يشير إلى الحالة التي فيها أنماط التذبذب لها سعات متقاربة وبأطوار ثابتة .

وكمثال أول سوف ندرس الأنماط الطولية $(2n+1)$ التي تتذبذب بنفس السعة E_0 (لاحظ الشكل 5.25a) . وسوف نفترض أن أطوار الأنماط ϕ_l مثبتة بحسب العلاقة :



الشكل 5.25

سعة النمط (متمثلة بالخطوط العمودية) كتابع للتردد لليزر مثبت النمط.

سعة منتظمة ، (b) سعة ذات توزيع غوصي ضمن عرض حزمة $(FWHM)$ مقدارها $\Delta\omega_{osc}$

$$\phi_l - \phi_{l-1} = \phi \qquad (5.67)$$

إذ إنّ ϕ كمية ثابتة . إن الحقل الكهربائي الكلي $E(t)$ للموجة الكهرمغناطيسية (عند أي نقطة داخل أو خارج المجاوبة) هو :

$$E(t) = \sum_{-n}^{n} E_0 \exp\{i[(\omega_0 + l\Delta\omega)t + l\phi]\} \qquad (5.68)$$

ذلك أن ω_0 تردد النمط المركزي وأن $\Delta\omega$ فوق التردد بين نمطين متتاليين وللسهولة سوف ندرس الحقل عند تلك النقطة التي يكون عندها طور النمط المركزي

يساوي الصفر ، لدينا من الفصل الرابع أن فرق التردد $\Delta\omega$ بين نمطين طوليين متتاليين هو :

$$\Delta\omega = \pi.c / L \qquad (5.69)$$

إذ إنّ L طول المجاوبة . ولو أجرينا عملية الجمع في المعادلة (5.68) لحصلنا على :

$$E(t) = A(t)\exp(i\omega_0 t) \qquad (5.70)$$

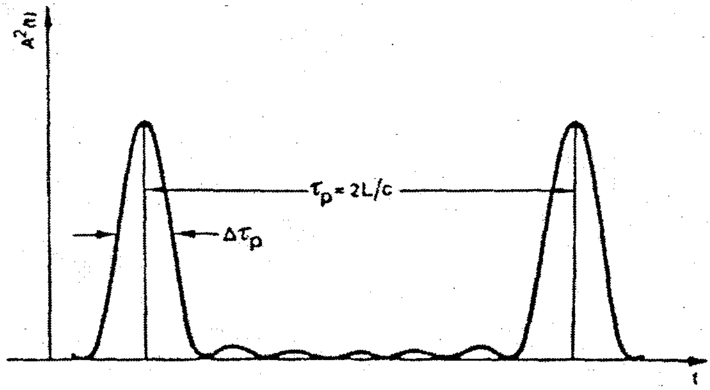
إذ إنّ :

$$A(t) = E_0 \frac{\sin[(2n+1)(\Delta\omega t+\phi)/2]}{\sin[(\Delta\omega t+\phi)/2]} \qquad (5.71)$$

وعلى هذا فإن E(t) سلوكها كموجة جيبية حاملة ترددها ω_0 وسعتها A(t) تتغير مع الزمن بحسب المعادلة (5.71) . إن الاستطاعة الخارجة العائدة لهذه الموجة تتناسب مع $A^2(t)$. إن الشكل (5.26) يوضح مثال عدد الأنماط فيه $2n + 1 = 7$.

ونتيجة لشرط تثبيت الطور (5.67) فإن الأنماط المتذبذبة تتداخل فيما بينها لتوليد نبضات ضوئية قصيرة . إن ذرى النبضة تكون عند تلك اللحظات التي عندها يساوي مقام المعادلة (5.71) الصفر . ومن هنا فإن نمطين متواليين يكونان منفصلين بفترة زمنية .

$$\tau_p = 2\pi / \Delta\omega = 2L / c \qquad (5.72)$$



الشكل 5.26

التغيير الزمني لمربع سعة الحقل الكهربائي في حالة سبعة أنماط متذبذبة ذات أطوار ثابتة

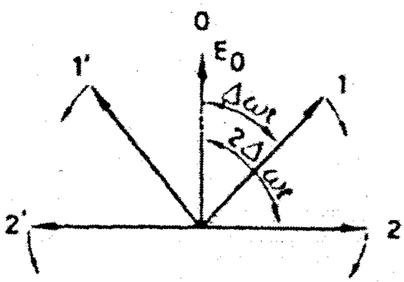
وهذا هو الزمن الذي يستغرقه الضوء في رحلة ذهاب وإياب داخل المجاوبة وعلى هذا يمكننا كذلك تصور سلوك التذبذب على أنه نبضة تتحرك ذهاباً وإياباً في داخل المجاوبة . ونجد من المعادلة (5.71) أن العرض $\Delta\tau_p$ (FWHM) لـ $A^2(t)$ (أي عرض كل نبضة ليزرية) تساوي تقريباً :

$$\Delta\tau_p = 1/\Delta\nu_{osc} \qquad (5.72a)$$

إذ إنّ $\Delta\nu_{osc} = (2n+1)\Delta\omega/2\pi$ هو مجموع عرض النطاق الترددي المتذبذب (راجع الشكل 5.29a) . للحصول على نبضات قصيرة جداً يجب أن يكون عرض النطاق الترددي المتذبذب كبيراً جداً . ومن الواضح أن عرض النطاق الترددي لا يمكن أن يزيد على عرض النطاق الترددي لربح الليزر . وهذا يعني أنه في حالة ليزر غازي أنموذجي لا يمكن الحصول على نبضات أقصر من حوالي (0.1ns) . أما في حالة ليزرات الحالة الصلبة وليزرات الصبغة فيمكن الحصول على نبضات عرضها (1ps) أو حتى أقل من ذلك . وفضلاً عن ذلك يمكن الحصول عن طريق هذه الليزرات على استطاعات ذات ذرى عالية جداً . والحقيقة هي أن ذروة الاستطاعة

تتناسب مع $(2n+1)^2A^2$ ، في حين أنه في حالة الأطوار العشوائية تكون الاستطاعة عبارة عن مجموع استطاعات الأنماط المختلفة . وعلى هذا فإنها تتناسب مع $(2n+1)^2A^2$. ولذلك فإن تضخيم ذروة الاستطاعة بسبب تثبيت النمط يساوي عدد الأنماط المثبتة . وهذا العدد في حالة ليزرات الحالة الصلبة تتراوح اعتيادياً بين 10^3 و 10^4 . ومن جهة أخرى نجد فعلياً أن متوسط الاستطاعة لا يتأثر بتثبيت النمط . ويمكن بسهولة فهم التذبذب في الشكل (5.26) إذا مثلنا الأنماط المختلفة بمتجهات في الساحة العقدية . إذ أن نمط رقم 1 يمثل بمتجة عقدية سعتها E_0 وتدور بسرعة زاوية $(\omega_0+l\Delta\omega)$.

وبالنسبة لمحاور تدور بسرعة زاوية ω_0 ، فإن النمط المركزي سيظهر بالنسبة لهذه المحاور ثابتاً ، في حين يبدو النمط 1 يدور بسرعة زاوية $l\Delta\omega$. إذا كانت في اللحظة $t=0$ جميع المتجهات منطبقة على نفس الاتجاه ، فإن وضعية هذه المتجهات عند زمن عام t ستكون كما هي مبينة في الشكل (5.27) (إذ هناك خمسة أنماط) . ولو كان الزمن t هو بحيث إنّ النمط يدور بزاوية 2π (أي $\Delta\omega.t=2\pi$) فإن النمط $1'$ سيدور (بعكس عقرب الساعة)بزاوية2π الساعة)



الشكل 5.27

تمثيل أنماط اهتزاز المحاوبة في الساحة العقدية

في حين يدور الخطان 2 و $2'$ بزوايا 4π . ولذلك فإن جميع هذه المتجهات ستنطبق مرة ثانية عند المتجه الذي تردده ω_0 ، وبذلك سيساوي الحقل الكهربائي

الكلي مرة أخرى : $(2n+1)E_0$. ولذا فإن الفترة الزمنية τ_p بين نبضتين متتاليين تحقق العلاقة $\Delta\omega\tau_p = 2\pi$. وهذه النتيجة توضّح العلاقة (5.72) .وكمثال ثاني على تثبيت النمط ندرس توزيع غوص لسعة الأنماط . وذا عرض نطاق ترددي (FWHM) يساوي $\Delta\nu_{osc}$ (لاحظ الشكل 5.25b) أي

$$E_l^2 = E_0^2 \exp\left[-\ln 2\left(\frac{2l\Delta\nu}{\Delta\nu_{osc}}\right)^2\right] \qquad (5.73)$$

في حين نفترض أن الأطوار ما زالت مثبتة بحسب المعادلة (5.67) . ولو جعلنا للسهولة أن $\phi = 0$ فيمكن كتابة الحقل الكهربائي الكلي $E(t)$ بالصيغة :

$$E(t) = \exp(i\omega_0 t)\sum_{-\infty}^{+\infty} E_l \exp i(l\Delta\omega t) = A(t)\exp(i\omega_0 t) \qquad (5.74)$$

ولو قرّبنا الجمع بالتكامل (أي $A(t) \cong \int E_l \exp i(l\Delta\omega t)dl$) فسنجد عند ذلك أن سعة المجال $A(t)$ تتناسب مع تحويل فوريه لسعة الطيف E_l . وعلى هذا نحصل على :

$$A^2(t) \propto \exp\left[-\ln 2\left(\frac{2t}{\Delta\tau_p}\right)^2\right] \qquad (5.75)$$

إذ أن عرض النبضة $\Delta\tau_p$ (FWHM) هو :

$$\Delta\tau_p = 2\ln 2/\pi.\Delta\nu_{osc} = 0.441/\Delta\nu_{osc} \qquad (5.76)$$

وكاستنتاج من المثالين المذكورين في أعلاه يمكننا القول إنه عندما يصح شرط تثبيت النمط (5.67) فإن سعة الحقل يتناسب مع تحويل فورييه لقيمة سعة الطيف إن عرض النبضة $\Delta\tau_p$ يرتبط بعرض شدة الطيف $\Delta\nu_{osc}$ بالعلاقة $\Delta\tau_p = k/\Delta\nu_{osc}$

ذلك أن k معامل عددي (بحدود الواحد) ، هذا يتوقف على الشكل الخاص للتوزيع الطيفي للشدة . إن نبضة من هذا النوع تدعى محددة بالتحويل .

وفي حالة استخدام شرط تثبيت النمط يختلف عن (5.67) يمكن عند ذلك أن تكون النبضة الخارجة بعيدة من أن تتحدد بتحويل فورييه . فمثلا لو أخذنا $\phi_l = l\phi + l^2\phi_2$ (لاحظ يمكن كتابة المعادلة 5.67 بالصيغة $\phi_l = l\phi$) ولو فرضنا مرة أخرى توزع غوص للسعة (المعادلة 5.73) فسنجد :

$$E(t) = A(t)\exp i\left[\omega_0 t + \beta . t^2\right] \qquad (5.77)$$

وفي هذه الصيغة يمكن كذلك التعبير عن $A^2(t)$ بالصيغة (5.75) (أي أنه بقي تابع غوص) ، إذ يكون لدينا الآن :

$$\Delta\tau_P = \left(\frac{2\ln 2}{\pi . \Delta\nu_{osc}}\right)\left[1 + \frac{(\beta\Delta\tau_P^2)^2}{2\ln 2}\right]^{1/2} \qquad (5.77a)$$

وعلى هذا فإنه في هذه الحالة $\Delta\tau_P\Delta\nu_{osc}$ أكبر (وفي بعض الأحيان أكبر بكثير) من 0.441 . ويعزى سبب هذه النتيجة إلى وجود الحد $\beta . t^2$ في المعادلة (5.77) الذي يمثل مسحا خطيا لتردد الحاملة (أو سقسقة خطية) . في هذه الحالة فإن تحويل فورييه للمعادلة (5.77) سيؤدي إلى أن $\Delta\nu_{osc}$ أكبر من $0.441/\Delta\tau_P$.

5.4.3.1 طرق تثبيت النمط Methods of Mode Locking :

يمكن تقسيم الطرق الأكثر شيوعا في تثبيت النمط على صنفين (أ) : تثبيت النمط بواسطة تضمين فعال يشغل بإشارة خارجية (التثبيت الفعال للنمط)

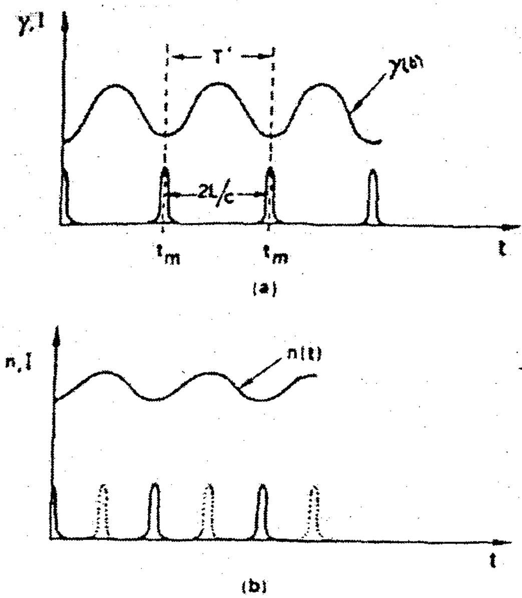
و(ب) : تثبيت بمادة بصرية غير خطية مناسبة (التثبيت السلبي للنمط) ولتوضيح الطريقة الأولى نتصور أننا وضعنا في داخل المجاوبة أداة تضمين تشغل بإشارة

خارجية ولذا فإنه ينتج خسارة تتغير جيبيا مع الزمن وبتردد $\Delta\omega'$. ولو كان $\Delta\omega' \neq \Delta\omega$ فإن هذه الخسارة ستؤدي فقط إلى تضمين سعة طاقة كل نمط من أنماط تذبذب المجاوبة . أما إذا كان $\Delta\omega' = \Delta\omega$ فإن كل نمط سوف يمتلك حزما جانبية ناتجة من تضمين السعة وهذه تنطبق على ترددات أنماط مجاورة . وعلى هذا فإن معادلة المجال لنمط معين في داخل المجاوبة سيتضمن حدودا ناتجة من تضمين نمطين متجاورين . ومن هنا فإن أنماط المجاوبة تكون مقترنة مما يؤدي إلى تثبيت أطوار تلك الأنماط بالنسبة لبعضها الآخر . ويدعى هذا النوع من التثبيت عادة باسم تثبيت النمط بتضمين السعة AM ويمكن البرهنة على أن هذه الطريقة تؤدي إلى علاقة طور كما في المعادلة (5.67) إذا وضعنا أداة التضمين قريبا جدا من إحدى المرايا الطرفية . وهناك طريقة أخرى لتثبيت النمط عن طريق تضمين فعال باستخدام مضمن طوله البصري (بدلا من خسارته البصرية) يتضمن بتردد $\Delta\omega$. ويمكن إثبات تثبيت الأطوار في هذه الحالة أيضا ولكن بصيغة مختلفة مما في المعادلة (5.67) . ومع هذا سنحصل أيضا على نبضات قصيرة طول فترتها بحدود مقلوب عرض نطاق التردد . ولما كان هذا النوع من المضمنات تعمل على تضمين طول المجاوبة ، ومن ثم تضمين الترددات التجاوبية ، فإن هذا النوع من التثبيت يعرف بتثبيت النمط بتضمين التردد FM .

ولربما يمكن فهم طريقتي تثبيت النمط AM و FM بسهولة عن طريق دراسة التغير الزمني بدلا من تغير التردد . نبين في الشكل (5.28a) ، الذي يمثل حالة AM ، التغير الزمني لخسائر المجاوبة γ المضمنة بتردد $\Delta\omega'$. نفترض أن المضمن موضوع عند أحد طرفي المجاوبة . إذا كان $\Delta\omega' = \Delta\omega$ ، فإن دورة التضمين T' تساوي رحلة الذهاب والإياب في داخل المجاوبة $2L / c$. في هذه الحالة تنشأ نبضات ضوئية في داخل المجاوبة (لاحظ الشكل 5.28a) ، وذلك لأن النبضة التي تخترق المضمن عند

اللحظة t_m عند الخسارة الدنيا ستعود وتخترق المضمن بعد فترة زمنية $2L / c$ عندما تصبح الخسارة دنيا مرة أخرى ويمكن الإثبات كذلك إذا كانت ذروة النبضة تحدث عند لحظة تختلف قليلا من t_m فإن النبضة سيتغير شكلها بوساطة الخسارة γ المتغيرة مع الزمن ، بحيث أن ذروها تكون عند اللحظة t_m . ونفس التحليل يمكن استخدامه في حالة تثبيت النمط FM (لاحظ الشكل 5.28b) . وفي هذه الحالة يتغير معامل انكسار المضمن n ، بدلا من خسارة المضمن ، بصورة جيبية ، في حين أن النبضات الضوئية تميل للحدوث أما عند القيم الدنيا لـ $n(t)$ (الخطوط المستمرة) أو عند القيم العظمى لـ $n(t)$ (الخطوط المتقطعة) .

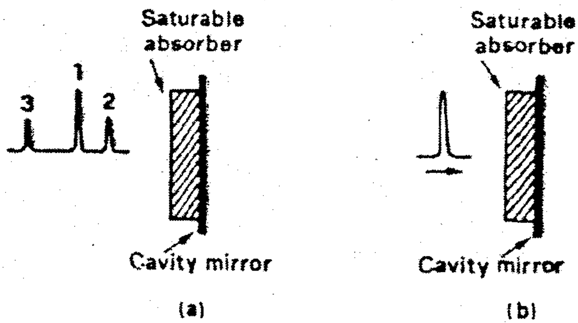
ولكي نوضح كيف يتم تثبيت النمط سلبيا ، ندرس ماذا سيحدث عندما يحوي تجويف الليزر ماصا قابلا للإشباع . ويكفي هنا أن ندرس ماصا مثاليا له سويتان فقط تردد انتقاله ينطبق على تردد الليزر . ولكي نفهم كيف يستطيع الماص القابل للإشباع أن يؤدي إلى تثبيت النمط ، ندرس نمطي ليزر محوريين متجاورين . وإذا تذبذب كلا النمطين فإن تفاعل مجاليهما مع الماص القابل للإشباع سوف يؤدي إلى فرق إسكان بين السويتين السفلى والعليا ، له حد يتذبذب بتردد يساوي فرق التردد بين النمطين وهذا الحد يمثل فعليا خسارة متغيرة مع الزمن في داخل المجاوبة ، وعلى هذا فإنها تقرن كل نمط بنمطين مجاورين له . ومن الجدير بالإشارة أنه يمكن توليد فرق إسكان متغير مع الزمن في داخل الماص إذا كان زمن انحلال الماص τ أصغر بكثير من مقلوب فرق تردد النمطين ، وثمة طريقة أخرى لتوضيح عملية تثبيت النمط السلبية وهي دراسة التغير الزمني بدلا من تغير التردد ، كما جاء أعلاه . لنفترض أن الماص القابل للإشباع موضوع في خلية رقيقة موضعة على تماس مع إحدى مرآتي المجاوبة (لاحظ الشكل 5.29a) . إذا كانت الأنماط في البداية غير مثبتة فإن شدة كل من الموجتين المتحركتين في داخل المجاوبة ستتكون من سلسلة



الشكل5.28:

(a) تثبيت من نوع (AM) التغيير الزمني لخسائر المجاوبة γ والشدة الخارجة(I) .

(b) تثبيت من نوع (FM) . التغيير الزمني لمعامل انكسار الضمن n والشدة الخارجة (I)



الشكل 5.29

الوصف الزمني للتثبيت السلبي للنمط

عشوائية من الدفعات الضوئية (مؤشرة بـ 1 و 2 و 3) في الشكل (5.29a) . ونتيجة لتشبع الماص ، فإن النبضة 1 (الأكثر شدة في الشكل) ستعاني أقل قدر من التوهين في داخل الماص . إن هذه النبضة ستنمو مع الزمن أسرع من النبضات

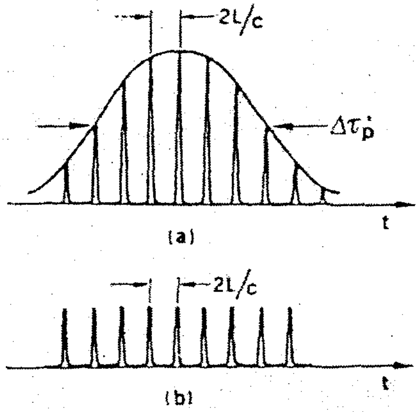
الأخرى. وبعد عدة رحلات ذهاب وإياب سنحصل على الصورة الموضحة في الشكل (5.29b) ، إذ يكون لدينا نبضة شديدة منفردة ذات نمط ثابت .

لقد درسنا حتى الآن تثبيت النمط بتضمين خسائر المجاوبة . ومن الممكن أيضا تثبيت النمط عن طريق تضمين ربح الليزر بدلا من تضمين خسائره . وهذا نحصل عليه عادة عند ضخ الليزر بوساطة ليزر آخر ، عن طريق الضخ بوساطة ليزر مثبت النمط ، وضبط طول مجاوبة الليزر الثاني L . بحيث إن زمن تكرار نبضة الليزر الثاني $2L / c$ يساوي الزمن العائد لليزر الضخ . وعلى هذا تكون النبضات ثابتة النمط لليزر الثاني متزامنة مع نبضات ليزر الضخ وهذه الطريقة تدعى تثبيت النمط بالضخ التزامني. لاحظ أنه لكي تستطيع هذا المنظومة العمل يجب أن يكون زمن انحلال انقلاب الإسكان في الليزر الثاني قليلا إلى ما فيه الكفاية (أي بحدود زمن اجتياز المجاوبة) وذلك كي يتم تضمين الربح العائد بصورة كافية . وعلى هذا فإن هذه الطريقة تستعمل عادة في ليزرات الصبغة وليزرات المراكز اللونية التي أعمار مستوياهّا العلوية قصيرة (بضع نانو ثانية) .

5.4.3.2 أنظمة التشغيل Operating Regimes :

يمكن لليزر النمط الثابت أن يعمل أما باستخدام ضخ نبضي أو ضخ مستمر cw (لاحظ الشكل 5.30) . في الضخ النبضي تتحدد في بعض الأحيان الفترة الكلية $\Delta\tau'_p$ لسلسلة متتالية من نبضات النمط الثابت بزمن نبضة الضخ . وهذا مثلا يصح في ليزرات الصبغة النبضية ، إذ يمكن أن تكون $\Delta\tau'_p$ بحدود بضع مايكرو ثانية . إلا أنه في بعض الأحيان (مثلا في ليزرات الحالة الصلبة التي يستخدم فيها ماص قابل للإشباع)، يعمل الماص القابل للإشباع في نفس الوقت على تبديل Q وتثبيت النمط . ففي هذه الحالة يتحدد زمن سلسلة النمط الثابت $\Delta\tau'_p$ بزمن النبضة $\Delta\tau_p$ الناتجة من

تبديل Q المحسوبة في البند (5.4.2.3) (بضع نانو ثانية) . إن عناصر تثبيت النمط الأكثر شيوعا في الحالة النبضية هي أما خلية بوكلز ذات التضمين الضوئي – كهربائي (مثلا الترتيب المبين في الشكل 5.17 الذي فيه كمون تغذية خلية بوكلز مضمن جيبيا)، أو خلية ماص قابل للإشباع .



الشكل 5.30

وفي تثبيت النمط عند الضخ المستمر (الشكل 5.30b) يضخ الليزر بصورة مستمرة ، في حين يتم تثبيت النمط إما باستخدام ماص قابل للإشباع أو باستخدام مضمن صوتي – ضوئي (أي الترتيب المبين في الشكل 5.24 الذي يعمل فيه محول الطاقة باستمرار عند التردد $\Delta\omega$ وهو فرق التردد بين نمطين طوليين متعاقبين) . إن الجدول (5.1) يلخص شروط عمل عدد من الليزرات الشائعة ذات النمط الثابت . في الفصل التالي يجد القارئ وصفا مفصلا لكل من هذه الليزرات .

Active Material		Mode - Locking element	Type of Operation	$\Delta\tau_p$
Gas	He - Ne	Acoustic modulator (quartz)	cw	1 ns
	He - Ne	Saturable absorber Neon cell Creayl violet meth	cw	 0.35 ns 0.22 ns
	Ar^+	Quartz acoustic modulator	cw	0.15 ns
	Co_2 (low pressure)	Germanium acoustic modulator Saturable absorber (SF_6)	cw cw	10 - 20 ns 10 - 20 ns
	Co_2 (TEA)	Germanium acoustic modulator Saturable absorber (SF_6)	Pulsed Pulsed	1 ns 1 ns
Solid	Nd : glass	Saturable absorber (Kodak 9860 , 9840 dyes)	Pulsed	5 ps
	Nd : YAG	Electro - optic modulator	Cw , pulsed	40 ps
	Ruby	Saturable absorber (DDI dye)	pulsed	10 ps
	Semiconductor	Saturable absorber	cw	5 ps
	Color center	Synchronous pumping	cw	5 ps
Liquid	Rhodamine 6G	Saturable absorber (DODCI dye) Synchronous pumping	Cw,Ar^+ pumped Flash pumped Cw,Ar^+pumped	0.03 ps 1 ps 1 ps

الجدول (5.1) أنظمة تثبيت النمط

5.5 حدود معادلات المعدل Limits of the Rate Equations :

درسنا في هذا الفصل سلوك الليزر المستمر والعابر ضمن أبسط التقريبات وذلك على أساس المتوسط المكاني لمعادلات المعدل . ولكي نزيد دقة النتائج فإن المعالجة يجب أن تكون كما يلي : (أ) أن تأخذ معادلات المعدل بعين الاعتبار التغير المكاني لكل من انقلاب الإسكان وكثافة الطاقة الكهرمغناطيسية . وهذه المسألة موضحة في الملحق A . (ب) استخدام معالجة نصف كلاسيكية تامة ، التي تكون المادة فيها مكممة ، على حين توصف الموجة الكهرمغناطيسية للمجاوبة كلاسيكيا أي باستخدام معادلات ماكسويل . ويمكن الإثبات أن المعادلات الناتجة تأخذ شكل معادلات المعدل في الحالة المستمرة . وهذا أيضا صحيح في الحالة العابرة بشرط أن تكون فترة أي عبور أطول بكثير من مقلوب عرض خط الانتقال الليزر . وعلى هذا يمكن وصف جميع الحالات العابرة المدروسة في هذا الفصل (ربما عدا حالات تثبيت النمط) بصورة مناسبة باستخدام معادلات المعدل . (ج) استخدام معالجة كمومية تامة فيها كل من المادة والحقول مكممة . وبطبيعة الحال تكون هذه المعالجة الأكثر كمالا من الجميع. ونحتاج إليها أنه يمكن إثبات أنه عندما يكون عدد فوتونات نمط المجاوبة أكبر بكثير من 1 ، فإن متوسط نتائج المعالجة الكمومية التامة تطابق نتائج المعالجة نصف الكلاسيكية وعلى هذا فإنه عدا مسائل مثل ضوضاء الليزر ، يمكننا تجنب صعوبات المعالجة الكمومية التامة . وعلينا أخيرا أن نبين أن معادلات المعدل في أبسط صيغتها التي درسناها هنا ، تتحقق في حالات قليلة نسبيا في أكثر الحالات هناك أكثر من ثلاثة أو أربعة سويات ومن ثم تكون معادلات المعدل أكثر تعقيدا . والحقيقة هي أنه يمكن القول بصورة عامة أن كل ليزر له مجموعته الخاصة من معادلات المعدل. إلا أن المعادلات التي درسناها في هذا الفصل تمثل نموذجا يمكن تعميمه لمعالجة الحالات الأكثر تعقيدا.

مسائل Problems

5.1 أي صبغة ستستخدمها لحجم النمط V_a في الوسط الليزري إذا كان هنـاك عدة أنماط طولية ذات نفس توزيع الحقل المستعرض TEM_{00} ؟

5.2 احسب الخسارة اللوغاريتمية γ العائدة لنفوذية مرآة T = 80 % .

5.3 أثبت المعادلة (5.18a) .

5.4 ليزر He-Ne يتذبذب عند انتقاله الأحمر $\lambda = 632.8nm$ وربحـه 2% في كل عبور .تتألف المجاوبة من مرآتين مقعرتين كرويتين نصف قطر كل منهما R=5m، والمسافة بينهما L = 1 m .وقد أدخلت فتحتان متماثلتـان عنـد طـرفي المجاوبـة للحصول على تشغيل عند النمط TEM_{00} . احسب قطر الفتحة المطلوب .

5.5 إن عرض الخط $\Delta\nu_0^* = 50MHz$ في ليزر CO_2 ذي الضغط المنخفض هـو بصورة رئيسية توسيع دوبلر

إن الليزر يعمل عند قدرة دخل تساوي ضعف القيمة الحرجة . احسب أقصـى فاصل بين المرآتين ما يزال يسمح بحدوث نمط طولي منفرد .

5.6 في حالة ليزر Nd:YAG الموضح في الشكل 5.9 أحسب حد العتبة للطاقـة الداخلة والطاقة الخارجة عند $P_{in} = 10kW$ عندما يهبط اقتران الخارج الليزري للقيمـة 10% . احسب تناقص الكفاءة العائدة لهذه المسألة .

5.7 في حالة ليزر CO_2 الموضح في الشكل 5.12 احسب عتبة الطاقة الداخلـة والطاقة الخارجة عند $P_{in} = 140kW$ في حالة اقتران خارجي مثالي .

5.8 ليزر He-Ne يتذبذب عند نمطين طوليين متتاليين، أحداهما ينطبق على مركز الانتقال الليزري ω_0. طول التجويف 1 m والاقتران الخارج 2% . إذا علمت أن عرض الخط الليزري هو $\Delta\nu_0^* = 1.7GHz$، احسب فرق التردد بين هذين النمطين.

5.9 إن الإحصائيات التي في الشكل 5.19 تعود لليزر ياقوتي قطر قضيبه 6.3mm وطوله 7.5cm ، وله مرآتان تلتصقان مباشرة بالوجهين الطرفين للقضيب .ان ذروة المقطع العرضي للانتقال هي $\sigma = 2.5\times10^{-20}\, cm^2$ وقرينة انكسار القضيب n=1.76 وإشابة القضيب تعطينا تركيز أيونات فعالة مقداره

$N_t = 1.6\times10^{19}\, ion/cm^3$. ومن قيمتي الحالة المستقرة N_0V_a و q_0 المؤشرتين في الشكل احسب الخسائر الكلية γ ومقدار الزيادة x على عتبة الليزر .

5.10 وفي حالة ليزر Nd:YAG ذي تبديل Q الموضح بالشكل 5.28 احسب حد العتبة المتوقع والطاقة الخارجة وفترة النبضة (عند $E_{in} = 10 Joul$) عندما ينخفض ازدواج الخارج لغاية 20% .

الفصل السادس
أنواع الليزرات

أنواع الليزرات Type of Lasers

6.1 مقدمة Introduction:

يحتوي الفصل السادس على أهم أنواع الليزرات التي تتضمن أوساطاً فعّالة كثافاتها المادية عالية . كما يشتمل على معلومات متنوعة وحقائق علمية حول عدد من الليزرات . ومما يجدر الإشارة إليه أن هناك عدداً أكثر بكثير من الليزرات التي سنذكرها هنا . إن هذا الفصل يركّز على الأنواع الأكثر شيوعاً واستعمالاً ، التي تعد خصائصها نموذجية بالنسبة لجميع أصناف الليزرات . ومما تجب ملاحظته أيضاً أن طائفة من المعلومات المعطاة في هذا الفصل (مثلاً الإستطاعات والطاقات الخارجة) من المحتمل أن تكون قد تغيرت (حل محلها قيم أخرى) ولهذا فإن هذه المعلومات تعد بمثابة دليل تقريبي . سوف ندرس الأنواع الآتية من الليزرات :

(1) ليزرات الحالة الصلبة (بلورة أو زجاج) .

(2) الليزرات الغازية .

(3) ليزرات الصبغة .

(4) الليزرات الكيميائية .

(5) ليزرات أنصاف النواقل .

(6) ليزرات المراكز اللونية .

(7) ليزرات الإلكترونات الطليقة .

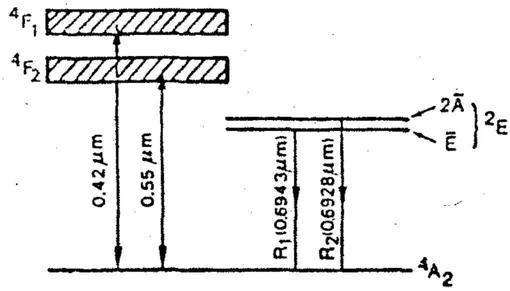
6.2 ليزرات الحالة الصلبة Solid State Lasers :

يقصد بليزرات المواد الصلبة عادة تلك الليزرات التي يكون الوسط الفعّال active medium أما بلورة عازلة أو زجاجاً ، أما ليزرات أنصاف الناقل فستُدرس في فقرة منفصلة ، نظراً لأن تقنيات الضخ والفعل الليزري مختلفة تماماً عن ليزرات الحالة الصلبة . إن ليزرات الحالة الصلبة غالباً ما تكون فيها المواد الفعالة عبارة عن أيونات شائبة داخل البلورات الأيونية . و الأيون عادة أحد المركبات من سلسلة العناصر الانتقالية في الجدول الدوري (مثال أيونات الفلز الانتقالي و من أبرزها Cr^{3+} ، أو أيونات الأتربة النادرة و من أبرزها Nd^{3+} و Ho^{3+} . إن الانتقالات التي تحصل في العمل الليزري تشمل حالات تعود إلى الطبقات الداخلية غير الممتلئة لذلك فإن هذه الانتقالات لا تتأثر بقوة بالحقل البلوري . و هذا بدوره يعني أن هذه الانتقالات تكون إلى حد بعيد حادة sharp (أي أن σ نوعا ما كبيرة). و تكون القنوات غير المشعة إلى حد ما ضيقة (أي أن τ نوعا ما طويل)، و لهذا فإن حد العتبة لمعدل الضخ $(CO(v-n)+CO(v-m)\rightarrow CO(v-n+1)+CO(v-m-1))$ لليزر السويات الأربعة صغير بشكل كافٍ مما يسمح للفعل الليزري بالشروع.

6.2.1 ليزرالياقوت[1] The ruby Laser :

إن ليزر الياقوت هو أول أنواع الليزرات و لا يزال مستعملاً حتى الآن. و قد عرف الياقوت منذ مئات السنين كأحد الأحجار الكريمة الطبيعية و يتكون من بلورة Al_2O_3 (الكورندم Corundum) و قد حلّت أيونات Cr^{3+} محل بعض أيونات Al^{3+}. أما مادة الليزر فيحصل عليها بوساطة إنماء البلورة من منصهر مزيج من Cr_2O_3 بنسبة (0.05% ~ وزناً) و Al_2O_3 . إن سويات الطاقة لليزر هي سويات أيون الكروميوم في التركيب البلوري لـ Al_2O_3 و سويات الطاقة الأساس مبينة في الشكل

6.1 . يحدث الفعل الليزري عادة بالانتقال من السوية $\bar{E}$ إلى السوية $^4A_2$ ($\bar{E} \rightarrow {}^4A_2$) و يعطي الخط الأحمر R_1 الذي طول موجته تساوي تقريباً 694,3 nm (الخط الأحمر R_1 ، $\lambda \cong 694,3$ nm) للياقوت نطاقين ضخ رئيسين هما $^4F_1$ ، $^4F_2$ متمركزان عند الطول الموجي $0,55\ \mu m$ (الأخضر) و $0,42\ \mu m$ (البنفسجي) على التوالي .



الشكل 6.1

مستويات الطاقة للياقوت

إن هذين النطاقين يرتبطان مع كل من الحالتين $2\bar{A}$ و $\bar{E}$ بانحلال سريع غير مشع non radiative $(\sim 10^{-7}\ s)$. و بما أن الحالتين الأخيرتين $2\bar{A}$ و $\bar{E}$ هما أيضاً مرتبطتان بعضهما ببعض بانحلال سريع جداً غير مشع $(\sim 10^{-7}\ s)$ فإنه يحدث توازن حراري بين إسكان السويتين ، و بالنتيجة تكون السوية $\bar{E}$ هو الأكثر إسكاناً . إن فاصل التردد بين $2\bar{A}$ و $\bar{E}$ $(\sim 29 cm^{-1})$ صغيرة بالمقارنة مع (kT/h) و على هذا فإن إسكان السوية $2\bar{A}$ يساوي تقريباً إسكان السوية $\bar{E}$ ، و من ثم من المحتمل أيضاً الحصول على الفعل الليزري Laser action من الانتقال $2\bar{A} \rightarrow {}^4A_2$ (الخط R_2 $\lambda_2 \cong 0,6928\,\mu m$) و ذلك مثلاً باستعمال أنظمة التشتت المبينة في الشكل 5.7 وعلى الرغم من التعقيدات في الحصول على الانتقال الليزري لهذين الخطين ، فإن من الواضح أن ليزر الياقوت يعمل كليزر ذي سويات ثلاثة .

وكما سبق شرحه فيما يتعلق بالشكل (2.14) ، فإن الانتقال R_1 غالباً ما يكون اتساعه متجانسا عند درجة حرارة الغرفة ، و هذا الاتساع هو نتيجة التفاعل بين أيونات Cr^{3+} مع فونونات phonons النسق البلوري Lattice . إن عرض الخط (FWHM) هو $\Delta v_0 = 11cm^{-1} = 330GHz$ (عند درجة حرارة T=300°K) والسويتان $2\overline{A}$ و $\overline{E}$ لهما نفس العمر و يساوي تقريباً 3×10^{-3}s عند درجة حرارة (T=300°K) ، و هذا يزداد إلى 4.3×10^{-3}s عند درجة حرارة T=77°K ، أن هذا يبين أن الانحلال غير المشع يؤثر في عمر السويتين عند درجة حرارة الغرفة . و مما تجدر ملاحظته أن العمر هو في حدود الميلي ثانية و هو يساوي تقريباً عمر الانتقال الممنوع لثنائي القطب الكهربائي electric – dipole .

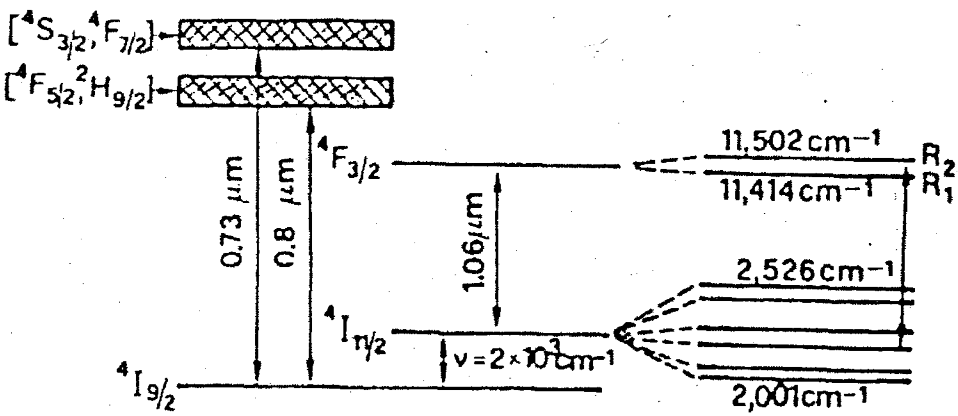
إن ليزرات الياقوت تشغل عادة بالنظام النبضي Pulsed regime و يستعمل للتشغيل مصباح الكزينون الوميضي بضغط (~500 Torr) . أما بحسب الترتيب المبين في الشكل 3.2b أو في الأغلب كما في الشكل 3.2a . و الأبعاد النموذجية لقضيب الياقوت كالآتي : القطر يتراوح بين 5 mm و 10 mm أما الطول فيتراوح بين 5 cm إلى 20 cm . و يمكن تلخيص سلوك الخرج الليزري بالآتي (أ) عند تبديل عامل النوعية Q-switched يمكن الحصول على 10 – 50 MW في نبضة عملاقة منفردة أمدها 10 – 50 ns و(ب) و عند تثبيت النمط mode – locked يمكن الحصول على قدرة ذروها بضعة جيغاواط giga watts للنبضة التي أمدها حوالي 10 ps . إن ليزرات الياقوت يمكن تشغيلها بنظام الموجة المستمرة cw ، إذ يتم الضخ بمصباح زئبقي ذي ضغط عال .

لقد شاع استعمال ليزرات الياقوت في الماضي أما في الوقت الحاضر فقلّ استعمالها حيث حلت محلها ليزرات النيوديميوم ــ ياغ Nd – YAG أو نديميوم ــ

زجاج Nd – glass . نظراً لأن ليزر الياقوت يشتغل على أساس مخطط ليزر الثـلاث سويات فإن حد العتبة لطاقة الضخ هو one order of magnitude حوالي رتبة واحدة أكبر مما هو عليه في حالة ليزر النيوديميوم ـ ياغ المساوي له بالحجم . و على كـل حال لا تزال ليزرات الياقوت تستخدم في عدد من التطبيقات العلمية مثل الهولوغرافيـا النبضية Pulsed Holography وفي تجارب تحديد المدى (من ضمنها مقاييس المـدى العسكرية) .

6.2.2 ليزرات النيوديميوم(4-6) Neodymium Lasers

تعد ليزرات النيوديميوم من أكثر الليزرات الصلبة شيوعاً و يتكـون الوسـط الليزري إما من بلورة $Y_3Al_5O_{12}$ (وعادة يطلق عليها ياغ YAG ، و كلمـة يـاغ متكونة من الأحرف الأولى لـ Yttrium aluminum garnet) الذي فيه قسم مـن أيونات Y^{3+} ، حلت محلها أيونات Nd^{3+} ، أو أبسط من ذلك الزجاج المطعّم doped بأيونات Nd^{3+} . إن ليزرات النيوديميوم يمكنها أن تتذبذب عند عدة خطوط . أقـوى هذه الخطوط و أكثرها استعمالاً هو الخط $\lambda = 1.06\ \mu m$.



الشكل 6.2

مستويات الطاقة بصورة مبسطة لـ Nd : YAG

يمثل الشكل 6.2 مخطط مبسط لسويات طاقة Nd:YAG و هو تقريباً نفس المخطط لسويات طاقة Nd – glass لأن سويات الطاقة المستخدمة ، كما سبق شرحه لا تتأثر تأثراً قوياً بالحقل البلوري . إن الانتقال الليزري عند الخط $\lambda = 1.06\ \mu m$ هو الأقوى من بين الانتقالات $^4I_{11/2} \leftarrow {}^4F_{3/2}$. إن نطاقي الضخ الرئيسين هما عند $0.73\ \mu m$ و $0.8\ \mu m$ على التوالي . و يرتبط هذان النطاقان بوساطة الانحلال غير المشع مع المستوي $^4F_{3/2}$. على حين ترتبط السوية السفلي $^4I_{11/2}$ أيضاً بانحلال غير مشع مع السوية الأرضية $^4I_{9/2}$ فضلاً عن ذلك فإن فرق الطاقة بين السويتين $^4I_{11/2}$ و $^4I_{9/2}$ هو تقريباً رتبة واحدة أكبر من kT و من ثم فإن ليزر النيوديميوم يشتغل على أساس مخطط الأربع سويات . و كما في حالة الانتقال الليزري لليزر الياقوت فإن الاتساع المتجانس هو المسيطر و عرض الخط يكون $\Delta\nu_0 = 6.5cm^{-1} = 195GHz$ عند درجة حرارة $T=300^\circ K$ إن عمر السوية العلوية لليزر في هذه الحالة هو أيضاً طويل جداً $\tau = 0.23ms$ و ذلك لأن الانتقال ممنوع بالنسبة لتفاعلات ثنائي القطب الكهربائي.

إن ليزرات Nd :YAG يمكنها أن تعمل إما بنظام الموجة المستمرة cw أو بالنظام النبضي . و في كلتا الحالتين تستخدم مصابيح خطية محتواة في قطع ناقص واحد (الشكل 3.2b) أو الازدواج المتقارب (الشكل 3.2c) أو ترتيب قطوع الناقصة المتعددة (الشكل 3.3) . تستعمل مصابيح الكزينون Xe ذات الضغط المعتدل (500 – 1500 Torr) و مصابيح الكربتون Kr ذات الضغط العالي (6 – 4 ضغط جوي) للتشغيل النبضي و المستمر على التوالي . أما أبعاد القضيب فهي مساوية لأبعاد قضيب الياقوت المشار إليه سابقاً . و يمكن تلخيص سلوك الخرج الليزري كالآتي : (أ) يمكن ا لحصول على استطاعة خارجة إلى حد 150W من المرحلة الواحدة Single stage و إلى حد 700 W من المضخمات المتسلسلة Cascade of amplifiers في حالة التشغيل المستمر . (ب) تصل الاستطاعة الخارجة إلى 50 MW

عند استعمال تغيير عامل النوعية . (ج) يصل أمد النبضة إلى حوالي 20 ps في حالة تثبيت النمط Mode – Locked . إن انحدار الكفاءة هو حوالي % 3 – 1 لكل من التشغيل المستمر و النبضي . تستعمل ليزرات Nd : YAG على نطاق واسع في مجموعة منوعة من التطبيقات منها معالجة المواد أثناء الصنع (حيث تستعمل الليزرات المستمرة أو ليزرات النبضة المتكررة) ، و في تعيين المدى و في الجراحة بالليزر .

إن أبعاد قضيب Nd:glass ربما تكون أكبر بكثير من أبعاد قضيب Nd:YAG (ربما يكون بطول متر واحد و بقطر بضع عشرات من السنتمترات). بما أن درجة انصهار الزجاج منخفضة فمن الممكن إنماء القضيب بسهولة أكبر بكثير من بلورة الياغ ومن ناحية ثانية ، بما أن التوصيل الحراري للزجاج حوالي رتبة واحدة أقل من التوصيل الحراري للياغ ، و لهذا فإن ليزرات Nd : glass عادة تعمل بالنظام النبضي . يمكن تلخيص سلوك الخارج الليزري كالآتي : (أ) الطاقة الخارجة و ذروة القدرة عند تغيير عامل النوعية مساوية لتلك التي يحصل عليها من قضيب Nd:YAG المساوي له في الأبعاد . (ب) نظراً لأن الانتقال الليزري إلى حد بعيد أكثر اتساعاً من الانتقال الليزري لـ Nd : YAG (الاتساع غير المتجانس الإضافي هو لتغير الظروف المحيطة بالأيون في مادة الزجاج) ، و من الممكن الحصول على نبضة بعرض 5 ps ~ في حالة تثبيت النمط . و من الممكن استعمال Nd : glass بدل Nd:YAG في جميع التطبيقات التي تتطلب سرعة تكرار منخفضة بدرجة كافية حتى لا تحصل مشاكل حرارية داخل القضيب . من التطبيقات المهمة جداً لليزر Nd : glass أنها تُستخدم كمضخات الليزر في الأنظمة ذات الطاقة العالية جداً و التي تُستخدم في تجارب الاندماج النووي . لقد تم بناء نظام ليزري أساسه ليزر Nd:glass الذي يعطي نبضات ذروة استطاعة أكثر من 20 TW و الطاقة الكلية تقريباً 15 kj (ليزر شيفا Shiva) . وهنك نظام قيد التشغيل الذي يعطي قدرة و طاقة اكبر (ليزر نوفا Nova ، 100 – 300 TW و 200 kj).

6.3 الليزرات الغازية *Gas Lasers* :

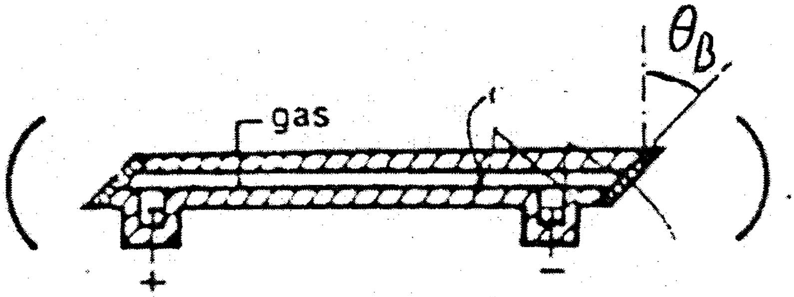
على العموم يكون توسع سويات الطاقة في الغازات أقل نوعاً ما (بحدود بضعة جيغاهيرتز gigahertz أو أقل) ، نظراً لأن عمليات توسيع الخطوط أضعف مما هي عليها في حالة المواد الصلبة . في الغازات تحت ضغط منخفض التي غالباً ما تستعمل في الليزرات (الضغط بحدود بضعة Torr) يكون التوسيع الناتج عن التصادم صغيراً جداً. و التوسيعات الخطية تتحدد أساساً بتوسع دوبلر ، و لهذا السبب لا يستخدم هنا الضخ البصري بمصابيح من الأنواع المستعملة في حالة ليزرات الحالة الصلبة ، و الحقيقة هي أن هذه المصابيح ذات كفاءة قليلة جداً ، لأن طيف الانبعاث لهذه المصابيح مستمر تقريباً . و أنه لا توجد هناك حزم امتصاص واسعة broad band absorption في المادة الفعالة إن الحالة الوحيدة التي تم الحصول فيها على الفعل الليزري في الغاز بوساطة الضخ البصري من هذا النوع ، هي في حالة Cs المضخ بمصباح خطي يحتوي على الهيليوم . في هذه الحالة يكون من المفضّل استعمال الضخ البصري نظراً لأن بعض خطوط الانبعاث للهيليوم تطابق خطوط الامتصاص للسيزيوم Cs . و على كل حال يعدّ هذا الليزر مهماً من الناحية التاريخية فقط ، لأن السيزيوم الذي يتبخر عند درجة حرارة 175°C هو مادة فعالة جداً.

تتم عادة إثارة الليزرات الغازية بالطرق الكهربائية ، أي أن عملية الضخ تتم بإمرار تيار عالي مناسب (مستمر أو نبضي) خلال الغاز . إن عمليات الضخ الأساس التي تحدث في الليزرات الغازية قد نوقشت سابقاً في البند 3.3 . سنناقش في هذا الفصل عمليات ضخ خاصة لعدد من أنواع الليزرات (مثال تأين بننك Pinning ionization و انتقال الشحنة) . و نود هنا أن نشير إلى أن عدد من الليزرات الغازية يمكن أن تضخ بطرق أخرى غير الضخ الكهربائي، و نذكر منها بصورة خاصة الضخ

بوساطة تمدد الغاز الديناميكي gas-dynamic expansion ، و الضـــخ الكيميــائي والضخ البصري بوساطة ليزر آخر.

فإذا وجد نوع من الذرات في الحالة المثارة يمكنها الانحلال إلى الحالات السفلى ومن ضمنها الحالة الأرضية بوساطة أربعة عمليات مختلفة و هي (أ) التصادمات بـين إلكترون والذرة المثارة ، حيث الأخيرة تعطي طاقتها إلى الإلكترون (تصادم من النـوع الثاني)، (ب) التصادمات بين الذرات (للغاز الذي يتكون من أكثر من نـــوع مــن الذرات)، (ج) التصادمات مع جدران الوعاء ، (د) للاصدار التلقائي . فيما يخـص الحالة الأخيرة ، يجب أن نأخذ بعين الاعتبار احتمالية (و بصورة خاصة للانتقـــالات Uv و VUV التي تكون عادةً قوية جداً) حبس الإشعاع radiation trapping . إن هذه العملية تبطئ من المعدل الفعلي للاصدار التلقائي.

ومن اجل قيمة معينة لتيار التفريغ فإن هـــذه العمليــات المتنوعــة للإثــارة excitation و إزالة الاثارة de-excitation تؤدي في النهاية إلى نوع مـــن التوزيــع المنتظم للإسكان بين سويات الطاقة . و هكذا نلاحظ أن عملية الحصول على انقلاب الإسكان في الغازات أكثر تعقيداً مما في حالة ليزر الحالة الصلبـــة بســـبب الظواهــر العديدة المتضمّنة . وعلى العموم نستطيع القول إنه سيحدث انقلاب في الإسكان بـين أي سويتين عندما يحدث أياً أو كلاً من الظروف الآتية (أ) معدل الإثارة للســـوية العليا لليزر أكبر مما هو للسوية السفلى لليزر (ب) انحلال السوية العليا لليزر أبطأ مــن انحلال السوية السفلى . نتذكر هنا أن الظرف الثاني هو شرط ضروري لعملية لـــيزر الموجة المستمرة . [راجع (5.26)] . إذا لم يستوف هذا الشرط فــالعمل اللــيزري يمكن استمراره على شكل نبضي على شرط أن تكون الحالة (أ) مستوفية (الليزرات المنتهية ذاتياً Self-terminating Lasers).



شكل 6.3
رسم تخطيطي لليزر غازي

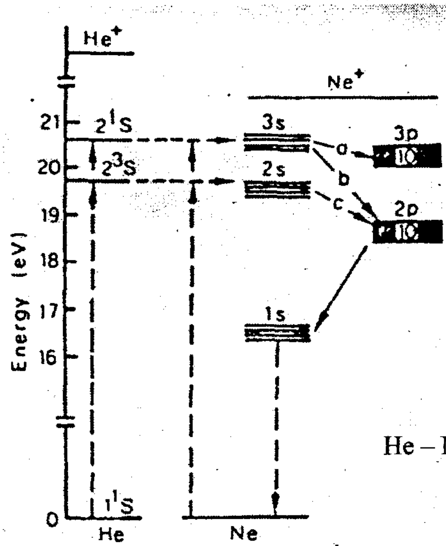
وبقدر ما يتعلق الأمر بتركيب الليزرات الغازية فإن الشكل 6.3 يمثل شكلاً تخطيطياً لمعظم الليزرات الغازية. يوضع الغاز داخل أنبوب ذي قطر مناسب (القطر يتراوح بين بضعة ميليمترات إلى بضعة سنتمترات) . تسدّ نهايتي الأنبوب نافذتان end windows تميلان بزاوية بروستر Brewster angle θ_B و من المعلوم أنه عند زاوية السقوط هذه ، فإن حزمة أشعة الليزر المستقطبة في مستوي الشكل لا تعاني خسارة عند انعكاسها عن سطح النافذتين. وعليه فإن مستوي الشكل يمثل مستوي الاستقطاب للخرج الليزري . و على العموم يفضل استعمال المرايا الكروية على المرايا المستوية لأن المرايا الكروية تُكوّن مجاوبةً أكثر استقراراً. (راجع الشكل في آخر البند 4.4.2).

6.3.1 ليزرات الذرة المعتدلة Neutral atom Lasers

يمكن اعتبار ليزر He-Ne[7-10] نموذجاً لهذا الصنف من الليزرات (و هو في الحقيقة يمثل نوعاً مهماً من هذه الليزرات). و من الممكن أن يتذبذب هذا الليزر عند أي من الأطوال الموجية التالية : $\lambda_1 = 3.39$ μm ، $\lambda_2 = 0.633$ μm و $\lambda_3 = 1.15$ μm، أن ليزر He-Ne هو أول الليزرات الغازية التي صنعت للتذبذب (عند طول موجي 1.15 μm)[7] أما ليزر الهيليوم ـــ نيون الأحمر ($\lambda = 0.633$ μm) فهو من أكثر

الليزرات رواجاً و أوسعها استعمالاً . في الشكل 6.4 مخططات لسويات الطاقة لكـل من الهيليوم He و النيون Ne . يحدث الفعل الليزري بين سويات الطاقة للنيون حيث يضاف الهيليوم للمساعدة في عملية الضخ . و الحقيقة أنه – كما هو ملاحـظ من الشكل – أن السويتين2^3S و 2^1S للهيليوم مرنانة resonant مع السـويتان 2s و 3s للنيون على التعاقب . و بما أن السويتين 2^3S و 2^1S شبه مستقرتين فـإن للـهيليوم كفاءة عالية في ضخ السويتين 2s و 3s للنيون بوساطة الانتقـال التجـاوبي للطاقـة resonant energy transfer و قد وجد أن هذه العملية هي المهيمنـة في إحـداث انقلاب الإسكان في ليزر He-Ne ، مع أن التصادمـات المباشـرة بـين ذرات Ne والإلكترونات تسهم أيضاً في عملية الضخ . مما سبق ذكره يمكـن تعزيـز إسـكان السويات 2s و 3s للنيون و لهذا يمكن اعتبارها سويات عليا للانتقالات الليزرية . مـع الأخذ بعين الاعتبار قواعد الاختيار ، نرى أن الانتقالات المحتملة هي الانتقـالات إلى الحالات p . بالإضافة إلى هذا ، فإن زمن الانحلال للحالات s ($\tau_s \approx 100$ ns) رتبـة واحدة أطول من زمن انحلال الحالات p ($\tau_p \approx 10$ ns) و هكذا فإن شـرط المعادلـة (5.26) مستوفى للتشغيل كليزر الموجة المستمرة cw . من هذه الاعتبارات يتبـين أن التذبذب الليزري يمكن توقعه على أي من الانتقالات a ، b و c المبينـة في الشـكل (6.4). من بين الانتقالات المتنوعة للنموذج a هو أن أقوى الانتقالات تحـدث بـين السويتين الثانويتين $3s_2$ من مجموعة 3s و السويات الثانوية $3p_4$ من المجموعـة 3p ($\lambda_1 = 3.39\ \mu m$) . و من بين الانتقالات للنموذج b الانتقـال $3s_2 \rightarrow 2p_4$ (الخـط الأحمر $\lambda_2 = 0.633\ \mu m$) و هذا هو ليزر الهيليوم ـــ نيون الشائع الاستعمال تجاريـاً . إن الانتقال $2s_2 \rightarrow 2p_4$ (للنموذج c) يعطي الطول الموجي$\lambda_3 = 1.15\ \mu m$. يعتمـد تذبذب ليزر He-Ne عند الانتقالات a ، b و c على ما إذا كـانت أعظـم قيمـة لانعكاسية المرايا هي عند λ_1 أو λ_2 أو λ_3. و لهذا تصمم المرايا ذات طبقـات عازلـة

متعددة Multilayer dielectric mirrors بحيث تكون أعلى قيمة للانعكاسية عند الطول الموجي المرغوب فيه.



الشكل 6.4

سويات الطاقة لليزر He – Ne

إن الانتقال الليزري يهيمن عليه الاتساع الناتج عن تأثير دوبلر . فمثلاً عند الخط $\lambda = 632.8$ nm ، و من المعادلة (2.5.116) نجد أن الاتساع الطبيعي Natural broadening يقدر بالمقدار ، $\Delta\nu_{nat} = 1/2\pi\tau \cong 19 MHz$ ، حيث $\tau^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_p^{-1}$ و τ_s و τ_p تمثلان عمر كل من الحالتين s و p على التوالي. و الاتساع الناتج عن التصادم Collision broadening يكون إسهامه أقل من الاتساع الطبيعي [مثلاً لغاز النيون النقي $\Delta\nu_c \cong 0.6 MHz$ عند ضغط $p \approx 0.5$ Torr ، راجع المعادلة (2.105a)].

و أخيراً، مما تجب ملاحظته أن عرض الخط المقيس عملياً يتفق تماماً مع الحسابات المدرجة أعلاه. وهذا يؤكد أن درجة الحرارة المؤثرة لذرات النيون هي درجة حرارة المحيط.

إن أولى التصاميم لليزر He – Ne كانت بحسب المخطط العام في الشكل 6.3 ولكن هذه التصاميم قد تم استبدالها بترتيب جديد فيها أنبوب التفريغ ينتهي بمرآتين ، والمجاوبة ، والسطوح المطلية للمرآتين تكون ضمن منطقة التفريغ . بسبب العمليات المعقّدة التي تسهم في إثارة وإزالة الإثارة للسويات ، فإن لليزر He – Ne قيم مثلى لعدد من عوامل التشغيل ، و بالأخص القيم الآتية:

(أ) القيمة المثلى لحاصل ضرب الضغط الكلي للغاز P و قطر الأنبوب D . (PD = 3.6 – 4 Torr × mm1)

(ب) القيمة المثلى للنسبة He : Ne (حوالي 1 : 5 عند λ = 632.7 nm حوالي 1 : 9 عند λ = 1.15 μm) .

(ج) قيمة مثلى لكثافة تيار التفريغ J . إن وجود قيمة مثلى لـ PD يدل على أن درجة حرارة الإلكترون لها القيمة المثلى .

إن النظرية المبسطة للتفريغ التوهجي glow discharge في الأعمدة الموجبة تبين وجود توزيع ماكسويلي Maxwellian لطاقة الإلكترون حيث أن درجة الحرارة تعتمد على PD (راجع الفقرة 3.3.2) . تنتج القيمة المثلى لكثافة التيار (في الأقل للانتقالات 3.39 μm و 0.6328 μm) لأنه عند الكثافات العالية للتيار لا تتم إزالة الإثارة لسوية الهليوم (2^1S) شبه المستقر فقط بوساطة النفوذية إلى الجدران و لكن أيضاً بعمليات التصادم فوق المرنة Superelastic collision مثلاً .

$$He(2^1S) + e \rightarrow He(1^1S) + e \qquad (6.1)$$

بما أن معدل هذه العملية يتناسب مع كثافة الإلكترون Ne (و من ثم يتناسب مع J) ، فإن إجمالي معدل إزالة الإثارة يمكن التعبير عنه بـ $K_2 + K_3J$ حيث K_2

تمثل النفوذية إلى الجدران و K_3J تمثل عملية التصادم فوق المـــرن (6.1) . و بمـــا أن معدل إثارة السوية 2^1S يمكن التعبير عنه بـــ K_1J ، فإن إسكان السوية 2^1S في الحالـة المستقرة يعطى بـــ $(NK_1J/(K_2+K_3J))$ حيث N إسكان الحالة الأرضية لذرات الهيليوم . و بناء عليه فإن إسكان السوية 2^1S للهليوم و من ثم إســـكان الحالـــة 3s للنيون سوف تتشبع عند الكثافات العالية للتيار و ذلك كما هو مبين في العلاقة الـــتي أعلاه . من ناحية ثانية وجد تجريبياً أن إسكان السوية السفلي للـــيزر (3p أو 2p) يستمر بالزيادة مع J (بسبب الضخ المباشر من السوية الأرضية لـــذرات النيـــون و الإشعاعات المتعاقبة من سويات الليزر العليا) . عند زيادة كثافة تيار التفريغ يـــزداد فرق الإسكان إلى قيمة عظمى و من ثم يقل . و عليه فإن الربح الليزري ، و مـــن ثم أيضاً الاستطاعة الخارجة ستكون لها قيمة عظمى عند كثافة تيار معينة . و مما يجـــب ملاحظته أيضاً أنه قد وجد عملياً أن الربح الليزري يتغيّر مع D^{-1} علـــى شـــرط أن حاصل الضرب PD يبقى ثابتاً . و هذا واضح ، لأنه عندما يكون PD ثابتاً ، فـــإن درجة حرارة الإلكترون تكون ثابتة . و من هنا كل عمليات الإثارة نتيجة التصـــادم بالإلكترون تتناسب مع عدد الذرات المتيسرة للإثارة . و بما أن كلاً من السوية العليـا والسفلى لليزر يزداد إسكانهما بعمليات التصادم الإلكتروني . إن هـــذه الإســـكانات ومن ثم الربح الليزري يتناسب طرداً مع الضغط أو مع D^{-1} عندما PD تكون ثابتة .

إن الدراسات السابقة تبين أنه لأنبوب ليزر معين ، فإن مدى التيار المحتمل

وكذلك تغير الضغط يكون في الواقع محدداً . و مع ذلك فإنه بزيـــادة قطـــر الأنبوب عند قيمة ثابتة لـــ PD ، نستطيع زيادة الخارج الليزري . في هـــذه الحالـــة يتناقص الربح تقريباً عكساً مع قطر الأنبوب في حين تزداد مساحة المقطع العرضـــي لأنبوب التفريغ مع مربع القطر . و النتيجة الإجمالية لهذين التأثيرين هي أن الاســـتطاعة

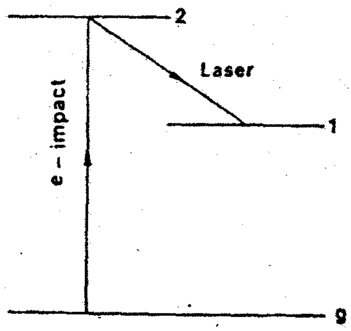
الخارجة تقريباً تتناسب مع قطر الأنبوب . فوق حد العتبة بكثير تـــزداد الاســـتطاعة الخارجة خطياً مع طول الأنبوب . كنموذج للاستطاعة الخارجـــة المثلـــى لأنبـــوب اسطواني أبعاده $6\ mm \times 100\ cm$ هي $100\ MW$. و الواقع هو أنه في معظم ليزرات He – Ne ، يكون قطر الأنبوب الداخلي $1 - 6\ mm$ ، و ذلك لكي يمكن الســـيطرة على النمط . نظراً لأن عرض الخط كما أشرنا إليه سابقاً $\Delta\nu$ (للانتقال $6.33\ nm$) حوالي $1700\ MHz$ ، فأن من المحتمل الحصول على تذبـــذب نمـــط طـــولي منفـــرد باستعمال مجاوبة طولها قصير بقدر كاف ليعطي انفصال نمطي طـــولي ($c / 2L$) مـــقارب $\Delta\nu$ في الواقع إن هذا يقتضي ضمناً $L < 15 - 20\ cm$.

إنّ ليزرات الهيليوم — نيون التي تتذبذب عند الخط الأحمر كثيرة الاستعمال في عديد من التطبيقات التي تتطلّب حزمة شعاع مرئي و باستطاعة منخفضة . (مثـــال : التراصف alignment و قراءة الرموز و علم القياس و التصوير المجسم (هولوغرافيـــا) و Video disk memories .

بالإضافة إلى ليزر He – Ne توجد ليزرات غازية متعادلـــة الـــذرات أخـــرى تشمل معظم الغازات النادرة . (Xe, Ar, Kr, Ne, He) . و على العموم يلاحـــظ إن مخطط سويات الطاقة لكل من هذه الذرات مشابه لمخطط سوية الطاقة للنيون و المبين في الشكل (6.4) عدى الاختلاف في المقياس . إن السوية المتحرضة الأولى (1s) هي عادة ليست السوية السفلى لليزر ، لأنها شبه مستقرة، و لهـــذا فـــإن الســـويات المستخدمة للحصول على الفعل الليزري أعلى من السوية المثارة الأولى (أو الســـويتين الأولين المتحرضين) . ولهذا السبب فإن ليزرات غاز الذرات المعتدلة عادة تعمـــل في المنطقة الحمراء أو تحت الحمراء القريبة (1-10 μm) وأخـــيراً نلاحـــظ أن لـــيزرات الذرات المتعادلة لا تتمثل فقط بالغازات النادرة فحسب بل نخـــص بـــالذكر أيضـــاً

ليزرات أبخرة المعادن (Mn, Sr, Ca, Au, Cu, Pb) . إن أهم هذه الليزرات حالياً هو ليزر $Cu^{(10)}$ الذي يتذبذب عند الخط الأخضر (510.5 nm) إذ أن كفاءته تكون نوعاً ما عالية (~ 1%) و الخط الأصفر (578.2 nm) . إن جميع ليزرات أبخرة المعادن منتهية ذاتياً self-terminating ، ولهذا فإنها تعمل بالنظام النبضي .

إنّ المخطط العام لسويات الطاقة الوثيقة الصلة بالموضوع لهذا النوع من الليزرات مبين بالشكل 6.5 . و الانتقال $2 \rightarrow g$ مسموح به ، على حين أن الانتقال $1 \rightarrow g$ ممنوع بتفاعل ثنائي القطب الكهربائي . و باستخدام تقريب بورن Born نتوقع أن يكون المقطع العرضي للتصادم الإلكتروني للانتقال $2 \rightarrow g$ أكبر مما هو للانتقال $1 \rightarrow g$. لكي يتولد إسكان كافٍ في سوية الليزر العليا ، يجب أن يُبطّأ الانتقال المشع $2 \rightarrow g$ الذي عادة يكون سريعاً إلى قيمة مساوية لمعدل الإشعاع $1 \rightarrow 2$. و هذا معناه أنه يجب توفير كثافة ذرية كافية لإنتاج حبس إشعاعي على الانتقال $g \rightarrow 2$. لاحظ أنه نظراً لأن الانتقال $g \rightarrow 1$ غير مسموح به فإن الليزر يمكن فقط أن يعمل على الأساس النبضي و تكون فترة النبضة الواحدة بحدود أو أقل من عمر السوي 2 . إن الانحلال $g \rightarrow 1$ يحدث عادة بالتصادمات مع الجدران أو عن طريق إخماد إثارة ذرة بواسطة ذرة أخرى atom-atom deactivation . إن معدل الانحلال الخاص يحدد الحد الأعلى لمعدل تكرار الليزر .



شكل 6.5

مخطط عام لمستوي الطاقة لليزر بخار المعدن المنتهي ذاتياً

6.3.2 الليزرات الأيونية Ion Lasers

في حالة الذرة المتأينة تتباعد سويات الطاقة . في هذه الحالة يلاقي الإلكترون في الذرة حقلاً ناشئاً عن الشحنة الموجبة Ze للنواة (Z العدد الذري للذرة و e شحنة الإلكترون) محجوبة بشحنة سالبة قدرها $e(Z-2)$ للإلكترونات المتبقية . و لهذا فإن الشحنة الفعالة 2e ، على حين للذرة المتعادلة تكون الشحنة الفعالة e . هذا التوسع في سويات الطاقة يعني أن الليزرات الأيونية تعمل في المنطقة المرئية أو المنطقة فوق البنفسجية ، سوف نقسم الليزرات الأيونية على صنفين :

(أ) ليزرات الغازات الأيونية

(ب) ليزرات أبخرة المعادن .

6.3.2.1 ليزرات الغازات الأيونية Ion gas lasers

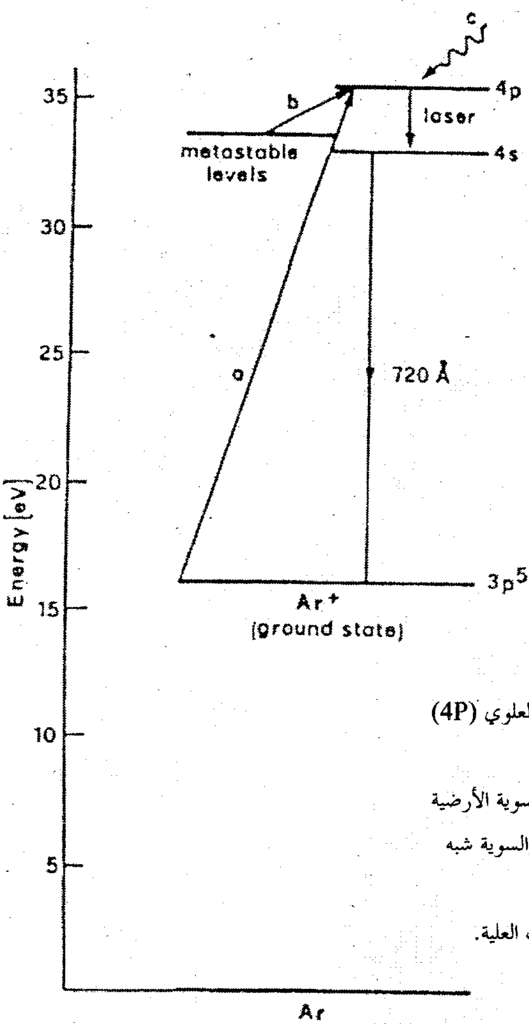
في منظومة ليزر الغاز الأيوني يمكن إشغال السوية العليا لليزر بوساطة تصادمين متعاقبين مع الإلكترونات في أنبوبة التفريغ .

إن التصادم الأول يُنتج أيوناً من الذرة المعتدلة ، على حين يثير التصادم الثـــاني هذا الأيون . و بناءً على ذلك فإن عملية الضخ تتكون من خطوتين تتضمن كثافـــة تيار التفريغ J (و تتناسب مع J^2 أو مع J مرفوعة لقوى أعلى كما سنرى فيما بعـد) ولكي تكون العملية ذات كفاءة مناسبة ، فإنها تتطلب كثافة تيار عاليــــة. وهكــذا يتطلب ليزر الغاز الأيوني كثافة تيار أعلى مما يتطلبه ليزر الغاز المتعادل.

من بين ليزرات الغازات الأيونية المتنوعة سوف ندرس ببعض التفاصيل لـــيزر أيون الأركون Ar^+ . الشكل 6.6 يبين مخططاً لســويات الطاقــة الأســاس لأيــون الأركون. إن إسكان السوية العليا للانتقال الليزري (4p) ينتج عن طريـــق ثــلاث عمليات متميزة : (أ) تصادمات الإلكترون بأيونات Ar^+ في الســـويات الأرضيــة [العملية (a)] ، (ب) تصادمات الإلكترون بالأيونات في السويات شــبه المســتقرة [العملية (b)]، (ج) الإشعاعات المتعاقبة من السويات العليا [العملية (c)] . إذا فرضنا أن N_i كثافة أيونات الأركون في الحالة الأرضية وN_e كثافـــة الإلكترونـــات ، و إذا فرضنا أن البلازما ككل متعادلة ، عندئذ نستطيع القول إنّ $N_i \approx N_e$ إن العمليـــة (a) تؤدي إلى معدل ضخ لوحدة الحجم $(dN_2/dt)_p$ تتحدد بالصيغة الآتية :

$$(dN_2/dt)_p \propto N_e N_i \alpha N_e^2 \quad (6.2)$$

وبما أن التفريغ الكهربائي يصل إلى حالة يكون فيها الحقل الكهربائي ثابتـــاً ، فإنّ كثافة الإلكترونات N_e سوف تتناسب مع كثافة تيار التفريغ J .



الشكل 6.6

ثلاث عمليات مختلفة تسهم بضخ المستوي العلوي (4P) لليزر Ar+

(a) تصادمات الإلكترون بالأيونات في السوية الأرضية

(b) تصادمات الإلكترون بالأيونات في السوية شبه المستقرة

(c) الإشعاعات المتعاقبة من السويات العلية.

من المعادلة (6.2) ينتج أن $(dN_2/dt)_p \, \alpha \, J^2$. هذا التناسب مع مربع كثافة التيار قد أثبت عملياً بملاحظة التغير بالاستطاعة المنبعثة تلقائياً كتابع لـ J من الوهلة الأولى يظهر أن هذا يدعم العملية (a) ، على كل حال فإن العمليتين (b) و (c) لهما أيضاً نفس اعتماد $(dN_2/dt)_p$ على J . و هذا واضح مباشرة في حالة العملية (c) . و الواقع هو أن إسكانات السويات التي تنشأ منها العملية المتعاقبة سوف تتناسب

أيضاً مع NeNi ومن ثم مع N_e^2 . في حالة العملية (b) تكون الحسابات نوعاً ما أكثر تعقيداً . إن الإسكانات Nm للسويات شبه المستقرة التي تتحدد بالموازنة بين عمليتي الإثارة و إزالة الإثارة يعطى بالعلاقة :

$$N_m \propto N_e N_i / (K + N_e) \qquad (6.3)$$

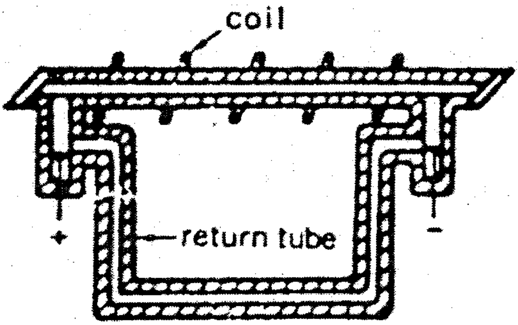
إن الحد K في مقام المعادلة (6.3) يعود لإزالة الإثارة التلقائي للسوية شبه المستقرة . في حين الحد N_e يعود لإزالة الإثارة بتصادمات الإلكترونات . من المعادلة (6.3) نجد أن العملية (b) تعطي معدل ضخ :

$$(dN_2 / d_t)_p \propto N_m N_e \alpha N_e^3 / (K + N_e) \qquad (6.4)$$

وعلى كل حال فإن إزالة إثارة السويات شبه المستقرة أكثر احتمالاً بطريقة التصادمات بالإلكترون بالمقارنة بالانبعاث التلقائي (أي $K << N_e$) . يلاحظ أن المعادلة (6.4) مرة ثانية أننا نحصل على $(dN_2 / d_t)_p \propto N_e^2$. وعليه فمن المحتمل أن العمليات الثلاث المدرجة جميعاً تسهم في إسكان سوية الليزر . و الواقع هو أنه قد أثبت أن % 50 - 23 من إسكان السوية العلوية ناشئ عن العملية المتعاقبة cascade process (c) . و أخيراً نلاحظ أن عمر السوية الليزرية العلوية هو حوالي 10^{-8}s في حين أن سوية الليزر السفلي (4s) ترتبط بالحالة الأرضية ، بالانتقال الإشعاعي بفترة عمر أقصر كثيراً (10^{-9}s) و هكذا نجد في هذه الحالة أن شرط المعادلة (5.26) مستوفى أيضاً . إن عرض دوبلر للخط $\Delta\nu_0^* = \sim 3500\text{MHz}$ و من المعادلة (2.113) يلاحظ أن هذا يعني درجة الحرارة $T \cong 3000^\circ K$ و لذلك فالأيونات تكون حارة جداً نتيجة تسريعها بالحقل الكهربائي في أنبوب التفريغ .

إنّ الشكل (6.7) يبين رسم تخطيطي لتركيب أنبوب ليزر أيون Ar^+ . بسبب كثافة التيار فإن أيونات الأركون تنجرف نحو الكاثود (الهجرة الكهربائية

Cataphoresis) ، و يتم التعويض عن هذه الأيونات باستخدام أنبوب إرجاع return tube كالذي هو موضح في الشكل . من الواضح أن أنبوب الإرجاع يجب أن يكون أطول من أنبوب الليزر لمنع مرور التفريغ الكهربائي على طول أنبوب الإرجاع بدلاً من أنبوب الليزر .



الشكل 6.7

رسم تخطيطي لأنبوب ليزر Ar^+

عند الكثافات العالية للتيار المستخدم ، إحدى أكثر المشاكل التقنية خطورة هي تلف الأنبوب بسبب اصطدام الأيونات به . ($T \approx 3000^\circ K$) . لهذا السبب يصنع الأنبوب عادة من مادة خزفية (beryllia) أو من الكرافيت . و أيضاً يسلط حقل مغناطيسي مستقر مواز لمحور الأنبوب في منطقة التفريغ . بهذا الترتيب فإن قوة لورانتس Lorentz force تقلل من معدل انتشار الإلكترونات نحو الجدران . و هذا يزيد عدد الإلكترونات الطليقة في مركز الأنبوب الذي بدوره يؤدي إلى زيادة معدل الضخ و من ثم زيادة الاستطاعة الخارجة . إن الحقل المغناطيسي يخفف أيضاً من مشكلة تلف الأنبوب و ذلك بتقييد التفريغ الكهربائي نحو مركز الأنبوب . و خلافاً لليزر He – Ne لا يعتمد الربح في هذه الحالة على القطر الداخلي للأنبوب لأن

تراكم الإسكان في السويات شبه المستقرة لا يقلل من انقلاب الإسكان . و مع ذلك ففي الليزرات التجارية يبقى قطر الأنبوب صغيراً (بضعة مليمترات) لتقييد التذبذب عند النمط TEM_{00} ولتقليل التيار الكلي المطلوب . من ناحية ثانية ، فإذا أريد زيادة الاستطاعة الخارجة أو التقليل من مشكلة تلف جدار الأنبوب استعملت أنابيب بأقطار أكبر .

يمكن لليزر +Ar أن يتذبذب عند عدة أطوال موجية أعظمها شدة عند الطول الموجي (الأزرق) $\lambda_1 = 488$ nm و الطول الموجي (الأخضر) = λ_2 514.5 nm . و من الممكن إحراز التذبذب عند خط منفرد فقط باستعمال المخطط في الشكل 6.7 أن ميزة مهمة لليزر Ar^+ (و لليزرات الأيونية بصورة عامة) ، هي أن الاستطاعة الخارجة تزداد بسرعة مع زيادة تيار التفريغ . خلافاً لليزر He – Ne ، إذ إنّ استطاعة الخرج لليزر Ar^+ تستمر بالزيادة مع زيادة الاستطاعة المثارة . و يرجع ذلك إلى أن عملية تشبع انقلاب الإسكان (في هذه الحالة ناتج عن تجاوب الإشعاع المنحبس resonance trapping radiation عند الانتقال 720 A للشكل 6.6) تصبح ذات أهمية عند كثافات تيار أعلى بكثير من تلك التي يمكن الحصول عليها تجريبياً . للأسباب المبينة في أعلاه تم الحصول على استطاعات خارجة عالية جداً من ليزرات Ar^+ (استطاعات مستمرة إلى حد 200 W من أنبوب قطره 1 cm) . و مع ذلك فإن كفاءة الليزر منخفضة جداً (أقل من 10^{-3}) . تستعمل ليزرات الأركون على نطاق واسع لضخ ليزرات الصبغة المستمرة ، و في تطبيقات علمية متنوعة (التفاعلات المتبادلة بين المادة و الضوء) ، و في آلات الطباعة بالليزر ، وفي الجراحة بالليزر و في حقل التسلية بالليزر .

نختتم هذا البند بالإشارة إلى أن ليزر Kr^+ هو الأكثر استعمالاً من بين ليزرات الغازات الأيونية المتنوعة ، إن هذا الليزر يتذبذب أيضاً عند أطوال موجية عديدة أعظمها قدرة في المنطقة الحمراء (647.1 nm) .

6.3.2.2 ليزرات أبخرة المعادن Metal Vapor Lasers :

لقد استخدمت أبخرة المعادن الآتية للحصول على العمل الليزري : Se, Cd, Zn, Pb, Sn من بين هذه الليزرات الأكثر استعمالاً عي الليزرات التي تستعمل بخار Cd أو Se . بخار Cd ينتج فعل ليزري قوي ذي موجة مستمرة cw عند الطول الموجي $\lambda_1 = 441$ nm و الطول الموجي $\lambda_2 = 325$ nm . إن الخط الثاني خاصة مهم في عدة تطبيقات لأنه يقع في المنطقة فوق البنفسجية UV من الطيف الكهرمغناطيسي . وبخار Se يعطي فعلاً ليزرياً قوياً ذا موجة مستمرة cw عند تسعة عشر طولاً موجياً في أقل تقدير و تشمل معظم الطيف المرئي . خلافاً لليزرات الغازات الأيونية ، فإن في ليزرات أبخرة المعادن يوجد طريقتين مختلفتين لعملية الضخ* التي من الممكن استعمالها:

(أ) تأين بننك (Penning ionization) ،

(ب) التأين بانتقال الشحنة Charge transfer ionization

بما أن كلاً من هاتين العمليتين يتم بمرحلة واحدة single – step ، فإن معدل الضخ العائد له يتناسب مع J بدلاً من J^2 (أو J^3) كما هي الحال في ليزرات الغازات الأيونية . و لذلك فإن كثافة التيار و الطاقة الكهربائية المطلوبة لكل وحدة

---

* لا تستعمل هاتين العمليتين في ليزر Ar^+ لأن سويات الليزر تكون طاقتها عالية جداً (حوالي 35ev راجع الشكل 6.9)

طول لليزرات أبخرة المعادن تكون أقل كثيراً بالمقارنة مع ليزرات الغـــازات الأيونيـــة يمكن كتابة عملية تأين بننك كالآتي :

$$A^* + B \rightarrow A + B^* + e \qquad (6.5)$$

إذ يمكن لأيون B^+ في حالته النهائية أن يكون مثاراً أو غير مثار داخلياً بـــالطبع يمكن أن يحدث هذا فقط إذا كانت طاقة الإثارة للذرة المثارة A^* أكبر مـــن الطاقـــة المطلوبة لتأين الذرة B أو مساوية لها . و الطاقة الفائضة تتحول إلى طاقـــة حركيـــة للإلكترون . تكون العملية واضحة جداً إذا كان الصنف المثار A^* في الحالـــة شـــبه مستقرة . لاحظ أنه خلافاً لانتقال الطاقة التجاوبي فإن تأين بننك إنما هي عملية غـــير تجاوبية ، إن طاقة تهيج A^* يجب أن تكون أكبر من طاقة التأين زائداً طاقـــة الإثـــارة للذرة B (إذا ما أريد أن نترك الذرة B في حالة مثارة) .

والواقع هو أن أي طاقة فائضة يمكن أن تزال كطاقـــة حركيـــة للإلكـــترون المقذوف . هذا من ناحية و من ناحية ثانية ، إن عملية التأين بانتقال الشحنة تكـــون على النحو الآتي :

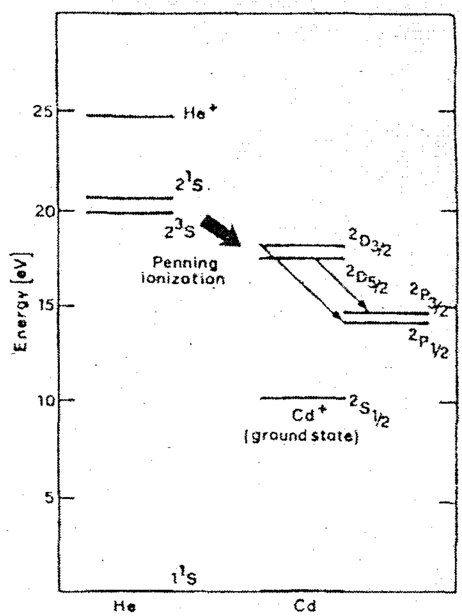
$$A^* + B \rightarrow A + (B^+)^* \qquad (6.6)$$

هنا طاقة التأين للذرة A تتحول إلى طاقة تأين و طاقة مثيرة للذرة B . و بما أنه لا يقذف إلكتروناً في هذه الحالة فالعملية يجب أن تكون تجاوبية ، طاقة التأين للـــذرة A يجب أن تساوي طاقة التأين مضافاً إليها طاقة الإثارة للذرة B . هذه العملية فعّالـة بشكل خاص إذا كان الأيون A^* شبه مستقر (أي فترة عمره طويلة) .

بعد هذا الشرح الموجز لعمليات الضخ الأساس لليزرات أبخرة المعادن ، ســوف نصف ليزرين من هذه الفئة الأوسع استخداماً و هما ليزر He – Cd و ليزر He – Se سويات طاقة المنظومة He–Cd مبينة في الشكل 6.8 . وواضـــح أن عمليـــة الضـــخ

المهيمنة في ليزر Cd هي عملية تأين بننك . الحالات شبه المستقرة 2^1S و 2^3S لـــذرة الهيليوم يمكنها أن تثير إما الحالات $^2D_{3/2}$ و $^2D_{5/2}$ أو الحالات $^2P_{3/2}$ و $^2P_{1/2}$ لأيـــون Cd^+ . و مع أن العملية ليست تجاوبية فلقد وجد أن المقطع العرضي لإثارة الحـــالات D حوالي ثلاث مرات أكبر من تلك للحالات P . و مع ذلك ، فالأكثر أهمية هــو أن عمر الحالات D (10^{-7} s) أطول بكثير من عمر الحالات P (10^{-9} s) . و لذلــك يمكن الحصول على انقلاب الإسكان بين حالات D و P بســهولة ، ويتــم الفعــل الليزري عند الخطين $^2P_{1/2}$ »— $^2D_{3/2}$ $(\lambda = 325\ nm)$ و — $^2D_{5/2}$ $(\lambda = 441.6\ nm)$ » $^2S_{3/2}$

و من ثم تهبط أيونات Cd^+ إلى الحالة الأرضية $^2S_{1/2}$ بالانحلال المشع . في حالــة ليزر He Se أن طاقة



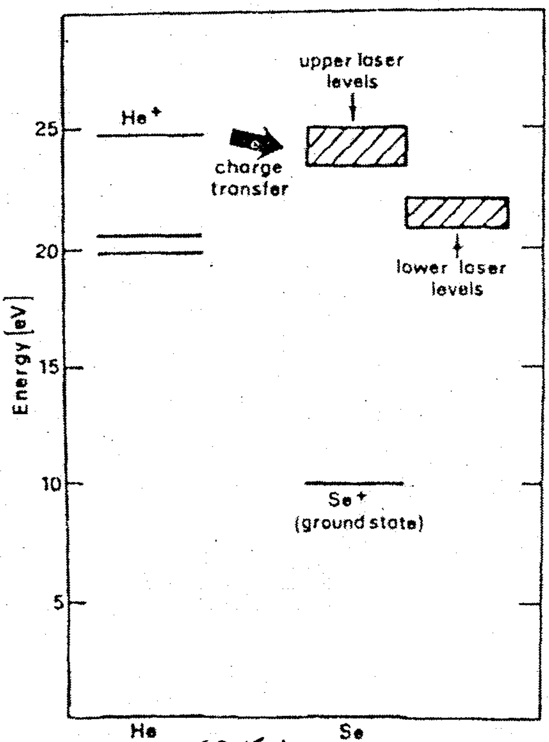
الشكل 6.8

سويات الطاقة ذات العلاقة بليزر He - Cd

سويات الليزر العليا لأيون Se^+ (أي مجموع طاقة التأين و طاقة الإثارة لـــذرة Se هي تقريبا 25eV الشكل 6.9 ، أي أكبر من طاقة إثارة للحالات شبه المســـتقرة

لذرة He . و لهذا فإن سويات الليزر العليا يمكن أن تضخ فقط بعملية التأين بانتقال الشحنة (الحقيقة هي أن طاقة أيون He^+ حوالي 25 eV) . أن هذه العملية فعالة جدا لأن عمر أيون He^+ طويلا (يتحدد فقط بإعادة اتحاد الإلكترون electron recombination) .

بقدر ما يتعلق الأمر بتركيبه فإن ليزر بخار المعدن لا يختلف كثيرا عن مخطط الشكل 6.3 ، إلا أنه في إحدى التشكيلات المحتملة يحتوي الأنبوب على خزان صغير بقرب الأنود لاحتواء المعدن . يسخن الخزان إلى درجة حرارة عالية تقريبا ($\sim 250^{\circ}C$) (للحصول على ضغط البخار المطلوب في الأنبوب . عندما يصل البخار إلى منطقة التفريغ ، تتأين طائفة من الذرات و تندفع نحو الكاثود . و نتيجة التفريغ تتولد حرارة كافية تمنع تكثيف البخار على جدران الأنبوب . و مع ذلك فالبخار يتكاثف عندما يصل منطقة الكاثود إذ لا يوجد تفريغ . و تكون درجة الحرارة منخفضة و النتيجة النهائية هي جريان بخار المعدن من الأنود نحو الكاثود (هذا الجريان يطلق عليه الهجرة الكهربائية Cataphoresis) . و لهذا يجب توفير ذخيرة كافية من(1 g per 1000h) لاستمرارية حياة الأنبوب Cd . يمكن لليزرات He – Cd و He – Se أن تعطي استطاعات خرج (50 – 100 mW) ، و لهذا فإنها تتوسط ليزرات He – Ne الحمراء (بضعة ميلي – واطات) و ليزرات Ar+ (بضعة واطات) . إن ليزرات He – Cd جذابة في العديد من التطبيقات ، إذ الحاجة إلى استطاعة متوسطة في المنطقة الزرقاء أو فوق البنفسجية UV . مثال ذلك أنظمة النقل الصوري facsimile systems و أنظمة إعادة تكوين الصور reprographic systems و تجارب رامان والفلورة) .



الشكل 6.9

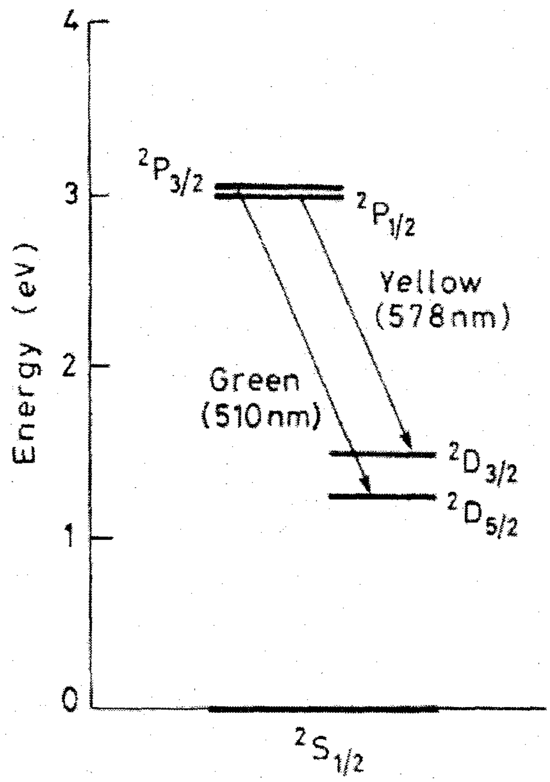
سويات الطاقة ذات العلاقة بليزر He – Se .

ليزر بخار النحاس Copper Vapor Laser :

يبين الشكل 6.10 السويات الطاقية لليزر بخار النحاس ، وباستعمال تسميات Russel-Saunders فإن السوية الأرضية g هي $^2S_{1/2}$ للنحاس الموافقة للتشكيل الالكتروني $3d^{10}4S^1$ بينما السويات المثارة $^2p_{1/2}$ و $^2p_{3/2}$ توافق الطبقة الالكترونية الخارجية $4S$ وقد ارتفع الإلكترون إلى الطبقة الأعلى $4P$. تأتي السويات $^2D_{3/2}$ و $^2D_{5/2}$ من التشكيل الالكتروني $3d^9 4S^2$ وفيها قد ارتفع الإلكترون من المدار $3d$ إلى $4S$.

أما القيم النسبية الخاصة للمقاطع العرضية تكون بحيث أن معدل التصادم التحريضي للطبقات P أكبر منها للطبقات D ؛ وهكذا فإن الإثارة للطبقة P لهـا

الأفضلية لتحريضها بواسطة التصادم بالإلكترونات . كما أن الانتقال $^2P \rightarrow {}^2S_{1/2}$ يوافق ثنائي قطب كهربائي قوي مسموح (قاعدة الانتقاء تقتضي أن يتحقق في الانتقالات الضوئية $\Delta J = 0$ أو $\Delta J = \pm 1$) ، لذلك فإن المقطع العرضي الموافق للامتصاص كبير بشكل كافي في درجة الحرارة المستخدمة من أجل النحاس ($T = 1500C°$) . أما ضغط بخار النحاس فيكون هو الآخر عالياً بشكل كاف ($1Torr$) ، ومهما يكن فإن الانتقال $2P \rightarrow 2S_{1/2}$ يوقف بشكل كامل . هكذا فطريق الانحلال الممكن الوحيد من الطبقة ^2P هو من خلال ^2D ؛ ونادراً ما تزيد أزمنة الانحلال عن $0.5\mu s$ باعتبار أن الانتقال المسموح هو بطبيعة الحال ضعيف



الشكل 6.10

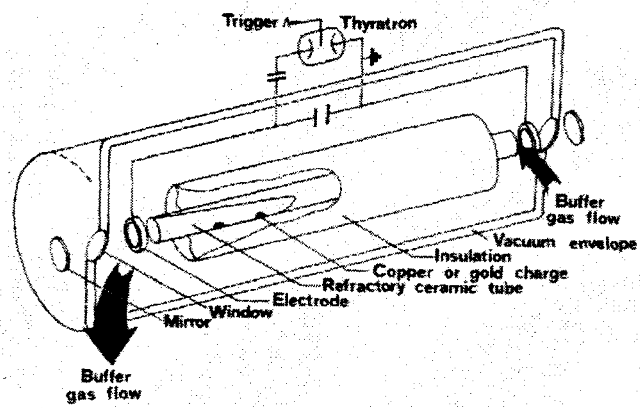
سويات الطاقة في ذرات النحاس التي تبين السويات الليزرية

ينتج من ذلك أنه باعتبار إمكانية تجمع الإسكان بشكل كبير في الطبقة ^2P فهي جيدة وصالحة لتكون مداراتها سويات ليزرية عليا . وبهذا فإن ليزر النحاس يمكنه العمل على كلا الانتقالين $^2P_{3/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$ يوافقه لون (أخضر) و $^2P_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$ (أصفر) .

لاحظ أن الانتقال $^2D \rightarrow {}^2S$ هو انتقال ثنائي قطب كهربائي ممنوع ، مدة حياة إسكان السوية ^2D طويلة جداً (عدة عشرات من الميكروثانية).يتبع ذلك أن الانتقال الليزري ذاتي الانتهاء ، من الجدير ملاحظته خاصتين متميزتين :

(أ) إن الليزرات المنتهية ذاتياً تظهر تحصيلاً عالياً جداً لكل عبور . و بناءً على ذلك يحصل التذبذب من خلال الانبعاث التلقائي المضخم حتى بدون وجود مرايا (راجع الفقرة 2.3.4) . وعلى أي حال فإن الخرج الليزري الموحد الاتجاه وحد العتبة المنخفض يمكّن الحصول عليهما باستعمال مرآة ذات انعكاسية 100% عند طرف واحد من الأنبوب و الحصول على الخرج الليزري من الطرف الثاني من الأنبوب (ب) للحصول على الكثافات البخارية المطلوبة يجب أن يعمل الليزر عند درجة حرارة عالية $1500^\circ C$~ يبين الشكل 6.11 الرسم التخطيطي لبناء منظومة ليزر يعمل على النحاس.يصنع الأنبوب عادة من أكسيد الألمنيوم ويعزل حرارياً في حجرة مفرغة . نحافظ على درجة الحرارة العالية اللازمة من تبدد الطاقة في الأنبوب والناتجة من تيار نبضات الضخ المتكررة . تجعل أقطاب المصعد والمهبط على شكل حلقات وتوضعان في نهايتي أنبوب أو كسيد الألومينيوم كما أن ضغط غازي مخفف من النيون بضغط يتراوح بين 25 إلى 50 Torr يزود الأنبوب بكثافة الكترونات كافية بعد حدوث نبضة الانفراغ للسماح بإزالة إثارة السويات الدنيا من الطبقة ^2D بعملية اصطدامات مرنة جداً . يساعد غاز النيون أيضاً في تقليل طول انتشار بخار

النحاس . و يمنع ترسب بخار المعدن على النوافذ الطرفية (الباردة) حديثاً ، أدخلت ليزرات تدعى Cooper-Hybrid لحل مشكلة العمل عند الدرجات العالية جداً حيث يمكن تخفيضها إلى حد كبير باستعمال مركبات معدن هالوجيني (مثال Cu Br) بدلاً من المعادن النقية . في هذه الحالة تكون درجة الحرارة المطلوبة منخفضة (بحدود 550°C لـ Cu Br) و يمكن الحصول على درجة الحرارة هذه من الحرارة المتولدة عن التفريغ (عندما يشتغل الليزر بمعدل تكرار عادي). إلا أن بخار النحاس يتكون عندئذ من Cu Br بدلاً من Cu. ولإنتاج نحاس ذري تستعمل تقنية التفريغ المضاعف Double discharge التفريغ النبضي الأول يفكك جزيئات Cu Br ، في حين أن التفريغ الثاني يحدث العمل الليزري.



الشكل 6.11
مخطط بناء ليزر النحاس

أن ليزرات بخار النحاس تعمل بمتوسط قدرات هو حوالي 100W و سرعة تكرار حوالي 15 KHz . و الواقع هو أن هذه الليزرات تعد من أعظم الليزرات الخضر كفاءة المتوفرة حتى الآن .وقد تم حديثاً تطوير ليزرات بخار نحاس تصل طاقة خرجها حتى 200W ومردودية 3%.

هذه الليزرات ذات أهمية في الاتصالات تحت الماء و التحسس النائي للأجسام المغمورة في الماء (ماء البحر شفاف نسبياً للضوء الأخضرالمزرق) وفي عدد من

تطبيقات الليزر الصناعية مثل التصوير السريع جداً وفي شغل الآلات الدقيقة كما تستخدم في الضخ لليزرات الصباغ ، و في الكيمياء الضوئية وحديثاً تم تطوير مشروعاً رائداً في الولايات المتحدة الأمريكية لتنقية اليورانيوم U^{235} .

6.3.3 ليزرات الغازات الجزيئية Molecular Gas Lasers

تستخدم هذه الليزرات الانتقالات بين سويات الطاقة للجزيئة. يمكن تقسيم أنظمة ليزرات الغازات الجزيئية على أساس نوع الانتقال المتضمن ثلاثة أصناف:

(أ) الليزرات الدورانية– الاهتزازية Vibrational-rotational Lasers. هذه الليزرات تستخدم الانتقالات بين السويات الاهتزازية لنفس الحالة الإلكترونية (الحالة الأرضية) . أن فرق الطاقة بين السويات المشمولة في هذا النوع من الانتقال (راجع الملحق B) تجعل هذه الليزرات تتذبذب في المنطقة الوسطى و البعيدة من الأشعة تحت الحمراء middle and far infra-red (5 – 300 µm) .

(ب) الليزرات الاهتزازية – الإلكترونية (فايبرونيك) Vibronic Lasers تستخدم هذه الليزرات الانتقالات بين السويات الاهتزازية لحالات الكترونية مختلفة الكلمة Vibronic هي لفظة منحوتة من الكلمتين electronic–vibrational في هذه الحالة تقع التذبذبات الليزرية في المنطقة المرئية .

(ج) الليزرات الدورانية النقية Pure rotational Lasers التي تستخدم الانتقالات بين السويات الدورانية المختلفة لنفس الحالة الاهتزازية . والأطوال

الموجية العائدة لهذه الانتقالات تقع في المنطقة تحت الحمراء البعيدة .

far infra red (25 µm to 1 mm من الصعب الحصول على الفعل الليزري في هذا النوع من الليزر ، لأن الاسترخاء relaxation بين السويات الدورانية على

العموم سريع جداً . هذه الليزرات عادة تضخ بصرياً optically باستعمال الخرج الليزري لليزر آخر (عادة ليزر CO_2) . يثير الضخ البصري الجزيئة المعينة (مثال ذلك : CH_3F ، $\lambda = 496\ \mu m$) إلى سوية دورانية يعود إلى عدد من الحالات الاهتزازية أعلى من السوية الأرضية . ثم يحدث الفعل الليزري بين السويات الدورانية لهذه الحالات الاهتزازية العليا .

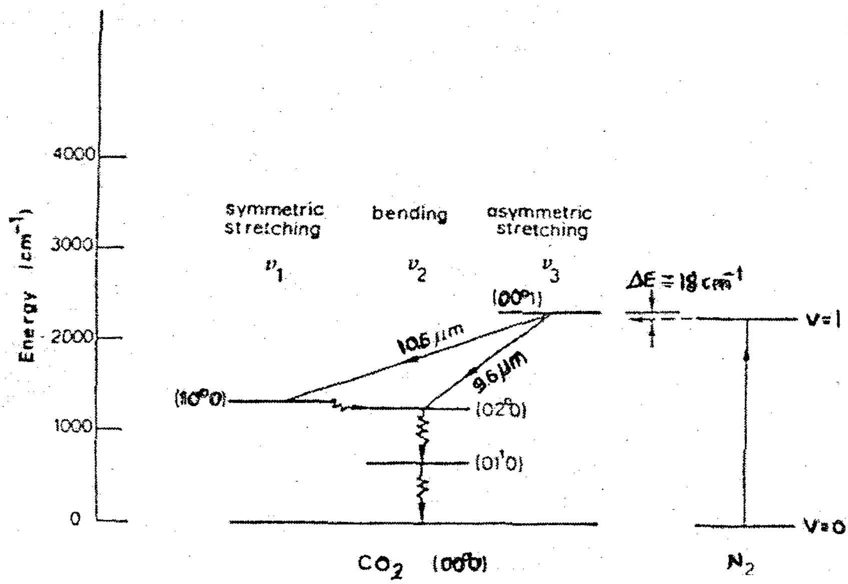
6.3.3.1 الليزرات الدورانية الاهتزازية Vibrational– Rotational Lasers:

من بين الليزرات الدورانية – الاهتزازية سوف ندرس ببعض التفصيل ليزر CO_2 في هذا الليزر يستخدم مزيج من CO_2 و N_2 و He . يحدث بين سويتين اهتزازيين من سويات CO_2 . على حين N_2 و He يزيدان من كفاءة الليزر كما سيأتي شرحه .

في الحقيقة إن ليزر CO_2 هو واحد من أقوى الليزرات (أمكن الحصول على استطاعات خارجة بحدود 80 kW من ليزر CO_2 للغاز الديناميكي CO_2 gas dynamic Laser) و واحد من أعظم الليزرات كفاءة (15-20%)،ما عدا ليزر CO و الليزر الكيميائي HF النبضي المثار بواسطة حزمة إلكترونية حيث يمتلكان كفاءة أعلى .

يوضح الشكل 6.12 مخططات سويات الطاقة الاهتزازية للحالات الإلكترونية الأرضية لكل من جزيئة CO_2 و N_2 . لكون N_2 جزيئة ثنائية الذرة لها نمط اهتزازي واحد فقط ، وأخفض سويتين اهتزازيين $(v = 0, v = 1)$ مؤشرين في الشكل . أن سويات طاقة CO_2 أكثر تعقيداً من N_2 لأن CO_2 جزيئة خطية ثلاثية الذرات Linear triatomic molecule . في هذه الحالة يوجد ثلاثة أنماط اهتزازية غير منطبقة (الشكل 6.13) : (1) نمط الاستطالة المتناظر symmetric stretching mode ،

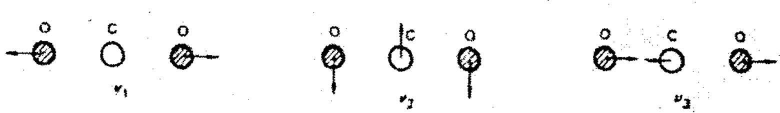
و (2) نمط الثني bending mode (3) نمط الاستطالة غير المتناظر asymmetric stretching mode .



الشكل 6.12

السويات الاهتزازية الدنيا للحالة الإلكترونية الأرضية لجزيئة N_2 و جزيئة CO_2(للتبسيط السويات الدورانية غير مبينة)

ولذلك فإن سلوك التذبذب يوصف بثلاثة أعداد كمومية n_1 و n_2 و n_3 تمثل عدد الكمات quanta في كل نمط اهتزازي . و لهذا فالسوية العائدة لهذه الأعداد يرمز لها بثلاثة أعداد كمومية تكتب بالترتيب n_1 و n_2 و n_3 .



الشكل 6.13

الأنماط الدورانية الثلاثة الأساس لجزيئة CO_2 .

(v_1) نمط استطالة متناظر . (v_2) نمط الثني . (v_3) نمط الاستطالة غير المتناظر .

مثال ذلك : السوية* $10^{1}0$ يمثل تذبذباً فيه اهتزاز كمومي واحد فقط في النمط (2) . و بما أن نمط (2) يمتلك أصغر ثابت قوة force constant من بين الأنماط الثلاثة (فيه الحركة الاهتزازية حركة مستعرضة) ، من هذا يتبع أن هذه السوية لها أخفض طاقة . يحدث الفعل الليزري بين السويتين $00^{\circ}1$ و $10^{\circ}0$ ($\lambda \approx$ 10.6 μm) مع أنه من المحتمل الحصول على تذبذب بين السويتين $00^{\circ}1$ و $02^{\circ}0$ ($\lambda \approx$ 10.6 μm) . و الواقع أنه إذا أخذنا بعين الاعتبار السويات الدورانية (التي ليست مبينة في الشكل 6.13) يحدث التذبذب على مجموعتين من الخطوط متمركزة حول λ = 10.6 μm و λ = 9.6 μm على التعاقب . السوية $00^{\circ}1$ يضخ بكفاءة بعمليتين :

أ — التصادم بالإلكترونات $e + CO_2(00^{\circ}0) \longrightarrow e + CO_2(00^{\circ}1)$

المقطع العرضي لتصادم الإلكترون في هذه العملية كبير جداً . إن التصادم بالإلكترونات تعزز، و بخاصة إسكان السويات $00^{\circ}1$ (و ليس السويات السفلى لليزر $10^{\circ}0$ و $02^{\circ}0$) ، و ذلك من المحتمل أن يكون بسبب كون الانتقال $00^{\circ}0 \longrightarrow 00^{\circ}1$ مسموحاً بصرياً ، في حين الانتقال $00^{\circ}0 \longrightarrow 10^{\circ}0$ غير مسموح بصرياً .

---

* الرمز العلوي على العدد الكمومي للانثناء (الذي سنشير إليه بـ l) ينشأ من حقيقة أن اهتزاز الانثناء هو في هذه الحالة ذو انحلال مضاعف : من الممكن حدوثه في كل من مستوي الشكل 6.13 و في مستوي عمودي عليه . لذلك يتكون الاهتزاز الانثنائي من اتحاد هذين الاهتزازين . و الرمز العلوي l يميز هذا الاتحاد و بتعبير أدق : إن lh تعطي الزخم الزاوي لهذا الاهتزاز حول محور جزيئة CO_2 . و كمثال ، في حالة $02^{0}0$ ($l = 0$) فإن الاهتزازين المنحلين يتحدان بالشكل الذي يعطي زخماً زاوياً $lh = 0$.

ب – انتقال الطاقة التجاوبي من جزيئة N_2 . هذه العملية أيضاً ذات كفـــاءة عالية لأن فرق الطاقة قليل بين السويتين ($\Delta E = 18\ cm^{-1}$) إضافة لذلك فإنّ إثـــارة جزيئة N_2 من السوية الأرضية إلى السوية $v = 1$ بوساطة التصادم

بالإلكترونات هي عملية كفؤة جداً و أن السوية $v = 1$ شبه مستقرة

(الانتقال 0»—1 ممنوع بالنسبة لانتقال ثنائي القطـــب الكـــهربائي بســـبب التناظر، إذ إنّ جزيئة N—N ليس لها محصلة عزم ثنائي قطب كهربائي) . و أخـــيراً إن السويات الاهتزازية العليا لجزيئة N_2 تقريباً رنانة ($\Delta E < kT$) و تكون الانتقالات سريعة بين السويات المثارة 00n و 001 . و الواقع أن هذه الانتقالات تحدث بفعاليـــة من خلال التصادمات بجزيئة CO_2 في الحالة الأرضية، و ذلك في العملية الآتية الـــتي تكوّن تقريباً مجاوبة :

$$CO_2(0,0,n) + CO_2(0,0,0) \rightarrow CO_2(0,0,n-1) + CO_2(0,0,1) \quad (6.7)$$

إن هذه العملية تميل إلى تحويل جميع الجزيئات المثارة إلى السوية (0,0,1).

والحقيقة هي أن التوازن الحراري بين السوية (0,0,1) و الحالات الاهتزازيـــة العليا تتم بسرعة بهذه الطريقة . و هذا النظام يمكن وصفه بدرجة حرارة اهتزازيـــة T_1 . و من الممكن إدراكه أن عمليات الضخ المتنوعة للسوية الليزرية العليا تكون كُفـــأة جداً و هذا يفسر الكفاءة العالية لليزر CO_2 .

المسألة الثانية الواجب دراستها هي انحلال سوية الليزر العليا و مقارنتـــها مـــع معدل الانحلال للسوية السفلي لليزر . و مع أن الانتقالات 0°10 »—1° 00 و 00 °0 02 »—1° ، 0 ^{1}10 »—0° 10 ، 0° 01 »—0° 02 مسموحة بصرياً ، فـــإن زمن الانحلال العائد للإصـــدار التلقـــائي τ_{sp} يكـــون طويـــل جـــداً (نذكـــر أن

$\tau_{sp} \propto 1/\omega^3$) . إن الانحلال لهذه السويات المتنوعة يتعين أساساً بالتصادمات . و بناءً عليه ، فإن زمن الانحلال τ_s لسوية الليزر العليا يمكن الحصول عليه من المعادلة :

$$\frac{1}{\tau_s} = \sum a_i p_i \qquad (6.8)$$

إذ أن p_i الضغوط الجزئية و a_i ثوابت مميزة للغازات في أنبـــوب التفريـــغ . وكمثال على ذلك : في حالة الضغوط الجزئية 1.5 Torr لغاز CO_2 و 1.5 Torr لغـاز N_2 و 12 Torr لغاز He ، نجد أن السوية العليا عمرها $\tau_s \approx 0.4ms$ وبقدر ما يتعلـق الأمر بمعدل الاسترخاء للسوية السفلى ، نلاحظ أن الانتقال 020«—100 سريع جداً ويحدث حتى في جزيئة معزولة . و الواقع أن فرق الطاقة بين السويتين أقل بكثير مـن kT . و فضلاً عن ذلك ، يوجد اقتران بـين الحـالتين (تجـاوب فـيرمي Fermi resonance) لأن اهتزاز الثني يميل إلى إحداث تغيير في المسافة بين ذرتي الأوكسـجين (أي إحداث استطالة متناظرة) و عليه فإن السويتين $0\,{}^{0}10$ و $0\,{}^{0}02$ يقترنان بصـورة فعالة مع السوية $0\,{}^{1}10$ بعملية التصادم القريبة من التجاوب near resonant المتضمنـة جزيئات CO_2 في الحالة الأرضية :

$$CO_2(10^00) + CO_2(00^00) \rightarrow CO_2(01^10) + CO_2(01^10) + \Delta E \quad (6.9a)$$

$$CO_2(02^00) + CO_2(00^00) \rightarrow CO_2(01^10) + CO_2(01^10) + \Delta E' \quad (6.9b)$$

إن احتمالية العمليتين المذكورتين أعلاه عالية ، لأن ΔE و $\Delta E'$ أصغر بكثير مـن kT* . و نتيجة لهذا فإن السويات الثلاثة $10\,{}^{0}0$ ، $02\,{}^{0}0$ ، $01\,{}^{1}0$ تصل إلى حالـة التوازن الحراري في زمن قصير جداً . و هذا يكافئ القول بـــأن اسـكانات هـذه

---

* إن عمليات الاسترخاء التي تقدم فيها جزيئة طاقتها الاهتزازية كطاقة اهتزازية لجزيئة مشابهة أو غير مشابهة و عادة يطلـق عليها استرخاءات V – V .

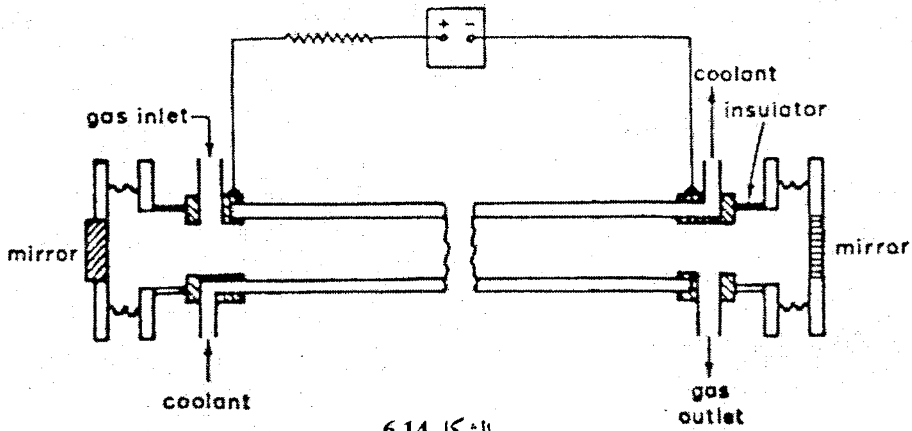
السويات الثلاثة توصف بدرجة الحرارة الاهتزازية T_2 . و على العمـــــوم : إن درجة الحرارة T_2 تختلف عن درجة الحرارة T_1 . و على هذا يبقى عندنـــا الانحـــلال مـــن المستوى $0^1 01$ إلى السوية الأرضية $0^0 00$. و إذا كان هذا الانحلال بطيئاً فسـيؤدي إلى تركم الجزيئات في السوية $0^1 01$ خلال الفعل الليزري . و هذا بدوره سـيحدث تراكما في السويتين $0^0 10$ و $0^0 02$ ، لأنهما في توازن حراري مع السـوية $0^1 01$ ، و من ثم سيحدث إبطاء في عملية الانحلال للسويات الثلاثة ، أي الانتقال «—$0^1 01$ $0^0 00$ مما يشكل اختناق "bottleneck" في إجمالي عملية الانحلال . و على هذا نـرى من المهم إمعان النظر في عمر السوية $0^0 01$. و إن هذا يتحدد أيضاً بحسب المعادلة) 6.8 (وفي هذه الحالة فإن العمر يتأثر كثيراً بوجود He (أي أن المعامل a_i للـــهيليوم كبير جداً). و لنفس الضغوط الجزيئة في المثال السابق ، من الممكن الحصول على عمر 20μs . و ينتج من الدراسة المبينة أعلاه أن هذا هو عمر السوية الســـفلى للـيزر . لذلك فشرط المعادلة (5.26) يمكن تحقيقه بسهولة في هذه الحالة لاحظ أنه لما كـــان الانتقال $0^0 00$ «—$0^1 01$ هو أقل الانتقالات طاقة لأي من الجزيئـــات في أنبـوب التفريغ ، فإن استرخاء السوية $0^0 01$ يمكن أن يحدث فقط بانتقـــال هـــذه الطاقـــة الاهتزازية إلى طاقة انتقالية للجزيئات المتصادمة (اســـترخاء T – V) . و أخـيراً نلاحظ أن وجود He له تأثير مفيد آخر . و بسبب التوصيل الحراري العالي للـهيليوم فسيساعد على المحافظة على CO_2 بارداً عن طريق توصيل الحرارة إلى الجـــدران. إن درجة الحرارة الانتقالية المنخفضة لغاز CO_2 ضرورية لتجنب زيادة إسكان الســـوية السفلي لليزر بوساطة الإثارة الحرارية . والواقع أن الفاصل بين طاقـــات الســـويات يساوي تقريبا kT .وفي الختام يمكن تلخيص التأثيرات المفيدة لكـــل مـــن N_2 و He بالآتي : N_2 يساعد لإحداث إسكان كبير في سوية الليزر العلوية ، علـــى حـــين He يساعد على تفريغ سوية الليزر السفلى .

و بقدر ما يتعلق الأمر بتركيب ليزرات CO_2 يمكن تقسيمها على ستة أصناف (1) ليزرات ذات جريان طولي (2) الليزرات المختومة (3) ليزرات دليل الموجة (4) ليزرات الجريان المستعرض ، (5) ليزرات ذات الضغط الجوي المثارة عرضياً (TEA)، و (6) ليزرات الغاز الديناميكي .

1 – ليزرات الجريان الغازي الطولي :

Lasers With Longitudinal Gas flow

أول ليزر CO_2 أمكن الحصول عليه من تركيب من هذا النوع .الشكل(6.14) يمثل إحدى التشكيلات المحتملة . يمكن أن تكون المرايا داخلية (بتماس مع الغاز) كما في الشكل ، أو خارجية . في الحالة الثانية ينتهي الأنبوب من الطرفين بنافذة تميل بزاوية بروستر (راجع الشكل 6.3) . في الحالة الأولى يجب أن تبقى على الأقل إحدى المرايا (المعدنية) عند فولتية عالية ، إن السبب الرئيسي لجريان مزيج الغازات هو لإزالة نواتج الانحلال و بخاصة CO ، و إلا تسبب في تلويث الليزر . و مما تجدر ملاحظته أنه فيما عدا الجريان عند السرعات العالية (الجريان فوق الصوتي supersonic flow) فأن الحرارة المتبددة في التفريغ تزال عن طريق انتشار الحرارة إلى جدران الأنبوب (التي بدورها تبرد بالماء) .



الشكل 6.14

رسم تخطيطي لليزر CO_2 ذي جريان طولي للغاز

في هذه الحالة هناك طاقة عظمى يمكن الحصول عليها لكل وحدة طول من التفريغ ($50 - 60\ W/m$) و لا تعتمد على قطر الأنبوب . و هذا يحدث نتيجة للظروف الثلاثة الآتية : (1) إذا حدد قطر الأنبوب و الضغط فسيكون هناك قيمة مثلى لكثافة التيار . و هذا ناتج عن حقيقة أنه عند الكثافات العالية للتيار ، سيكون هناك ارتفاع في درجة حرارة الغاز يعقبها زيادة في إسكان سوية الليزر السفلي . 2) (إذا حُدد قطر الأنبوب ، فسيكون هنالك مجموعة من القيم المثلى للضغوط الجزئية للغازات في المزيج و خصوصاً CO_2 لتوضيح وهذا الضغط المثالي لغاز CO_2 ، نلاحظ من المعادلتين (5.18) (5.17)و .عند حد العتبة ، يكون عدد الذرات المُضخة في كل ثانية إلى السوية العلوية لليزر :

$$(dN_2/dt)_p = W_p(N_t - N_c) = (\gamma/\sigma l\tau) \propto \Delta\omega_0/\tau \qquad (6.10)$$

حيث $\Delta\omega_0$ عرض الخط و τ عمر السوية العليا . و بما أن هذا العمر يتعين بالتصادمات ، فإنه يتناسب عكسياً مع الضغط P . و لهذا فإن عرض الخط الانتقالي يكون نتيجة مجموعة اتساع دوبلر و الاتساع الناتج عن التصادم ولذلك $\Delta\omega_0$ تزداد

بزيادة الضغط (للضغوط العالية $\Delta\omega_0 \propto p$) . و بما أن حد العتبة للقدرة الكهربائية P_e بتناسب مع $(dN_2/dt)_p$ ، فينتج منه أن P_e سيزداد بزيادة الضغط (عند الضغوط العالية $p_e \propto p^2$) . لذلك فإن القدرة المبددة في الغاز تزداد بسرعة بزيادة الضغط . فوق ضغط معين سيتولد ارتفاع كبير في درجة الحرارة تؤدي إلى خفض القدرة الخارجة . (3) إن القيم المثلى لكثافة التيار J و الضغط P تتناسب عكسياً مع قطر أنبوب الليزر D (كمثال على ذلك $p_{op} = 15$ Torr لقطر الأنبوب $D = 1.5$ cm) وهذا واضح لأنه للأقطار الواسعة تلاقي الحرارة المتولدة صعوبة أكثر بالهروب إلى الجدران . لنفرض أن σ_e المقطع العرضي للإثارة إلى السوية 00^01 لغاز CO_2 بالتصادم الإلكتروني فإن عدد الجزيئات التي تضخ إلى السوية العليا في كل ثانية تعطي بالمعادلة

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_p = \frac{J\sigma_e(N_t - N_c)}{e} \cong \frac{J\sigma_e N_t}{e} \qquad (6.11)$$

التي تعطي المعادلة التالية :

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = N_t \frac{J}{e}\left(\frac{\langle v\sigma\rangle}{v_{drift}}\right) \qquad (6.12)$$

إذ أن e شحنة الإلكترون . لمعدلات ضخ إلى حد بعيد أعلى من حد العتبة نجد أن الاستطاعة الخارجة تتناسب مع $(dN_2/dt)_p$ و لذلك :

$$P \propto JN_tV_a \propto JpD^2 l \qquad (6.13)$$

إذ أن V_a حجم المادة الفعالة و l طولها . و بما أن القيم المثلى لـ J و P تتناسب عكسياً مع D ، فإن القيمة المثلى للضغط تعتمد على الطول l .

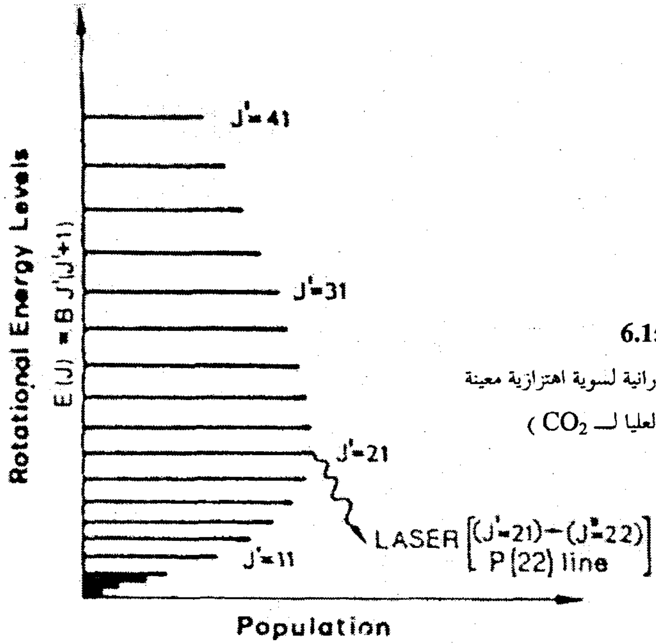
الضغط الكلي للغاز في ليزر CO_2 ذات الجريان الطولي بحدود 15Torr (لقطر D = 1.5 cm) . عند هذا الضغط يكون اتساع دوبلر هو المصدر الرئيسي لعرض الخط الليزري (~ 50 MHz) . إنّ القيمة المنخفضة لعرض الخط الناتج عن اتساع دوبلر (بالموازنة بليزرات الغاز المرئية) هو بسبب التردد المنخفض ω_0 للانتقال . أن القيمة المنخفضة لعرض خط دوبلر معناه أنه في هذه الحالة لايمكن إهمال الاتساع الناتج عن التصادم. و هو في الواقع يساوي .

$$\Delta \nu_c = 7.58(\psi_{co_2} + 0.73\psi_{N_2} + 0.6\psi_{H_e})P(300/T)^{1/2}\, MHz$$

إذ إنّ ψ نسب الضغوط الجزئية لمزيج الغاز و P الضغط الكلي (بوحدات Torr) . و بسبب القيمة المنخفضة لعرض الخط تنحصر تذبذبات ليزرات الجريان الطولي تلقائياً ، في نمط طولي منفرد على شرط أن يكون طول المجاوبة أقل من ~1m . في هذه الحالة يصبح من الضروري تنظيم طول المجاوبة بدقة لضمان وقوع النمط في وسط الربح . و الواقع هو أنه في دراستنا حتى الآن قد أهملنا حقيقة أن السوية العليا لليزر يتكون من عدة سويات دورانية اسكاناتها تتحدد بتوزيع بولتزمان . (راجع الشكل 6.15)* . و لهذا فإن الانتقال الليزري يتكون من انتقالات اهتزازية دورانية عديدة مفصولة بمسافات متساوية (مفصولة بـ $\sim 2\ cm^{-1}$) تعود إلى كل من فرع P و فرع R (راجع الشكل الملحق B) . و مع ذلك فإن الانتقال الدوراني ذو الربح العالي فقط (أي الناشئ من السوية الأكثر إسكانا) فعلاً يتذبذب [انتقال P(22)] و يعود هذا إلى أن معدل التوازن الحراري للسويات الدورانية ($\sim 10^{7}\ s^{-1}\ Torr^{-1}$) أسرع من معدل نقصان الإسكان (الناشئ عن الإصدار المتحرض و التلقائي) للسوية الدورانية المتذبذبة . و لهذا الإسكان الكلي للسويات الدورانية سوف تسهم بالفعل

* لاحظ ، لأسباب التناظر فإنه فقط السويات التي قيم J العائدة لها فردية تكون مشغولة .

الليزري للسوية الدورانية وبأعلى ربح . لقد ذكرنا سابقاً أن الفعل الليزري يحدث إما عند الانتقال $00^01 \rightarrow 10^00$ أو عند الانتقال $00^01 \rightarrow 02^01$. و بما أن أول انتقال ذو ربح أكبر و أن الانتقالين لهما نفس السوية العليا ، فإنه من الطبيعي أن يكون الانتقال $00^01 \rightarrow 10^00$ (10.6 µm) هو المتذبذب . و الخلاصة هي أننا نستطيع



الشكل 6.15
الإسكان النسبي للسويات الدورانية لسوية اهتزازية معينة
(مثال : سوية الليزر العليا لـ CO_2)

القول أن التذبذب يحدث اعتيادياً في خط دوراني منفرد يعود للانتقال $00^01 \rightarrow 10^00$ وللحصول على تذبذب عند الخط 9.6 µm أو عند خط دوراني مختلف يجب أن يوضع في المجاوبة منتقي ترددات frequency selector ملائم لإخماد الفعل الليزري عند الخط ذي الربح الأعلى . والواقع هو أنه يستعمل عادة الترتيب في الشكل 5.7b وأخيراً نلاحظ أنه بسبب العمر الطويل لسوية الليزر العليا ($\tau \approx 0.4$ msec) ، تكون ليزرات CO_2 ملائمة إلى حد بعيد لعملية تبديل عامل النوعية Q-switched operation . إن تبديل عامل النوعية التكراري يتم إنجازه بتدوير إحدى المرآتين بسرعة عالية أثناء ضخ الغاز باستمرار بالتفريغ الكهربائي . و

مع ذلك فإن متوسط الاستطاعة الناتجة بهذه الطريقة جزء قليل (% 5 ~) من تلك المتيسرة من نفس الليزر عندما يعمل بالموجة المستمرة cw . و هذا يعود إلى أنه عند تبديل عامل النوعية تكون فترة النبضة الخارجة مساوية للزمن اللازم للتوازن الحراري للسويات الدورانية . و من ثم من غير المحتمل أن تسهم جميع اسكانات السويات الدورانية بالفعل الليزري على الخط الدوراني المتذبذب.

ونموذجياً تنتج ليزرات CO_2 ذات الجريان الطولي للغاز استطاعات خرج 50 - 500W . و تستعمل استطاعات 50 - 500W في الجراحة بالليزر ، على حين تستعمل استطاعات تصل إلى 500 W في تطبيقات مثل الحفر على الخزف ، و قطع المواد غير المعدنية ، و قلامة المقاومة resistor trimming و لحام المعادن بسمك بضعة مليمترات.

(2) الليزرات المختومة ***Sealed off Lasers*** :

إذا توقف جريان الغاز في الترتيب المبين في الشكل 6.14 ، فإن عملية الليزر سوف تتوقف خلال بضعة دقائق . و هذا يعود إلى أن المواد المتكونة في التفريغ و الناتجة عن التفاعل الكيميائي (خصوصاً CO) لن تزال من الأنبوب و بدلاً من ذلك سوف تمتصها جدران الأنبوب أو تتفاعل مع الأقطاب ، و من ثم تؤدي إلى اضطراب توازن CO_2-CO-O_2 . و أخيراً سيؤدي هذا إلى تفكك CO_2 . في الليزر المسدود يكون من الضروري وجود نوع من العامل المنشّط Catalyst داخل أنبوب الغاز لتعزيز إعادة توليد CO_2 من CO . و ثمة طريقة سهلة لإنجاز ذلك و هو إضافة كمية قليلة من H_2O (% 1) لمزيج الغاز . وهذا يؤدي إلى إعادة توليد CO_2 ، وذلك من المحتمل خلال التفاعل :

$$CO^{*} + OH \rightarrow CO_2^{*} + H \qquad (6.14)$$

المتضمن جزيئات CO و CO_2 المثارة اهتزازياً . و يمكن إضافة الكمية القليلة نسبياً لبخار H_2O المطلوب على شكل غاز الهيدروجين و الأوكسجين . و الواقع هو أنه ، بما أن الأوكسجين يتولد خلال تفككك CO_2 ، فقد وجد أن من الضروري إضافة الهيدروجين فقط . و هناك طريقة أخرى لإحداث تفاعل إعادة الاتحاد تعتمد على استعمال كاثود من النيكل (عند درجة $300C^{\circ}$) يعمل منشطاً . و بهذه التقنيات أمكن الحصول على أعمار للأنبوب المسدود تزيد على 10000 ساعة.

من الممكن الحصول من الليزرات المسدودة على استطاعات خارجة لكل وحدة طول حوالي 60 W / m . تقارب استطاعات ليزرات الجريان الطولي . و غالباً ما تستعمل الليزرات المسدودة ذات الاستطاعة المنخفضة (~1W) و القصيرة الطول التي تعمل بنمط منفرد كمذبذبات موضعية Local oscillator في تجارب هيترودينية بصرية Optical Hetrodyne . أما ليزرات CO_2 المختومة ذات الاستطاعات العالية إلى حد ما (~10W) فتكون ملائمة لعمليات الجراحة الدقيقة بالليزر Laser microsurgery .

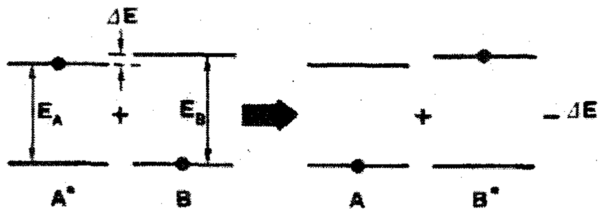
3- الليزرات الشعرية موجّهة الحزمة :

Capillary Waveguide Lasers

إذا كان قطر أنبوب الليزر في الشكل 6.14صغيرا عدة ميليمترات (2-4) ،فإننا نصل إلى وضع توجه فيه الجدران الداخلية للأنبوب الإشعاعات الليزرية الصادرة. تملك مثل هذه الليزرات وهي ليزرات CO_2 الموجّهه ضياعاً منخفضا بالانعراج. وقد وجدت أنابيب من أكاسيد البريليوم والسيلكون مثل BeO و SiO_2 تعطي أداءً أفضل

لما كانت أقطار هذه الليزرات صغيرة نسبيا ،فإن ضغط المزيج الغازي بداخلها يجب أن يتزايد بشكل كبير (100–200) Torr ؛وطبقا لهذه الزيادة في الضغط فإن ربح الليزر في واحدة الطول يزداد بشكل مساير لزيادة الضغط هذه .لذلك يصبح بالإمكان تصنيع ليزرات قصيرة من CO_2 حيث L<50c.m. ،دون أن نواجه صعوبات تقتضي تقليل المفاقيد في المجاوية ؛ ومع ذلك فإن طاقة الإنفراغ اللازمة في واحدة الطول تعاني نفس التحديدات التي تمت مناقشتها سابقا في ليزر الجريان الطولي البطيء (50w/m). لذلك فإن ليزرات CO_2 الشعرية والموجهة الحزمة مفيدة بشكل خاص باعتبارها قصيرة واستطاعاتها P<30w في العمليات الجراحية الدقيقة .

تعمل هذه الليزرات عامة كأجهزة مختومة ولاستغلال إحكامها ،فإن شكل ترتيب مكونات هذا الليزر يمكن أن يشبه الشكل المبين في (الشكل 6.14)

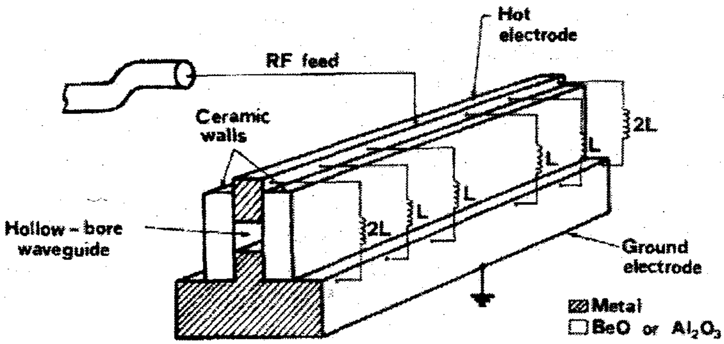


شكل 6.16

ضخ الليزر بنقل طاقة التجاوب القريب

حيث إنّ تيار الإنفراغ يأتي من منبع RF ويجري عرضانيا عبر الأنبوب. وطالما أن نسبة E/P يجب أن تكون ثابتة ،فإن القيمة المعطاة لإنفراغ الحقل الكهربائي E وطريقة الضخ العرضاني تمتاز عن الضخ الطولاني ، إذ إنّ وفقها يمكن اختزال قيمة الحقل بضعف أو ضعفين وبالتالي الكمون المطبق والتردد الراديوي المحرض $\nu \cong 30MHz$ وله ميزات عديدة ،وربما أهمها (1) التجنب الدائم للمصاعد

والمهابط ،التي تستبعد المشاكل البلازمو-كيميائية المرافقة على المــــهبط .(2) توليــد انفراغ مستقر بالاعتماد على عناصر لا مبددة (عوازل مسطحة كتلوية) على شـــكل سلاسل في دارة الانفراغ أنظر(شكل 6.17) .



شكل6.17

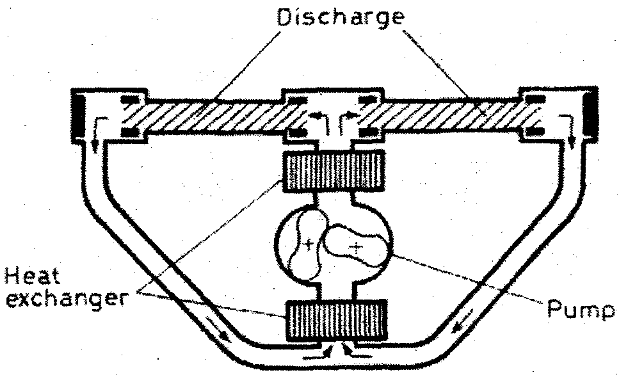
مخطط أولي لمنبع تحرض RF في ليزر CO_2 الموجّه الحزمة

ونتيجة لهذه الميزات المتعددة ، فقد تعدى اســتعمال الإنفــراغ بواســطة RF الليزرات الشعرية الموجهة الحزمة إلى ليزرات الجريان الطولي والعرضي التي ندرســها فيما بعد . نادراً ما يبرد أنبوب ليزر CO_2 الشعري الموجه الحزمــــة، أو مــن أجــل وحدات الطاقة الأعلى فإنها تبرد بالهواء المضغوط

(4) ليزرات الجريان الطولي الســـريع *Lasers With Fast Axial Flow* :

للتغلب على محددات طاقة خرج ليزر CO_2 ذي الجريان الطولي البطيء وكمــا رأينا وبالاستعانة بالمعادلتين 6.12 و6.13 ، فإن حلاً ممكناً ومثيراً يتضمن إمرار المزيــج الغازي عبر الأنبوب بسرعة فوق صوتية (50m/s) . في هذه الحالـــة نتخلــص مــن

الحرارة بسحب المزيج الحار من منطقة الإنفراغ وعندها يتبرد المزيج خــارج الأنبــوب بواسطة مبادل حراري ملائم ويعاد بعدها إلى منطقة الإنفراغ ، كما يبين الشكل 6.18



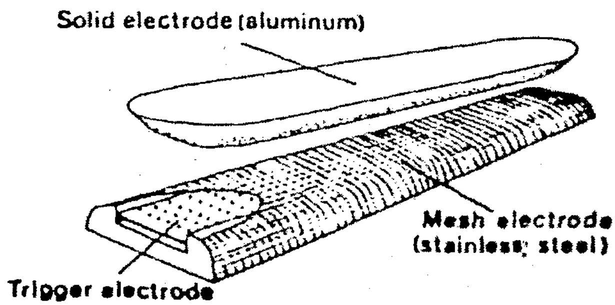
شكل 6.18

مخطط أولي لليزر CO_2 ذي الجريان الطولي السريع

(5) ليزرات CO_2 ذات ضغط جوي و المثارة عرضياً

Transversely Excited Atmospheric Pressure CO_2 Lasers. (18)

في ليزر TE CO_2 ذي الموجة المستمرة cw من الصعب زيادة ضغط التشـــغيل فوق 100 Torr ~ . فوق هذا الضغط و عند كثافات اعتيادية للتيار المستخدم تبــدأ عدم استقرارية التفريغ التوهجي مما يسبب في تكوين أقواس كهربائية داخل حجـــم التفريغ و للتغلب على هذه الصعوبة يمكن تطبيق الفولتية على الأقطاب المســتعرضة على شــكل نبضــات إذا كــانت فــترة النبضــة قصــيرة بمــا فيــه الكفايــة (جزء من مايكروثانية) ، فليس هناك وقت كاف لتكون عدم استقرارية التفريـغ، و لهذا من الممكن زيادة ضغط التشغيل إلى ضغط جوي أو أعلى من الضغط الجــوي . هذه الليزرات يشار إليها بليزرات TEA . المختصــر TEA يمثــل Trasnsversely excited atmospheric pressure و هكذا فإن هذه الليزرات تنتج خارجاً نبضياً واستطاعة لإعطاء طاقات خارجة كبيرة لكل وحدة حجم من التفريغ (10-50 J / liter) لتجنب تكون قوس كهربائي ، يسلط أيضاً نوع من التأين يسبق مباشرة الفولتية النبضية المهيجة للغاز (قبل التأين Pre- ionization) و إحدى التشكيلات المحتملة مبينة في الشكل 6.19 حيث يتكون الكاثود من إلكترود القدح trigger electrode موضوع بالقرب من شبكة و معزول عنها بلوح عازل . تسلط أولاً نبضة قدح trigger pulse ذات فولتية عالية بين إلكترود القدح و الشبكة . و هكذا سوف تتولد أيونات قرب الكاثود .



الشكل 6.19

تركيب الالكترود للتفريغ المزدوج لليزر

$TEA\ CO_2$ (من Richardson و جماعته [39])

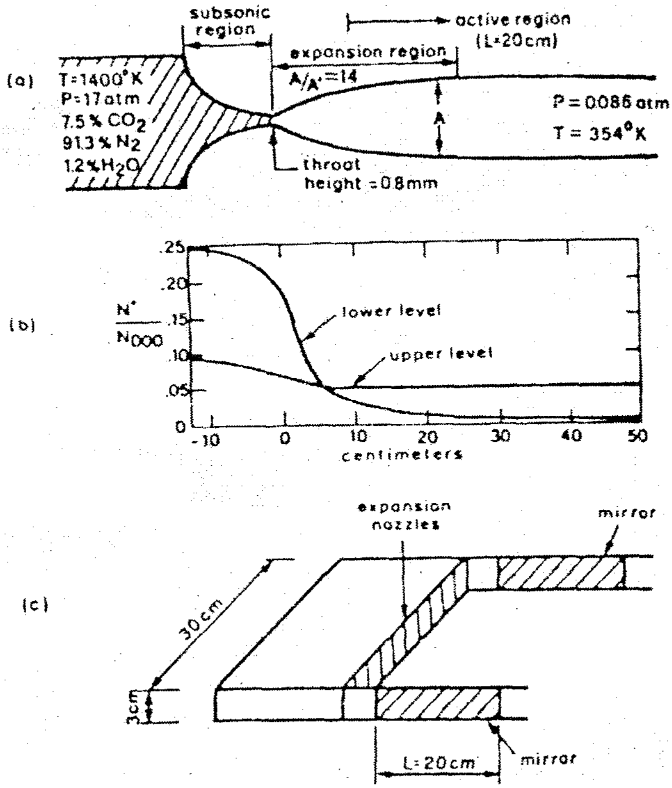
(التأثير الهالي corona effect) : ثم تسلط نبضة التفريغ الأساس بين الأنود و الكاثود الشبكي لإثارة كل حجم الليزر . و غالباً ما يشار إلى هذه الطريقة من الإثارة بتقنية التفريغ المزدوج double - discharge technique . تقنيات أخرى ما قبل التأيّن (pre - ionization) تشمل استعمال مدافع الحزمة الإلكترونية النبضية (e-beam pre-ionization) أو باعث شرارات فوق البنفسجية ملائمة لإحداث

التأيّن بتأثير الأشعة فوق البنفسجية (UV pre-ionization) . و بما الأبعاد المستعرضة لليزر تكون عادة واسعة ، فغالباً ما تختار المرآتين الجـــانبيتين end mirrors لتشـــكل مجاوبة غير مستقرة (مجاوبة متحدة المحارق غير مستقرة فرع الموجب ، لاحظ الشـكل 4.26) . لقد أثبت أنه من غير الضروري جريان مزيج الغاز في حالة معدلات التكرار النبضي المنخفضة ($\sim$ 1 Hz) . في حين أنه لمعــــدلات التكـــرار النبضـــي العاليـــة (إلى حد بضعة كيلوهيرتز) يتطلب جريان مزيج الغاز بصورة مستعرضة على محـــور المجاوبة و يبرّد بمبدّل حراري Heat exchanger ملائم . و من الممـــيزات الأخــرى المهمة لهذه الليزرات اتساع عرض خطوطها (حوالي 4 GHz عند ضغط P = 1 atm الناشئة عن الاتساع التصادمي) . و هكذا أمكن الحصول بوساطة عمليـــة تثبيـــت النمط Mode - Locking لليزرات TEA على نبضات بصرية optical pulses بـــأمد أقل من نانوثانية . من أهم استخدامات ليزرات TEA CO_2 هي تجـــارب الاندمـــاج النووي بالليزر . لقد تم بناء نظام ليزري (ليزر Halios) أساسه ليزرات TEA CO_2 بإمكانه تحرير نبضات ذروة استطاعة 20 TW و طاقة كلية مقدارهـــا 10 kJ . و الآن تحت الإنشاء نظام ليزري ، من المتوقع أن يعطي استطاعة و طاقة حوالي عشرة مـــرات أكثر (ليزر Antares ، بطاقة 100 kJ و ذروة الاستطاعة 100-200 TW)

(6) ليزر CO_2 دايناميكا الغاز Dynamic CO_2 Laser:

يستحق ليزر CO_2 دايناميكا الغاز إشارة خاصة لأن عملية انقلاب الإســكان لا تحدث بوساطة التفريغ الكهربائي و لكنها تحدث نتيجة التمدد السريع لمزيـــج الغـــاز (الذي يحتوي على CO_2) ، و الذي يسخن في البداية إلى درجة حرارة عالية . ينتـــج انقلاب الإسكان أسفل المجرى في منطقة التمدد . لقد تم الحصول من لـــيزرات CO_2 دايناميكا الغاز على أعظم استطاعة تمّ نشرها حتى الآن .

يمكن تلخيص أساس عمل ليزر الغاز الديناميكي كـالآتي (راجـع الشـكل 6.20) لنفرض في البداية أن مزيج الغاز محجوز في وعاء ملائم عند درجة حرارة عاليـة (مثلاً، $T = 1400\ K$) و ضغط عال (مثلاً ، $P = 17\ atm$) . بمـا أن الغـاز في البداية عند درجة حرارة عالية و في توازن حراري ، فإنّ إسكان السوية $00^{\circ}1$ لـ CO_2 سيكون ذا قيمة ملحوظة (حوالي % 10 ~ من إسكان السـوية الأرضيـة ، راجع الشكل (6.20b) . و من البديهي أن إسكان السوية السفلى أعلى من هذا ~) % 25 (و لهذا لا يوجد انقلاب في الإسكان و الآن لنفرض أنه سمح للغاز بـالتمدد خلال عدد من فوهات التمدد (الشكل 6.20c) . و بما أن التمدد كـاظم الحـرارة adiabatic ، ستصل درجة الحرارة الانتقالية للمزيج إلى درجة منخفضـة جـداً . و بسبب استرخاء T - V ستميل تعدادات كل من السويتين العليا و السفلى إلى قيـم متوازنة جديدة ومن ناحية ثانية ، بما أن عمر الحالة العليا أطول من عمر الحالة السفلى فسوف يحدث استرخاء للسوية السفلى في المراحل المتقدمـة مـن عمليـة التمـدد (الشكل 6.20b) . و من ثم سيكون هناك إلى حد ما منطقة واسعة في أسفل المجـرى من منطقة التمدد ، و سيكون هناك انقلاب في الإسكان . الطول L لهـذه المنطقـة يتحدد تقريباً بالزمن اللازم لجزيئة N2 لنقل إثارتها إلى جزيئة CO_2 .



الشكل 6.20

مخطط توضيحي لعملية ليزر CO_2 دايناميكا الغاز (a) أساس المنظومة

(b) التغير المكاني للتعداد N^* للسوية العليا و السفلى لليزر (مقوّمة بالنسبة لاسكان N_{000} للسوية الأرضية) ، (c)

هندسة المجاوبة a و c قد أعيدت طباعتهما برخصة من IEEE .

وهكذا يتم اختيار مرآتي الليزر على شكل مستطيل و توضعان كما في الشكل 6.20c . إن هذه الطريقة لإحداث انقلاب الإسكان تكون فعّالة فقط إذا كانت عملية التمدد تقلل درجة الحرارة و الضغط * للمزيج في زمن هو (أ) قصير بالمقارنة بعمر سوية الليزر العليا ، و (ب) طويل بالموازنة بعمر سوية الليزر السفلى . و لكي

يتحقق هذان الشرطان يجب أن يكون التمدد بسرعات فوق صوتية)٤(Mach . supersonic velocities

وأخيراً تجدر الإشارة إلى أن درجة الحرارة الابتدائية العالية لمزيج الغاز يحصل عليها من احتراق وقود ملائمة (كمثال : احتراق CO ، و H^2 ، أو بنزين C_6H_6 وأكسيد النيتروجين N_2O ، و هكذا تجهّز أوتوماتيكياً نسبة $O_2 / H_2 = CO_1$: ٢ .

وقد قدمت تقارير عن ليزرات CO_2 داينميكا الغاز التي تنتج استطاعة خرج تصل إلى ٨٠kW و بكفاءة كيميائية[1] Chemical efficiency مقدارها ١% و حتى الآن هذا النوع من الليزر يمكن تشغيله بصورة مستمرة فقط لزمن قصير (بضعة ثوان) بسبب الحرارة المتولدة عن حزمة الليزر في عدد من أجزاء الجهاز (و خصوصاً المرايا). من الواضح أ، صنف الليزرات الغازية التي تستخدم الانتقالات الدورانية – الاهتزازية لا تقتصر على ليزر CO_2. فهناك أمثلة أخرى تجدر الإشارة إليها وهي ليزر CO ($\lambda \approx 5\ \mu m$) وليزر HCN الذي يتذبذب بأطوال موجية تصل إلى $\lambda = 773$ $\mu m = 0.773$ mm ، و هكذا يصل على الكفاءة العالية . و تم الحصول من ليزر CO على استطاعات خرج تزيد على 100 Kw و كفاءات تزيد على 60%[20] . و من ناحية ثانية ، للحصول على هذا النوع من الإنجاز يجب حفظ مزيج الغاز عند درجات حرارة منخفضة جداً (77 - 100 K)؛ Cryogenic temperature ينتج الفعل الليزري في المنطقة 5μm من عدة انتقالات اهتزازية–دورانية [مثلاً من $v(10) \rightarrow v'(11)$، ولغاية $v(6) \rightarrow v'(7)$ عند T=77 K] لجزيئة CO العالية الإثارة.

---

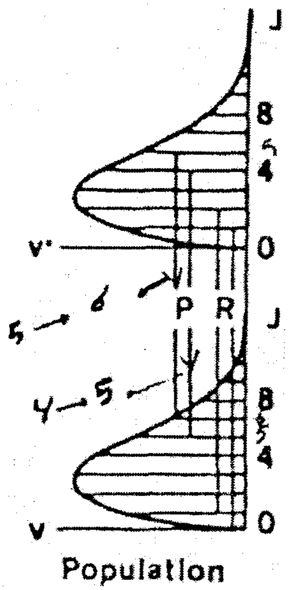
[1] تعرف الكفاءة الكيميائية بأنها النسبة بين الطاقة الخارجة لليزر إلى الطاقة الكيميائية الكلية التي يمكن الحصول عليها باحتراق الوقود .

يتم ضخ السويات الاهتزازية لـــ CO بالاثارة الناتج عن تصادم الإلكـــترون . وكما في جزيئة N_2 المتناظرة إلكترونياً isoelectronic ، فإن جزيئة CO عـــادة لهـــا مقطع عرضي واسع غير اعتيادي لإثارة سوياتها الاهتزازية بالتصـــادم بـــالإلكترون . وهكذا حوالي 90 % من طاقة الإلكترون في التفريغ يمكن أن تتحول إلى طاقة اهتزازية لجزيئات CO . ميزة مهمة لجزيئة CO هو أن استرخاء V – V يتقدم بمعدل أســـرع من استرخاء V – T (الذي يكون منخفضاً بصورة غير اعتيادية) . و نتيجـــة لهـــذا ينشأ في السويات الاهتزازية العليا تعداد لا يتبع توزيع بولتزمـــان non – Boltzman population و ذلك بعملية تعرف " بالضخ اللاتوافقـــي " anharmonic pumping التي تؤدي دوراً مهماً جداً * . مع أن هذه الظاهرة لا تسمح بانقلاب كلي للإســـكان الاهتزازي لجزيئة CO ، و لكن تحدث حالة تعـــرف بـــالانقلاب الجزئـــي Partial inversion. و هذه موضحة في الشكل 6.21 . الذي يبين الإســـكانات الدورانيـــة لحالتين اهتزازيتين متجاورتين . و مع أن الإسكان الكلي للحالتين الاهتزازيتين متساو، فيمكن ملاحظة وجود انقلاب للإسكان في انتقالين فرع P [(J' = 5) —» (J = 6) , [(J' = 4) —» (J = 5)] و انتقالين فرع R كما هو مبين في الشكل . و تحـــت ظروف الانقلاب الجزئي ، يمكن أن يحدث الفعل الليزري ، و هنا ظـــاهرة جديـــدة تؤدي دوراً مهماً تعرف بالتعاقب cascading . و يخفض الفعل اللـــيزري إســـكان depopulate السوية الدورانية للحالة العليا ، و يزيد من إسكان الســـوية الدورانيـــة للحالة الاهتزازية السفلى . و من ثم يمكن للسوية الأخيرة من تجميع إســـكان كـــاف ليحدث انقلاباً في الإسكان بالنسبة لسوية دورانية في حالة اهتزازية سفلى .

---

* الضخ اللاتوافقي ينشأ من العملية: $CO(v-n)+CO(v-m)\rightarrow CO(v-n+1)+CO(v-m-1)$ والتي بسبب الاهتزاز اللاتوافقي تكون منفصلة عندما تكون n > m . هذه العملية تسمح للجزيئة CO الأولى بالارتقاء في ســـلم المســـتويات الاهتزازية التي تنتج عن توزيع التعداد بين هذه المستويات ، لا يتبع توزيع بولتزمان .

وفي الوقت نفسه يمكن أن ينقص إسكان السوية الدورانية للحالة العليا بصـــورة كافية ليحدث انقلاباً في الإسكان مع سوية دورانية في حالة اهتزازية أعلى . تـــؤدي عملية التعاقب هذه بالاقتران مع المعدل المنخفض جداً لـــ V – T إلى أن معظم الطاقة الاهتزازية تستخلص كطاقة خرج لليزر . هذه الصفة مع الكفاءة العالية جداً للإثـــارة يعلل الكفاءة العالية لليزر CO . إن الحاجة لدرجة الحرارة المنخفضة تنشأ من الحاجـــة للكفاءة العالية جـــداً للضـــخ اللاتوافقـــي . و الواقـــع هـــو أن فـــرط الإســـكان overpopulation للسويات الاهتزازية العليا يضاهي توزيع بولتزمان . و من هنا فـــأن درجة انقلاب الإسكان الجزئي يزداد بسرعة مع تناقص درجة الحرارة الانتقالية .



الشكل 6.21

انقلاب جزئي بين انتقالين اهتزازيين (V و V') لهما نفس الإسكان الكلي.

ومن الممكن تشغيل ليزر CO كما هي الحالة في ليزر CO_2 بالجريان الطـــولي باستخدام نبضات TE و حزمة إلكترونات قبل التأين و الإثارة بديناميكـــا الغـــاز .

وحتى الآن حدت الحاجة للتشغيل عند درجات حرارة منخفضة جداً من توسيع استعمال ليزرات CO على النطاق التجاري .

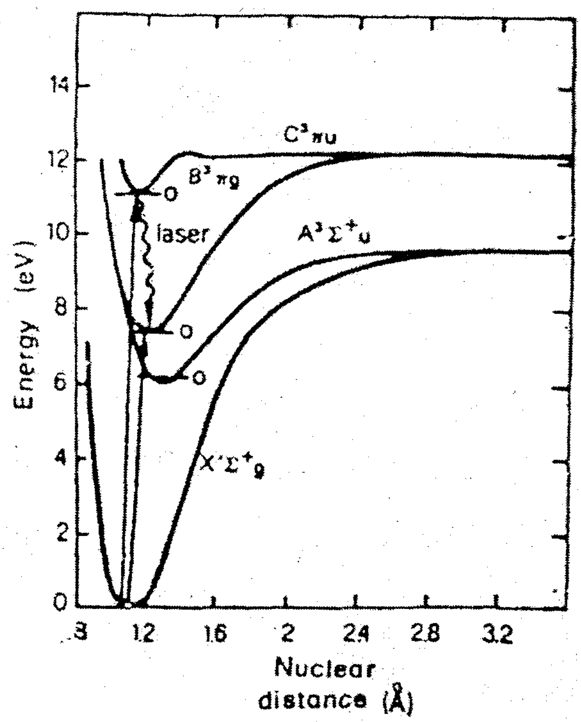
6.3.3.2 الليزرات الاهتزازية – الإلكترونية (الفايبرونك) Vibronic Lasers :

سندرس ليزر N_2 بالتفصيل كمثال مناسب لليزرات الفايبرونك . إن أهم التذبذبات لهذا الليزر تقع عند الطول الموجي $\lambda = 773\ \mu m$ (UV) . و يعود إلى صنف الليزرات المنتهية ذاتياً self terminating . و عادة تستعمل ليزرات النيتروجين النبضي لضخ ليزرات الصبغة . الشكل 6.22 يبين مخططاً لسويات الطاقة ذات العلاقة لجزيئة N_2 . يحدث الفعل الليزري فيما يطلق عليه نظام موجب ثان second positive system أي في الانتقال من حالة $C^3\Pi_u$ (و منذ الآن سيطلق عليها الحالة C) إلى الحالة $B^3\Pi_g$ (الحالة B)$^+$. من المعتقد أن إثارة الحالة C ينتج من تصادمات الإلكترون مع الحالة الأرضية لجزيئة N_2 .

وبما أن كلتا الحالتين C و B ، حالات ثلاثية triplet states ، فإن الانتقالات من الحالة الأرضية ممنوعة بسبب البرم spin – forbidden و استناداً إلى مبدأ فرانك كوندن Franck – Condon من المتوقع أن يكون المقطع العرضي للإثارة إلى السوية v = 0 للحالة C أكبر من ذلك إلى السوية v = 0 للحالة B . و بالموازنة بالحالة الأرضية فإن الحد الأدنى لجهد الحالة B يكون منحرفاً إلى قيمة أكبر للمسافة الفاصلة بين النوى مما هو عليه للحالة C . أن عمر (الإشعاع) الحالة C هو 40 ns ، على حين أن

+ تحت ظروف تشغيل مختلفة يمكن أن يحدث الفعل الليزري أيضاً (في المنطقة تحت الحمراء القريبة $1.23\ \mu m - 0.74$) في نظام الموجب الأول الذي يتضمن الانتقال $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$

عمر الحالةB ‏10 μs و من الواضح أن الليزر لا يمكن أن يعمل بصورة مستمرة cw لأن الشرط (5.26) غير محقق . و مع ذلك يمكن أن يثير على أساس نبضي بشرط أن يكون زمن النبضة الكهربائية أقل من 40 ns . و يحدث الفعل الليزري بالأغلب على عدة خطوط دورانية للانتقال ($v'(0) \longrightarrow v''(0)$) ($\lambda = 337.1$ nm) فضلاً عن كون هذا الانتقال مسانداً لعملية الضخ ، كما أشير سابقاً ، فهذا الانتقال في الواقع يظهر أكبر قيمة لعامل فرانك – كوندن، و تحدث التذبذبات أيضاً عند الانتقالات $v'(0) \longrightarrow v''(1)$ عند الخط ($\lambda = 357.7$ nm) ، و $v'(1) \longrightarrow v''(0)$ عند الخط ($\lambda = 315.9$ nm) ، و لكن بشدة أقل .

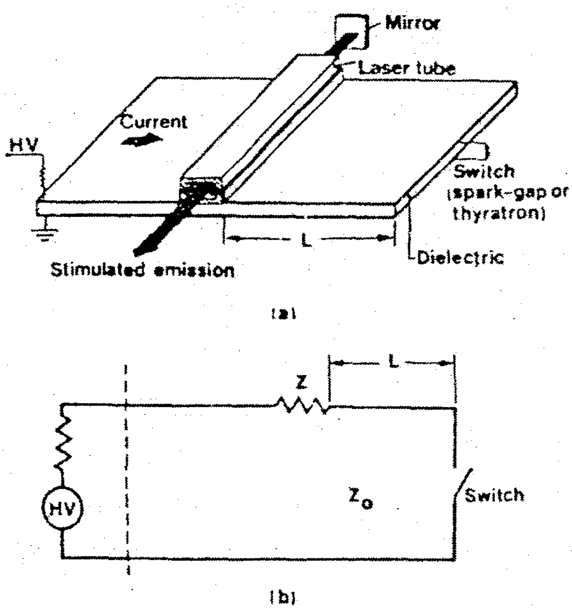


الشكل 6.22

سويات الطاقة لجزيئة N_2 . و لأجل التبسيط فقط السوية الاهتزازية الدنيا ($v - 0$) مبين لكل حالة إلكترونية.

الشكل 6.23a يبين مخططاً لإحدى التشكيلات المحتملة لليزر N_2 . و بسبب الحقل الكهربائي العالي المطلوب ($\sim 10\ kV / cm$ عند الضغط النموذجي للتشغيل $p \approx 30\ Torr$) ، يستعمل عادة نفس الترتيب لليزر TE . و هنا نحتاج إلى نبضة تفريغ سريعة (بضعة نانوثانية) . و يمكن الحصول على هذه بدائرة التفريغ المبينة في الشكل 6.23 ، التي يطلق عليها اسم بلوملين Blumlein configuration ، و دائرة التوصيل الكهربائي المكافئة لهذه الدائرة مبينة في الشكل 6.23b ، إذ تمثل Z الممانعة impedence لقناة التفريغ و Z_0 الممانعة المميزة لهذه الدائرة . في البداية إذا شحنت الدائرة إلى فولتية V و كانت $Z = 2\ Z_0$ ، فعند غلق المفتاح الكهربائي تتولد فولتية نبضية عبر Z قيمتها $V / 2$ و أمدها $2\ L / c$ (c سرعة انتقال e.m في الدائرة) . فإذا جعل L قصير بما فيه الكفاية ، فإن النظام المبين في الشكل 6.23a يمكن أن يحدث فولتية ذات نبضات قصيرة ملائمة لتشغيل ليزر N_2 . بسبب الربح العالي لهذا الانتقال المنتهي ذاتياً ، يحدث التذبذب بشكل انبعاث تلقائي مكبر . و بهذا يمكن أن يعمل الليزر بدون مرايا ، و مع ذلك ، توضع مرآة منفردة عند طرف واحد من المجاوبة . لأن هذا يقلل من حد العتبة للاستطاعة و يعطي أيضاً خرج موحد الاتجاه . و بهذه الطريقة يتم أيضاً تقليص تباعد الحزمة الخارجة و تتحدد بالنسبة بين البعد المستعرض للتفريغ و ضعف طول المجاوبة . و بهذا الصنف من الليزر ، من المحتمل الحصول على نبضات استطاعة ذروتها تصل إلى حوالي 1 MW و عرضها حوالي 10 ns و معدل تكرارها يصل إلى 100 Hz . إن معدل التكرار يتحدد بالتأثيرات الحرارية . و حديثاً جداً طوّرت ليزرات N2 التي تعمل عند ضغط جوي . أما مشكلة حدوث القوس الكهربائي فمن الممكن تخفيفها بتقليل أمد نبضة الفولتية (إلى $\sim 1\ ns$) . و بسبب الزيادة بالربح لكل وحدة طول و التفريغ السريع فإن هذا النوع من الليزر يمكن أن يعطي نبضات خارجة أمدها $100 - 500\ ps$ (واستطاعة ذروتها $100 - 200\ kW$)

في هذه الحالة لا تستعمل مرايا . و عندما يستعمل مثل هذا الليزر لضــــخ لــيزرات الصبغة ، فمن الممكن الحصول من ليزر الصبغة على نبضات بمدى دون النانوثانية sub nanosecond – و تستعمل هذه النبضات القصيرة لدراســـة عمليـــات الاســـترخاء relaxation process في مختلف المواد .



الشكل 6.23

(a) مولد نبضة بلومين باستعمال دائرة توصيل كهربائي مسطّح . و كنموذج لأبعاد قناة التفريغ هـي 0.5×2 cm ، البعد الأكبر يكون على طول اتجاه التفريغ

(b) دائرة التوصيل الكهربائي المكافئة لمولد بلومين المذكورة في أعلاه .

وبالإضافة إلى ليزر N_2 ، توجد أمثلة أخرى للـــيزرات الفايـــبرونك ، نخـــص بالذكر منها ليزر H_2 ، إن هذا الليزر يتذبذب على سلسلة من الخطوط حول الطـــول الموجي $\lambda \approx 160$ nm (نطاق ليمان Layman band) و حول $\lambda \approx 116$ nm (نطاق فيرنر Werner band) . و تقع هذه الأطوال الموجية فيما يطلق عليه الأشـــعة فـــوق البنفسجية الفراغية vacuum ultraviolet (VUV) و الواقع أنه عند هذه الأطـــوال

الموجية يصبح الامتصاص من قبل الجو عالياً إلى حد يستلزم معه انتشـــار الحزمـــة في الفراغ (أو في غاز مثل He) . و للحصول على التفريغ السريع اللازم (~ 1 ns) يستعمل مرة أخرى ترتيب بلوملين (شكل 6.23a) . و هذا الليزر هو أيضاً منتــــه ذاتياً ، و الخارج الليزري يحصل عليه بالانبعاث التلقائي المضخم .

من المهم ملاحظته ، أن الطول الموجي 116 nm هو أقصر الأطوال الموجية الـــتي أمكن الحصول عليها حتى الآن من الفعل الليزري . و من الجدير هنا تأكيد الصعوبـــة في الحصول على أطوال موجية أقصر (أي في منطقة أشعة أكس) فمن المعادلات(3.25) (5.18) ، و (5.17) نجد أن حد العتبة لطاقة الضخ لكل وحدة حجم هي:

$$\frac{dP}{dV}=\frac{1}{\eta_P}\hbar\omega_P W_{cP}(N_t-N_c)=\frac{\hbar\omega_P}{\eta_P}\frac{\gamma}{\sigma\tau} \qquad (6.15)$$

ومن ناحية ثانية ، نجد من المعادلة (2.145) أن (عندمـــا $\Delta\omega=0$) فـــإن $(1/\sigma\tau)\propto\omega_0^2/g_1(0)\propto\omega_0^2\Delta\omega_0$ و عند الترددات في المنطقة فوق البنفســـجية UV وضغط معتدل نستطيع الفرض أن عرض الخط $\Delta\omega_0$ يتعين باتساع دوبلر، و هكـــذا [راجع 2.113] فإن $\Delta\omega_0\propto\omega_0$ و (dP/dV) تزداد بازدياد ω_0^4 (إذا اعتبرنـــا $\omega_p\approx\omega_0$) . أما عند الترددات الأعلى (منطقة أشعة أكس) فإن عرض الخط يتعين بالاتساع الطبيعي ، لأن قيمة العمر الإشعاعي يصبح صغيراً جداً ، في هــــذه الحالـــة $\Delta\omega_0\propto\omega_0^3$ و (dP/dV) يزداد مع ω_0^6 . بسبب الزيادة السريعة لـــ (dP/dV) مع التردد ، فإن حد العتبة للطاقة اللازمة تصبح كبيرة جداً . و هذا يفسر أنه علـــى

الرغم من المحاولات العديدة لم ينجح أحد حتى الآن في الحصول على أشعة لـــيزر في منطقة الأشعة السينية * .

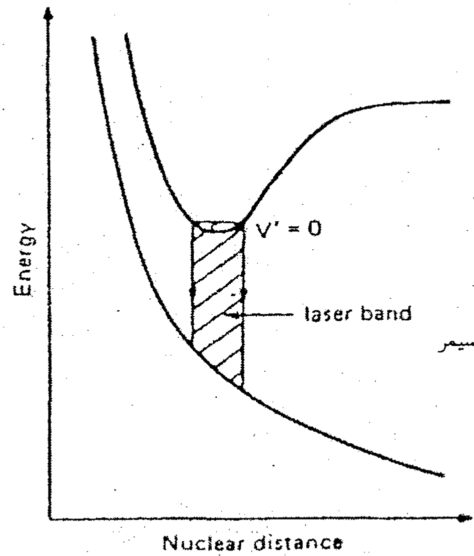
6.3.3.3 ليزرات الإكسيمر Excimer Lasers :

تعد ليزرات الإكسيمر صنفاً مفيداً و مهماً من الليزرات الجزيئية التي تستخدم الانتقالات بين حالتين إلكترونيتين مختلفتين .

لندرس جزيئة ثنائية الذرة A_2 ، إن منحنيات الطاقة الكامنة لكل مـــن الحالـــة الأرضية و المثارة مبينة في الشكل 6.24 . و بما أن الحالة الأرضية تنافرية repulsive ، فلا وجود للجزيئة في هذه الحالة (أي أن نوع A يوجد فقـــط في الحالـــة الأرضيـــة بالشكل غير المتبلمر A) . و بما أن منحني الطاقة الكامنة للحالة المثـــارة لـــه قيمـــة صغرى، فالجزيئة A_2 توجد فعلاً في الحالة المثارة (أي أن نوع A يوجـــد في الحالـــة المثارة على شكل تركيب مزدوج A_2 dimer) مثل هذه الجزيئة يطلق عليها إكســـيمر " excimer " و هي كلمة منحوتة من الكلمتين " excited dimmer " .

لنفرض الآن أن عدداً كبيراً من الإكسيمرات " excimers " تكونت بطريقة ما في حجم معين . فالفعل الليزري يمكن أن يحدث على الانتقال بين الحالة العليا(المقيدة) والحالة السفلى (الطليقة) (الانتقال المقيد– الطليق bound – free transition)

* أعلن مؤخراً الحصول على ليزر الأشعة السينية النبضية ذو الطول الموجي ? 14 A . لقد ضخ الليزر بأشعة سينية ناتجة من تفجير نووي صغير (نظراً لظروف التجربة فليس من السهل إجراء التجربة في مختبر اعتيادي) .



الشكل 6.24
سويات الطاقة في ليزرات الإكسيمر

يطلق على هذه المنظومة ليزر الإكسيمر للليزر الإكسيمر صفتان مميزتان ولكنهما مهمتان و كلتاهما ناشئتان عن كون الحالة الأرضية منفرة و هاتان الصفتان هما (أ) ما إن تصل الجزيئة الحالة الأرضية بعد الانتقال الليزري ، حتى تتفكك حالاً وهذا معناه أن سوية الليزر السفلى ستكون فارغة دائماً . (ب) ليست هناك انتقالات اهتزازية — دورانية واضحة المعالم و يكون الانتقال ضمن نطاق واسع broad band و هذا يسمح لاحتمالية توليف إشعاع الليزر ضمن مدى النطاق الواسع لهذا الانتقال.

وكصنف مهم و مناسب من ليزرات الإكسيمر سندرس تلك الليزرات التي تتكون من اتحاد ذرة غاز نادر (مثل Xe , Kr , Ar) في الحالة المثارة مع ذرة

هالوجين (مثل CL , F) لتكوين إكسيمر هاليد الغاز النادر * rare – gas – halide excimer و من الأمثلة المميزة هي ، ArF (λ = 193 nm) KrF (λ=248 nm)، XeCL (λ = 308 nm)، و XeF (λ = 351 nm) جميعها تتذبذب في المنطقة فوق البنفسجية UV إن السبب في سهولة تكون هاليدات الغاز النادر في الحالة المثارة يعود إلى أن الغاز النادر المثار يصبح كيميائياً مشابهاً لذرة قلوية، و معروف عن هذه الذرات سهولة تفاعلها مع الهالوجينات. إن هذا التشابه يبين أيضاً أن الترابط bonding في هذه الحالة المثارة يجب أن يكون ذات طابع أيوني . ففي عملية الترابط ينتقل الإلكترون المثار من ذرة الغاز النادر إلى ذرة الهالوجين . و لذلك فإن هذه الحالة المقيدة يشار إليها كحالة انتقال الشحنة Charge – transfer state .

إن عمليات الضخ في ليزر هاليد الغاز نوعاً ما معقدة ، نظراً لأنها تتضمن أصنافاً أيونية عديدة فضلاً عن أصناف جزيئية و ذرية مثارة ، فمثلاً في (KrF يستخدم فيها مزيج من Kr و F_2 و وسط غازي buffer gas) ، تؤدي العمليات الآتية دوراً مهماً: (أ) تفاعل مباشر للغاز النادر المثار مع الهالوجين أي :

$$Kr^* + F_2 \rightarrow KrF^* + F \qquad (6.16)$$

و (ب) ارتباط متفكك للإلكترون مع الهالوجين (6.17a) و يليه تفاعل ثلاثي three – body recombination لأيون الهالوجين السالب (6.17b) ، أي :

$$e + F_2 \rightarrow F^- + F \qquad (6.17a)$$

و

---

* بتعبير أدق يجب أن لا يطلق على هذه التراكيب اكسيمرات ، لأنها تحتوي على ذرات غير متشابهة. و ربما كلمة Hetro-excimer أو exciplex (من excited state complex) تكون أكثر ملائمة في هذه الحالات . و على كل حال ، فإن كلمة اكسيمر تستعمل على نطاق واسع في هذا السياق و سوف نتبع هذا الاستعمال .

$$F^- + Kr^* + M \rightarrow KrF^* + M \qquad (6.17b)$$

إذ إنّ M إحدى ذرات الوسط الغازي (Ar أو He)* .

من الممكن أن تضخ ليزرات إكسيمر هاليد الغاز النادر إما بحزمة إلكترونية أو بالتفريغ الكهربائي . ففي الحالة الأخيرة تستعمل إما حزمة إلكترونية أو UV في تقنية ما قبل التأين ، و تصميم الليزر من النوع النبضي مشابه في كثير من النواحي لليزر TEA CO2 . و أمد النبضة من مرتبة بضعة عشرات النانوثانية و تكون محددة ببدء عدم استقرارية التفريغ (تكون القوس الكهربائي) . إن متوسط الطاقات الخارجية يصل إلى 100 W ، و معدلات تكرار النبض تصل إلى 1 kHz ، و قد أمكن الحصول على كفاءات كهربائية 1% ، ليزرات الإكسيمر تبشر بإمكانية استعمالها في العمليات الكيميائية الضوئية المعقدة ، مثل فصل النظائر ، و هناك تطبيقات عديدة أخرى تتطلب استعمال مصدر UV ذي قوة و كفاءة .

6.4 ليزرات السائل (ليزرات الصبغة) :

Liquid Lasers (dye Lasers)

إن ليزرات السائل التي سوف ندرسها هي التي يتكون الوسط الفعال فيها من محاليل مركبات معينة لصبغة عضوية مذابة في سوائل مثل كحول اتيلي ، أو كحول مثيلي ، أو ماء . تعود هذه الصبغات عادة إلى إحدى الأصناف الآتية :

(أ) صبغات polymethine (0.7 – 1 μm) .

---

* العملية في المعادلة (6.17b) تتطلب وجود ذرة الوسط الغازي M buffer gas atom و إلا من غير الممكن حفظ كل من العزم و الطاقة للشريكين المتفاعلين (F و Kr) .

(ب) صبغات xanthene (0.5 – 0.7 μm) .

(جـ) صبغات (0.4 – 0.5 μm) .

(د) الصبغات الوميضية scintillator (λ < 0.4 μm) .

بسبب إمكانية توليف أطوالها الموجية و للتغطية الواسعة للطيف و البساطة فإن ليزرات الصبغة تؤدي دوراً هاماً و متزايداً في التطبيقات في حقول وميادين مختلفة (تشمل دراسة الأطياف و الكيمياء الضوئية) .

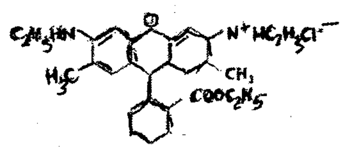
6.4.1 الخصائص الفيزيائية الضوئية للصبغات العضوية

Photophysical properties of organic dyes

إن الصبغات العضوية هي أنظمة جزيئية كبيرة و معقدة* تحتوي أربطة مزدوجة مترافقة Conjugated double bonds . و تمتلك عادةً حزم امتصاص قوية في المنطقة المرئية و فوق البنفسجية من الطيف ، عندما تثار بضوء ذي طول موجي ملائم تظهر أطياف التفلور ضمن نطاق واسع و شديد كالذي هو مبين في الشكل 6.25 و يمكن دراسة لحالة الرودامين 6G المذاب في محلول الإيثانول .

تدرس مستويات الطاقة لجزيئة الصبغة باستعمال ما يسمى بنموذج الإلكترون الحر Free –electron model . و سوف نوضح هذا بدراسة صبغة السيانين المبينة في الشكل 6.26a . إن الإلكترونات π لذرات الكربون تتوزع في سويتين أحداهما أعلى

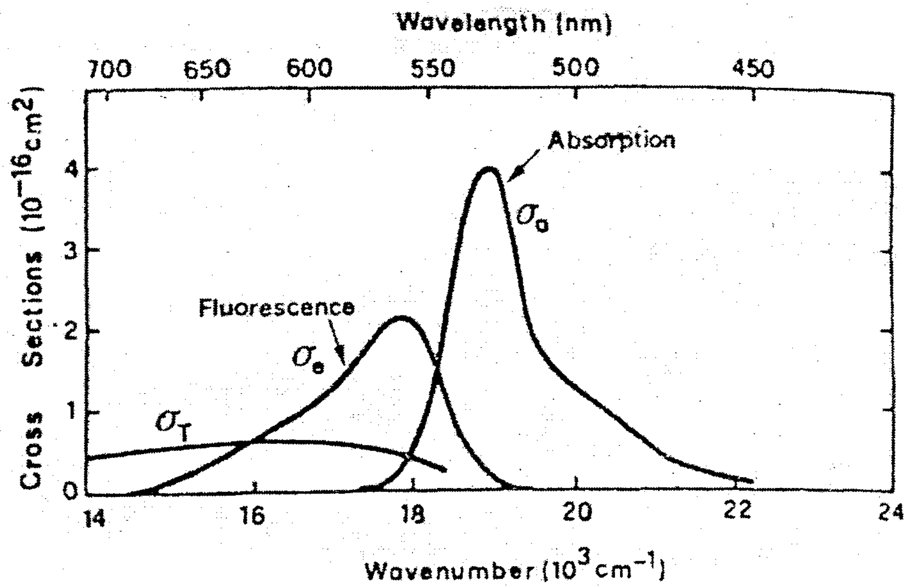
* وكمثال المعادلة التركيبية لصيغة الرودامين 6G (صيغة Xanthene) الواسعة الاستعمال هي:



و الأخرى أسفل سوية الجزيئة (شكل 6.26b). و تنشأ الحالات الإلكترونية للجزيئة من هذا التوزيع الإلكتروني π . ففي نموذج الإلكترون الحر، يفترض أن الإلكترونات π تتحرك بحرية ضمن سويات توزيعها و تتحدد فقط بالطاقة الكامنة التنافرية للمجموعة عند كل طرف من الصبغة . لذلك فإن سويات الطاقة للإلكترونات هي ببساطة تلك العائدة للإلكترون الحر في منخفض الطاقة الكامنة كما هو مبين في الشكل 6.26c .

إذا كان الشكل التقريبي للمنخفض مستطيلاً (شكل 6.26d) ، فإن سويات الطاقة معروفة و تعطى بالعلاقة $E_n = h^2 n^2 / 8 m L^2$ ، إذ إنّ n عدد صحيح ، و m كتلة الإلكترون ، و L طول المنخفض. ومن المهم هنا ملاحظة أن جزيئات الصبغة تمتلك عدداً زوجياً من الإلكترونات ضمن سحابة الإلكترونات π * . فإذا فرضنا أن عدد هذه الإلكترونات 2N ، فحالة الطاقة الدنيا للجزيئة سوف تناظر الحالة عندما تشغل هذه الإلكترونات سويات الطاقة الدنيا N .

* الأنظمة الجزيئية بإلكترونين غير مزدوجين unpaired تعرف بالجذور radicals و تميل للتفاعل بسهولة. و من ثم تكون نظاماً بإلكترونات مزدوجة.

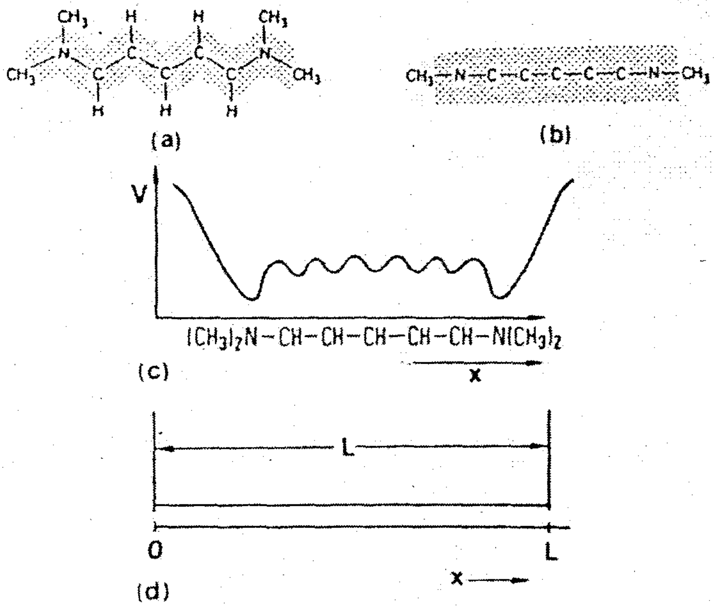


الشكل 6.25

المقطع العرضي للامتصاص σ_a ، المقطع العرضي للإصدار المتحرض σ_e

(انتقال من حالة أحادية singlet -- singlet transition إلى أحادية) و المقطع العرضي للامتصاص σ_t (انتقال حالة ثلاثية إلى حالة ثلاثية triplet – triplet transition) لمحلول الرودامين 6G في الإيثانول .

والواقع و أن كل سوية يمكن أن تشغل بإلكترونين بلفّين ذاتيين متعاكسين ومن ثم فهذه الحالة الجزيئية تمتلك عزم لف ذاتي زاوي spin angular momentums يساوي صفراً (حالة أحادية singlet state) و نرمز لها S_0 في الشكل 6.27 .و في نفس الشكل ، إن أعلى سوية مشغولة و السوية الفارغة التي يليها مؤشران بمربعين أحدهما فوق الآخر .



الشكل 6.26

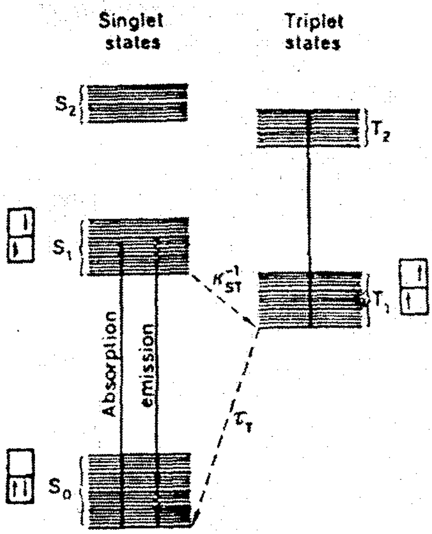
نموذج الإلكترون الحر لتوضيح سويات الطاقة الإلكترونية لجزيئة الصبغة

[عن Forsterling و Kuhn [36]] .

ويحصل على الحالة الأحادية الأولى المثارة (و المؤشرة بـ S_1 في الشكل) برفع إلكترون واحد من (أعلى) إلكترونين ، بدون أن نعكس لفّه الذاتي إلى السوية العليا التالي. فإذا انعكس هذا اللف الذاتي ، فالحالة الناتجة هي حالة ثلاثية triplet state

(الدوران الكلي $S = 1$ ، و المؤشرة بـ T_1 في الشكل) إن الحالتين ، المثلرتين الأحادية (S_2) و الثلاثية (T_2) تنتجان عندما يرفع الإلكترون مرة أخرى إلى السوية التالية و هلم جرا . و من ملاحظة الشكل 6.27 فإن كل حالة إلكترونية في الحقيقة متكونة من مجموعة من السويات الاهتزازية (الخطوط السميكة في الشكل)

و السويات الدورانية (الخطوط الدقيقة) . المسافة بين السويات الاهتزازية هي نموذجياً $700 - 1400\ cm^{-1}$ في حين أن المسافة بين السويات الدورانية ، نموذجياً أقل بمئة مرة. و نظراً لأن عمليات اتساع الخط أكثر أهمية في السوائل مما هي عليه في المواد الصلبة فإن الخطوط الدورانية غير متحللة و هذا يسبب تكون سويات متصلة بين السويات الاهتزازية.



الشكل 6.27

نموذج لسويات الطاقة لصبغة في المحلول السويات الأحادية و الثلاثية مبينة في أعمدة منفصلة.

والآن نلقي نظرة على ما يحدث عندما تتعرض الجزئيات لإشعاع كهرمغناطيسي. أولاً ، نتذكر أن قواعد الاختيار تتطلب $\Delta S = 0$. و لهذا فإن الانتقالات الأحادية – الأحادية مسموحة، على حين أن الانتقالات الأحادية – الثلاثية غير مسموحة . و على هذا فالتفاعل مع الإشعاع الكهرمغناطيسي يمكن أن يرفع الجزيئة من السوية الأرضية S_0 إلى واحد من السويات الاهتزازية للسوية S_1. وبما

أن السويات الدورانية و الاهتزازية غير متحللة ، فإن طيف الامتصاص سوف يظهر انتقالاً واسعاً و غير واضح المعالم (كمثال انظر الشكل 6.25) . نلاحظ أن الصفة المهمة لهذه الصبغات امتلاكها مصفوفاً ثنائي القطب μ قيمة عناصره كبيرة. وهذا يعود إلى أن إلكترونات π تكون طليقة الحركة لمسافة تقرب من حجم الجزيئة a. و بما أن a إلى حد ما كبيرة لهذا تكون μ كبيرة ($\mu \approx ea$) . و من ثم فإن المقطع العرضي للامتصاص σ الذي يتناسب مع μ^2 ، يكون كبيراً أيضاً ($\sim 10^{-16}\ cm^2$) . و تنحل الجزيئة في السوية المثارة في زمن قصير جداً (انحلالاً غير مشع $\tau_{nr} \approx 10^{-12}$ s) إلى الحالة الاهتزازية الدنيا للسوية S_1* . و من هناك تنحل إلى إحدى السويات الاهتزازية لـ S_0 محررة إشعاع (التفلور fluorescence). إن احتمالية الانتقال سوف تتعين بعوامل فرانك – كوندن المناسبة و مما سبق (راجع أيضاً الشكل 6.25) يتبين أن الاصدار المتفلور fluorescent emission يكون على شكل نطاق واسع و غير واضح المعالم و مزاح إلى طرف الطول الموجي الطويل لنطاق الامتصاص (أنظر الشكل 6.25). بعد سقوطها إلى الحالة المثارة الاهتزازية – الدورانية للسوية الأرضية S_0 تنحل الجزيئة مرة أخرى و بسرعة كبيرة (بحدود بيكوثانية) و بدون إشعاع إلى السوية الدورانية الاهتزازية الدنيا و من الملاحظ أنه عندما تكون الجزيئة في السوية الدنيا من S_1 يمكن أيضاً أن تنحل إلى السوية T_1 . و يطلق على هذه العملية التبادل الداخلي intersystem crossing و سببها التصادمات . بطريقة مماثلة يحدث الانتقال $T_1 \longrightarrow S_0$ على الأكثر بطريقة التصادمات و لكن إلى حد ما بعملية مشعة (إن الانتقال $T_1 \longrightarrow S_0$ ممنوع إشعاعياً ، كما ذكر أعلاه). إن هذا الإشعاع يطلق عليه

* وبتعبير أدق سيحدث توازن حراري بين السويات الاهتزازية – الدورانية (للحالة S1).

الفسفرة phosphorescence . و سوف نميز بين عمليات الانحـــلال الثلاثــة هـــذه بالثوابت الثلاثة الآتية :

(أ) τ_{sp} ، فترة عمر الاصدار التلقائي للسوية S_1 .

(ب) k_{st} ، معدل التبادل الداخلي (s^{-1}) بين النظامين الأحادي و الثلاثي .

(ج) τ_t ، عمر السوية T_1 .

فإذا جعلنا τ عمر السوية S_1 ، كان لدينا [راجع المعادلة (2.6.127)] :

$$\frac{1}{\tau}=\frac{1}{\tau_{sp}}+k_{ST} \qquad (6.18)$$

وبسبب القيمة الكبيرة لعناصر مصفوفة ثنائي القطب μ ، فإن العمر الإشــعاعي τ_{sp} قصير جداً (بضعة نانوثانية) . و بما أن k_{ST}^{-1} أطول بكثير (100 ns) فإن معظـــم الجزيئات ستنحل من السوية S_1 بالتفلور ، وعلى هذا فإن التفلور الكمومي (عـــدد الفوتونات المنبعثة بالتفلور مقسومة على عدد الذرات الموجودة في S_1) يساوي تقريباً واحداً. و الواقع هو أنه سيكون لدينا :

$$\Phi=\tau/\tau_{SP} \qquad (6.19)$$

إن عمر الحالة الثلاثية τ_T يعتمد على ظروف التجربة و خصوصاً على كميـــة الأوكسجين المذاب في المحلول . إن العمر يمكن أن يتراوح من 10^{-7} s في محلول مشبع بالأوكسجين إلى 10^{-3} s أو أكثر في محلول خال من الأوكسجين deoxygenated .

6.4.2 مميزات ليزرات الصبغة Characteristics of Dye Lasers:

يتبين مما سبق أن من البديهي أن نتوقع أن هذه المواد لها الإمكانية لإظهار الفعل الليزري عند الأطوال الموجية التفلورية . و الواقع هو أن الانحلال السريع غير المشـــع

ضمن الحالة الفردية المثارة S_1 يزيد إسكان سوية الليزر العليا بفاعلية كبيرة ، في حين أن الانحلال السريع غير المشع ضمن الحالة الأرضية يكون فعالاً في تفريغ سوية الليزر السفلى . ومن الملاحظ أيضاً أن محلول الصبغة شفاف إلى حد بعيد للأطوال الموجية التفلورية (أي أن المقطع العرضي للامتصاص σ_a منخفض جداً ، أنظر الشكل 6.25) و الحقيقة هي أن تشغيل ليزرات الصبغة قد تأخر إلى عام (1966). والآن نلقي نظرة على المسببات لهذا التأخر : فواحدة من المشاكل هي العمر القصير جداً τ للحالة S_1 ، لأن قدرة الضخ اللازمة تتناسب عكسياً مع τ . على الرغم من أن هذا يعوض إلى حد ما بالقيمة الكبيرة للمقطع العرضي ، إلا أن حاصل الضرب $\sigma\tau$ [نتذكر أن حد العتبة لطاقة الضخ تتناسب مع $(\sigma\tau)^{-1}$ راجع المعادلة 6.12] ما يزال حوالي 10^3 مرة أقل من ليزرات الحالة الصلبة مثل ليزر Nd : YAG . و المشكلة الثانية تنشأ من التبادل الداخلي. فإذا كانت τ_T طويلة بالموازنة مع k_{ST}^{-1} ، فعندئذ تتجمع الجزيئات في الحالة الثلاثية T_1 هذا يمهد للامتصاص عن طريق الانتقال T_1 — T_2 » (الذي هو مسموح بصرياً) . و من سوء الحظ أن هذا الامتصاص يميل للحدوث في نفس منطقة الطول الموجي للتفلور (راجع مرة ثانية ، مثلاً الشكل 6.25) . و لهذا فهو عائق خطير للفعل الليزري . و الواقع هو أن من الممكن بيان أن الفعل الليزري المستمر يمكن حدوثه فقط إذا كانت τ_T أقل من قيمة خاصة و هذه تعتمد على صفات مادة الصبغة.

ولإثبات هذا يجب أولاً ملاحظة أن منحني اصدار الفلورة للصبغة (أنظر الشكل 6.25) يمكن وصفه بدلالة المقطع العرضي للانبعاث المتحرض σ_e . بالتالي، إذا كانت N_2 الإسكان الكلي للحالة S_1 ، فإن الربح (غير المشبع) عند طول موجي معطى الذي يعود له σ_e هو $\exp(N_2 \sigma_e l)$ ، إذ l طول المادة الفعالة . الآن إذا جعلنا N_T إسكان الحالة الثلاثية T_1 ، فالشرط اللازم للفعل الليزري هو أن الربح

الناشئ عن الاصدار المتحرض يزيد الخسارة الناشئة عن الامتصاص الثلاثي – الثلاثي أي أن :

$$\sigma_e N_2 > \sigma_e N_T \qquad (6.20)$$

وفي حالة الاستقرار ، فإن معدل انحلال الإسكان الثلاثي N_T / τ_T يجب أن يساوي المعدل في الزيادة الناشئة عن التبادل الداخلي $k_{ST} N_2$ أي :

$$N_T = k_{ST}\,\tau_T\,N_2 \qquad (6.21)$$

بتوحيد المعادلتين (6.20) و (6.21) نحصل على :

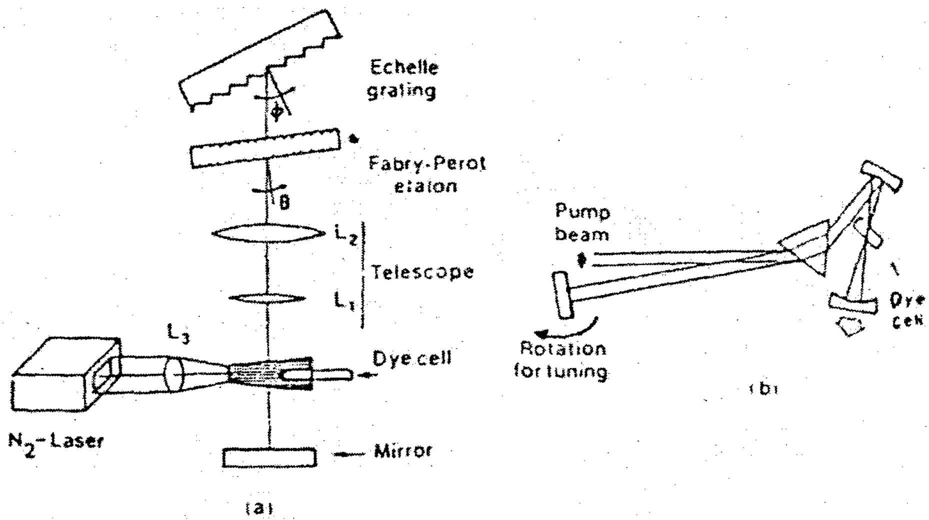
$$\tau_T < \sigma_e / \sigma_T\,k_{ST} \qquad (6.22)$$

الذي هو شرط ضروري للفعل الليزري المستمر [و إلى حد ما مكافئ للمعادلة (5.26)] . إذا لم يتحقق هذا الشرط ، فإن ليزر الصبغة يمكن أن يعمل بالنظام النبضي فقط. و في هذه الحالة ، أمد نبضة الضخ يجب أن تكون قصيرة بما فيه الكفاية لضمان عدم تجمع إسكان مفرط في الحالة الثلاثية. و أخيراً المشكلة الثالثة الحاسمة تنشأ عن وجود تدرّجات حرارية تحدث في السائل نتيجة الضخ . هذه التدرّجات الحرارية تحدث تدرّجات gradients في معامل الانكسار الذي بدوره يمنع الفعل الليزري . إن هذه التدرجات تحدث تأثيرات مشابهة في عدد من النواحي لتلك الناشئة عن التبادل الداخلي . إن كلا هاتين العمليتين تتسببان في إنهاء الفعل الليزري بعد تسليط الضخ لفترة معينة من الزمن . إلا أنه لحسن الحظ ، و كما ذكرنا سابقاً ، يمكن تقليل τ_T إذا أضيف للمحلول مواد معينة (مثل الأوكسجين) ، في حين يمكن تقليل التأثيرات الحرارية أيضاً باستعمال ترتيب تجريبي ملائم .

لقد تم الحصول على الفعل الليزري النبضي من صباغات عديدة مختلفة باستعمال مخططات الضخ الآتية :

(أ) مصابيح وميضية سريعة (زمن صعودها أقل من 1 µs) ، (ب) نبضة قوية قصيرة من ليزر آخر، و غالباً يستعمل ليزر N_2 لهذا الغرض ، لأن خرج هذا الليزر الذي يقع ضمن المنطقة فوق البنفسجية UV ملائم لضخ صباغات عديدة ، تتذبذب في المدى المرئي من الطيف .

إن مخطط الضخ هذا ذو كفاءة بشكل واضح ، و قد تم الحصول على أرباح عالية جداً و كفاءة تحويل (من الأشعة فوق البنفسجية إلى الضوء المرئي) بحدود 10% و بما أن كفاءة ليزر النتروجين نوعاً ما منخفضة (% 0.2 ~) لذلك استعملت ليزرات الإكسيمر (في الأخص KrF ، و XeF) على نحو متزايد لضخ ليزرات الصبغة .



الشكل 6.28

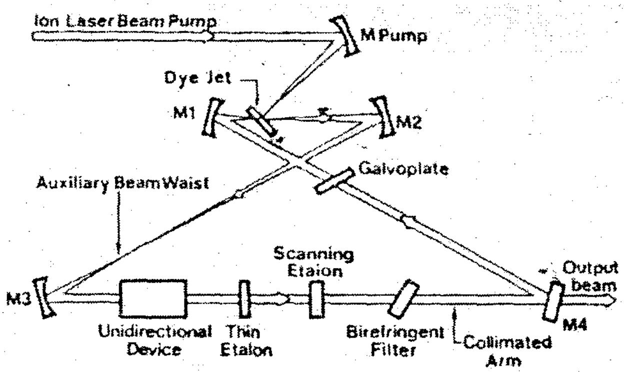
(a) ليزر الصبغة النبضي المضخ بوساطة ليزر N_2 ،
و (b) ليزر الصبغة المستمر، المضخ بوساطة ليزر Ar^+

يستعمل لكل من ليزر N_2 و الإكسيمر ترتيب الضخ المستعرض (أي أن اتجاه حزمة الضخ يكون عمودياً على محور المجاوبة) (راجع الشكل 6.28a)

ويستخدم التلسكوب المبين في الشكل لتكبير الحزمة على شبكة انعراج مدرجة ecchelle grating (التي تستعمل لاختيار الطول الموجي راجع الشكل 5.7) و من ثم لزيادة الشدة التحليلية . يستخدم إيتالون فابري – بيرو (راجع أيضاً الشكل 5.8) للتوليف الدقيق للطول الموجي لخرج الليزر . و قد تم الحصول على الفعل الليزري المستمر في عدد من ليزرات الصبغة مغطياً المدى المرئي من الطيف . و تتم عملية الضخ بوساطة ليزر مستمر آخر (يستعمل عادة ليزر Ar^+) ، و يستعمل عادة ترتيب الضخ الطولي (أو القريب من الطولي) مثل الذي هو مبين في الشكل 6.28b . إن وجود الموشور المشتت في مجاوبة الليزر له فائدتان :

أ – توليف الطول الموجي لليزر (راجع مرة ثانية الشكل 5.7) .

ب – السماح لحزمة ليزر الضخ أن تكون مفصولة عن حزمة ليزر الصبغة في المنطقة المبينة في الشكل. و بما أن حزمة ليزر الضخ تدخل من حول جوانب مرآة ليزر الصبغة بدلاً من أن تدخل من خلالها ، فليس هناك حاجة و الحالة هذه لاستعمال مرايا خاصة تكون شفافة للطول الموجي لحزمة الضخ و ذات انعكاسية عالية للطول الموجي للصبغة . من الأشكال المهمة لليزرات الصبغة المستمرة بنمط طولي منفرد هو المجاوبة الحلقية المبينة في الشكل 6.29 إن ضخ الليزر يتم أيضاً بوساطة ليزر الأيون ، و الصبغة تدور بنظام سائل متدفق و قد تم الحصول على تذبذب طولي منفرد و مسح ترددي frequency scanning بجمع مرشح مزدوج الانكسار و إيتالون مسح scanning etalon و إيتالون فابري و بيرو رقيق .



الشكل 6.29

ليزر صبغة حلقي بنمط طولي منفرد و استطاعة عالية .

والميزة الخاصة لهذا المجاوبة هي ، انه باستعمال جهاز موحد الاتجـــاه ، يمكـــن لحزمة الليزر أن تسير في اتجاه واحد فقط حول المجاوبة الحلقية (المبين في الأســـهم في الشكل). و من ثم لا تتكون أمواج مستقرة في المجاوبة و خصوصاً ضمـــن وســط الصبغة و لذلك لا تحدث ظاهرة الإحراق المكاني Spatial hole burning . و لهـــذا نتيجتان (أ) من السهل جداً الحصول على تذبذب بنمط طولي منفرد و هذا واضـــح من المناقشة المتعلقة بالشكل 5.6 ، (ب) استطاعة الخرج للنمط المنفرد عاليـــة ، لأن في هذه الحالة جميع المادة الفعّالة (بدلاً من فقط المناطق المحيطة بالقيم العظمى لنمـوذج الموجات المستقرة) تسهم في الخارج الليزري و نتيجة لهذا ، أمكن الحصـــول علـــى طاقات خرج حوالي عشر مرات أكبر من تلك الناتجة من ليزرات الصبغـــة التقليديـــة ذات النمط الواحد كما في النموذج المبين في (الشكل 6.28b) .

لقد تم الحصول على متوسط استطاعات خرج بلغت 100 W بكفاءة إلى حـــد ما أقل من 1 % من ليزرات الصبغة المضخّة بمصباح وميضي . و ميزة مهمة للـــيزرات الصبغة هي اتساع عرض نطاق تذبذبها (~10nm) . و من الممكن موالفـــة الطـــول

الموجي للحزمة الخارجة على عرض النطاق هذا باستعمال مجاوبات اصطفاء الطول الموجي Wave length selecting cavities كما تلك المبينة في الشكل 5.7 . إن عرض نطاق التذبذب الواسع مهم جداً أيضاً في عملية تثبيت النمط – Mode Locked operation .

لقد أمكن الحصول من ليزرات الصبغة المستمرة الموجة (التي تضخ بليزر Ar*) بالترتيب الحلقي ، و بعد عملية تثبيت النمط على خارج ليزري نبضي أمد النبضة ~ 0.03 ps . و هذه أقصر نبضات تم الحصول عليها حتى الآن من الليزرات .

إن ليزرات الصبغة هي الآن واسعة الاستعمال في تطبيقات علمية و تقنية عديدة حينما يتطلب نبضات بأمد قصير أو توليف الطول الموجي . و لكن تحلل الصبغة بضوء الضخ تبقى ميزة غير ملائمة لهذه الليزرات .

6.5 الليزرات الكيميائية *Chemical Lasers* :

يعرف الليزر الكيميائي عادة بأنه الليزر الذي يحدث فيه انقلاب الإسكان بالتفاعل الكيميائي مباشرة . و وفقاً لهذا التعريف لا يمكن عد ليزر CO_2 دايناميكا الغلز من الليزرات الكيميائية . و عادة تستخدم الليزرات الكيميائية التفاعل الكيميائي بين العناصر الغازية . ففي هذه الحالة يترك جزء كبير من طاقة التفاعل بشكل طاقة اهتزازية للجزيئات . و لذلك فالانتقالات الليزرية غالباً ما تكون من نوع الدوراني – الاهتزازي (الاستثناء الوحيد ربما تجدر الإشارة إليه هو ليزر التفكك الضوئي الكيميائي – photo chemical dissociation laser الذي سنأتي على وصفه فيما بعد)، و الأطوال الموجية

* فمثلاً ، مزيج من H_2 ، F_2 و مواد أخرى (16 % من H_2 و F_2 تحت ضغط جوي) له حرارة تفاعل تساوي 2000 J / liter و منها 1000 J تترك كطاقة اهتزازية .

المناظرة المتوفرة في الوقت الحاضر تقع بين 3 µm و 10 µm . هذه الليزرات مهمة لسببين أساسيين هما : (أ) هذه الليزرات تقدم مثال مهم للتحول المباشر للطاقة الكيميائية إلى طاقة كهرمغناطيسية . (ب) بما أن كمية الطاقة المتيسرة في التفاعل الكيميائي كبيرة جداً ، فيتوقع أن تكون الاستطاعات الخارجة عالية.

سندرس ليزر HF كمثال توضيحي لليزرات الكيميائية . هذا الليزر يتذبذب على عدة خطوط اهتزازية – دورانية في نطاق 2.6 µm إلى 3.3 µm و يعطي استطاعات خرج مستمرة إلى حد 10 kW و طاقات نبضية إلى بضعة كيلوجول بكفاءة كيميائية تصل إلى حوالي 10 % .

إن عملية الضخ الرئيسية لـ HF تأتي من التفاعل الكيميائي :

$$F + H_2 \rightarrow HF^* + H \qquad (6.23)$$

و بما أن حرارة التفاعل هي 31.6 kcal / mole ، فإن جزيئة HF يمكن أن تترك في حالة مثارة عند سوية اهتزازية حتى $v = 3$ (أنظر الشكل 6.30). و نتيجة لاختلاف معدلات الانحلال إلى السويات الاهتزازية المختلفة، فإن السوية $v = 2$ يمتلك الإسكان الأكبر ، و ينشأ انقلاب إسكاني كبير إثر الانتقال: $(v' = 1) \rightarrow (v = 1)$.

ومن الشكل يمكن ملاحظة أن أكثر من 60 % من طاقة التفاعل تتحرر كطاقة اهتزازية . و يمكن بطريقة بسيطة إدراك السبب لماذا تترك جزيئة HF في حالة إثارة بعد التفاعل . لندرس التفاعل المعطى في المعادلة (6.23) .

وبسبب ألفة الإلكترون العالية لـ F ، فإن عند مسافات كبيرة يكون التفاعل المتبادل $H_2 - F$ شديد الرابطة ، و يؤدي إلى استقطاب كبير لتوزيع شحنة H_2 و بما أن الإلكترون خفيف ، فالترابط HF يمكن أن يتشكل قبل تكيّف البروتون إلى المسافة

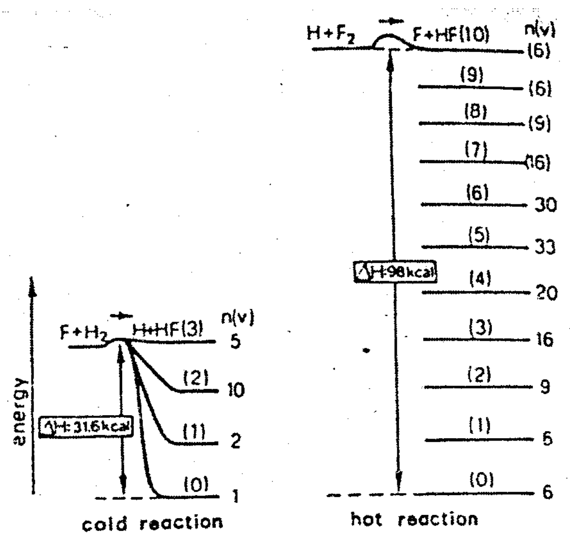
بين النوى الملائمة للحالة الإلكترونية الأرضية لـ HF . و هكذا هناك احتمالية كبيرة أن البروتون بعد التفاعل سيكون على مسافة أكبر من مسافة التوازن لرابطة HF و هذا بدوره يؤدي كلاسيكياً إلى الحركة الاهتزازية.

من الملاحظ أنه حتى يحدث التفاعل الكيميائي في المعادلة (6.23) ، يجب توفر الفلورين الذري . و هذا ينتج من تفكك جزيئات مانحة للفلورين مثل SF_6 أو F_2 الجزيئي ، يمكن أن يتم التفكك بعدة طرق مثلاً. بتصادم إلكترون في تفريغ كهربائي ($SF_6 + e \longrightarrow SF_5 + F + e$) . و عند استعمال الفلورين الجزيئي فإن جزيئات F_2 غير المتفككة يمكن أن تتفاعل مع الهيدروجين الذري

[الذي ينتج من التفاعل في المعادلة 6.23] ليعطي :

$$H + F_2 \rightarrow HF^* + F \qquad (6.24)$$

الفلورين الذري الناتج بهذه الطريقة يمكن أن يشارك مرة ثانية في تفاعل المعادلة (6.23) . و هذا يؤدي إلى تفاعل متسلسل chain reaction فيه عدد جزيئات HF المثارة يمكن أن تزيد كثيراً على عدد ذرات الفلورين المنتجة أولياً . و من الملاحظ أن الطاقة الكيميائية للتفاعل (6.24) (الذي يساوي 98 kcal/mole) هو فعلياً أكبر من التفاعل في المعادلة (6.23) . و هذا يمكن أن يسبب إثارة جزيئة HF إلى سوية الاهتزاز $v = 10$ (الشكل 6.30) . إذاً فالتفاعل (6.24) ساعد على تأسيس انقلاب إسكاني بين السويات الاهتزازية المتنوعة لجزيئة HF . مما سبق ذكره يظهر أن الفلورين الجزيئي ربما يكون أكثر ملائمة من SF_2 للاستعمال في ليزر HF . و من ناحية ثانية فإن مزيج $H_2 + F_2$ أكثر صعوبة في الاستعمال من مزيج $SF_6 + H_2$ ، وحتى يمكن الأول أن يصبح مادة متفجرة .



الشكل 6.30

ضخ السويات الاهتزازية لجزيئة HF بواسطة تفاعلين $F + H_2 \longrightarrow H + HF^*$ و $H + F_2 \longrightarrow F + HF^*$ و التعدادات النسبية $n(v)$ الناتجة هذه الطريقة مبين أيضاً.

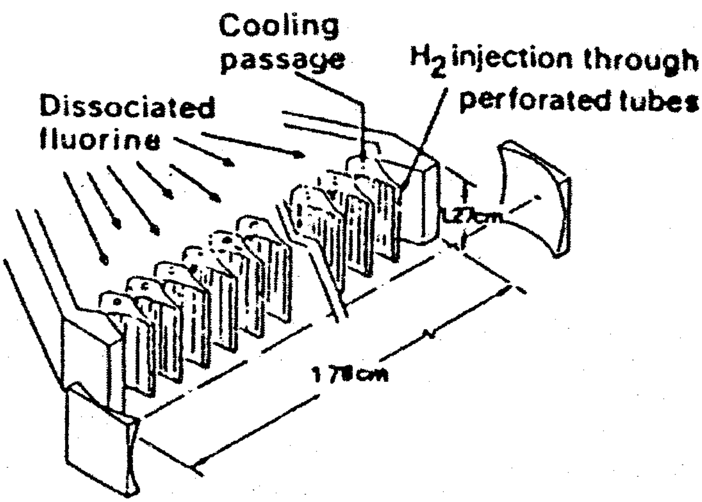
يمكن تصنيع ليزرات HF لتعمل إما بشكل نبضي أو مستمر ، ففي الليزرات النبضية ، ينتج الفلورين الذري بالتصادمات بين مانحي الفلورين و الإلكترونات المتولدة إما من تفريغ كهربائي أو من آلة حزمة — إلكترون إضافية . و عند استعمال تفريغ كهربائي ، فإن ترتيب الضخ المستعمل مشابه لليزر TEA CO_2 ، و يستعمل غالباً UV ما قبل التأين لضمان تفريغ أكثر انتظاماً. و عندما يستعمل الفلورين الجزيئي كعامل تفاعل reactant ، ينشأ تفاعل متسلسل والطاقة الخارجة لليزر يمكن أن تزيد على طاقة التفريغ الكهربائي أو حزمة الإلكترون . أما في ليزر الموجة المستمرة cw فإن الفلورين يتفكك بالحرارة من سخان قوسي نفاث يستخدم فيه التفريغ الكهربائي القوسي ومن ثم يتمدد خلال فوهات فوق سمعية supersonic nozzles (~ Mach 4) ويمزج الهيدروجين الجزيئي عند نهاية المجرى و يتفاعل وفقاً

للمعادلة (6.23) (الشكل 6.31) . و تستعمل غالباً المحاوبة غير المستقرة لليزرات الاستطاعة العالية أو الطاقة العالية.

إن الفعل الليزري يحدث عند عدة انتقالات اهتزازية ، من 0«— 1 إلى حد 5«— 6 ($\lambda = 2.7 - 3.3\ \mu m$) و عند عدة خطوط دورانية ضمن كل انتقال اهتزازي، وكما ذكرنا سابقاً في حالة ليزر CO ، يوجد سببان لإمكان حدوث التذبذب عند خطوط عديدة أهمها : (أ) ظاهرة التعاقب Cascading .

والحقيقة أنه إذا أعطى الانتقال 1 «— 2 الفعل الليزري (و عادة هو الانتقال الأقوى) فسوف يستنفذ إسكان السوية 2 و يتجمع في السوية 1 .

ونتيجة لهذا يمكن أن يحدث الفعل الليزري عند الانتقالين 2 «— 3 و «— 1 0، (ب) ظاهرة انقلاب الإسكان الجزئي (أنظر الشكل 6.21) الذي ربما يكون انقلاب الإسكان بين بعض الخطوط الدورانية حتى عندما لا يوجد انقلاب إسكان بين إجمالي الإسكانات للسويات الاهتزازية التي تعود لها.



الشكل 6.31

الانتشار فوق الصوتي لليزر HF الكيميائي

إضافة إلى ليزر HF ، يجب الإشارة إلى ليزرات DF ، HCL ، و HBr تعمل بأنظمة مشابهة لنظام HF ، و تتذبذب على المدى (5 µm »— 3.5) . هذا المدى مهم لأنه يقع ضمن منطقة الطيف التي تكون عند نفاذية الجو جيدة . و كما ذكرنا سابقاً ، إنّ الليزرات الكيميائية من هذا الصنف يمكن أن تعطي إستطاعات (أو طاقات) عالية و بكفاءة جيدة . و تحد مشكلات السلامة (ربما يعد F_2 من أكثر العناصر المعروف تآكلاً و فعالية) كثيراً من استخدام هذه الليزرات . و من ناحية ثانية ، مع أن ليزرات التفريغ الكهربائي (باستعمال SF_6) متوفرة تجارياً ، يبدو أن أهم استخداماتها هي الاستخدامات العسكرية التي تتطلب طاقات عالية .

كمثال ثان لليزر الكيميائي سنذكر باختصار ليزر اليود الذري ينتمي هذا الليزر إلى صنف ليزرات التفكك الكيميائي الضوئي (أو التفكك الضوئي photo dissociation). و يتولد اليود الذري من التفكك الضوئي لـ CH_3I أو CF_3I وحديثاً جداً من C_3F_7I . و عندما تمتص إحدى الجزيئات المذكورة في أعلاه ضوء طوله الموجي (300 nm ~) من مصباح وميضي قوي فإنها ستتفكك

ويؤدي هذا التفكك إلى إنتاج يود ذري في الحالة المثارة $^2P_{1/2}$. بمعدل أكبر من الحالة الأرضية $^2P_{3/2}$. و هكذا يحدث التذبذب الليزري عند الخط $^2P_{3/2}$ $^2P_{1/2}$. λ (= 1.315 µm) . هذا الخط ممنوع كانتقال لثنائي القطب الكهربائي و لكنه مسموح به كانتقال لثنائي القطب المغناطيسي . و بما أن عمر الانبعاث التلقائي المناظر طويل جداً (في حدود الميلي ثانية) ، فإن عمر الحالة $^2P_{1/2}$ يحدده التخميد بالتصادم Collisional deactivation أما عمر الحالة الأرضية $^2P_{3/2}$ فيتحدد بعملية إعادة الاتحاد لثلاثة أجسام :

$$I\,(^2P_{3/2}) + I\,(^2P_{3/2}) + M \rightarrow I_2 + M$$

إذ أن M ذرة أو جزيئة أخرى في مزيج الغاز (I_2 , He) . و هـــذا العمـــر نموذجياً يساوي 100 µs . إن خصائص ليزر اليود تقع إلى حد ما وسطاً بين نمـــوذج ليزر الغاز و نموذج ليزر الحالة الصلبة المضخ بصرياً. و بما أن اليود في حالـــة غازيـــة فيجب احتواءه داخل أنبوب زجاجي (شكل 6.3) تماماً كما في غاز آخر . و مـــن ناحية ثانية فإن ليزر اليود مشابه لليزرات الحالة الصلبة في ناحيتين (أ) يضخ بوميض في ترتيب هندسي مشابه لذلك المستعمل لليزرات الحالة الصلبة (الشكل 3.2). (ب) إن خط الليزر هو الانتقال الممنوع لثنائي القطب الكهربائي كما في حالـــة لـــيزر الياقوت و Nd^{+3}. إن الخاصية الأخيرة ذات أهمية خاصة . و معناها أن عمـــر الحالـــة العليا يكون طويلاً لليزر اليود

ولهذا السبب يمكن إنشاء انقلاب إسكان كبير مما يجعل ليزر اليود (مع ليزرات Nd : glass و CO_2) بين الأنظمة المهمة جداً لخرج ليزري ذي اســـتطاعة عاليـــة (أكبر من 500 J) .

6.6 ليزرات شبه الموصل *Semiconductor Lasers* :

تطرقنا في دراستنا حتى الآن للأنظمة الذرية و الجزيئية ، التي سويات طاقتـــها تعود لتوابع موجية متمركزة ، أي التي تعود إلى ذرات أو جزيئات منفـــردة . ولآن في حالة بلورات أشباه الموصلات لا يمكننا التكلم عن تابع موجي لذرة منفردة ، بل مـــن الضروري التعامل مع تابع الموجة الذي يعود إلى البلورة ككل. و كذلك لا يمكننـــا دراسة سويات الطاقة للذرات المنفردة .

6.6.1 الخصائص الفيزيائية الضوئية لليزرات أشباه الموصل

Photo physical properties of semiconductor Lasers :

يمثل الشكل (6.32) سويات الطاقة لشبه موصل مثالي. إن طيـــف ســـويات الطاقة يتكون من نطاقات واسعة جداً broad bands و هذه الأنظمة هـــي : نطـــاق التكافؤ valence band V و نطاق التوصيل conduction band C مفصول أحدهمـــا عن الآخر بمنطقة محظورة الطاقات (The band gab) . يتكون كل نطاق في الواقـــع من عدد كبير من حالات الطاقة المتقاربة جداً.

ووفقاً لقاعدة الاستثناء لباولي Pauli exclusion principle فإن من الممكـــن أن يوجد إلكترونان فقط (بلفين متعاكسين) يشغلان كل حالة من حـــالات الطاقـــة ولذلك ، فإن احتمالية الانشغال f(E) Probability of occupation لحالـــة معينـــة طاقتها E تعطى بإحصائيات فيرمي – ديراك Fermi – Dirac بدلاً من إحصائيـــات ماكسويل – بولتزمان ، و هكذا :

$$f(E)=\{1+\exp[(E-F)/kT]\}^{-1} \qquad (6.25)$$

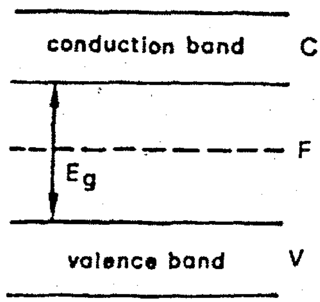
إذ إنّ F طاقة ما يسمى بمستوى فيرمي Fermi Level . إن هذا الســـوية لهـــا الأهمية الفيزيائية الآتية فعندما 0 «— T نحصل على :

$$f=1 \qquad (\text{عندما } E<F)$$

$$f=0 \qquad (\text{عندما } E>F)$$

ولهذا فإن السوية تمثل الحد بين السويات المشغولة كلياً و الســـويات الفارغـــة كلياً عندما $T = 0^\circ K$. في أشـــباه الموصـــلات غـــير المنطبقـــة nondegenerate semiconductors تقع سوية فيرمي داخل النطاق الممنوع (أنظر الشكل 6.32) ولذلك عند $T = 0\ ^{\circ}K$ يكون نطاق التكافؤ ممنوع مملوء تماماً

ونطاق التوصيل فارغ تماماً. من الممكن بيان أنه تحت هذه الشروط سيكون شبه الموصل عديم التوصيل. و إذاً فهو عازل . لاحظ أيضاً أن سوية فيرمي له معنى فيزيائي آخر : عند أي درجة حرارة يكون $f(F) = 1/2$.



الشكل 6.32

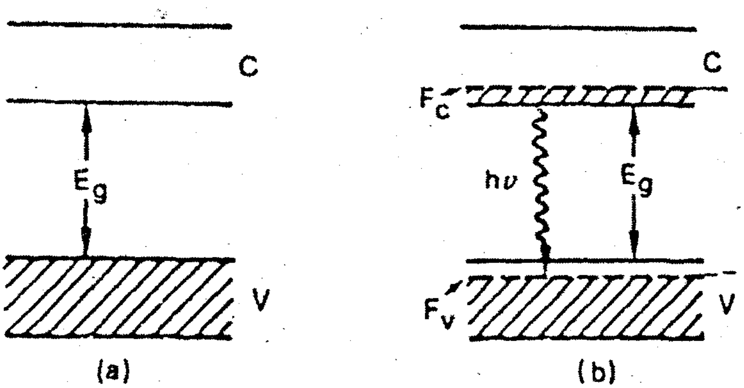
نطاق التكافؤ ، نطاق التوصيل ، و سوية فيرمي لشبه الموصل

بعد هذه الملاحظات التمهيدية ، نستطيع أن نبدأ الآن بوصف أساس عمل ليزر شبه الموصل. و لأجل التبسيط ، سنفرض أولاً أن شبه الموصل عند درجة حرارة $T = 0\ ^{\circ}K$ (انظر الشكل 6.30a ، إن المساحة المظللة في الشكل تمثل حالات طاقة ممتلئة تماماً). و الآن لنفرض أن إلكترونات بطريقة ما قد رفعت من نطاق التكافؤ إلى نطاق التوصيل. بعد فترة زمنية قصيرة جداً ($\sim 10^{-13}$ s) ستكون الإلكترونات في نطاق التوصيل قد سقطت إلى السويات الدنيا في ذلك النطاق، و أية إلكترونات قريبة من قمة نطاق التكافؤ أيضاً ستكون قد سقطت إلى السويات الدنيا غير المشغولة.

وهكذا تبقى المنطقة العليا لقطاع التكافؤ مملوءة "بالفجوات" holes . و هـذا يعني وجود انقلاب في الإسكان بين قطاع التكافؤ و قطاع الناقلية (لاحظ الشـكل 6.33b) . إن الالكترونات في قطاع الناقلية تسقط في قطاع التكافؤ (أي تتحد ثانية مع الفجوات) باعثة فوتوناً في عملية (إعادة الاتحاد الإشـعاعي recombination radiation) ، و عند توفر انقلاب في الإسكان بين قطاع التوصيل و قطاع التكـافؤ كما هو مبين في الشكل 6.30b ، فإن عملية الإصدار المتحـرض لإعـادة الاتحـاد الإشعاعي ستنتج التذبذب الليزري عندما يوضع شبه الموصل داخل مجاوبـة ملائمـة ومن الشكل 6.30b يمكن ملاحظة أن تردد الإشعاع الصادر يجب أن يستوفي الشرط:

$$Eg < h\nu < Fc - Fv \qquad (6.26)$$

الذي يحدد عرض قطاع الربح لشبه الموصل .



الشكل 6.33

أساس عمل ليزر شبه الموصل.

والآن لندرس الحالة عندما يكون شبه الموصل عند درجة حرارة $T > 0$.

وبالرجوع مرة ثانية إلى الشكل 6.33b ، نلاحظ أنه على الرغم من أن شبه الموصل ككل ليس في توازن حراري ، فإنه سوف ينتج التوازن ضمن قطاع منفرد في زمن قصير جدا ، و لذلك يمكن التحدث عن احتمالية الإشغال f_v وf_c لقطاعي التكافؤ و الناقلية كل على حدا إذ أن f_v و f_c تعطى بنفس صيغة معادلة (6.25) أي:

$$f_v = \{1 + \exp[(E - F_v)/kT]\}^{-1} \qquad (6.27a)$$

$$f_c = \{1 + \exp[(E - F_c)/kT]\}^{-1} \qquad (6.27b)$$

إذ أن f_v و f_c طاقات ما تسمى بشبه سويات فيرمي quasi – Fermi Levels لقطاعي التكافؤ و الناقلية على التوالي. من المعادلة (6.27) و من الملاحظات التمهيدية ، نلاحظ أنه مثلا ، عندما $T = 0^\circ K$ ، هذه السويات تفصل بين المنطقتين zones المشغولة كليا و الفارغة كليا لكل نطاق . من الواضح أن قيم f_v و f_c تعتمد على عدد الإلكترونات المرفوعة بعملية الضخ إلى قطاع الناقلية بعد إدخال المفهوم لشبه سويات فيرمي ، يمكن بسهولة الحصول على الشرط الضروري للفعل الليزري على فرض أن عدد الإصدارات المحرضة يجب أن تكون أكبر بكثير من عمليات الامتصاص . (الزيادة تكون ضرورية للتغلب على خسائر المجاوبة) . إن كلتا العمليتين تتناسب و حاصل ضرب عدد الفوتونات الموجودة في المجاوبة و معامل B للانتقال . و من ناحية ثانية ، فإن معدل الإصدار المتحرض أيضا سوف يتناسب وحاصل ضرب احتمالية إشغال السوية العليا مع احتمالية عدم إشغال السوية السفلى، في حين أن معدل الامتصاص سيتناسب و حاصل ضرب احتمالية إشغال السوية السفلى مع احتمالية عدم إشغال السوية العليا . و لذلك ، للحصول على الإصدار المتحرض يجب أن يستوفى الشرط الآتي :

$$Bq[f_C(1 - f_V) - f_V(1 - f_C)] > 0 \qquad (6.28)$$

عدم المساواة هذه معناها أن $f_c < f_v$. و من المعادلة (6.25) يعني هذا أن :

$$F_c - F_v > E_2 - E_1 = h\nu \qquad (6.29)$$

إذ إنّ E_2 و E_1 سوية الطاقة العليا و السفلى على التوالي . و هكـــذا أعدنـــا اشتقاق واحدة من العلاقتين اللتين وجدتا سابقاً باستخدام طريقة حدسية عندما T = 0°K [راجع المعادلة (6.28)] . من ناحية ثانية ، فإن هذا الاشتقاق يبين أن العلاقـة تصح لأي درجة حرارة (طالما أن مفهوم شبه سويات فيرمي يبقى صحيح) و فضــلاً عن ذلك ، تم إثبات أن المعادلة (6.29) هي نتيجة الشرط الأساس بـــأن عمليـــات الإصدار المتحرض يجب أن تزيد على عمليات الامتصاص. و فيما يتعلق بهـــذا فـــإن المعادلة (6.29) تبدو بأنها مكافئة للشرط (5.26) لليزر السويات الأربعة .

6.6.2 مميزات ليزرات شبه الموصل

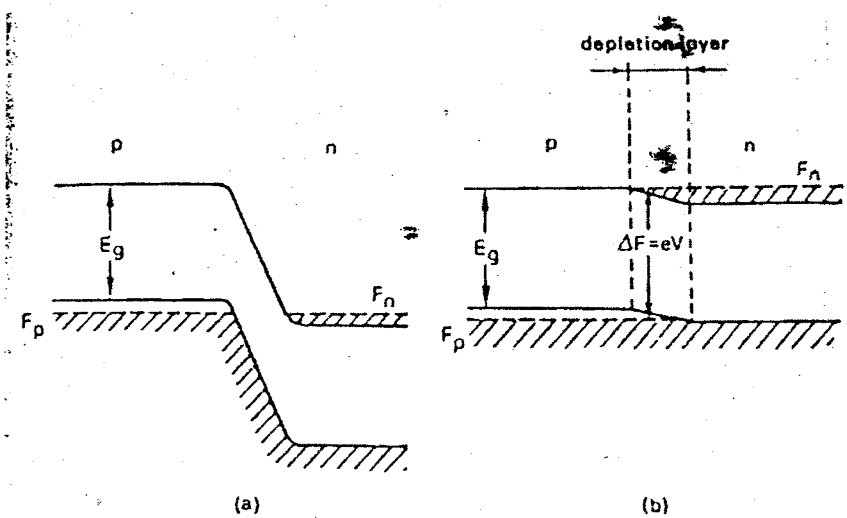
Characteristics of Semiconductor Lasers :

تتم عمليات الضخ في ليزر شبه الموصل عادة بتحضير شبه الموصل على شـــكل صمام ثنائي (دايود) على شكل توصيل p – n Junction diode p – n وتكـــون المنطقتان من النوع p و النوع n ذات انحلال عال. إي أنها مطعمة بتركيز عال (تركيز المانح doner و القابل acceptor أكثر من 10^{18} ذرة / سم3) و من الواضح في هذه الحالة أن يحدث انقلاب للإسكان في منطقة الاتصال.

سندرس أول مثال لليزر الاتصال Junction Laser عندما يتكون نوع p ونوع n من مادة واحدة (مثلاً GaAs) و متصلة مباشرة لتشكيل منطقـــة الاتصـــال (و لذلك يدعى الاتصال المتجانس homo Junction) و أول ليزر شبه موصل كان مـــن هذا النوع[30,31] . أن الأساس عمل الدايود المتركب بهذه الطريقة موضح في الشـــكل 6.31 . و بما أن المادتين مطعمة بكثافة عالية ، فإن سوية فيرمي F_p لشبه الموصل نوع

p يقع ضمن قطاع التكافؤ ، و سوية فيرمي F_n لشبه الموصل نوع n يقع ضمن قطاع الناقلية . و يمكن بيان أنه بدون تطبيق كمون ، فإن سويتي فيرمي تقعان على نفس الخط الأفقي (الشكل 6.34a) . أي لهما نفس الطاقة . و عند تطبيق كمون V ، تنفصل السويتان بمقدار :

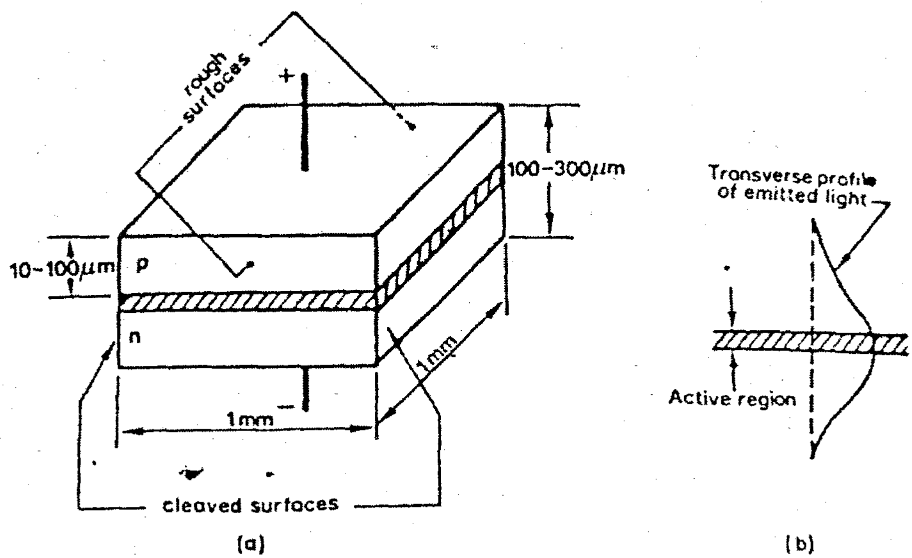
$$F = eV \qquad (6.28)$$



الشكل 6.34
أساس عمل ليزر شبه الموصل للاتصال p – n
(a) عدم وجود انحياز ، (b) انحياز أمامي

وهكذا ، إذا كان الديود منحازاً إلى الأمام forward biased ، فإن سويات الطاقة ستكون كما هي مبينة في الشكل 6.31b . و نلاحظ من الشكل أن انقلاب الإسكان قد حصل في ما يسمى بطبقة الاستنزاف depletion Layer للوصلة p – n إن ما يحدثه الانحياز الأمامي أساساً هو حقن الإلكترونات في طبقة الاستنزاف من نطاق التوصيل للمادة نوع n و حقن الفجوات holes من قطاع التكافؤ للمادة نوع p وأخيراً ، نلاحظ بما أن $V \approx E_g / e$. فبالنسبة لليزر GaAs نجد $V \approx 1.5$ V .

يبين الشكل 6.35 رسماً تخطيطياً لليزر الاتصال p – n و المنطقة المظللـــة تمثـل طبقة الاستتراف . و من الملاحظ أن أبعاد الديود صغيرة ، و سمك طبقة الاســـتتراف عادة صغير جداً (0.1 µm) . و للحصول على الفعل الليزري يتم صنع الوجـــهين الطرفيين متوازيين ، بوساطة الانفلاق Cleavage على طول سويات البلـــورة . أمـــا الوجهان الآخران فيتركان غير مصقولين لإيقاف التذبذب في الاتجاهات غير المرغـوب فيها .



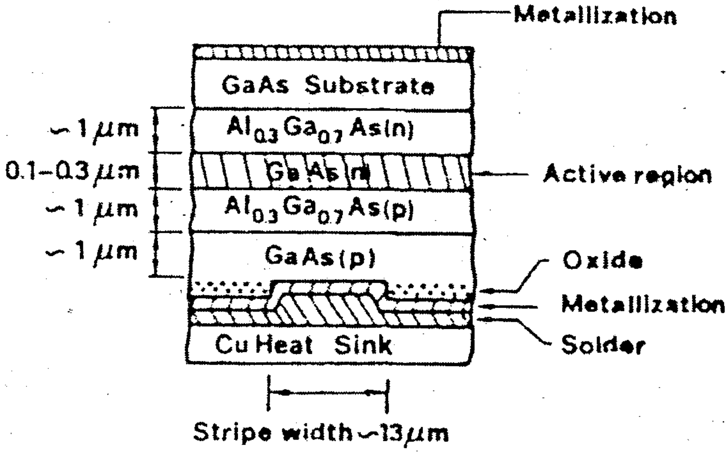
الشكل 6.35

(a) رسم تخطيطي لليزر شبه الموصل ، (b) التوزيع المستعرض لشدة الضوء.

إن السطحين الطرفيين غير مزودين بطبقة عاكسة ، لأن معامل الانكسار لشــبه الموصل عالية جداً ، و لهذا تكون انعكاسية سطح الموصل – هواء عالية (35 % ~) و المنطقة الفعالة تتكون من طبقة سمكها حوالي 1 µm ~ ، أي أنها أوسع بعض الشيء من منطقة الاستتراف . و بسبب الحيود فالبعد المستعرض لحزمة الليزر تكون بدورهـــا

أكبر بكثير من عرض المنطقة الفعالة ($\sim 40\ \mu m$) (الشكل 6.35b) . و لهذا فـــإن حزمة الليزر تمتد إلى حد بعيد داخل المنطقتين p و n . و من ناحية ثانيـــة ، بمـــا أن الأبعاد المستعرضة للحزمة ما تزال صغيرة جداً ، فإن الحزمة الخارجة يكون لها تفـــرق كبير نوعاً ما (إلى بضع درجات) . و أخيراً نشير إلى أنه عند درجة حرارة الغرفـــة فإن حد العتبة لكثافة التيار لليزر الاتصال المتجانس هو فعلاً عال (لـــ / $\sim 10^5\ A$ cm^2 GaAS) و هذا ناشئ عن الخسائر العالية لنمط المجاوبة الممتدة بعيـــداً داخـــل المنطقتين p و n (إذ يهيمن الامتصاص على الربح) إلا أن كثافة التيار تقل بســـرعة مع انخفاض درجة حرارة التشغيل [تقريباً مع $\exp\ (\ T\ \ /T_0)$ ، إذ إنّ قيمـــة T_0 و مدى صحة التعبير الرياضي تتغيران من شبه موصل إلى آخــــر] . إن هـــذا نتيجـــة للحقيقة أن بانخفاض درجة الحرارة ، تزداد $f_C(1-f_V)$ و تقل $f_V(1-f_C)'$. و مـــن ثم فالربح الذي يعتمد على $f_C(1-f_V)' - f_V(1-f_C)$ يزداد بســـرعة ، راجـــع المعادلة 6.26 . ونتيجة لهذا فإن ليزرات الوصلة المتجانسة يمكن أن تعمـــل بصـــورة مستمرة فقط عند درجات الحرارة المنخفضة جداً cryogenic temperature . و هذا يشكل تحديداً لهذا النوع من الليزر .

وللتغلب على هذه الصعوبة ، استعملت ليزرات الاتصال المختلف، الشـــكل (6.36) يبين مثالاً لليزر GaAs ذي الوصلة المختلفـــة المضاعفـــة GaAs double heterojunction . في هذا الدايود يوجد منطقتي اتصال . [$Al_{0.3}Ga_{0.7}As(p)$ - GaAs ، و $GaAs - Al_{0.3}Ga_{0.7}(n)$] بين مواد مختلفة . تتكون المنطقة الفعّالة مـــن طبقة رقيقة من GaAs ($0.1 - 0.3\ \mu m$) .بمثل هذا الديود يمكن تقليل حد العتبـــة لكثافة التيار للتشغيل عند درجات حرارة الغرفة بحدود رتبة 10^2 مرة (أي إلى حوالي $10^3\ A/cm^2$) بالمقارنة بليزر الوصلة المتجانسة . و بهذا من المحتمل التشغيل المستمر cw عند درجة حرارة الغرفة .



الشكل 6.36

رسم تخطيطي لليزر شبه الموصل ذي الوصلة المختلفة المضاعفة

المنطقة الفعالة تتكون من طبقة (n) GaAs المنطقة المظللة .

إن الانخفاض في حد العتبة لكثافة التيار ناشئ عن التأثير المشترك لثلاثة عوامل:

(أ) معامل انكسار GaAs ($n \approx 3.6$) أكبر من معامل انكسار ($n \approx 3.4$) $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ ، و بهذا يوفر تركيب دليل موجة بصـــري optical Waveguide . وهذا يعني أن نمط الليزر سيحجز في طبقة GaAs ، أي في منطقة الربح ، على عكـس الحالة في دايود الوصلة المتجانسة ، إذ هنا لا تمتد أطراف الحقل إلى داخل المناطق غـــير المضخّة (منطقة الامتصاص) .

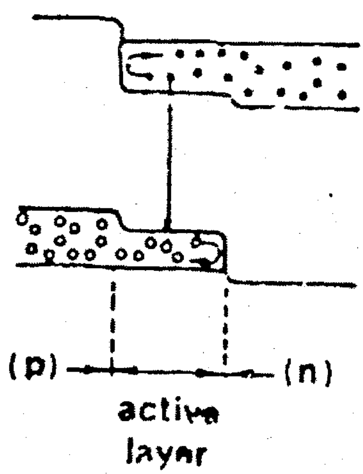
(ب) عرض القطاع الممنوع band gap لــ $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (~ 1.8 ev) أكبر منه في GaAs (~1.5ev) . و لذلك تتكون حواجز طاقة energy barriers عنــد الاتصالين التي تحصر بفاعلية الفجوات و الالكترونات المحقونـــة في الطبقـــة الفعالـــة

(الشكل 6.37) . لكثافة معينة من التيار ، سيزداد تركيز الفجوات و الالكترونات في الطبقة الفعالة ، و من ثم سيزداد الربح أيضاً.

(ج) إن مقدرة الديود على تبديد الحرارة قد تحسنت إلى حد بعيد . و قد تم الحصول على هذا بتثبيت الطبقة السفلية (GaAs (p على لوح من النحاس (أو القصدير) ، إذ يعمل اللوح على تصريف الحرارة بسبب كتلته وتوصيله الحراري .

إن ليزرات شبه الموصل تغطي مدى واسعاً من الأطوال الموجية ، من حوالي 0.7 µm إلى ما يقرب من 30 µm . و في الوقت الحاضر ربما يعد GaAs ($\lambda = 0.84$ µm) أهم ليزر شبه موصل . و قد أمكن الحصول على إستطاعات خرج مستمرة إلى بضعة ملي واطات (5 – 10 mW) عند درجة حرارة الغرفة بإجمالي تدرّج في الكفاءة بحوالي 10 % . إن الكفاءة الكمومية الداخلية (نسبة الناقلات المحقونة التي تتحد ثانية إشعاعياً radiatively) تكون أعلى(70 %) . و لذلك تعد ليزرات شبه الموصل من بين أعظم الليزرات كفاءة . و من الملاحظ أنه بسبب اتساع عرض نطلق التذبذب (الذي هو حوالي 10^{11} Hz لـ GaAs) ، فإن احتمالات عملية تثبيت النمط تكون ملفتة للانتباه و قد تم الحصول على نبضات أمدها 5ps بعملية تثبيت النمط غير الفعالة Passively mode – Locked لليزرات GaAs . و من الملاحظ أن المركبات ثلاثية العناصر ternary compound مثل ($Ga(As_{1-x}p_x)$ يمكن استعمالها أيضاً. ويتراوح الطول الموجي المتذبذب من $\lambda = 0.84$ ($x = 0$) إلى ($x = 0.4$) 0.64 µm و هكذا من المحتمل تغيير الطول الموجي للخارج الليزري باستمرار ، بتغيير التركيب . إن ليزرات زرنيخات الغاليوم تستعمل بمثابة مصادر في الاتصالات البصرية . التي تستخدم فيها الألياف البصرية optical fibers وسطاً ناقلاً . و قد تم

الحصول على الليزرات GaAs ذات الاتصال المختلف المضاعف التي عمرها يزيد على 10^6 h . إن لـيزر GaAs مـهم أيضـاً في عـدد مـن التطبيقـات الـتي تتطلب فقط ليزراً ذو استطاعة منخفضة (مثل القراءة البصريـة optical reading) إذ لا يوجد ضرر من استعمال الأشعة تحت الحمراء بـدلاً مـن الضـوء المرئـي. ولقد طورت في الوقت الحاضر ليزرات شبه الموصل المختلف الاتصال و المضـاعف ذات طول موجي إما $\lambda \approx 1.3 \mu m$ أو $\lambda \approx 1.6\ \mu m$ ، إذ أن الخسـارة الدنيـا لليـف الكوارتز تقع عند هذين الخطين . عند هذا نجد أن أهم شبه موصل للمنطقة الفعالـة هو سبيكة رباعية العناصر $In_{1-x} Ga_x As_y P_{1-y}$ ، في حين أن طرفي الاتصـال p و n يمكن أن يصنعا من مركب ثنائي Inp . يتطابق النسق البلوري للسبيكة الرباعيـة وInp، إذا كانت $y = 2.2\ x$. و باختيار مناسب لـ x يمكن موالفة الطول الموجـي المنبعث من 0.92 إلى $1.5\ \mu m$



الشكل 6.37

نطاق الطاقة لليزر شبه الموصل المختلف الاتصال المضاعف .

ومما يجب ذكره أنه من بين ليزرات شبه الموصل المتنوعة هي لـــــيزرات الملــح الرصاصي Lead salt[38] ، و جميعها تتذبذب في المنطقة تحـــت الحمـــراء الوســطى والبعيدة، و على الأخص المركبات ثلاثية العناصر $pbS_{1-x}Se_x$ (4 – 8.5 μm) ، و$pb_{1-x}Sn_xTe$ (6.5 – 32 μm) ، و $pb_{1-x}Sn_xSe$ (9 – 30 μm) . و تتطلب عملية الليزر في هذه الحالات درجات حرارة منخفضة جداً ($T \approx 77^{\circ}K$ للعملية المســـتمرة cw) . لكل قيمة تركيبية x ، يمكن موالفة الطول الموجي للأشعة المنبعثـــة بتســـليط مجال مغناطيسي أو بتسليط ضغط هيدروستاتي أو بتغيير تيار الدايود (تأثير حـــراري) . إن التطبيقات النموذجية لليزرات الملح الرصاصي هي في حقل دراسة الطيف تحـــت الحمراء

وخصوصاً عندما يتطلب دقة تحليل عالية و عرض الخط للأشعة المنبعثة يمكـــــن جعله ضيقاً جداً (مثلاً ، حوالي 50 kHz لـــ pb Sn Te)

مسائل

6.1 أذكر أربعة ليزرات تستخدم وسط فعال منخفض الكثافة المادية ، وتقع أطوال أمواجها في المجال تحت الأحمر من الطيف .

6.2 اذكر أربعة ليزرات تستخدم وسط فعال متوسط الكثافة المادية ، وتقع أطوال أمواجها في مجال U.V الأشعة فوق البنفسجية وحتى منطقة الأشعة السينية اللينة soft x-ray . ماهي المشاكل التي نواجهها لإنجاز الفعل الليزري في مناطق U.V أو x-ray ؟

6.3 نحتاج في تطبيقات الشغل على المعدن على ليزر مستمر الحزمة c.w وطاقة خرجه $P_{output}>1kw$. أي من الليزرات يؤمن هذه الاحتياجات ؟

6.4 يصاحب الانتقال الموافق 514-n.m في ليزر أيون الأرغون توسيع دوبلر لعرض خطه ويصبح $= 3.5GHz$. طول حجرة مجاوبة الليزر يساوي 100cm ؛ وعندما يضخ ثلاث مرات فوق العتبة ، يصدر الليزر طاقة تساوي 4w على نمط اهتزاز TEM_{00} . افرض أن أحد أنماط الاهتزازTEM_{00} يتطابق مع مركز خط الربح، احسب عدد أنماط الاهتزاز TEM_{00} المتوقع اهتزازها .

6.5 اعتبر ليزر أيون الأرغون الموصوف في المسألة السابقة وافرض أن الليزر ذي نمط مثبت mode-locked- بواسطة معدل فوق صوتي . أحسب (a) مدة حياة والقيمة العظمى peak لطاقة نبضات النمط المغلق ؛ (b) تردد الهزاز RF .

6.6 افرض أن الرابطة بين ذرتي نيتروجين في جزيئة N_2 يمكن تمثيلها بنابض له ثابت مرونة مناسب . فإذا علمت تردد الاهتزاز في شكل 6.10 ،والكتلة الذرية m ،

أحسب ثابت المرونة . قارن هذا الثابت مع الممكن الحصول عليه من منحني الحالـــة الأرضية في الشكل 6.19 .

6.7 بين أن ثابت المرونة في الرابطة N-N يساوي الذي للرابطة المزدوجــة في جزيئة CO ، وطول الموجــة الموافقــة للانتقـــال $(v=0) \leftarrow (v'=1)$ في جزيئــة النيتروجين N_2 يساوي تقريباً الذي لجزيئة CO

6.8 افرض أن كلاً من الرابطتين اوكسيجين – كربون في CO_2 يمكن تمثيلـــها بنابض ثابت مرونته k . وافرض أنه لا يوجد تفاعل بين ذرتي الأوكســـجين فـــإذا علمت التردد $\nu_1 = 1337 cm^{-1}$ ، احسب هذا الثابت .

6.9 إذا علمت ثابت المرونة k بين رابطتي أوكسيجين كربـــون في المســـألة السابقة 6.8 ، احسب التردد المتوقع ν_3 لنمط اهتزاز لا متناظر وقارن النتيجــة مــع القيمة التي تراها في الشكل 6.9 .

6.10 بين أن كل من الرابطتين C-O في جزيئة CO_2 لايمكن تمثيلهما بنوابــض مرنة إذا الاهتزازات التوافقية تطابق تردد نمط انحناء ν_2 يجب أن يكون تم حسابه .

الفصل السابع
تطبيقات الليزرات

7.1 مقدمة

7.2 التطبيقات في الفيزياء والكيمياء

7.3 التطبيقات في علم الأحياء والبيولوجيا

7.4 تطبيقات في الاتصالات البصرية

7.5 تطبيقات في الهولوغرافية والهولوغرافية الرقمية

7.6 تطبيقات الليزر في علوم الطب

7.7 تطبيقات الليزر في الصناعة

7.8 تطبيقات الليزر في الزراعة والإنشاءات والطرق

تطبيقات الليزرات Applications of Lasers

7.1 مقدمة *Introduction* :

إن تطبيقات الليزر في الوقت الحاضر متعددة جداً وتغطي مجالات مختلفة في العلوم والتكنولوجيا وتشمل الفيزياء والكيمياء وعلم الأحياء والإلكترونات والطب وعلى العموم ، هذه التطبيقات هي نتيجة مباشرة للمميزات الخاصة لضوء الليزر الواردة في الفصل السابع . وسنقتصر في هذا الفصل ، على شرح أسس عدد من هذه التطبيقات على حين نشير إلى مصدر آخر لوصف أكثر تفصيلاً لكل تطبيق خاص سوف نصنف التطبيقات كالآتي (1) التطبيقات في الفيزياء والكيمياء . (2) التطبيقات في علم الأحياء والطب . (3) التطبيقات في الاتصالات البصرية . (4) التطبيقات في الهولوغرافية و الهولوغرافية الرقمية .

7.2 التطبيقات في الفيزياء والكيمياء *Application in physics and chemistry* :

لقد اعتمد اختراع الليزر وتطوراته اللاحقة على المعرفة الأساسية المستقاة من حقول الفيزياء وإلى حد ما الكيمياء . وبهذا فمن الطبيعي أن تكون من بين أول الدراسات هي تطبيقات الليزر في الفيزياء والكيمياء .

في الفيزياء ، برزت ميادين جديدة للبحث وحفز البحث بصورة خاصة مثيرة في عدد من الحقول التي كانت موجودة في ذلك الحين . ويجب أيضاً الاعتراف بأن

دراسة سلوك الليزر وتفاعل أشعة الليزر مع المواد هي بحد ذاتها موضوعات جديدة للدراسة ضمن حقل الفيزياء . وهناك مثال خاص مهم لموضوع البحث هو البصريات اللاخطية .

إن الشدة العالية لحزمة الليزر جعلت من الممكن مشاهدة ظاهرة جديدة تنشأ من الاستجابة اللاخطية للمادة . ونذكر بالأخص العمليات الآتية : (أ) توليد التوافقيات التي يمكن بواسطتها إذا أثيرت مواد معينة بحزمة ليزر ترددها ν ، أن تنتج حزمة مترابطة جديدة ترددها 2ν (التوافقية الثانية) وحزمة أخرى ترددها 3ν (التوافقية الثالثة) ...لخ ، (ب) الانتشار المتحرضة . في هذه الحالة تتفاعل أشعة الليزر الساقطة التي ترددها ν مع حالة مثارة للمادة عند تردد ν_q (مثال: موجة صوتية) لإنتاج حزمة مترابطة ترددها $\nu - \nu_q$ (انتشار ستوك) . إن فرق الطاقة بين الفوتون الساقط $h\nu$ والفوتون المنتشر $h(\nu - \nu_q)$. ، يجهز لإثارة المادة .

من الأمثلة الخاصة والمهمة من ظواهر الانتشار المتحرض هي الانتشار المتحرض لرامان Raman (التي تتضمن في معظم الأحيان إثارةً للمادة بسبب الاهتزاز الداخلي لكل جزيئة في المادة) والانتشار المتحرض لبروين Brillouin (إذ أن إثارة المادة تتم بفعل موجة صوتية) . إن كلتا هاتين العمليتين يمكن أن تحدث بكفاءة تحويل عالية (غالباً عدة عشرات بالمائة) . ولهذا السبب فإن كلا من توليد التوافقيات والانتشار المتحرض (خصوصاً انتشار رامان نظراً ، لأنه يمكن أن يشمل إزاحة كبيرة بالتردد) تستخدمان عملياً لتوليد حزم مترابطة ذات شدة عالية عند ترددات جديدة .

أحد الحقول القائمة في الأساس في الفيزياء والكيمياء التي تم تطويرها بصورة مذهلة بوساطة الليزر هي قياسات التحليل الزمني العالي جداً لسلوك المواد المختلفة بعد إثارتها بوساطة نبضات ضوئية قصيرة جداً ، والحقيقة هي أنه في الوقت الذي

يكون الممكن استخدام مصادر الضوء التقليدية بإنتاج نبضات ضوئية إلى حدود $\approx 1ns$ يكون بإمكان الليزر الآن إنتاج نبضات إلى حدود $\approx 0.1ps$. ولقد فتح هذا المجال لاحتمالية البحث في ظواهر متعددة تعتمد على القابلية الجديدة لقياسات التحليل الزمني القصير جداً . ونظراً لأن معظم العمليات في الفيزياء والكيمياء وعلم الأحياء مقاييسها في حدود البيكوثانية ، وهذا هو تطور جديد ومثير .

وهناك حقل آخر حيث أن الليزر لم يطور الإمكانيات المتوفرة فحسب بل أيضاً قدّم مفاهيم جديدة وهو علم الطيوف . والآن حيث إنه من الممكن ببعض الليزرات تضييق عرض النطاق التذبذبي إلى بضع عشرات كيلوهرتز (في كل من المنطقة المرئية وتحت الحمراء) ، وهذا يسمح للقياسات الطيفية لتعمل بقدرة تحليلية بعدة مراتب (من 3 إلى 6) أعلى من تلك التي يمكن الحصول عليها من المطيافية التقليدية . ولقد أحدث الليزر حقلاً جديداً من المطيافية اللاخطية nonlinear spectroscopy الذي يتيح للتحليل المطيافي التوسع كثيراً وراء الحدود الاعتيادية المفروضة بتأثيرات الاتساع الدوبلري . وقد أدى هذا إلى دراسات جديدة وأكثر دقة لتركيب المادة .

في حقل الكيمياء ، تستعمل الليزرات في كل من الأغراض التشخيصية ولإنتاج تغيرات كيميائية غير قابلة للانعكاس (الكيمياء الضوئية باستخدام الليزر) في حقل تقنية التشخيص ، يجب الإشارة خصوصاً إلى انتشار رامان التجاوبي . وانتشار رامان المترابط المضاد لانتشار ستوك Coherent antistokes Raman scaltering (CARS) بهذه التقنيات من الممكن الحصول على معلومات هامة عن تركيب وخصائص الجزيئات متعددة الذرات (مثال تردد التذبذبات الفعّالة لرامان ، الثوابت الدورانية ، التردد اللاتوافقي) . إن تقنية CARS يمكن استعمالها أيضاً لقياس التركيز (ودرجة

الحرارة) لصنف معين من الجزيئات في منطقة معطاة محددة . هذه الإمكانية استخدمت للدراسات المفصلة للبلازما المصاحبة لعمليتي الاحتراق باللهب (والتفريغ الكهربائي)

من أهم التطبيقات الكيميائية لليزر ربما (أو في الأقل من الممكن أن يكون كذلك) هو حقل الكيمياء الضوئية ، ومما يجب تذكره أنه بسبب الكلفة العالية جداً لفوتونات الليزر ، فإن الاستثمار التجاري يكون ذي جدوى فقط عندما تكون قيمة الناتج الأخير عالية جداً . مثال على فصل النظير . (وعلى الأخص لليورانيوم وديوتيريوم) الفكرة الأساسية هنا هي إثارة انتقائية لنوع النظير المرغوب فيه بوساطة حزمة أشعة الليزر . وطالما يتم هذا في الحالة المثارة فيكون من السهولة تمييزه . ومن ثم فصله (ربما بالطرق الكيميائية) عن النظير غير المرغوب فيه والمتبقي في الحالة الأرضية . فمثلاً في حالة اليورانيوم يتم اتباع طريقتين (أ) التأين الضوئي للنظير المرغوب فيه U^{235} بضوء ذي طول موجي ملائم طالما هذا النظير قد ضخّ إشعاعياً إلى عدد من الحالات المثارة بعد ذلك يجمّع النظير المؤين باستخدام حقل كهربائي مستمر ملائم في هذه الطريقة تكون مادة اليورانيوم على شكل بخار ذري . (ب) التفكك الانتقائي للمركب الجزيئي لليورانيوم (مثل فلوريد اليورانيوم السداسي والنظير المرغوب فيه (في هذه الحالة $^{235}UF_6$) ، يضخ انتقائياً إلى المستوي الاهتزازي (المثار) . ويحصل التفكك نتيجة متابعة الضخ الضوئي . في هذه الحالة يستعمل (فلوريد اليورانيوم السداسي) على شكل تدفق جزيئي عند درجة حرارة منخفضة T . ($< 50^0$ K

7.3 التطبيقات في علـــم الأحيـــاء والبيولوجيـــا Applications in biology:

لقد استُعملت الليزرات باطراد في تطبيقات علم الأحياء والطب . وهنا مـــرة أخرى يمكن استخدام الليزر أما أداة للتشخيص أو لإحداث تغير غير قابل للانعكـــاس في الجزيئة الحية Biomolecule للخلية أو للأنسجة (علم الأحياء الضوئـــي بـــالليزر Laser photobiology والجراحة بالليزر Laser surgery).

في علم الأحياء يستعمل الليزر أساساً أداة التشخيص . ونذكر هنـــا تقنيـــات الليزر الآتية : (أ) التفلور المستحث بوساطة نبضات الليزر القصيرة جـــداً Ultrashort في DNA ، وفي مركبات صبغة DNA وفي الصبغات المستخدمة في التمثيل الضوئي . (ب) انتثار رامان التجاوبي كواسطة لدراسة الجزيئات الحية مثـــل الهيموغلوبـــين أو الرودوبسين rhodopsin (والأخير مسؤول عن عملية الإبصار) . (ج) مطيافية ترابـــط الفوتون photon correlation spectroscopy للحصول على معلومات عن تركيـــب ودرجة تجمع الجزيئات الحية المختلفة .

(د) تقنيات التحلل بضوء ومضاني ذو ومضة بحدود بيكوثانية لفحص الســـلوك الديناميكي للجزيئات الحية بدقة في الحالة المثارة ونخص بالذكر ما يطلق عليه مقـــاييس الفلورة الدقيقة الانسيابية flow microfluorometers . هنا ومن ثم تمر خلايا حيوانية من الثدييات في مزيج معلق خلال خزانة انسياب ملائمة ترصف هناك ومـــن ثم تمـــر واحدة بعد أخرى خلال حزمة أشعة مركزة لليزر Ar^+ . باستخدام كاشف ضوئـــي photodector في المكان المناسب يكون من الممكن قياس (1) الضوء المنتثر من الخليـــة (يعطي معلومات عن حجم الخلية) و (2) التفلور من الصبغة المرتبطة بالجزء من الخلية المعني . مثال DNA (هذا يعطي معلومات عن كمية ذلك الجزء) . إن فائدة مقيـــاس

الفلورة الانسيابي هو إمكانية إجراء القياسات لعدد كبير من الخلايا في زمن محدود (معدل الانسيابية نموذجياً 5×10^4 خلية / دقيقة) . وهذا ينطوي على قياس إحصائي دقيق وجيد .

وتستعمل الليزرات أيضاً في علم الأحياء لإحداث تغير غير قابل للانعكاس في الخلية الحية أو المكونات الخلوية . ونذكر على وجه التخصيص ما يدعى بتقنيات الحزمة الدقيقة micro beam . إذ إنّ أشعة الليزر (مثال ليزر Ar^+ النبضي) تركز بوساطة جسمية ميكروسكوب ملاءمة نحو منطقة من الخلية قطرها . يساوي تقريباً الطول الموجي لليزر $\approx 0.5\mu m$. والغرض الأساسي من هذه التقنية دراسة عمل الخلية بعد التخريب الذي يحدثه الليزر في منطقة معينة من الخلية .

7.4 التطبيقات في الاتصالات البصرية Optical Communication:

أثارت إمكانية استخدام حزمة الليزر في الاتصالات خلال الجو قدراً كبيراً من الحماس نظراً للميزتين الأساسيتين المهمتين لليزر وهما (أ) الميزة الأولى ناشئة من كبر عرض النطاق الترددي لليزر ، إذ أن كمية المعلومات التي يمكن نقلها على موجة حاملة Carrier wave تتناسب مع عرض النطاق الترددي . إنه بالانتقال من المنطقة المايكروية إلى المنطقة البصرية يزداد التردد الحامل carrier frequency بحوالي 10^4 وهذا يوفر عرض نطاق ترددي واسع . (ب) الميزة الثانية ناشئة عن قصر الطول الموجي ، إذ أن الطول الموجي النموذجي لليزر حوالي 10^4 مرة أصغر من الطول الموجي النموذجي للموجات المايكروية ، وكما هو واضح من المعادلة (1.11) أنه لنفس حجم الفتحة D فإن التفريق يكون بحوالي 10^4 مرة أصغر للموجات البصرية بالموازنة بالموجات المايكروية . ولهذا فللحصول على نفس التفريق ، فإن الهوائي antenna للنظام البصري (مرآة أو عدسة) أصغر كثيراً من النظام المايكروي . من

ناحية ثانية فإن هاتين الميزتين تتلاشـيان في ظـروف الوضوحيـة الضعيفـة poor visibility سيحصل توهين قوي لحزمة الليزر في الجو . ولهذا السبب فإن اسـتعمال الليزرات للاتصالات في الفراغ Free space (غير الموجّه unguided) قد طـورت في حالتين خاصتين فقط (مع أنها مهمة) . (أ) الاتصالات الفضائية بين تـابعين Satilites أو بين تابع ومحطة أرضية واقعة ضمن ظـروف مناخيـة ملاءمـة . إن اللـيزرات المستخدمة في هذه الحالة هي إما ليزر Nd : YAG (بمعدل تيار معلومات يصـل إلى حد 10^9 bit / s) أو ليزر CO_2 (بمعدل تيار معلومات إلى حد 3×10^8 bit / s) . إن ليزر CO_2 على الرغم من كفاءته العالية لكنه يتطلب نظام كشف أكثر تعقيداً ولـه مضار أخرى هو أن طوله الموجي أكبر بحوالي عشر مرات من ليزر Nd : YAG .

(ب) point - to - point الاتصالات بين نقطة وأخرى على مسافات قصـيرة مثل نقل المعلومات ضمن نفس البناية ، في هذه الحالة تستعمل ليزرات نصف الناقل .

إن الاتصالات البصرية تعتمد بالأساس على انتقال الإشارة من خلال الأليـاف البصرية . إنّ ظاهرة انتشار الضوء خلال الألياف البصرية قد عرفت منذ عدة سـنوات ومع ذلك ، فإن الألياف البصرية قد استخدمت على مدى مسافات قصيرة وكتطبيـق نموذجي في الأجهزة الطبية للتنظير الباطني endoscopy . لغاية نهاية سنة 1960 كـان توهين أحسن أنواع الزجاج بحدود 1000 dB / km . ومنذ ذلك الحـين ، أحـدث التطور التكنولوجي تحسناً فجائياً لكل من الزجاج والكوارتز وانخفض التوهين إلى أقل من 0.5 dB / km للكوارتز (إن الحد الأدنى للتوهين يتحدد بانتثار ريلـي Rayleigh scattering في مادة الليف) . هذه التوهينات الضعيفة جداً قد رسّخت مستقبلاً مهماً لاستعمال الألياف البصرية في الاتصالات للمسافات البعيدة .

وفي ختام هذا البند ، من المهم ملاحظة أن استخدام الألياف البصرية في الاتصالات لا يقتصر على أنظمة الاتصالات للمسافات البعيدة ذات الثمن الباهظ حيث يتم استخدامها لنقل المعلومات على مسافات أقصر (مثلاً ضمن بناية أو على متن السفينة أو الطائرة) في هذه الحالات يستعمل صمام ثنائي باعث لضوء غير مترابط incoherent light - emitting diode مربوط بليف متعدد النمط.

7.5 التطبيقات في الهواوغرافيا والهولوغرافيا الرقمية *Holography* :

تعد الهولوغرافيا ثورة تقنية ، إذ بوساطتها يمكن أخذ صور ذات ثلاثة أبعاد (أي كاملة) لأجسام أو مناظر معينة . وكلمة Holography مشتقة من الكلمتين الإغريقيتين وتعني كاملاًHolo و graphos وتعني كتابة . وقد تم اختراع الهولوغراف من قبل العالم Gabor في سنة 1948 (وكان كطريقة مقترحة لتحسين قوة التحليل للميكروسكوبات الإلكترونية) ، ومن ثم أصبح الاختراع قابلاً للتطبيق العملي وأثبت فعلياً إمكانية استعماله بعد اختراع الليزر .

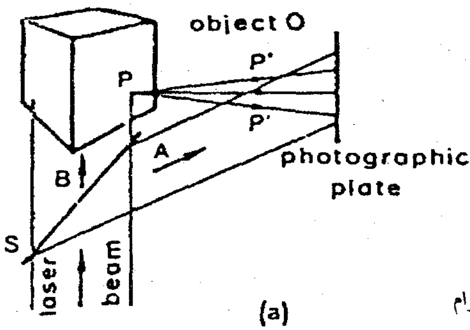
والشكل (7.1) يبين أساس عمل الهولوغرافيا . حيث تقسم حزمة ليزر (الليزر غير مبين في الشكل) بوساطة مرآة نصف شفافة S إلى حزمتين ، الحزمة A (المنعكسة) والحزمة B (النافذة) . تسقط الحزمة A مباشرة على لوح فوتوغرافي ، في حين تضيء الحزمة B الجسم المراد تصويره . وهكذا فإن الضوء المتشتت من الجسم سوف يسقط أيضاً على اللوح الفوتوغرافي كما هو مؤشر بالأشعة P' في الشكل (7.1a) . ونتيجة لترابط الحزمة يتكون نموذج التداخل (الذي عادة يكون معقداً جداً)

على اللوح الفوتوغرافي بسبب انطباق الحزمتين (الحزمة A التي يطلق عليها عادة حزمة المرجع reference beam والحزمة المتشتتة من الجسم) فإذا ظُهِّرَ developed الفيلم ومن ثم فُحِصَ تحت تكبير عالٍ ، أمكن مشاهدة أهداب التداخل (المسافة النموذجية بين هدبين معتمين متتاليين حوالي $1\mu.m$) . إن نموذج التداخل معقد جداً وعندما يفحص اللوح بالعين المجردة لا يظهر أنه يحتوي على صورة مشابهة للجسم الأصلي ومع ذلك فإن أهداب التداخل هذه هي فعلاً تحتوي على سجل كامل للجسم الأصلي .

والآن لنفرض أن اللوح المُظَّهر ارجع إلى المحل الذي كان يحتله أثناء عملية التعريض للأشعة ، ورفع الجسم الذي كان تحت التصوير (الشكل 7.1b) .

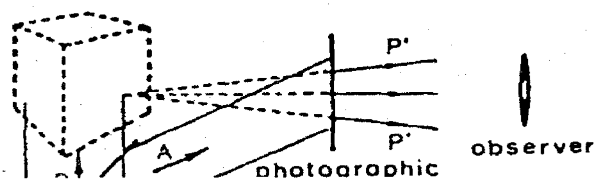
والآن سوف تتفاعل حزمة المرجع A مع أهداب التداخل على اللوح لتحدث ثانية وراء اللوح حزمة انعراج ، تشبه تماماً الحزمة P' التي تشتت من الجسم في الشكل (7.1a) والمشاهد الناظر على اللوح كما هو مبين في الشكل (7.1b) سوف يشاهد الجسم وراء اللوح كما لو أنه ما يزال هناك .

ومن أهم مميزات الهولوغرافيا هو أن الجسم المعاد تكوينه reconstructed object يُظهر شكل بثلاثة أبعاد وهكذا إذا حرك المرء عينيه من موقع المشاهدة المبين في الشكل (7.1a) يمكنه رؤية الجوانب الأخرى من الجسم . ومن الملاحظ أنه لتكوين هولوغرام يجب أن تستوفى الشروط الأساسية الثلاثة الآتية:



الشكل (7.1)

a – أخذ الهولوغرام b– إعادة بناء الهولوغرام



(أ) إن درجة ترابط ضوء الليزر يجب أن تكون بالكفاية حتى تتكون أهداب التداخل على اللوح الفوتوغرافي . (ب) المواضع النسبية لكل من الجسم واللوح وحزمة الليزر يجب أن لا تتغير خلال فترة تعريض اللوح الفوتوغرافي (عملياً لبضعة ثوانٍ) ، في الواقع التغير في المواضع النسبية يجب أن يكون أقل من نصف الطول الموجي لأشعة الليزر حتى لا تختفي معالم التداخل ، ولهذا يجب وضع الليزر والجسم واللوح الفوتوغرافي على منضدة معزولة عن الاهتزاز . (ج) يجب أن تكون شدة التحليل للّوح الفوتوغرافي عالياً لتسجيل أهداب التداخل (عادة يتطلب أفلام تحليلها على الأقل 2000 lines / mm) .

إن تقنية تسجيل الهولوغرام وإعادة تكوين الصور الثلاثية البعد كان لها النجاح الأكبر إلى حد الآن في حقل الفن الهولوغرافي بدلاً من التطبيقات العلمية .

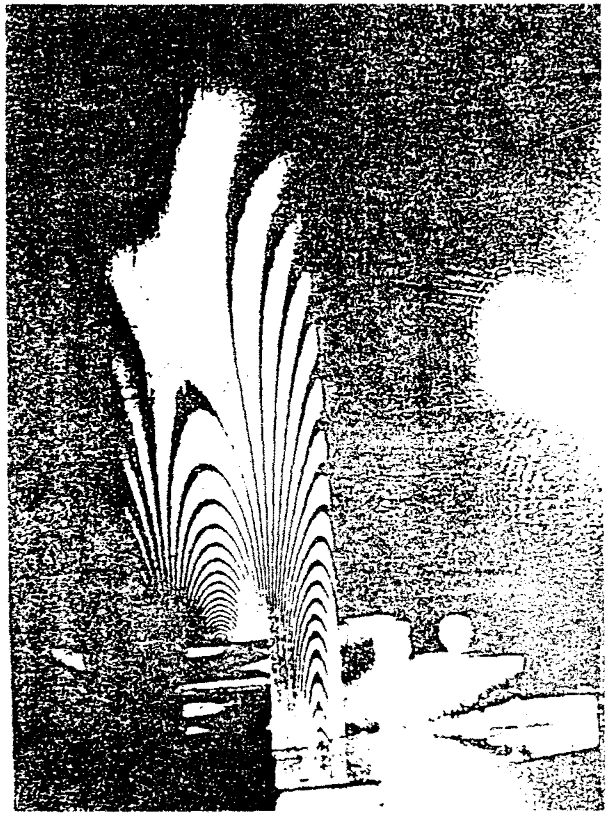
ومع ذلك فقد استعملت الهولوغرافيا في التطبيقات العلمية في تقنية يطلق عليها علم القياس بالتداخل الضوئي المبني على أساس الهولوغرافي holographic interferometry كواسطة لتسجيل وقياس الإجهاد والاهتزازات للأجسام الثلاثية البعد . ويوضح المثال التالي أساس عمل القياس بالتداخل الضوئي المبني على أساس الهولوغرافي . بالرجوع إلى الشكل (7.1b) لنفرض أن الجسم وضع ثانية بالضبط في موضعه الأصلي ، عندئذٍ سوف يرى المشاهد حزمتين (1) الحزمة P' الناتجة من الانعراج عن الهولوغرام (كما ذكرنا سابقاً) (2) الحزمة المتشتتة من الجسم بسبب إضاءته بحزمة الليزر B التي تنفذ جزئياً من اللوح الفوتوغرافي . والآن إذا تعرض الجسم لحالة تغير من شكله الأصلي سوف يرى المشاهد ظهور أهداب على الجسم بسبب تداخل الحزمتين (1) و(2) . وهذه الأهداب تظهر كونتورات Contours (منحنيات مقفلة) للإزاحات المتساوية للجسم على طول اتجاه المراقبة والفرق بالإزاحة لهدبين متجاورين يساوي نصف طول موجة الليزر المستعمل لإعادة تكوين العملية (إذا استعمل ليزر He - Ne ، فهذا الفرق يساوي $\approx 0.3\mu m$) . ويطلق على هذه التقنية علم القياس بالتداخل الضوئي المبني على أساس الهولوغرافي لأن قياس الإزاحة حصلت بوساطة تداخل حزمتين واحدة منهما (على الأقل) تولدت من الهولوغرام . وهذه التقنية تأخذ أشكالاً مختلفة وإحدى هذه الطرق هي الطريقة الموصوفة في أعلاه (التي يطلق عليها real time holographic interferometry) والحقيقة أنها من أقل الطرق استخداماً . والطرق الآتية هي الأكثر استعمالاً (أ) القياس بالتداخل الضوئي الهولوغرافي ذي التعريض المضاعف المستقر static double - exposure , holographic interferometry وهنا يؤخذ للجسم هولوغرامان على نفس اللوح الفوتوغرافي الهولوغرام الأول قبل تغيير الشكل والثاني بعد تغيير الشكل ، وبعد تظهير الفيلم يعاد إلى موضعه الأصلي ، في حين يرفع الجسم من مكانه (الشكل

7.1b) ، إذ لا حاجة لوجود الجسم لأن اللوح الآن يحتوي على كل من الصورتين قبل تغيير الشكل وبعده .

ومن ثم يحتوي أيضاً على نموذج التداخل العائد لهما . وكمثال الشكل (7.2) يبين إعادة تكوين مثل هذا الهولوغرام ، إذ إنّ الجسم عبارة عن أنبوب ذي مقطع عرضي مربع وقد كبس بين التعريضين وأهداب التداخل الناتجة من الانكباس واضحة تماماً .

(ب) القياس بالتداخل الضوئي الهولوغرافي المتوسط الزمني الديناميكي Dynamic , time-averaged holographic interferometry هذه التقنية بالأخص ملائمة للأجسام المهتزة . في هذه الحالة يؤخذ هولوغرام واحد ولكن لفترة زمنية أطول من زمن الاهتزاز للجسم وهكذا يسجل الهولوغرام نفسه طاقم متصل من الصور المقابلة لكل مواقع الجسم خلال فترة الاهتزاز ، ففي هذه الحالة صورة الجسم المعاد تكوينها تُظهر أهداب تداخل على سطحها تدل على نمط الاهتزاز . وكمثال: الشكل (7.3) يظهر نماذج للأهداب الملاحظة على قيثارة مهتزة وعلاقتها مع تردد الاهتزاز المؤشرة على جانب كل صورة .

لإيجاد أنماط الاهتزاز من هذه الصورة ، نلاحظ أولاً أن كل هدب أبيض يقابل النقاط الثابتة (أي في مناطق العقد للاهتزاز) ، وأيضاً نلاحظ أنّ كل نقطة مهتزة تتكون صورتها المعاد تكوينها من التأثير المتوسط للتداخل بين صور تلك النقطة خلال فترة الاهتزاز . ويكون التأثير الأكبر لتلك الصور التي تقابل النقطة في إزاحتها العظمى

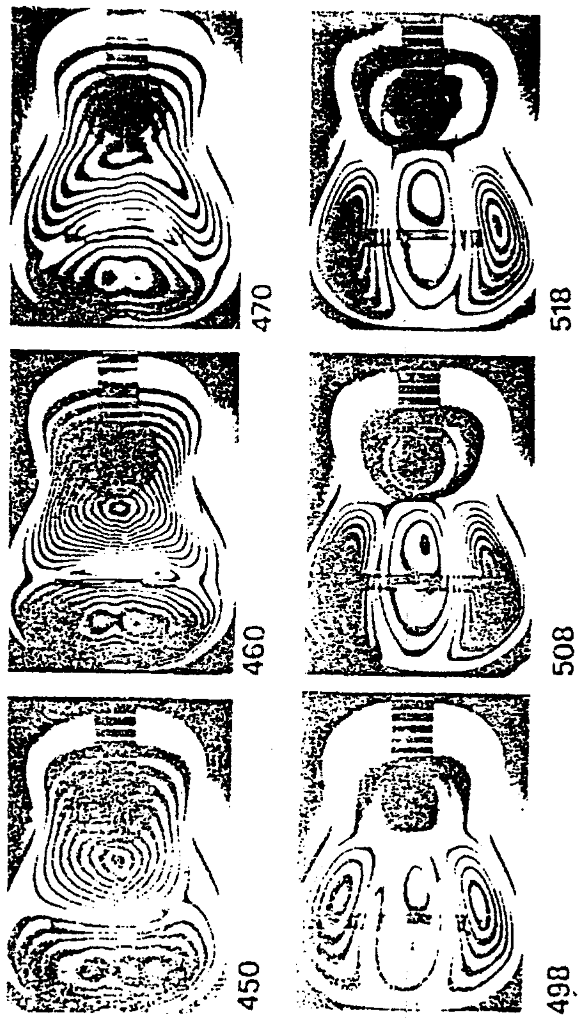


الشكل (7.2)

يبين انزياحات الجسم نتيجة تعرض للاجهاد

(عندما تطيل النقطة البقاء) . ولذلك فالأهداب البيض (التي شدتها أقل) تعـود إلى تلك النقاط التي فرق الإزاحة بين النهايات القصوى للاهتزاز (في اتجاه المراقبـة) يساوي عدداً صحيحاً من الأطوال الموجية .

إن استخدامات القياس بالتداخل الهولوغرافي متعددة جداً وتغطـــي مجــالات متنوعة تمتد من قياسات الإجهاد والاهتزازات إلى كشف عيوب المواد رسم خرائـــط كونتورية للأجسام .



الشكل (7.3)

يبين أهداب التداخل نتيجة اهتزاز جسم الغيتار

7.6 تطبيقات الليزر في علوم الطب :

إن استخدام الليزر في العلوم البيولوجية والتطبيقات الطبية في تقدم مستمر وهنا أيضاً يستخدم الليزر للتشخيص أو كوسيلة لإحداث تغير غير قابل للعكس

(Irreversible) أي لا يمكن بعدها استرجاع الأصل لجزيئة أو خلية أو نسيج حي وتقع هذه التجارب في علم الحياة الضوئية photobiology والجراحة الليزرية Laser Surgery . ففي علوم الحياة يكون الغرض الرئيسي من استخدام الليزر هو كأداة للتشخيص وأمثلة على ذلك :دراسة الجزيئات الحياتية Biomlecuies ومنها الهيموغلوبين وتلك المسئولة عن عملية الإبصار

كذلك الحصول على معلومات حول تركيب ودرجة التكتل لمختلف الجزيئات الحياتية وكذلك دراسة الخلايا والأنسجة التي تنتابها تغيرات مختلفة كتورم سرطاني والعمل على التوصل إلى كيفية معالجتها . تؤخذ هذه الخلايا وتجعل معلقة في محلول معين وتصف ثم بحالة جريان ثم تقذف على الترتيب واحدة في كل مرة بحزمة ممحرقة من أشعة ليزر ثم يقاس الضوء المتبعر عنها بواسطة كاشفات خاصة عندها يمكن الحصول على معلومات حول حجم الخلية ومكوناتها كما تسمح طريقة الجريان بإجراء العملية على عدد كبير من الخلايا في وقت محدد مما يعطي نتائج إحصائية جيدة.

وكأساليب للمعالجة تجري الدراسات حول كيفية تدمير الخلية الحياتية أو جزء منها وذلك باستخدام تقنية حزم الليزر المجهرية فيؤخذ ضوء الليزر خلال جسمية ميكروسكوب إلى منطقة صغيرة من الخلية قطرها يعادل تقريباً طول موجة الليزر المستخدم ويكون هذا عادة ليزر أيون الأرغون النبضي أي في حدود (0.5 Mm) عن

الغرض الأساس من هذه الدراسة هو مراقبة رد فعل الخلية وعملها بعد إحداث تدمير لجزء منها باستخدام الليزر .

أما في الطب فما زالت التطبيقات قليلة ولكنها في تطور مستمر أيضاً ففي مجال التشخيص يستخدم الليزر في قياس جريان الدم باستخدام تقنية مقياس السرعة لدوبلر.

أما في الجراحة فهناك ما يسمى بمشرط حزمة الليزر (Laser-beam scalpel) كبديل للمشرط التقليدي فيستخدم حزمة من أشعة الليزر المحرقة (غالباً لليزر ثاني أكسيد الكربون) حيث يؤخذ منه جزء الإشعاع الواقع في منطقة تحت الحمراء والذي يمتص من قبل جزيئات الماء المتواجدة في أنسجة الجسم مسببة بذلك تبخر سريع لهذه الجزيئات يتبعها قطع في النسيج . ويمكن تلخيص مزايا استخدام مشرط حزمة الليزر كما يلي :

1- يمكن فتح الشق في الموضع المطلوب بدقة عالية وخاصة عندما توجه الحزمة بميكروسكوب مناسب (الجراحة المجهرية الليزرية) Laser microsurgery .

2- يمكن إجراء العملية لمواضع يصعب الوصول إليها .

3- التقليص الهائل من الخسارة الجانبية والناتجة عن قطع الأوعية الدموية والتي تحدث عند استخدام المشرط التقليدي .

4- تقليص الدمار الذي يصيب الأنسجة المجاورة لموضع القطع أما مآخذ استخدام مشرط الليزر فهي :

1- الكلفة العالية والتعقيد في تقنية هذه الوحدة الجراحية .

2- سرعة هذا المشرط أقل .

3- المشاكل الناجمة من الاعتماد عليه كأداة جراحية ومشاكل الأمانة المرافقة لاستخدام هذا المشرط

4- الآن بعد معرفتنا لهذه المعلومات حول الجراحة الليزرية بالإمكان إعطاء بعض الاستخدامات في المعالجة وفي حقول الطب التالية :

1- طب العيون (Ophtholmology) :

يستخدم الليزر لعلاج انفصام الشبكية وتقرحها حيث يحرق شعاع الليزر الصادر عن أيون الأرغون على الشبكية من خلال عدسة العين حيث يمتص شعاعه الأخضر المزرق بشدة من قبل خلايا الدم الحمراء للشبكية ويؤدي التأثير الحراري الناتج إلى إمكانية إعادة ربط الشبكية أو التخثر في قنواتها .

2- طب الأذن والأنف والحنجرة (Otolaryngolagy) :

يجد استخدام الليزر في هذا الحقل إقبالاً شديداً فاستعماله شيق وجذاب في هذا الفرع من الطب حيث يتعلق استخدامه بجراحة الأعضاء كالقصبة الهوائية والبلعوم والأذن الوسطى ولاسيّما تلك الأعضاء التي يصعب الوصول إليها أو العمل عليها . في هذه الحالة يستخدم الليزر غالباً عن طريق الميكروسكوب .

3- جراحة الفم :

لقد وجدت أيضاً فائدة في استخدام الليزر في جراحة الفم كإزالة الأورام السليمة أو الخبيثة ومن أهم الفوائد في هذه الحالة هي وقف التريف الدموي والتخفيف من الأوجاع واحتمالية التقرح واسترجاع العافية للمريض بوقت أسرع .

4- حالات النزيف الدموي الداخلي الشديد :

تتمّ معالجة هذه الحالات عن طريق توجيه شعاع الليزر عادة ليزر نيوديميوم – ياغ أو ليزر آيون الأرغون إلى الموضع المطلوب معالجته بواسطة ألياف بصرية خاصة توضع في المنظار التقليدي .

5- علم الجلد وأمراضه :

يستخدم الليزر في إزالة البقع والوشم ولمعالجة بعض أمراض الأوعية الدموية التي تسبب في تبقع الجلد وبعض أمراضه .

6- جراحة القلب :

تم مؤخراً استخدام أشعة الليزر لفتح قنوات جديدة إلى القلب للمرضى اللذين يعانون من آلام الذبحة الصدرية والتصلب التعصدي الناتج عن انسداد في أجزاء كبيرة من الشرايين التاجية وفي المواضع التي لا يمكن ممارسة عملية التحويلة المعروفة فلقد صمم مبضع خاص لحزمة الليزر تم بواسطته فتح قنوات كثيرة جديدة يبلغ قطر الواحدة منها حوالي (0.5 mm) ليتغذى القلب بالدم من خلالها . إن أهم فائدة هنا لاستخدام الليزر هو تجنب النزيف وكذلك الالتهابات نتيجة سريان الدم المستمر .

7.7 تطبيقات الليزر في الصناعة :

يمكن لميزة الإستطاعة العالية في حزمة ضيقة من أشعة الليزر الأهمية التطبيقية في حقل تصنيع المعادن والتعامل معها (الإستطاعة أكبر من 100 واط) فلقد استخدمت حزمة محرقة من ليزر الياقوت وبعد أشهر قليلة فقط من اكتشافه في تثقيب أصلب المواد المعروفة وهو الماس وتستخدم اليوم على نطاق واسع لهذا الغرض كما تستخدم

أشعة الليزر في الوقت الحاضر في مصانع السيارات وتصنيع المعادن في الدول المتقدمة وبصورة أوتوماتيكية مبرمجة وتعتبر من التقنية المتقدمة والمتطورة لما تسببه من سرعة في الإنتاج ودقة في العمل ويمكن إيجاز الفوائد الرئيسية لاستخدام أشعة الليزر في هذا الحقل كالتالي :

1- إن تسخين المادة الناتج عن استخدام أشعة الليزر لإجراء عملية معينة تشمل جزءاً منها يكون عادة أقل مما هو عليه باستخدام الطرق التقليدية لذلك ينخفض التشوه الحاصل في المادة ككل نتيجة سخونتها وبالتالي يمكن إجراء العملية والسيطرة عليها ضمن ظروف أفضل .

2- إمكانية الاشتغال في مواضع لا يسهل الوصول إليها وعلى العموم يمكن التعامل مع أي موضع بواسطة الليزر إذا تم رصده بواسطة جهاز بصري .

3- السرعة العالية في التنفيذ لذا تكون نسبة الإنتاج أعلى مثلاً تبلغ سرعة اللحام (10 m/min) أي أعلى بحوالي عشر مرات عن السرعة التي يمكن الحصول عليها باستخدام أحسن جهاز لقوس اللحام (Arc) . كمثال آخر تكون سرعة معاملة سطوح المعادن بأشعة الليزر عادة أكبر من تلك التي تتم بطرق التسخين التقليدية .

4- سهولة جعل العملية تتم بصورة أوتوماتيكية مبرمجة فيمكن تنفيذ حزمة الليزر بتحريك الجهاز البصري المستخدم في تمحرق الحزمة ويمكن السيطرة على هذه الحركة بواسطة آلة حاسبة هذه الطريقة توفّر مثلاً إمكانية القطع الدقيق للتصاميم ذات الأشكال المعقدة . سهولة جعل العملية تتم بصورة أوتوماتيكية مبرمجة فيمكن تنفيذ حزمة الليزر بتحريك الجهاز البصري المستخدم في محرقة الحزمة ويمكن السيطرة على هذه الحركة بواسطة آلة حاسبة هذه الطريقة توفر مثلاً إمكانية القطع الدقيق للتصلميم ذات الأشكال المعقدة .

5- إمكانية إنجاز عمليات جديدة في علم المعادن لم تكن ممكنة سابقاً فمثـــلاً بسبب سرعة الإحماء والانصهار العالية لأشعة الليزر يمكن معالجة ســـطوح المعـــادن والحصول على نوع جديد من السبائك (سبائك ســـطوح Surface allays مثـــلاً إمكانية بلورة سطح شبه موصل غير متبلور .

6- لا تتلف آلة الليزر نتيجة استخدامها لعملية ما كآلة القطع التقليدية مثلاً .

7.8 تطبيقات الليزر في الزراعة والإنشاءات والطرق :

يستخدم الليزر في المحاذاة وتسوية الأراضي وتحديد الحدود للأرضي الزراعيـــة والليزر المفضل هنا هو ليزر هيليوم – نيون . عند إجراء تجارب المحـــاذاة لا بـــد أن تكون قيمة نصف قطر حزمة الأشعة المطلوب منها أن تقطع مسافات طويلة أقل مـــا يمكن فالقيم الضئيلة لنصف قطر الحزمة في البداية ينتج عنها قيمة كبيرة نســـبياً عنـــد النهاية نتيجة لحيود الأشعة وهي إحدى خصائص الأشعة الضوئية الـــتي فيـــها تحيـــد الأشعة عن مسارها المستقيم عند مرورها بحافة نافذة خروجها من الجهاز في حـــين أن القيم الكبيرة لنصف قطر النافذة تعطى قيمة لا تزيد كثيراً عن قيمتها في حالة عـــــدم وجود النافذة فإذا كان طول المسار المطلوب (100 m) فإننا نجـــد أن أكـــبر قيمـــة لنصف قطر الأشعة تساوي (9 mm) وهي قيمة صغيرة بالقدر الكافي لتوفير دقة عاليـــة وكبيرة على نحو يوفر الأمان للرؤية بواسطة عين الراصد وللحصول على القيم السابقة نستخدم عادة موسعاً لمقطع حزمة أشعة الليزر .

ومن الصعوبات العملية التي قد يقابلها الراصد عند إجـــراء عمليـــة المحـــاذاة باستخدام أشعة الليزر هي أن تجاه الشعاع قد يتغير نتيجة دوران ضئيل لحامل الجـــهاز أو تغيير في مجاوبة الليزر نتيجة تغير في درجة الحرارة خاصة في فترة تسخين الجهاز .

ويمكن التخلص من هذه الصعوبة باستخدام عدسة مفرقة ضعيفة توضع في مسار الحزمة لتكون بؤرة ثانية لها ، وبرصد مركز شعاع الليزر والصورة المتكونة من العدسة المفرقة وصورة حزمة أشعة الليزر يمكن تصويب الخلل الذي قد يحدث ويمكن تعيين موضع الصورة بالعين المجردة إذ تظهر على شاشة شبكة شفافة ولذلك إزاحة الشاشة بواسطة ميكرومتر للحصول على الوضع الصفري . كما يستخدم مستشعر كهرضوئي لتعيين موقع الشعاع .

ويتم التخلص مما يصل إلى المستشعر أو الكاشف كخلفية نتيجة ضوء النهار بتعديل الضوء المنبعث من الليزر بواسطة قاطع للضوء يعمل ميكانيكياً ولما كانت حزمة أشعة الليزر أحادية الطول الموجي أي أحادية اللون فإنه يتم تقليل الخلفية باستخدام مرشحات ضوئية .

ومما ينبغي مراعاته في عمليات رصد صورة أشعة الليزر أن درجة الدقة تتأثر في جميع قياسات المحاذاة بالهواء الجوي الذي يتم فيه القياس فالدوامات تحدث عدم استقرار الصورة .

وبالإضافة إلى التأثيرات العشوائية الناتجة عن الدوامات هناك تأثير أخر ينتج عن تغير معامل انكسار الهواء مع درجة الحرارة على مسار الشعاع فإذا كان التغير في درجة الحرارة هو $0.2\ C^0 / m$ درجة مئوية لكل متر فإن الإزاحة تصل إلى $1\ mm$ عند $100\ m$ وقد استخدمت أشعة الليزر في توفير المحاذاة في قضبان السكك الحديدية كما شملت التطبيقات تصويب التغير في المحاذاة نتيجة إنشاء الجسور وتغير أسطح الطرق بفعل الأوزان المنقولة بالشاحنات التي تستخدم هذه الطرق وكذلك الاستخدام المستمر لفترات زمنية طويلة لجدران السدود .

يستخدم النظام الليزري البصري الموضح في الشكل التالي للمسح في مستوى معين باستخدام حزمة أشعة الليزر (ليزر هيليوم – نيون) وموشور خماسي .

تعاني حزمة الأشعة الساقطة عمودياً على أحد أسطح الموشور من انعكاسين داخليين وتخرج في اتجاه يصنع زاوية قائمة مع اتجاه حزمة الأشعة الساقطة . وبدوران الموشور في ذلك المستوي محتفظاً بسقوط أشعة الليزر عمودية على السطح الأول يقوم الشعاع الخارج بمسح المستوي المذكور إنما يتطلب ذلك ثبات جهاز الليزر ويستخدم عادة جهاز ليزر هيليوم – نيون بقدرة تصل استطاعة خرجه إلى 2 ميلي واط ويتم توسيع مقطع الحزمة ليتناسب مع المدى المطلوب قياسه وهو 300 m متر كما يستخدم تلسكوب للرؤية يكون اتجاه الرؤية به موازياً لشعاع الليزر المستخدم ويدور الموشور الخماسي الموضح في النظام البصري السابق بسرعة 300 دورة في الدقيقة لمسح المستوي ويمكن استخدام هذه الأجهزة لتحديد خطوط أفقية والأسية ومائلة وفي مستويات . أي يمكن به تسطير الأرض الزراعية . ولحزم الأشعة الماسحة أفقياً أي للمستوي الأفقي توجد أجهزة تعطي إشارة منظورة أو مسموعة عندما يقترب أو يصل الإشعاع إلى ارتفاع معين .

ويستخدم ذلك في تسوية الأراضي مما يقلل الفقد في مياه الري ويزيد من إنتاجية الأرض الزراعية . كما توجد أجهزة مصممة لأغراض معينة مثل مد وإرساء الكابلات ومد الأنابيب والمواسير وعمليات المحاذاة في الأنفاق . أما داخل المنازل فإن هذه الأجهزة التي تعمل بأشعة الليزر تقوم بإجراء التجزئة في الحجرات وضبط المحاذاة للأسقف والأرضيات .

الملحق A

المعالجة نصف الكلاسيكية لتفاعل الإشعاع مع المادة

Semiclassical Treatment of the Interaction of Radiation and Matter

تعتمد الحسابات الآتية على ما يسمى المعالجة نصف الكلاسيكية للتفاعل بين الإشعاع والمادة . نفترض في هذه المعالجة أن النظام الذري مكمماً (أي أنه يعالج وفق النظرية الكمومية) ، على حين يعالج الحقل الكهرمغناطيسي للموجة الساقطة كلاسيكياً (أي وفق معادلات ماكسويل) .

ندرس أولاً ظاهرة الامتصاص . هنا نأخذ النظام المعتاد ذي السويتين حيث نفترض أنه عند اللحظة $t = 0$ يكون النظام في الحالة الأرضية (1) ، وأن هناك موجة كهرمغناطيسية أحادية الطول الموجي ترددها ω تتفاعل مع النظام . ويمكن كلاسيكياً أن تكتسب الذرة طاقة إضافية مقدارها H' عند تفاعلها مع الموجة الكهرمغناطيسية فعلى سبيل المثال يمكن أن يحدث هذا بسبب تفاعل عزم ثنائي القطب الكهربائي للذرة μ_e مع الحقل الكهربائي E للموجة الكهرمغنطيسية (حيث $H' = \mu_e \cdot E$) . في هذه الحالة نحن نتحدث عن تفاعل ثنائي القطب الكهربائي . ولكن ليس هذا التفاعل الوحيد الذي يتم بوساطة الانتقال . فمثلاً يمكن أن يتم الانتقال بفعل تفاعل عزم ثنائي القطب المغناطيسي للذرة μ_m مع الحقل المغناطيسي B للموجة الكهرمغناطيسية (حيث $H' = \mu_m \times B$) وفي هذه الحالة نحن نتحدث عن تفاعل ثنائي قطب مغناطيسي. لكي نصف التغير الزمني للنظام المدروس ذي السويتين علينا أن نلجأ إلى ميكانيك الكم وكما أن المعالجة الكلاسيكية تتضمن طاقة تفاعل H' ، فإن المعالجة الكمومية تعتمد على حد التفاعل H' في تابع هاملتون . ويمكن الحصول على حد التفاعل H' من الصيغة الكلاسيكية لـ H' وفق القواعد المألوفة في

ميكانيك الكم. ولا تهمنا الصيغة الدقيقة لـ H' في الوقت الحاضر ، إن كل ما نحتاجه هنا هو أن نلاحظ أن H' هو تابع جيبي مع الزمن وتردده ω يساوي تردد الموجة الساقطة وبناء على ذلك نكتب :

$$H' = H'^0 \sin \omega t \qquad (A.1)$$

إن تابع هاملتون الكلي H' للذرة هو :

$$H = H_0 + H' \qquad (A.2)$$

حيث إنّ H_0 هو تابع هاملتون للذرة عند انعدام الموجة الكهرمغنطيسية وبمعرفة تابع هاملتون الكلي H في حالة $t < 0$ فإنه يمكن حساب التغير الزمني للتابع الموجي ψ للذرة وذلك باستخدام معادلة شرودنغر المعتمدة على الزمن :

$$H_\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \qquad (A.3)$$

ولكي يتم حل المعادلة 2.22 لحساب ψ ، ندخل التابعين الموجيين الخاصين والعائدين للمستوي 1 و 2 غير المضطربين : $\psi_1 = u_1 \exp[-(iE_1 t/\hbar)]$

و $\psi_2 = u_2 \exp[-(iE_2 t/\hbar)]$. أي أن u_1 و u_2 تحققان معادلة شرود نغر غير المعتمدة على الزمن :

$$H_0 u_i = E_i u_i ....(i = 1,2) \qquad (A.4)$$

وتحت تأثير الموجة الكهرمغناطيسية يكون التابع الموجي للذرة :

$$\psi = a_1(t)\psi_1 + a_2(t)\psi_2 \qquad (A.5)$$

ذلك أنه بصورة عامة a_1 و a_2 تابعين عقدين يعتمدان على الزمن . أنه من النتائج المعرفة في ميكانيك الكم أن مرجع القيمة المطلقة للمعاملين : $|a_1|^2$ و $|a_2|^2$

يمثلان على التوالي ، الاحتمالية عند اللحظة t بأن توجـــد الــذرة في الحالــة 1 و 2 وهاتان الكموميتان تحققان العلاقة الآتية :

$$|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1 \qquad (A.6)$$

ولكي نجد احتمالية الانتقال W_{12} علينا فقط أن نحسب $|a_2(t)|^2$ أو $|a_1(t)|^2$.

في المعالجة الآتية سندرس المعادلة العامة بدلاً من المعادلة (2.23) :

$$\psi = \sum_1^m a_k \psi_k = \sum_1^m a_k u_k \exp[-i(E_k/\hbar)t] \qquad (A.7)$$

إذ إنّ m تمثل عدد الحالات الممكنة للذرة . وبتعويـــض المعادلــة (2.25) في المعادلة (2.22) نحصل على :

$$\sum_k (\mathrm{H}_0 + \mathrm{H}')a_k u_k \exp[-i(E_k/\hbar)t] = \sum_k \{(i\hbar \dot{a}_k u_k \exp[-i(E_k/\hbar)t] + a_k u_k E_k \exp[-i(E_k/\hbar)t]\}$$

$$(A.8)$$

وبالاستفادة من المعادلة (A.4) تتحول المعادلة المذكورة في أعلاه إلى الصيغـــة الآتية :

$$\sum i\hbar \dot{a}_k u_k \exp[-i(E_k/\hbar)t] = \sum a_k \mathrm{H}' u_k \exp[-i(E_k/\hbar)t] \qquad (A.9)$$

وبضرب كل من طرفي هذه المعادلة بتابع خاص اعتباطي u_n^* ومن ثم إجـــراء التكامل على جميع الفضاء . نحصل على :

$$\sum i\hbar \dot{a}_k \exp[-i(E_k/\hbar)t] \int u_k u_n^* dV = \sum a_k \exp[-i(E_k/\hbar)t] \int u_n^* K' u_k dV$$

$$(A.10)$$

وبما أن التوابع u_k متعامدة فإن $\int u_n^* u_k dV = \delta_{kn}$. وباستخدام الرمز:

$$H'_{nk}(t) = \int u_n^* K' u_k dV \qquad (A.11)$$

فإن المعادلة تتبسط إلى :

$$\left(\frac{da_n}{dt}\right)=\frac{1}{i\hbar}\sum_{1}^{m}H'_{nk}a_k\exp\left(-i\frac{(E_k-E_n)t}{\hbar}\right) \qquad (A.12)$$

وعلى ذلك نحصل على عدد m من المعادلات التفاضلية لـ m من تغيرات $a_k(t)$. ويمكن حل هذه المعادلات إذا ما عرفنا الشروط الابتدائية للذرة . ولحالة النظام ذي المستويين (حيث $m = 2$) فإن المعادلة (2.28) تعطينا :

$$\left(\frac{da_1}{dt}\right)=\left(\frac{1}{i\hbar}\right)\left\{H'_{11}a_1+H'_{12}a_2\exp\left[-i\frac{(E_2-E_1)t}{\hbar}\right]\right\} \qquad (A.13a)$$

$$\left(\frac{da_2}{dt}\right)=\left(\frac{1}{i\hbar}\right)\left\{H'_{21}a_1\exp\left[-i\frac{(E_1-E_2)t}{\hbar}\right]+H'_{22}a2\right\}$$

ويجب حل هاتين المعادلتين في ضوء الشرط الابتدائي $a_2(0) = 0$ ، $a_1(0) = 1$ وحتى الآن لم يتم إجراء أي تقريب . ولكي نبسط حل المعادلة (A.13) نستفيد من نظرية الاضطراب في التقريب . سنفترض أنه بإمكاننا إجراء التقريب الآتي في الجهة اليمنى من المعادلة (A.13) : $a_1(t) \cong 1$ و $a_2(t) \cong 0$ وبذلك فإن حل المعادلتين (A.13) سيمثل تقريب الرتبة الأولى للتابعين $a_1(t)$ و $a_2(t)$. ولهذا السبب فإن النظرية الآتية تدعى نظرية الاضطراب ذات الرتبة الأولى . ويمكن تعويض الحلين التقريبيين في أعلاه $a_1(t)$ و $a_2(t)$ في الجهة اليمنى من المعادلتين (A.13) . إن حل المعادلتين الناتجتين سيكون بدرجة أكبر من الدقة ، والتقريب الجديد يدعى بتقريب الرتبة الثانية ، وتدعى النظرية التي تعتمد هذا التقريب بنظرية الاضطراب ذات الرتبة الثانية . وبنفس الطريقة يمكننا أن نحصل على تقريبات ذات رتب أعلى من الدقة وضمن تقريب الرتبة الأولى نحصل على:

$$\dot{a}_1 = (1/i\hbar)H'_{11} \qquad (\text{A.14a})$$

$$\dot{a}_2 = (1/i\hbar)H'_{21}\exp(i\omega_0 t) \qquad (\text{A.14b})$$

ذلك أن $\omega_0 = (E_2 - E_1)\hbar'$ تمثل تردد الانتقال للذرة. ولكي نحصل على احتمالية الانتقال علينا فقط حل المعادلة (A.14b) . ولهذا الهدف يمكننا من استخدام المعادلتين (A.1) و (A.11) لكي نحصل على :

$$H'_{21} = H'^{0}_{21}\sin\omega.t = \frac{H'^{0}_{21}\left[\exp(i\omega.t) - \exp(-i\omega.t)\right]}{2i} \qquad (\text{A.15})$$

ذلك أن :

$$H'^{0}_{21} = \int u_2^{*}\mathrm{H}^{0}u_1 dV \qquad (\text{A.16})$$

وهذه الكمية بصورة عامة ثابتة وعقدية . وعند تعويض المعادلة (A.15) في المعادلة (A.14b) وإجراء التكامل على أساس أن $a_0(0) = 0$ ، سنحصل على:

$$a_2(t) = \frac{H'^{0}_{21}}{2i\hbar}\left[\frac{\exp[i(\omega_0 - \omega)t] - 1}{\omega_0 - \omega} - \frac{\exp[i(\omega_0 + \omega)t] - 1}{\omega_0 + \omega}\right] \qquad (\text{A.17})$$

ولو افترضنا الآن أن $\omega \cong \omega_0$ فسيكون الحد الأول داخل القوس المربع أكبر بكثير من الحد الثاني . وعند هذه الحالة يمكننا أن نكتب :

$$a_2(t) \approx -\frac{H'^{0}_{21}}{2i}\frac{\exp(-i\Delta\omega.t) - 1}{\hbar\Delta\omega} \qquad (\text{A.18})$$

إذ أن $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ ومن المعادلة (2.33) نحصل على :

$$|a_2(t)|^2 = \frac{\left|H'^{0}_{21}\right|^2}{\hbar^2}\left[\frac{\sin(\Delta\omega.t/2)}{\Delta\omega}\right]^2 \qquad (\text{A.19})$$

إن الشكل (A.1) يوضح تغير التـــابع $y = [\sin(\Delta\omega . t/2)/\Delta\omega]^2$ مـــع $\Delta\omega$ نلاحظ أن التابع (y) يكون أعلى وأضيق كلما زادت (t) . وبما أن :

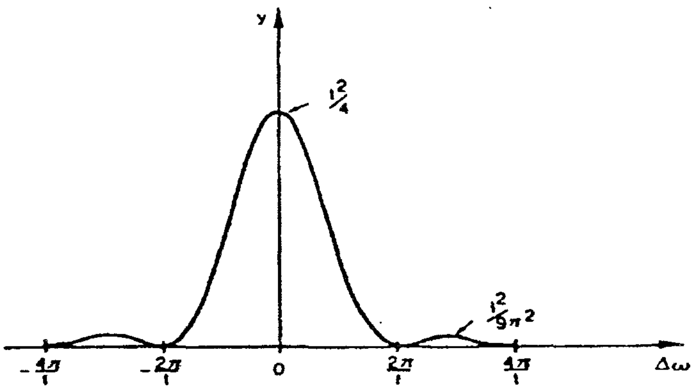
$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\sin(\Delta\omega . t/2)}{\Delta\omega}\right]^2 d\Delta\omega = \frac{\pi t}{2} \qquad (A.20)$$

فيكون لدينا لحالة قيم كبيرة لـــ (t) :

$$\left[\frac{\sin(\Delta\omega . t/2)}{\Delta\omega}\right]^2 \approx \frac{\pi t}{2}\delta(\Delta\omega) \qquad (A.21)$$

إذ إنّ δ هو تابع ديراك . وعلى ذلك فإن :

$$|a_2(t)|^2 = \frac{|H'^0_{21}|^2}{\hbar^2}\frac{\pi}{2}t\delta(\Delta\omega) \qquad (A.22)$$



الشكل A.1

وهذه النتيجة توضح أنه بعد وقت طويل كاف فإن الاحتماليـــة $|a_2(t)|^2$ لأن نجد الذرة في المستوي الثاني يتناسب مع الزمن (t) نفسه . وعلى ذلك فـــإن معـــدل احتمالية الانتقال W_{12} يساوي :

$$W_{12} = \frac{|a_2(t)|^2}{t} = \frac{\pi}{2} \frac{|H_{21}'^0|^2}{\hbar^2} \delta(\Delta\omega) \qquad (A.23)$$

ولكي نجد W_{12} بصورة كاملة علينا أن نحسب $|H_{21}'^0|^2$. ولو فرضنا أن التفاعل المسؤول عن الانتقال هو تفاعل الحقل الكهربائي للموجة الكهرمغنطيسية وعزم ثنائي القطب الكهربائي للذرة (تفاعل ثنائي القطب الكهربائي) فإن :

$$H' = eE(r,t) \cdot r \qquad (A.24)$$

إن e في المعادلة (A.24) هي شحنة الإلكترون الذي يعاني الانتقال والمتجه r موقع الإلكترون و E (r,t) الحقل الكهربائي عند النقطة r . وللسهولة نفترض أن نقطة أصل نظام الإحداثيات $r = 0$ هي نواة الذرة . وعلى ذلك نحصل من المعادلتين (A.11) و (A.24) على

$$H_{12}' = e \int u_2^* E.r.u_1 dV \qquad (A.25)$$

دعنا الآن أن نفترض أن الطول الموجي للموجة الكهرمغنطيسية أكبر بكثير من أبعاد الذرة . إن هذه الفرضية تنسجم بصورة جيدة جداً مع الموجات الكهرمغنطيسية في المنطقة المرئية (لاحظ أن $\lambda = 5000\dot{A}$ للضوء الأخضر ، على حين أن أبعاد الذرة بحدود $1\dot{A}$) . وفي ضوء هذا الافتراض يمكننا أنه نخرج E من التكامل في المعادلة (2.40) ونحسب قيمته عند $r = 0$ ، أي عند مركز النواة (إن هذا التقريب يدعى بتقريب ثنائي القطب الكهربائي) . ولو عرّفنا :

$$E(0,t) = E_0 \sin \omega t \qquad (A.26)$$

فإننا نحصل من المعادلات (A.15) و (A.25) و (A.26) على :

$$H_{21}'^0 = E_0 . \mu_{21} \qquad (A.27)$$

ذلك أن :

$$\mu_{21} = e\int u_2^* r.u_1 dV \qquad (A.28)$$

μ_{21} يدعى عنصر مصفوف عزم ثنائي القطب الكهربائي . وعلى ذلـــك لـــو كانت θ الزاوية بين μ_{21} و E_0 فإن :

$$\left|H_{21}^{\prime 0}\right|^2 = E_0^2\left|\mu_{21}\right|^2 \cos^2\theta \qquad (A.29)$$

إذ أن $|\mu_{21}|$ هي القيمة المطلقة للعدد العقدي μ_{21} (في حين أن μ_{21} هي قيمـــة المتجه μ_{21}) ولو افترضنا الآن الموجة الكهرمغنطيسية تتفاعل مع عدة ذرات تكـــون متجهاتها μ_{21} متوزعة بصورة عشوائية بالنسبة للمتجه E_0 ، فسنحصل على متوســـط $\left|H_{21}^{\prime 0}\right|^2$ من حساب متوسط $\cos^2\theta$ في المعادلة (2.44) لجميع القيـــم الممكنـــة لـــ $\cos^2\theta$ ولو كان الحصول على جميع الزوايا θ بنفس الاحتمالية ، فـــإن $<\cos^2\theta> =$ 1/3 وعلى ذلك :

$$<\left|H_{21}^{\prime 0}\right|^2> = \frac{1}{3}E_0^2\left|\mu_{21}\right|^2 \qquad (A.30)$$

وبدلاً من أن نعبر عن $\left|H_{21}^{\prime 0}\right|^2$ كتابع لـــ E_0 فإنه عادة أكثر ملائمة أن نعـــبر عنها كتابع لكثافة طاقة الموجة الكهرمغنطيسية الســـلقطة $\rho = n^2\varepsilon_0 E_0^2/2$. إذ أن n قرينة انكسار المنظومة الذرية و ε_0 سماحية الفراغ . وأخيراً نحصل مـــن المعـــادلات (2.38) و(2.45) و (2.46) على :

$$W_{12} = \frac{\pi}{3n^2\varepsilon_0\hbar^2}\left|\mu_{21}\right|^2 \rho\delta(\Delta\omega) \qquad (A.31)$$

وفي حالة موجة كهرمغناطيسية مستوية فإنه من المفيد أحياناً أن نعبر عن W_{12} كتابع لشدة الموجة الساقطة I ،حيث أنها تساوي $I = c_0 \rho / n$، وأن c_0 هي سرعة الضوء في الفراغ ،

$$W_{12} = \frac{\pi}{3n\varepsilon_0 c_0 \hbar^2} \left|\mu_{21}\right|^2 I\delta(\Delta\omega) \qquad (A.32)$$

إن المعادلتين (A.31) و (A.32) تلخصان نتائج حساباتنا حتى الآن . وما يجب ملاحظته هو أنه بينما تكون المعادلة (A.31) عامة (ضمن التقريب المستخدم) .نشير هنا إلى أن المعادلة (A.32) تصح فقط في حالة موجة كهرمغناطيسية مستوية ذات شدة منتظمة . إلا أنه من السهولة أن نتبين في صيغتهما الحالية أنهما. إلا أنه من السهولة أن نتبين في صيغتهما الحالية أنهما غير مقبولتين فيزيائياً . والحقيقة هي أن وجود تابع δ ديراك تعني أن $W_{12} = 0$ عندما $\omega \neq \omega_0$ وأن $W_{12} = \infty$ عندما $\omega = \omega_0$ ، أي عندما ينطبق تردد الموجة الكهرمغنطيسية مع تردد الانتقال للذرة . وسبب هذه النتيجة غير الفيزيائية يعود إلى الحقيقة بأننا قد جعلنا t في المعادلة (2.34) تصل إلى اللانهاية وهذا يعني أن التفاعل بين الموجة الكهرمغنطيسية والذرة يمكن أن يستمر بصورة متناسقة إلى ما لانهاية من الزمن . والحقيقة هي أن هناك عدداً من الظواهر الفيزيائية التي تمنع هذه الحالة . ومع أن مناقشة هذه المسألة ستتم بصورة تفصيلية فيما بعد فإن من المفيد أن نعطي هنا مثالاً . لنفترض أن مجموعة الذرات ذوات المستويين 1 و 2 (والمتأثرة بالموجة الكهرمغناطيسية) هي في حالة غازية . ففي هذه الحالة سوف يكون هناك تصادم بين الذرات . بعد كل تصادم لا يستمر تابعي الموجة $u_1(r)$ و $u_2(r)$ للذرة بنفس الطور مع الموجة الكهرمغناطيسية الساقطة . وعلى ذلك فإن الاشتقاق الوارد في المعادلات السابقة سوف يكون صحيحاً فقط في خلال الفترة الزمنية بين تصادمين متتاليين . بعد كل تصادم تعاني المواصفات الابتدائية

وبالأخص الطور النسبي بين تابع موجة الذرة والحقل الكهربائي للموجة الكهرمغناطيسية الساقطة قفزة عشوائية . يمكن معالجة هذه المسألة بفرضية مكافئة وهي أن طور الحقل الكهربائي هو الذي يعاني التغيير عند كل تصادم . وبناءاً على ذلك فإن الحقل الكهربائي لا يستمر على شكل تابع جيبي وبدلاً من ذلك فإنه يظهر كما في الشكل (2.6) ، إذ تكون قفزات الطور عند لحظات التصادم .

الملحق B

المنظومات الجزيئية

هذه المنظومات مهمة جداً في حقل الليزرات نحصر اهتمامنا هنا بالصفات العامة للظواهر المعقدة التي تحدث في الوسط .مع هذا فإن دراستنا سوف توفّر أسس الفهم العميق لفيزياء الليزر كليزرات الغازات الجزيئية أو ليزرات الصبغات .

سويات الطاقة الجزيئية :Energy Levels of a Molecule

تتألف الطاقة الكلية للجزيئية بصورة عامة من أربعة أجزاء :(أ) الطاقة الإلكترونية E_e الناشئة من حركة الالكترونات حول النوى (ب) الطاقة الاهتزازية E_v الناشئة من الحركة الاهتزازية للنوى (ج) الطاقة الدورانية E_r الناشئة من الحركة الدورانية للجزيئة (د) الطاقة الانتقالية . سوف لا ندرس هنا الطاقة الانتقالية وذلك لأنها عادة غير مكممة . أما بقية أنواع الطاقة فهي مكممة

نشتق بصورة مبسطة رتبة فرق الطاقة بين السويات الالكترونية ΔE_e والسويات الاهتزازية ΔE_v والسويات الدورانية ΔE_r . إن رتبة ΔE_e بحدود :

$$\Delta E_e \cong \frac{\hbar}{ma} \qquad \text{(B.1)}$$

إذ أنّ m كتلة الإلكترون و a نصف قطر الجزيئة . والحقيقة هي أننا لو درسنا إلكترونا خارجياً في الجزيئة ، لوجدنا عدم التحديد في موقع الإلكترون هو $\hbar / a$ ومنها فإن الطاقة الحركية الدنيا للإلكترون تكون $\hbar^2 / ma^2$. وفي حالة جزيئة ثنائية الذرات ، فإن الفرق ΔE_v بين اثنتين من السويات الاهتزازية يساوي تقريباً :

$$\Delta E_v = \hbar\omega_v \cong \hbar(\frac{K_0}{M})^{1/2} \qquad \text{(B.2)}$$

إذ أنّ M كتلة الذرة و K_0 ثابت المرونة للجذب بين الذرتين . ونتوقع أن فصل الذرتين بمسافة تساوي نصف قطر الجزيئة (a) سوف يولد تغييراً في الطاقة يساوي تقريباً ΔE_e ، وذلك لأن الفصل يولد تشوهاً كبيراً في توابع الموجة الإلكترونية وهكذا يمكننا كتابة $K_0 = \Delta E_e / a^2$. ومن المعادلتين

نحصل على :

$$\Delta E_v = \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \Delta E_e \qquad \text{(B.3)}$$

أما الطاقة الدورانية فهي بحدود $\hbar^2 J(J+1)/2Ma^2$ إذ أنّ J عدد صحيح موجب (يدعى العدد الكمي الدوراني) . ولذا فإن الفرق ΔE_r بين السويتين $j=1$ و $j=0$ هو :

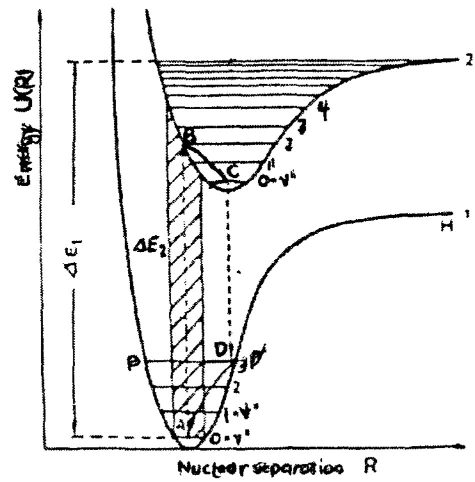
$$\Delta E_r \cong \frac{\hbar^2}{Ma^2} \cong (\frac{m}{M})^{1/2} \Delta E_v \qquad \text{(B.4)}$$

ذلك أننا استخدمنا هنا المعادلتين وبما أن $m/M \cong 10^{-4}$ ينتج من ذلك أن الفواصل بين السويات الدورانية حوالي واحد من مائة من الفواصل بين السويات الاهتزازية . وأن الفواصل بين السويات الاهتزازية بدورها واحد من مائة من ΔE_e . وبالأخذ بعين الاعتبار لهذه الحقائق ، يمكننا أن نلاحظ أن رتبة التردد $\nu_v = \Delta E_v / h$ حوالي $1000 cm^{-1}$ أي $(\nu_v \approx 3\times10^{13} Hz)$.

ندرس ببعض التفصيل جزيئة تتألف من ذرتين متماثلتين وبإتباع تقريب بورن وأوبنهايمر ، نعتبر أولاً أنّ الذرتين ثابتتان عند مسافة R فيما بينهما. وبحل معادلة شرودنغر لهذه الحالة يمكن إيجاد سويات الطاقة الإلكترونية على المسافة R وهي

بأبسط حلولها تتوقف على هذه المسافة المبينة بالشكل (B.1) الذي يبين على سبيل المثال السوية الأرضية (1) والسوية الأولى المثارة (2)

عندما يكون الفاصل بين الذرتين كبيراً $R \to \infty$ فمن الواضح أن تكون السويات الجزيئية هي نفس سويات الذرة المنفردة . عندما يكون الفاصل R محدوداً وبسبب التفاعل بين الذرتين ستنحرف تلك السويات . وبما أن مشتق الطاقة بالنسبة لهذه المسافة هي القوة وهذه تجاذبية في البداية عند فواصل كبيرة ، ومن ثمّ تصبح تنافرية ، عند فواصل صغيرة . إنّ القوة تصبح صفراً عند النقطة التي تكون فيها قيمة الطاقة دنيا (مثلاً R_0) . وعلى هذا فإن الذرات في حالة التوازن ، أي عند عدم وجود حركة اهتزازية لها ، تكون على مسافة R_0 فيما بينهما . ونلاحظ في الشكل أن منحني الحالة المثارة منحرف إلى اليمين بالنسبة لمنحني الحالة الأرضية. وهذا يعني أنّ مسافة التوازن بين الذرتين للحالة المثارة تكون نوعاً ما أكبر من مسافة التوازن للحالة الأرضية.

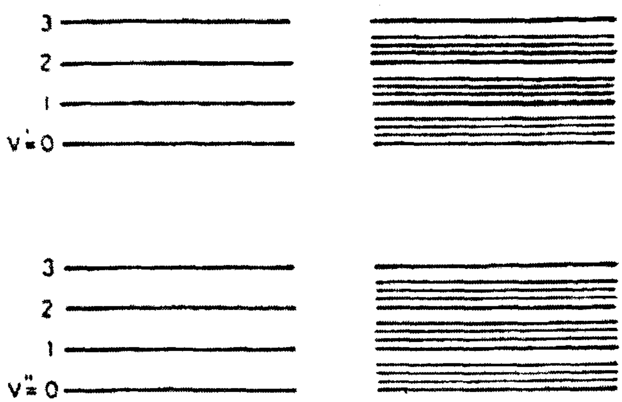


الشكل 1-B

مستويات طاقة جزيئة ثنائية الذرات

إنّ ما قيل حتى الآن يعود إلى الحالة التي فيها الذرتين عند فاصل ثـابت R والآن لو افترضنا أن الذرتين قد تركتا على مسافة R (حيث $R \neq R_0$) فيما بينهما ، فإنهمـا ستشرعان بالاهتزاز حول موقع التوازن R_0 . وفي هذه الحالة فإن الطاقة الكلية هـي مجموع الطاقة أعلاه إضافة للطاقة الاهتزازية . ويمكن حساب هذه الأخـيرة إذا مـا لاحظنا المنحنيات في الشكل تعطينا بثابت إضافي اختياري تغير الطاقة الكامنة لإحـدى الذرتين في حقل الذرة الأخرى . وعلى هذا فإن المسألة تعود إلى ذرة منفردة مرتبطـة بالموقع R_0 بوساطة طاقة كامنة على شاكلة المنحني 1 ويمكن تطبيق نفـس التحليـل للجزيئة في الحالة المثارة 2 . من اجل إهتزازات صغيرة حول الموقع R_0 فإنـه يمكـن تقريب المنحني 1 على شكل قطع مكافىء يمثل قوة مرونة معيدة . والحـل معـروف (هزاز توافقي) .

إن سويات الطاقة تكون منفصلة بعضها عن بعض بمسافة ثابتة قيمتـهـا $\hbar\omega_v$ تتحدد بالمعادلة (B.2) وفيها ثابت القوة K_0 يساوي تقعر المنحني المكافىء وعليه عنـد الأخذ بعين الاعتبار مسألة الاهتزاز فإن سويات الطاقة (لكل من الحالتين) سـتتحدد بالسويات $0,1,2,...$ المبينة في الشكل . ونلاحظ أن طاقة الحالة $v = 0$ لا تنطبق مـع القيمة الدنيا للمنحني ، وذلك بسبب طاقة الصفر $\hbar\omega/2$ المألوفة في المهتز التوافقـي إن المنحنيين 1,2 في حالة وجود اهتزاز لا يمثلان طاقات النظام ، وذلك أن الذرتين في هذه الحالة لا تكونان ثابتتين .وعلى هذا بدلاً من استخدام الصيغة المبينة في الشـكل (B.1) . وتستخدم في بعض الأحيان الصيغة البسيطة المبينة في الشكل (B.2a) .



الشكل B-2

(a) المستويات الاهتزازية و (b) المستويات الاهتزازية – الدورانية بالجزيئة

الا أنه في حقيقة الأمر الشكل (B.1) ذو معنى أكبر من الشكل (B.2) فلنتصور مثلاً أن النظام في السوية الاهتزازية $v'' = 3$ من الحالة الالكترونية الأرضية ويمكن الملاحظة بسهولة من الشكل (B.1) أن المسافة بين النواتين R تتذبذب بين القيم العائدة للنقطتين P و P\` المؤشرتين في الشكل . وأخيراً نشير الى أنه في حالة حدوث اهتزازات كبيرة حول موقع التوازن R_0 ، فإنه لا

يمكن تقريب تغير الطاقة الكامنة على شكل قطع مكافىء . وعليه نجد أن سويات الاهتزاز العليا لا تكون منفصلة بصورة متساوية . وكذلك نشير الى أن في حالة جزيئات متعددة الذرات نستخدم الصيغة المبينة في الشكل (B.2) ، وذلك لأن الصيغة المبينة في الشكل (B.1) بصورة عامة غير مناسبة .

لا زال التحليل المبين أعلاه لا يعطينا الصورة الكاملة للنظام الجزيئي ، وذلك لأننا قد تجاهلنا إمكانية الحركة الدورانية للجزيئة . إن الطاقة الكلية للجزيئة هي

مجموع الطاقة الإلكترونية مضافاً إليها الطاقة الاهتزازية والطاقة الدورانية . وبما أن الفواصل بين السويات الدورانية أصغر بكثير من الفواصل بين السويات الاهتزازية والصورة الكاملة كما تبدو في الشكل (B.2b) .

إشغال السويات عند التوازن الحراري: Level Occupation at Thermal Equilibrium

عند التوازن الحراري فإن إسكان سوية دورانية- اهتزازية معيّن ضمن حالة الكترونية معينة يتحدد بالعلاقة :

$$N(E_e,E_v,E_r) \propto g_e g_v g_r \exp-\left[(E_e+E_v+E_r)/kT\right] \qquad \text{(B.5)}$$

حيث E_r,E_v,E_e على التوالي الطاقة الالكترونية،الطاقة الاهتزازية،الطاقة الدورانية ، وأن g_r,g_v,g_e أعداد انطباق تلك السويات . وبناءاً على التقديرات الواردة في الفقرة السابقة فإن القيمة المعنوية لكمية E_v/hc هي $1000cm^{-1}$ ، في حين E_v/hc أكبر بمرتبة واحدة (أي أكثر بعشرة مرات) من تلك القيمة وبما أن $T=300K^0$ فإن $kT/hc \approx 207cm^{-1}$ ، فينتج أن كلاً من E_e و E_v أكبر بكثير من kT . ولذا يمكننا القول إنه عند التوازن الحراري تقع الجزيئة في السوية الاهتزازية الدنيا+ من الحالة الالكترونية الأرضية . ولذا فإن احتمالية وجود الجزيئة عند حالة دورانية معينة من السوية الاهتزازية الدنيا بحسب المعادلة (B.5) هو :

$$N_j \propto (2J+1)\exp-\left[BJ(J+1)/kT\right] \qquad \text{(B.6)}$$

حيث $B=\hbar^2/2I$ ويسمى ثابت الدوران (I عزم العطالة للجزيئة حول محور دورانها) . يمثل المعامل $(2J+1)$ عدد انطباق السوية J (أي أن السوية

الدورانية التي لها عدد كمي دوراني J يمثل انطباقاً يساوي $(2J+1)$).وبسبب وجود هذا العامل فإن السوية الأكثر إسكاناً ليست هي السوية الأرضية $J=0$ بل تلك السوية التي تملك عدداً كمياً دورانياً J يحقق العلاقة $(2J+1)=(2kT/BB)^{1/2}$ وذلك ما يمكن إثباته بسهولة من المعادلة(B.6) .

الانتقالات الإشعاعية وغير الإشعاعية : Radiative and Nonradiative Transitions

لندرس ما سيحدث عندما تتأثر جزيئة بإشعاع كهرمغناطيسي لاحظ شكل(B.1)

إذا كانت طاقة الفوتون أكبر من ΔE_1 فإن الجزيئة ستتحلل (تحلل ضوئي) بعد امتصاص الفوتون . أما إذا كانت طاقة الفوتون الساقط ΔE_2 أصغر من ΔE_1 وله قيمة مناسبة ، فإن الجزيئة ستعاني انتقالا من السوية الاهتزازية الدنيا للحالة الإلكترونية الأرضية إلى إحدى السويات الاهتزازية (مثلا السوية B) من السوية الإلكترونية المثارة . وإذا فرضنا أن الانتقالات الالكترونية تحدث خلال فترة أصغر بكثير من زمن دور الحركة الاهتزازية فتنطبق عند ذلك قاعدة فرانك وكوندون ، التي تنص على أن المسافة بين النواتين يبقى ثابتة خلال عملية الامتصاص ، ولذا يحدث الانتقال عموديا كما في الشكل (B.1) . ومن هنا اذا كانت الجزيئة في البداية في السوية $v''=0$ من الحالة الالكترونية الارضية ، فإن الانتقال سيحدث بصورة رئيسية ضمن المنطقة المظللة في الشكل (B.1) . وبتعبير أدق إن احتمالية الانتقال إلى سوية معينة v' من الحالة الالكترونية العليا يمكن إيجادها من الصيغة العامة W والمحددة بالمعادلة (2.4.66a) ، إذا ماعرفنا القيمة المناسبة للمقدار $|\mu|^2$. ولكي نجد $|\mu|^2$ نتذكر أنه

بناءاً على تقريب بورن وأوبنهايمر أن الحالة الموجية للجزيئة $\psi(r_i, R_j)$ الذي هو تــابع لكل من إحداثيات الإلكترون r_i وإحداثيات النواة R_J يمكن كتابتها بالصيغة التالية:

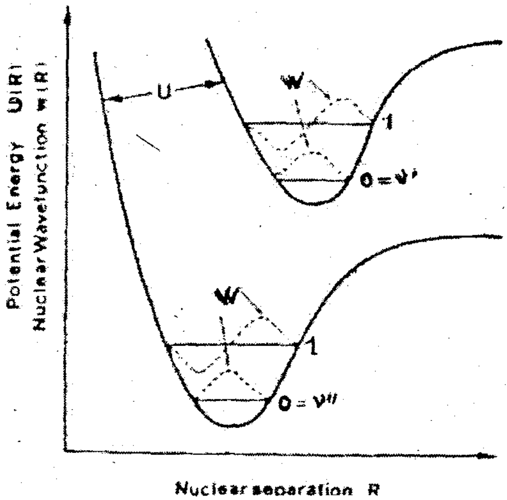
$$\psi(r_i, R_J) = u(r_i, R_J) w(R_J) \qquad (B.7)$$

إنّ $u(r_i, R_J)$ و $w(R_J)$ هما على التوالي ، التابع الموجي الإلكتروني والتـــابع الموجي النووي . ينتج التابع الموجي الإلكتروني من حل معادلة شرودنغر غير المعتمـدة على الزمن للالكترونات على أساس إحداثيات النوى R_J ثابتة . أما التابع الموجـــي النووي $w(R_J)$ فيمكن الحصول عليه من حل معادلة شرودنغر غير المعتمـــدة علـــى الزمن التي تساوي تابع الطاقة الكامنة فيه محسوبة لمسافة معينة بـــين النواتـــين ، أي $U(R_J)$ المشار إليها في دراستنا للجزيئة الثنائية لاحظ الشكل (B.3) . وإذا قربنا هذا التابع بقطع مكافىء (وهذا يعني تقريب القوة بين النواتين بصيغة قانون هوك) ، فـــإن التابع الموجي $w(R_J)$ سيتحدد بتوابع الهزاز التوافقي البسيط . وهذه التوابـــع هـــي حاصل ضرب متعددات هرمت مع تابع غاوص وبعض هذه التوابع مبينة في الشـــكل (B.3) لجزيئة الثنائية الذرات . وبعد معرفة التابع الموجي الكلي $\psi(r_i, R_j)$ ســـيكون بإمكاننا حساب μ بحسب المعادلة

$$\mu_{21} = e\sum_{1}^{n} i \sum_{1}^{N} J \int \psi_2^* r_i \psi_1 dr_i dR_J \qquad (B.8)$$

إذ أنّ الجمع يجري على كل الالكترونات n وعلى كـــل النـــوى N العـــائدة للجزيئة وبالاستفادة من المعادلة (B.7) نحصل على :

$$\mu_{21} = \left(\sum_{1}^{N} J \int w_{v'}^* w_{v} dR_J\right)\left(e\sum_{1}^{n} i \int u_2^* r_i u_1 dr_i\right) \qquad (B.9)$$



الشكل 3-B

الطاقة الكامنة U(R) والدالة الموجية النووية W(R) للجزيئة ثنائية الذرات

إذ أن `v و ``v الأعداد الكمية الاهتزازية للسويات الاهتزازية العائدة للحالة الإلكترونية المثارة والأرضية، على التوالي (لاحظ الشكل B.3) .

ولذا نلاحظ أن $|\mu|^2$ تتناسب مع $\left|\sum_J \int w_{v'}^* w_{v''} dR_J\right|^2$. إن هـذه الكمية تدعى عامل فرنك و كوندون . وفي حالة جزيئة ثنائية الذرة يأخذ العامل الصيغة $\left|\sum_J \int w_{v'}^*(R) w_{v''}(R) dR_J\right|^2$ ، إذ أن R المسافة بين النواتين . وإذا عرفنا $|\mu|^2$ فإن احتمالية الانتقال W سنحصل عليها من المعادلة (2.4.66a) . ولذا فإن هذه الاحتمالية تتناسب وعامل فرنك وكوندون العائد لها .

عالجنا حتى الآن الانتقالات الإشعاعية بين سويتي اهتزاز تعودان على حالتين الكترونيتين مختلفتين ، إن مسألة الانتقالات بين السويات الاهتزازية العائدة لنفس الحالة الالكترونية (مثلاً الانتقال $(v''=1) \rightarrow (v''=0)$ في الشكل (B.3)) يمكن معالجتها بنفس الطريقة . في ضوء المعادلة (B.2) يكون لدينا :

$$\mu_{21} = \left(\sum_{1^j}^{N} \int w^*_{v'=1} w_{v'=0} dR \right) \left(e \sum_{1^i}^{n} \int u_1^* r_i u_1 dr_i \right) \qquad \text{(B.10)}$$

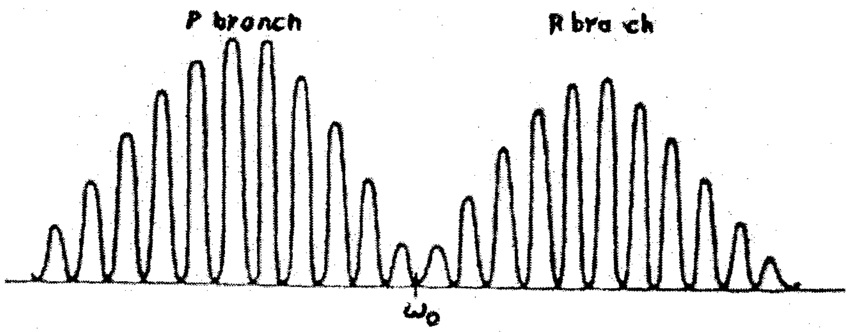
وهنا نجد أن احتمالية الانتقال تتناسب وعامل فرانك وكوندون الذي يتضمن الحالتين الاهتزازيتين . لاحظ أنه إذا كان تابع هاميلتون للجزيئة لا يتغير عند الانعكاس فإن العامل الثاني في المعادلة (B.10) يساوي صفراً ، ولذلك احتمالية الانتقال تساوي الصفر . وفي حالة جزيئة ثنائية الذرات تتحقق هذه الحالة عندما تكون الذرتان متماثلتين (مثلاً جزيئة N_2 التي تتضمن نفس النظير)

والحقيقة أنه في هذه الحالة ، وعلى أساس التناظر ، لايمكن للجزيئة أن تمتلك محصلة عزم ثنائي قطب كهربائي .

قد أهملنا في المعالجة كون كل سوية اهتزازية تتضمن مجموعة كاملة من سويات دورانية متراصة . وإذا أخذنا هذا بعين الاعتبار فسنجد أن الامتصاص يحصل بين سوية دورانية من الحالة الاهتزازية الدنيا $v'' = 0$ إلى سوية دورانية من حالة اهتزازية أعلى $v'' = 1$. وفي جزيئات ثنائية الذرات ، أو جزيئة ثلاثية الذرات خطية الشكل تتطلب قواعد اختيار عادة $(\Delta J = j'' - j')$ $\Delta j = \pm 1$ إذ أن J', J'' الأعداد الكمية الدورانية للحالات الاهتزازية الدنيا والعليا . ومن هنا فإن انتقالاً (مثلا ، $v'' = 0 \to v'' = 1$ الموضح في الشكل (B.3) الذي يؤدي عند انعدام الدوران إلى خط واحد فقط تردده ω_0 ، يكون في الواقع متكوناً من مجموعتين من الخطوط (لاحظ الشكل B.4) .

إن المجموعة الأولى العائدة للترددات الصغرى تدعى فرع P ، وهذه تعود للانتقال الذي فيه $\Delta j = 1$. ان ترددات الانتقال ضمن هذا الفرع هي أصغر من ω_0

لأن الطاقة الدورانية للسوية الاعلى أصغر من الطاقة الدورانية للمستوي الأدنى . أما المجموعة الثانية ، ذات الترددات الأعلى فتدعى فرع R وهي تعود للانتقال $\Delta j = -1$



الشكل 4-B

انتقالات بين مستويين اهتزازين آخذين بعين الاعتبار الانقسامات الدورانية. إن هذا الانتقال الذي في حالة عدم وجود طاقات دورانية يتألف من خط واحد عند تردد ω_0 . في الواقع يتألف من مجموعتين من الخطوط : ما يدعى فرع (P) العائد لتغيير للعدد الكمي الدواني مقداره $\Delta j = 1$ ، ومايدعى فرع (R) العائد لتغير العدد الكمي الدوراني مقداره $\Delta j = -1$

وأخيراً نلاحظ في حال وجود جزيئات أكثر تعقيداً فإن قاعدة الاختيار تشمل كذلك $\Delta j = 0$. وعند تحقق هذا الاختيار فإن الانتقالات من جميع السويات الدورانية لحالة اهتزازية معينة ستؤدي إلى خط واحد عند التردد ω_0 وهذا الخط يدعى فرع Q .

الثوابت الفيزيائية physical constants

Plank constant ثابت بلانك $\hbar = 6.6256 \times 10^{-34}\, J.s$

Electronic charge شحنة الإلكترون $e = 1.60210 \times 10^{-19}\, C$

Electronic rest mass كتلة الإلكترون $m = 9.1091 \times 10^{-31}\, kg$

سرعة الضوء في الفراغ $c_0 = 2.99792458 \times 10^{8}\, m/s$

Boltzmann constant ثابت بولتزمان $k = 1.38054 \times 10^{-23}\, J/K^{\circ}$

Bohr magneton مغناطون بور $\beta = 9.2732 \times 10^{-24}\, A.m^2$

Permittivity of vacuum سماحية الفراغ $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}\, F/m$

Permeability of vacuum نفوذية الفراغ $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-4}\, H/m$

1e.V الطاقة الموافقة $1.60210 \times 10^{-19}\, Joul.$

$T = 300K^0$ عندما kT التردد الموافق لطاقة $= 208\ cm^{-1}$

طاقة الفوتون المقابل لطول موجة $\lambda = 0.5\mu m$ تساوي $3.973.10^{-19}$Joul.

نسبة كتلة البروتون إلى كتلة الإلكترون : 1836.13

عدد آفوغادرو (العدد الحقيقي للجزيئات في الجزيء الغرامي) $N = 6.0248.10^{23}$

نصف قطر مدار بور الأول $a = 4\pi\hbar^2 \varepsilon_0 / me^2 = 0.529175 \times 10^{-8}\, cm$

ثابت ستيفان بولتزمان $\sigma_{SB} = 5.679 \times 10^{-12}\, Wcm^{-2} (K^{\circ})^{-4}$

أجوبة بعض المسائل النموذجية

الفصل الأول

1.1 تحت الحمراء البعيدة : $1mm - 50\mu m$ ، تحت الحمراء المتوسطة : $50 - 2.5\mu m$، تحت الحمراء القريبة : $2.5\mu m - 750nm$ ، الطيف المرئي : $750 - 380nm$، الطيف فوق البنفسجي:

$380 - 180nm$ ، فوق البنفسجية الفراغ : $180 - 40nm$ ، أشعة – X اللينة: $40 - 1nm$ ، أشعة - X : $1 - 0.001nm$

1.4 عندما $g_1 = g_2$ نحصل بتطبيق المعادلة 1.2.2 على $E_2 - E_1 = kT = 208.5cm^{-1}$ لذلك، $\lambda = (1/208.5)cm \cong 48\mu m$ ، ويقع في مجال تحت الحمراء المتوسطة .

1.5 $\gamma_1 = 1$ ، $\gamma_2 = -\ln R_2 \cong 0.693$ ، $\gamma_i = 0.01$ ، $\gamma = \gamma_i + (\gamma_1 + \gamma_2)/2 \cong 0.357$ ، $N_C = \gamma/\sigma l \cong 1.7 \times 10^{17} cm^{-3}$.

1.6 $D_m = (2\lambda/D)L \cong 533m$ ، حيث D_m هو قطر الحزمة على سطح القمر، D هي فتحة التلسكوب ، و L هي المسافة بين الأرض والقمر . أول تجربة قياس للمسافة بين الأرض والقمر أنجزت بهذه الشروط باستخدام $Q - switched$ ليزر الياقوت . وفقاً لعرض قطر الحزمة على سطح القمر ووفقاً لتغييرات السطح على هذا القطر ، فإن دقة تجربة القياس لم تتعدى ($\approx 1m$) . وباستخدام مرايا خاصة كعواكس ، وضعت على سطح القمر عند زيارة رواد الفضاء ، أمكن قياس المسافة الأرض والقمر بدقة من مرتبة بضعة ميليمترات .

الفصل الثاني

2.1 $N(\Delta\lambda)=8\pi V\Delta\lambda/\lambda^4 \cong 1.9\times10^{12}$ نمطاً .

2.2 $\rho_\lambda=\rho_\nu|d\nu/d\lambda_\nu|=(c_n/\lambda^2)\rho_\nu$ ، حيث استعملنا العلاقة $\lambda\nu=c_n$ (c_n سرعة الضوء في

الوسط الذي يملىء حجرة الجسم الأسود) . نحصل بالتعويض $\nu=c_n/\lambda$ في المعادلة

$$\rho_\lambda=\frac{8\pi c_n}{\lambda^5}\frac{1}{\exp(hc_n/\lambda kT)-1} \qquad : 2.2.22$$

2.3 بفرض الشرط $(d\rho_\lambda/d\lambda)=0$ واستعمال عبارة ρ_λ المعطاة في جـواب المسألة 2 ، نحصل على

$5\times[\exp(hc_n/\lambda kT)-1]-(hc_n/\lambda kT)\exp(hc_n/\lambda kT)=0$. إذا كتبنـا $y=(hc_n/\lambda kT)$ في العبارة السابقة ، لذلك فإن قيمة y الموافقة لذروة ρ_λ يجـب أن تحقق المعادلة $5\times[1-\exp(-y_M)]=y_M$. ويمكن الحصول على حل هذه المعادلـة ، بطريقة تقارب مكرر ، كما

$y_M\cong4.965$. فمن أجل $c_n=c$ (حيث c سرعة الضـوء في الخـلاء) و λ_M هي طول الموجة

الموافـق لقيمـة ρ_λ العظمـى الـتي تحقـق معادلـة (فـين (wien $\lambda_M T=hc_n/y_M k\cong2.3\times10^{-3}\,m\times K$.

2.6 كثافة أيونات النيوديميوم Nd^{3+} أيون N معبراً عنها بالأيون في السنتي متر مكعب $ions/cm^3$ ،

ومن هنا فإن تركيز Nd^{3+} في متعددة سويات $^4I_{9/2}$ ، يعطى بالعلاقة : $N = 1\times10^{-2}\times3(\rho/M.W.)N_A$ حيث ρ هي الكثافة مقدرة g/cm^3 ، M.W. الوزن الجزيئي لجزيئة YAG ، و N هو عدد آفوغادرو . العدد 3 في العبارة يحسب لوجود ثلاث ذرات إيتريوم في الجزيئة . وباعتبار أن الوزن الجزيئي لليـاغ YAG يساوي 594g/mol ، نحصل على قيمة :

$N \cong 1.38\times10^{20}\, ions/cm^3$. وفقاً للمعادلة 1.2.2 ، وأن القسم f من هذا الإسكان يتبع لأخفض السويات الفرعية في الحالة $^4I_{9/2}$ يعطى بالعلاقة :

$f = \dfrac{1}{1+\sum_{i=1}^{4}\exp[-(E_1/kT)]}$ وحيث $E_i\,(i=1-4)$ هي الطاقات الفاصلة بين السويات الفرعية العليا والسوية الفرعية الأرضية . وبإعطاء قيم طاقات E_i لهذه السويات الفرعية ، نحصل على قيمة $f = 46\%$.

2.7 لدينا وفق المعادلتين (2.4.82) و(2.3.42) المعادلة $\sigma_{in} = (\lambda_n^2/8\pi)[g_t(\nu-\nu_0)/\tau_{SP}]$ حيث $\lambda_n = c/n\nu_0$ طول الموجة ، في الوسط الذي قرينة انكساره n لموجة كهرمغنطيسية e.m

ترددها ν_0 . عندما $\nu = \nu_0$ وتوسيع لامتجانس نقي ، وباستعمال المعادلة (2.4.85) نحصل على العبارة التالية من أجل ذروة للمقطع العرضي : $\sigma_P = 0.939(\lambda_n^2/8\pi)(1/\Delta\nu_0^*\tau_{SP})$. فمن أجل $\lambda_n = 1.15\mu m (n\cong1)$ ، $\Delta\nu_0^* = 9\times10^8\,Hz$ ، و $\tau = 10^{-7}\,s$ لدينا $\sigma_P = 5.5\times10^{-12}\,cm^2$.

2.9 نعتبر موجة مستوية e.m شدتها I منتظمة ، تعبر سطحاً S من وسط قرينة انكساره n . وطاقة تدفق الموجة e.m عبر السطح S خلال زمن Δt هــو $E = IS\Delta t$ ؛ وهذه الطاقة موزعة بانتظام في الحجم $V = S(c/n)\Delta t$. فتعطى عندهـــا كثافــة الطاقة في الوسط بالمعادلة $\rho_n = (E/V) = (n/c)I$.

الفصل الرابع :

4.2 $\Delta\nu = c_0/2L = 150MHz$

4.3 $N = \Delta\nu_0^*(4L/c_0) \cong 23$

4.4 $w_0 = [\lambda L/\pi]^{1/2} = 2.6mm$ ، $r_t = \sqrt{2}w_0 = 3.67mm$

4.5 باستعمال نتائج الشكل (4.18) : $N = 0.8$ ، باعتبـــار أن $2a = 1.38mm$

4.7 $L_v = 2.65m$ ، $w_0 = [L_v\lambda/2\pi]^{1/2} = 0.46mm$ ، $r_t = \sqrt{2}w_0$

4.9 $z_1 = (R_2 - L)/(R_1 + R_2 - 2L) = 0.857m$ ، $z = 1.48m$.

$w_0 = 0.35mm$ ، $w_{0.1} = 0.533mm$ ، $w_{0.2} = 0.46mm$

4.10 $L = R_1 + R_2$.

الفصل الخامس :

5.1 $V_a = \pi w_0^2 l/2$

5.2 $\gamma = 1.61$

5.4 باستعمال نتائج الشكل (4.21b) نجد أن (g = 0.8) ، فنحصل على قيم N= 1.9 و

. a = 1.1mm

5.5 $L = 3m$.

5.7 $P_{th} = 18kW$ ، $P_1 = 17kW$

5.9 $\gamma = 5\times10^{-4}$ ؛ $x = 1.1$

الفصل السادس

6.4 إذا فرضنا أن $\sigma(\nu - \nu_0)$ المقطع العرضي غير المشبع لشاردة الأرغون Ar^+ ، **وأن** اهتزازات تحصل على النمط ذي الترتيب n_{th} بعد النمط المركزي ، عندما $\sigma(n\Delta\nu)Nl \geq \gamma$ ، حيث $\Delta\nu$ هو عرض التردد الفاصل بين نمطين طوليين متتاليين ، N الإنقلاب الإسكاني غير المشبع ، l طول الوسط الفعال ، γ هو الفقد في المجاوبة الضوئية . يعطى المقطع العرضي غير المشبع بالعلاقة $\sigma(n\Delta\nu) = \sigma_P \exp\{-[(2n\Delta\nu/\Delta\nu_0^*)^2 \ln 2]\} \geq 1$. في هذه العبارة σ_P ذروة المقطع العرضي ، بضخ الليزر مقدار 3 فوق العتبة ، وهكذا لدينا $\sigma_P Nl = 3\gamma$. ومن هذه العلاقات الثلاثة نجد أن $3\exp\{-[(2n\Delta\nu/\Delta\nu_0^*)^2 \ln 2]\} \geq 1$ ، الذي نحصل منه على العبارة $n \leq (\ln 3/\ln 2)^{1/2}(\Delta\nu_0^*/2\Delta\nu)$. وباعتبار $\Delta\nu_0^* = 3.5GHz$ وأن $\Delta\nu = c/2L = 150MHz$

(L طول المجاوبة الضوئية) ، لذلك وجدنا أن $n \leq 14.7$. وعدد أنماط الإهتزاز : $N_{osc} = 2n + 1 \cong 30$.

6.5 إنه من مرتبة التوسيع الطبيعي لعرض الخط $\Delta\nu_{nat} \approx 1/2\pi\tau = 160MHz$ حيث $\tau = \tau_{4S} \cong 1ns$ وهي مدة حياة الحالة $4S$.

6.6 إنه من مرتبة توسيع عرض الخط بالتصادم . بفرض أن الضغوط الجزئية 1.5 Torr لغاز الكربون CO_2 ، 1.5 Torr للنيتروجين N_2 ، و 12 Torr لغاز الهيليوم He ، ولدينا :

$$\Delta\nu_c = 7.58(\psi_{CO_2} + 0.73\psi_{N_2} + 0.6\psi_{He})P(300/T)^{1/2} = 74MHz$$ في

درجة حرارة $T = 300°K$.

6.6 في جزيء متماثل الذرة ، توجد ذرتين كتلة كل منهما M ، وتردد الإهتزاز، طبق للمعادلة $\Delta E_v = \hbar(2k_0/M)^{1/2}$ يعطى بالعلاقة $\nu_0 = (1/2\pi)(2k_0/M)^{1/2}$ حيث k_0 ثابت المرونة . الكتلة الذرية $M = 14a.u. \cong 2.32\times10^{-26}kg$ و $\nu_0 2300cm^{-1}$، ومن أجل هذه المعطيات وجدنا : $k_0 = 2180Nm^{-1}$

6.8 في نمط اهتزاز متناظر ، تبقى ذرة الكربون ثابتة في موضعها ، واقوة المؤثرة على كل من ذرتي الأوكسيجين هي $F = -k(x - x_0)$ حيث k ثابت المرونة و x_0 موضع التوازن الفاصل بين ذرة الكربون وذرة الأوكسيجين . وتردد التجاوب لهذا النمط هو $\omega_1 = (k/M_0)^{1/2}$ ،حيث M_0 كتلة ذرة الأوكسيجين . ونحصل من أجل $M_0 = 16a.u. \cong 2.65\times10^{-26}kg$ و $\nu_1 = 1337cm^{-1}$ ، على قيمة لثابت المرونة $k = 1683Nm$.

معجم المصطلحات العلمية

A

absorption	امتصاص
active medium	الوسط الفعال
arbitrary	اعتباطي
ant symmetric	غير متناظر
alignment	تراصف
attenuation	توهين
axial modes	أنماط محورية
anisotropic	غير متماثلة
auto-correlation function	تابع الترابط (الصلة) الذاتية
analytical solution	الحل التحليلي
ambient temperature	درجة حرارة المحيط
avalanche ionization	التأين الإنهياري
alloying	خلط المعادن للسبائك
anions	أيونات أو شوارد سالبة (الأيون المفقود)

wave acoustic	موجة صوتية
amplitude modulation	تضمين السعة، تعديل السعة
an harmonic pumping	الضخ اللاتوافقي

B

band width	عرض نطاق ترددي
birefringence	الانكسار المضاعف
beam splitter	مجزئ الحزمة
band	نطاق
band gap	النطاق الممنوع
binary compound	مركب ثنائي العنصر
biomolecule	الجزيئة الحية
bending mode	نمط الثني
brightness	سطوع

C

convolution	تركيب
close-coupling configuration	الترتيب المزدوج المتقارب
contours	منحنيات مغلقة ، كونتورات
course tuning	هامش موالفة

collimator	موجه الأشعة ، مسددة
critical	حرج
complex conjugate	المرافق العقدي
concentric	متحد المركز
Cathode	مهبط
cataphoresis	الهجرة الكهربائية
corona-effect	التأثير الهالي
catalyst	وسيط ، عامل محفز
Cascading	التعاقب
cleavage	انشقاق ، انفلاق
Centro symmetric	تناظر كروي
coherence	ترابط ، تناسق
correlation	ربط، صلة، تعالق
clinical	سريري
cellular	خلوي
Chirp	سقسقة ، خلوص
corrosive	أكال ، حات

coupling	اقتران
collisional deactivation	التخميد التصادمي
chain reaction	تفاعل متسلسل
collision broadening	التوسيع التصادمي

D

differential equation	معادلة تفاضلية
doped	مشوب ، مطعم
dissociation	تفكك
degeneracy	عدد الانحلال
de-exitation	إزالة الإثارة
dielectric-susceptibility	طواعية العازل ، تأثيرية العازل
dispersion	تشتت
doubly resonant oscillator	المذبذب التجاوبي المزدوج
Directionality	الاتجاهية
divergence	تفرق
diffraction Limited	د بالانعراج ، محدد بالحيود
double discharge	غ المضاعف

diatomic molecule	جزيئة ثنائية الذرة
depletion layer	طبقة الاستتراف ، الطبقة الناضبة
dimer	مركب مزدوج الصيغة
developed	مظهر
Doppler velocimetry	مقياس السرعة الدوبلري
degree of freedom	درجة الحرية
Dislocation	تخرب ، خلع
dye	صبغة

E

eigen values	القيم الخاصة
eigen solution	الحلول الخاصة
eigen function	التابع الخاص
emission	إصدار ، انبعاث
ellipse	قطع ناقص
ellipsoid	المجسم الناقص
etalon	ايتالون ، معاير
extrapolation	استكمال استقرائي

electric-dipole	ثنائي القطب الكهربائي
end mirror	المرايا الجانبية
echelle grating	شبكة انعراج
exothermic	ناشر للحرارة ، اكسوترمي
exponential function	تابع أسي
explicit	ظاهر ، صريح
even-parity	تماثل زوجي
electro-optical	كهر وضوئي ، ضوئي-كهربائي

F

flux	تدفق
factor	معامل
field	حقل
frequency spacing	فاصل ترددات
frequency range	مجال الترددات
forward biased	منحاز إلى الأمام
free-electron	الإلكترون الحر
fluorescence	التفلور

fluorimeter	مقياس الفلورة
frequency selective device	جهاز منتقي الترددات
fucsimile	نقل الصور من مسافات بعيدة
Fourier transform	تحويل فورييه
fringe visibility	درجة وضوح الهدب
giant pulse	نبضة عملاقة
gas dynamic expansion	تمدد الغاز الديناميكي
glow discharge	الإنفراغ التوهجي
geodesic	جيوديسي (الخط – الزمكاني)
gain	ربح
Gaussian	غاوصي
garnet	عقيق

H

hyperbola	قطع زائد
hyperbolic-tangent	تابع ظل قطعي
hemicon focal	نصف متحد المحرق
homogeneously broadened	توسيع متجانس

homogunction	الاتصال المتجانس
hole	فجوة ، ثقب
holography	التصوير المجسم (هولوغرافيا)
homogeneous equations	معادلات متجانسة
Hamiltonian	تابع هاميلتون
heuristic	تنقيبي ، قصري

I

inversion	انقلاب
index	معلم ، مؤشر
infra – red	تحت الحمراء
isotropic	متماثل الخواص
ionic- crystal	بلورات أيونية
impedance	الممانعة
intersystem crossing	التبادل الداخلي
iso-electronic	متساوي الكترونات التكافؤ
idler wave	موجة عديمة الفائدة
isotope separation	فصل النظائر

incisior	القاطعة
interval	فترة

L

line width	عرض الخط
lattice	النسق البلوري
linear triatomic molecule	جزيئة خطية ثلاثية الذرات
Lamp dip	منخفض لامب
Lasing	إعطاء الليزر
laser oscillator	مذبذب الليزر
invariant	غير متغير ، لا متغير
Life-time	عمر ، مدة حياة
Lorentzian	لورانسي
loss	خسارة ، فقد

M

multiplicity	تضاعف (تعدد حالات المستوي)
matrix element	عنصر المصفوفة
mode-locking	تثبيت النمط
metastable	شبه مستقر

modulation	تضمين ، تعديل
multiple reflections	الانعكاسات المتعددة
monochromaticity	أحادية الطول الموجي
molten	منصهر
material processing	معالجة المواد
Mach	وحدة سرعة تعادل سرعة الصوت
multimode	متعدد النمط
magnetization	تمغنط
magneton	مغناطون
mode	نمط
microscopic	مجهري
macroscopic	عياني
mean-free path	المسار الحر الوسطي
mechanism	آلية ، عملية
mode-hopping	قفزة النمط

N

normalize	عياري

normalized function	التابع العياري
noise	ضجيج ، ضوضاء
natural broadening	التوسيع الطبيعي
nodal points	نقاط عقدية

O

oscillator	مذبذب
oscillation	ذبذبة ، تذبذب
optical resonator	مرنانة بصرية ، مجاوبة
ophthalmology	طب العيون
otolaryngology	طب الأذن والحنجرة
over population	فرط الإسكان
operator	عامل
overlap	التفاف

P

phase-grating	شبكة انعراج
photo-elastic	التأثير الاجتهادي- الضوئي
point spread function	تابع انتشار النقطة
permeability	سماحية ،نفوذية

piezoelectric	كهروضغطي
transducer piezoelectric	محول طاقة كهروضغطي
population inversion	انقلاب إسكاني
partition function	تابع التجزئة
phase shift	تغيير في الطور
phase matching	مطابقة الطور
parameter	مقدار متغير
peak power	ذروة القدرة
perturbation	تشوش ،اضطراب
parabola	قطع مكافىء
period	الدور ،زمن الدورة
passive	سلبي ،غير فعال
pulse repetition rates	معدلات تكرار النبضة
photo-chemical	كيميائي ضوئي
photo- dissociation	التفكك الضوئي
perfect phase matching	مطابقة طور تام
photolysis	التحلل بالضوء

penning ionization	تأين بينيك
	(تأين ذرات أو جزيئات الغاز بالتصادم مع ذرات شبه المستقرة)
phonon	فونون
permutations	التبديلات
Poisson distribution	توزيع بواسون
potential well	بئر الطاقة الكامنة
polynomial	متعدد الحدود
pellet	كرة صغيرة
probability	احتمالية

Q

quasi-mode	شبه النمط
quantum yield	النتاج الكمومي
Q-switching	تبديل عامل النوعية
quantum-electrodynamic	الكهرمغنطيسية الكمومية

R

radial	نصف قطري
radiative	إشعاعي
round-trip	الجولة الواحدة (رحلة ذهاب وإياب)

rate equations	معادلات المعدل
rectification	تقويم
range	مدى ، مجال
repetitively pulsed	النبضة المتكررة
radiation trapping	حبس الإشعاع
remote sensing	التحسس عن بعد
recombination	إعادة الاتحاد
resonator	مجاوبة ضوئية
resonant Raman scattering	تشتت رامان التجاوبي
repeaters	المكررات
relaxation	الاسترخاء
relativistic electron	الكترونات نسبوية
rugby	الياقوت
residual	متبقي

S

semiconductor	شبه موصل
stray	تائه

stimulated	متحرض
spontaneous	تلقائي
symmetry	تناظر
symmetric-stretch mode	نمط الاستطالة المتناظر
scattering	تناثر ، تشتت
spatial	مكاني
coherence spatial	ترابط مكاني
spot size	حجم البقعة
superposition	تراكب ، جمع
self-terminating	توقف ذاتي (المنتهي ذاتياً)
spatial distribution	التوزيع المكاني
singly resonant oscillator	المذبذب التجاوبي المنفرد
single pass	عبور واحد
step function	تابع درج
spiking	أبري
steady state	الحالة المستقرة
schutter	مغلاق

standing wave	موجة مستقرة
shells	أغلفة
selective	انتقائي
spectroscopy	المطيافية (علم الأطياف)
slope efficiency	ميل ، انحدار الكفاءة
selection rule	قواعد الانتقاء
sublevel	سوية ثانوية
super elastic collision	التصادم فوق المرن
superscript	رمز علوي
singlet state	حالة أحادية
scalar	عددي (غير موجه)
super-radiance	فرط الإشعاع
super fluore scence	فوق التفلور فرط التفلور
statistic	إحصاء
second harmonic generation	تولد التوافق (الهارموني) الثاني
surface alloying	تملغم السطح
surface hardening	تصلد السطح

soft x-ray	الأشعة السينية اللينة
saturation	إشباع
substrate	أرضية (طبقة سفلى)

T

transfer efficiency	كفاءة التحويل
transient	العابر
tuning	موالفة ،توليف
transition element	عناصر انتقالية
transition metal	فلز انتقالي
traveling wave	موجة متحركة
trigger pulse	نبضة قدح
tensor	كمومية ممتدة
telemetry	الاتصال عن بعد
ternary compound	مركب ثلاثي العناصر
truncate	بتر ، قطع

U

upper laser level	المستوي الليزري العلوي
unstable	غير مستقر

ultra short	شديدة القصر
uncertainty	عدم التحديد ، غير معين

V

vibration	اهتزاز
vector potential	الكمون الاتجاهي
vacuum ultra-violet	الأشعة فوق البنفسجية الفراغية
vibrational mode	نمط اهتزازي
vibrational temperature	درجة الحرارة الاهتزازية
valance band	قطاع التكافؤ

W

waveguide	دليل الموجة ،موجه الموجة

X

xenon lamb	مصباح الكزينون

Y

yield	ناتج

Z

zone	منطقة

References المراجع الأجنبية

1. O.Svelto(1998),*Principles of Lasers*(4th edition).Plenum Press, New York .

2. B.A.Lengyel (1971).*Lasers* (2nd edition). New York : Wiley .

3. A.Maitland and M.H.Dunn(1970)*Lasers Physics*.New York: American Elsevier .

4. K . Shimoda , *Introduction to Laser Physics* , Springer Verlag (1984).

5. O.Svelto , *Principles of Lasers* , translated by D. Hanna (1977), Plenum Press new York.

6. R. Reiff, Fundamentals of statistical and Thermal Physics(McGraw-Hill. New York, 1965), Chap. 9.

7. J. A. Startton, *Electromagnetic Theory*, 1st ed.(McGraw-Hill, New- York,1941) pp431-38.

المراجع العربية

١- مبادىء الليزرات تأليف اورازيو زفلتو ترجمة الدكتورة صبيحة شريف عبد الله والدكتور منعم مشكور، (١٩٨٨) الطبعة الثانية جامعة الموصل مديرية دار الكتب للطباعة والنشر .

جدول بأهم تحويلات المقادير الترموديناميكية في الوحدات المختلفة

الوحدة الدولية	التحويلات	الوحدة الدولية	التحويلات
الطاقة = 1 J	$1 kg.m^2/s^2$ 1N.m 1W.s 0.239006 cal 0.737 562 ft.lbf 9,478.10- 4 Btu 107 dyn.cm 107 erg $10\ cm^3$ .bar $9.869\ cm^3$ atm	الاستطاعة = 1 W	$1 kg.m^2/s^3$ 1 J/s 1 V/A 0.239006 cal/s 0.737562ftlbf/s 0.056870Btu/mi n 0.001341 HP
الكتلة = 1 kg	1000 g 2.204 62 lbm	الطول	100 cm 3,28084 ft
القوة = 1 N	$1\ kg.m/s^2$ 105 dyn 0.224 809 lbf	الحجم $= 1\ m^3$	$106\ cm^3$ 1000 letter $35.3147\ ft^3$ 264.172 US gal
الضغط = 1 Pa	$1\ N/m^2$ $10\ dyn/cm^2$ $1,45038.10^{-4}\ lbf/in^2$ $9,869\ 23.10^{-6}$atm 1.10^{-5} bar $7,50061.10^{-3}$ toor	الكثافة $= 1\ kg/m^3$	1 g/letter $0.001\ g/cm^3$ 0,062 427 lbm/ft^3 0.008 345lbm / US gal

جدول تحويلات الوحدات الفيزيائية البريطانية

التحويل	الرمز	الوحدة
	الكتلة	
1 lbm = 4.536 .10-1 kg 1 ozm = 2.835 . 101 1 ton = 1,016 .103 kg 1 short ton= 9.072.102kg 1t = 1.00x103	Lbm Ozm Ton Short ton t	Pound mass Ounce mass Ton(long= 2240 lbm) Ton(short =2000 lbm) Tonne (metric ton)
	الطول	
1 mile = 1.609x100km 1 yd = 9.144x10-1 m 1 ft = 3.048x10-1 m 1 in = 2.54x10-2 m 1 mil = 2.54x10-2 mm	mile yd ft in mil	Statute mile Yard Foot Inch Mil(103 in)
	المساحة	
1 ha = 1.00x104 m 1 mile2 = 2.59x100 km2 1 acre = 4.047x103 m2 1 yd2 =8.361x10-1 m2 1 ft2 = 9.29x10-2 m2	ha mile2 acre yd2 ft2	Hectare (statue mile)2 acre Yard 2 Foot2

الطاقة		
1 Btu =1.054x 103 J	Btu	British thermal unit
1 cal = 4.18x100 J	Cal	Calorie
1 ft.lbf =1.356x 100 J	Ft.lbf	Foot pound force
1 eV = 1.602x10-19 J	eV	Electron-force
1 erg = 1.00x10-7 J	erg	Erg
1 kW.h = 3.60 x106 J	kw.h	Kilowatt-hour
الضغط		
1 n m2 =1.00x 100 Pa	n/m2	Newton/metre2
1 atm = 1.013x 105 Pa	atm	Atmosphere
1 bar = 1.00x 105	bar	Bar
1 cmHg =1.333x 103 Pa	cmHg	Cm of mercury (0°C)
1 dyne/cm2 =1.00x 10-1 Pa	dyne/cm2	Dyne/centimetre2
1 ftH2O = 2.989x 103 Pa	ftH2O	Feet of water (4°C)
1 inHg = 3.3866x 103 Pa	inHg	Inches of mercury (0°C)
1 inH2O = 2.491x 102 Pa	inH2O	Inches of water (4°C)
1 kgf/cm2 = 9.807x104 Pa	kgf/cm2	Kilogram force/cm2
1lbf/ft2 = 4.788x 101 Pa	lbf/ft2	Pound force/foot2
1 lbr/in2 = 6.895x 102 Pa	lbr/in2	Pound force/inch2(=psi2)
1 torr = 1.333x 102 Pa	torr	Torr (0°C)(=mmHg)
السرعة		
1 in/s = 2.54x 101 mm/s	In/s	Inch/second
1 ft/s = 3.048x 101 m/s	Ft/s	Foot/second
1 ft/min = 5.08x 10-3 m/s	Ft/min	Foot/minute
1 mile/h = 4.47x 10-1 m/s	Mile/h	Mile
1 mil/h = 1.609x 100 km/h		
1 knot = 1.852x 100 km/h	Knot	Knot
1 g = 9.807x 100 m/s2	G	Free fall, standard(=g)
1ft/s2 = 3.048x 10-1 m/s2	Ft/s2	Foot/second2

مع تحيات د. سلام حسين الهلالي

salamalhelali@yahoo.com

https://www.facebook.com/salam.alhelali

https://www.researchgate.net/profile/Salam_Alhelali?ev=hdr_xprf

07807137614