الفصل الثانى

أشعة الليزر Lasers

٢/١- مقدمة :

كلمة ليزر جديدة على اللغة العربية ، وهى الحروف الأولى من جملة باللغة الأنجليزية تعنى تضخيم أو تكبير شدة الضوء بواسطة الانبعاث المستحث ، والجملة هى :

Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (LASER)

فى عام (١٩٦٠) تمكن العالم الأمريكى « ميمان Maiman » من صناعة أول ليزر على الإطلاق بواسطة بللورة من الياقوت المطعم بالكروميوم ، حيث انبعثت ومضات من الأشعة الحمراء طولها الموجى ٦٩٤٣ أنجستروم تتميز ببريق شديد فى اتجاه الأشعة ولاتفقد شدتها مع زيادة بعدها عن المصدر إلا ببطء ، شديد .

وحاليا أنواع الليزر من ناحية التكوين هى :

١- الليزر الغازى .

٢- الليزر البللورى .

٣- ليزر أشباه الموصلات .

٤- ليزر السوائل .

كما استحدثت أنواع اخرى .

ومن ناحية طبيعة الانبعاث تنقسم أشعة الليزر إلى نوعين :

١- شعاع مستمر Continuous waves (CW) .

٢- ومضات Pulsed lasers .

وأشعة الليزر قد تكون فى الطيف المنظور أو تحت الحمراء بمناطقها الثلاث : القريبة والمتوسطة والبعيدة ، أو فى منطقة الأشعة فوق البنفسجية . هذا وقد أمكن الحصول على

أشعة الليزر فى منطقة الموجات الميكرومترية ، ويسمى فى هذه الحالة ميزر MASER . وقد تم حديثا الحصول على أشعة ليزر تقع فى منطقة الأشعة السينية ذات أطوال موجية طولها ٢٠,٦ ، ٢٠,٨ ، ٢٠ نانومتر ، وذلك عند استخدام بلازما السيلينيوم كوسط ليزرى . وفيما يلى نورد أهم الخصائص المشتركة لجميع أنواع أشعة الليزر التى تميز هذه الأشعة عن تلك التى تنبعث من المصادر التقليدية :

٢/٢- أهم خصائص شعاع الليزر :

١- النقاء الطيفى :

فشعاع اليزر حزمة ضوئية غاية فى النقاء من ناحية الطول الموجى أو التردد ، فأشعة الضوء المنبعثة من المصادر الضوئية التقليدية - كمصباح الصوديوم أو الزئبق - نصفها بأنها وحيدة الطول الموجى إذا مانفذت خلال مرشح ضوئى مناسب . فمصباح الصوديوم ينبعث منه طيف الصوديوم ، وهو طيف خطى لأنه طيف ذرى ويحتوى خطوط طيف ، أكثرها شدة ضوئية فى الطيف المنظور هما خطان فى الأصفر طولهما الموجى ٥٨٩٠ ، ٥٨٩٦ أنجستروم .

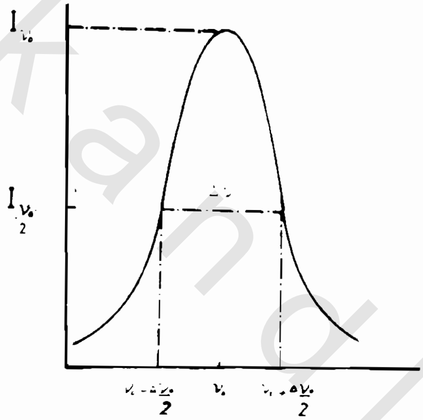
وفى حالة مصباح الزئبق ، يحتوى طيف ذره الزئبق المنبعث من المصباح على خطين فى الأصفر أطوالهما الموجية هى ٥٧٩٠ ، ٥٧٧٠ أنجستروم ، وخط فى الأخضر عند ٥٤٦١ أنجستروم وخط فى الأزرق عند ٤٣٥٨,٥ أنجستروم ، وخطين فى البنفسجى عند ٤٠٧٨ ، ٤٠٤٧ أنجستروم . وباستخدام مرشح ضوئى نحصل على ضوء أحادى الطول الموجى عند ٥٤٦١ أنجستروم ولونه أخضر . هذه الأشعة بالرغم من وصفها هنا بأنها وحيدة الطول الموجى ، إلا أنها فى الواقع تحتوى على أطوال موجية حول الطول الموجى الأساسى الذى يعطى أعلى شدة ضوئية .

وتقل الشدة الضوئية للأطوال الموجية الأخرى كلما ابتعدت عن الطول الموجى الأساسى لخط الطيف ، ومعنى هذا أن خط الطيف لأى عنصر هو غلاف الشدة الضوئية لما يحتويه من أطوال موجية أو ترددات ، فنحن نعلم أن الطول الموجى × التردد = سرعة الضوء $c = \lambda\upsilon$ والصيغة الرياضية لهذا الغلاف وهو مانراه لخط طيف هى فى صورتها المبسطة ، بين الشدة الضوئية والتردد هى صيغة جاوس أو صيغة لورنتس ، وسنكتفى هنا بصيغة جاوس وهى $I_\upsilon = I_{\upsilon_\circ}\, e^{-\alpha(\upsilon - \upsilon_\circ)^2}$.

حيث υ_0 هى التردد عند منتصف خط الطيف ، I_υ هى الشدة الضوئية عند تردد υ ، α بارامتر يميز بروفيل خط الطيف .

وعندما نمثل هذه المعادلة بيانيا نحصل على الشكل رقم (١/٢) ، وفيه يظهر بوضوح الاتساع الطيفى لخط الطيف ، ويسمى الاتساع الطيفى عند $I_\upsilon = I_{\upsilon_0}/2$ بالاتساع الطيفى النصفى لخط الطيف ، وتتوقف قيمته على البارمتر α .

وواضح أنه كلما قل الاتساع الطيفى كلما زادت حدة خط الطيف ، قرب من خط الطيف المثالى الذى يحوى طولا موجيا واحدا وهو بطبيعة الحال لايوجد فى الطبيعة إذ لابد لكي يرى أو يسجل أن يكون له اتساع طيفى ، وفى حالة أشعة الليزر يكون الاتساع الطيفى ضئيلا جدا بمقارنته بالمصادر التقليدية ، ولهذا فإننا نصفه بأنه غاية فى النقاء من ناحية الطول الموجى أو التردد .



شكل رقم (١/٢) : الاتساع الطيفى النصفى لخط الطيف

٢- تركيز الأشعة :

شعاع الليزر حزمة ضوئية مركزة تركيزا شديدا ، أى زاوية انفراجها صغيرة للغاية ، وتسير الاشعة فى خطوط مستقيمة أقرب ماتكون إلى التوازى ، وبهذا لاتخضع شدة استضاءة سطح يعترضها لقانون التربيع العكسى ، اى لاتقل شدة الاستضاءة عكسيا مع مربع المسافة عن مركز شعاع الليزر . ويعنى هذا أن حزمة أشعة الليزر لاتفقد شدتها إلا ببطء شديد ، فإذا مارسلت أشعة الليزر فى اتجاه القمر على بعد ٤٠٠ ألف كيلو مترا من سطح الأرض ، وكانت بالشدة الضوئية الكافية ، فإنها تفرش على سطح القمر بقعة مضاءة

لايزيد قطرها عن كيلومتر واحد ، فى حين أنه إذا أرسلنا الضوء العادى ووصل – فرضا – إلى سطح القمر ، فإن قطر البقعة المضاءة تصل إلى ٣٤٧٦ كيلومترا .

ويصاحب عدم انفراج الأشعة بريقا شديدا فى اتجاه الأشعة ، ضارا بالعين إذا ما استقبلته مباشرة وخاصة الأشعة تحت الحمراء ، إذ ينبعث عن الليزر أشعة لها طول موجى واحد – كما ذكرنا – تحدده مناسيب طاقة ذرات العنصر المضيف الذى يحتويه جهاز الليزر والذى تنبعث عنها أشعة الليزر عند إثارتها لتعطى الخصائص الجديدة ويمكن لذرات نفس العنصر أن ينبعث منها أشعة ليزر بطول موجى آخر بتعديلات داخلية فى جهاز الليزر ، فمثلا أحد أمثلة الليزر الغازى هو ليزر هيليوم – نيون ، إذ يحوى خليطا من غازى الهيليوم والنيون بنسبة ٧ : ١ تحت ضغط يتراوح بين ١ ، ١,٥ ملليمتر زئبق ، ونسمى النيون بالضيف ، والهليوم بالمضيف ، والذرة الفعالة هنا هى ذرة النيون ، وتصدر شعاعا مستمرا عند الأطوال الموجية الآتية : ٦٣٢٨ أنجستروم وهو فى المنطقة المرئية من الطيف ولونه أحمر ، ١,١٥٠ ميكرون ، ٣,٣٩ ميكرون وكلاهما فى منطقة الأشعة تحت الحمراء غير المرئية للعين . ولاتنطلق هذه الأطوال الموجية معا إنما كل على حدة ، ولكل منهما متغيرات خاصة داخل الجهاز . وهذه الأطوال الموجية هى أطوال لبعض خطوط طيف النيون .

٣- ترابط وتماسك فوتونات الأشعة :

الخاصية الهامة الأخرى التى تميز أشعة الليزر هى خاصية الترابط أو التماسك بين الفوتونات المكونة للشعاع ، فنحن نعلم أن الأشعة المرئية وغير المرئية تصدر عن إثارة ذرات العناصر ، وتنبعث منها فى شكل كم ضوئى أو فوتون كمية من الطاقة لها طول موجى واحد يحدده منسوبا طاقة الذرة التى انتقلت بينهما ، وملايين هذه الانتقالات التى تحدث فى ملايين الذرات المثارة ينبعث عنها ملايين الفوتونات ، التى تظهر للعين المجردة كأشعة ضوئية متصلة وخطوط طيف . ويلاحظ هنا عدم وجود رابطة بين أى فوتونين من ناحية الفترة التى تنقضى بين بدء انبعاثها ، ولاصلة بين اتجاهيهما . فى حين أن أشعة الليزر فوتوناتها مترابطة ومتماسكة ، فهناك فرق طور ثابت بين أى فوتونين فيها والجميع متحدة الاتجاه . هذا اختلاف أساسى بين أشعة الليزر المترابطة فوتوناتها وأشعة المصادر العادية . ويمكننا تشبيه الأشعة الضوئية العادية بأصوات منطلقة من ملايين المصادر المتماثلة ، لها نفس

التردد ، لكنها لاترتبط بفارق زمنى محدد بين أوقات انطلاقها ، وبهذا تسمع عن بعد وكأنها ضجيج ، فى حين أنه إذا انطلقت هذه الأصوات فى نفس الوقت أو بفارق زمنى ثابت فإنها تصبح حادة شديدة الأثر . هذه هى ظاهرة الترابط أو التماسك فى المصادر .

٣/٢- أساس نظرية الفعل الليزرى :

الأصل فى الأساس النظرى لمولدات الكم أو الليزر يرجع إلى العالم «أينشتين» عام (١٩١٧) الذى قام بدراسة نظرية لحالة وسلوك مجموعة من الذرات فى بناء ذرى تحت تأثير مصدر طاقة خارجى ، وحدد العناصر التى يقوم عليها الاتزان بين الأشعة المؤثرة والإشعاع المنبعث والممتص من الذرات ، وأوضح وجود نوع جديد من الإشعاع بجانب الإشعاع التلقائى الذى يصدر من جميع المصادر الضوئية العادية ، والإشعاع الجديد هو الانبعاث المستحث . وقد تمكن العالم «أينشتين» من اشتقاق القوانين التى تحدد العلاقات بين الانبعاث والإشعاع التلقائى والمستحث والامتصاص .

إن ذرات العناصر فى الطبيعة تكون فى حالة عدم إثارة نسبية أى مايطلق عليها بالحالة الأرضية ، وتتوازن شحنة الألكترونات الدوارة فى مدارات مع شحنة النواة ، وتشغل تلك الألكترونات مدارات خاصة تحددها الطاقة الذاتية للذرة . وإذا ماأثيرت الذرة بمصدر خارجى ، غالبا ماتكون نتيجته تصادم بين هذه الذرة وذرة أخرى أو بينها وبين ألكترون يسير بسرعة عالية ، فقد تقفز ألكترونات إلى مدارات أبعد من النواة ، رافعة الطاقة الكلية للذرة إلى منسوب أعلى . ولما كانت هذه الحادثة عارضة فإن الذرة تميل إلى الرجوع إلى حالتها الأرضية بعد فترة زمنية قصيرة . يتم هذا بأن تفقد الذرة الطاقة المكتسبة بإشعاع فوتون أو كم ضوئى ، يحدد تردد الضوء المنبعث الفرق بين منسوبى طاقة الذرة طبقا لعلاقة « بوهر » :

$$\upsilon = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

حيث E_1, E_2 طاقتى الذرة فى المستويين الأعلى والمنخفض h ، ثابت بلانك .

وتقاس الطاقة بوحدات الألكترون فولت ، وهى وحدة ضئيلة القيمة بالمقارنة بوحدات الطاقة فالسعر هو الطاقة التى يكتسبها جرام واحد من الماء عند رفع درجة حرارته درجة

مئوية واحدة ، يساوى ٣٠ × ١٠^١٨ ألكترون فولت ، فى حين أن منسوب الطاقة الأرضى للهيدروجين هو ١٠ ألكترون فولت فقط ، وتحدث ملايين هذه الانتقالات للذرات وتظهر كضوء منبعث له تردد واحد كما يحدث هذا الخمود التلقائى للذرات بدون تحكم أى بطريقة عشوائية ، والنتيجة هى انبعاث الضوء العادى غير المترابط فوتوناته من جميع مصادر الإضاءة التقليدية كمصباح الصوديوم أو الزئبق أو النيون . وفيما يلى قيم لمتوسط عمر بعض الذرات المثارة لمناسيب معينة من الطاقة .

الجدول رقم (١/٢)

العنصر	الزمن بالثانية
الليثيوم	٦,٥ × ١٠^-٨
الصوديوم	١,٥ × ١٠^-٨
الزنك	١ × ١٠^-٥
الكادميوم	٢ × ١٠^-٦
الزئبق	١,٥ × ١٠^-٧

يتضح من الجدول السابق رقم (١/٢) أنه لكل ذرة عنصر مثارة لمنسوب طاقة معين هناك قيمة لمتوسط عمرها يحدث بعده الخمود التلقائى . ولما كان من الممكن إثارة ذرات نفس العنصر لمناسيب محدده للطاقة ، فإنه لكل منسوب طاقة قيمة لعمر الذرة المثارة له . وإذا انتهزنا الفترة الزمنية التى تكون فيها الذرات مازالت مثارة فإنه يمكن تنشيط أو حث الهبوط إلى منسوب الطاقة الأقل وذلك بشحن الذرة بفوتونات منبعثة من مصدر خارجى يكون له نفس الطاقة التى تشعها الذرة تلقائيا ، وبهذا لايكون الخمود عشوائيا ، إنما خمود مستحث ، وتترك الفوتونات المنبعثة الجهاز كضوء مترابط الفوتونات أى متماسك الكم الضوئى . هذه هى أشعة الليزر .

وقبل البدء فى استنتاج علاقتى « أينشتين » ينبغى الإشارة إلى توزيع ذرات الوسط بين مناسيب الطاقة .

ففى أية مجموعة من الذرات فى اتزان حرارى ، يكون عدد الذرات التى لها منسوب طاقة معين (E_2) أقل من عدد الذرات التى لها منسوب طاقة أقل (E_1) . فإذا رمزنا إلى عدد الذرات فى منسوبى الطاقة ٢ ، ١ بالحرفين (N_2) ، (N_1) فإن N_2 تكون أقل من N_1 إذا كانت E_2 أكبر من E_1 ، أى كلما زاد منسوب الطاقة قل عدد الذرات . يحدد هذه العلاقة قانون اكتشفه العالم الألمانى « بولتزمان » وهو

$$(N_2/N_1) = e^{-(E_2-E_1)/KT} \tag{2.1}$$

حيث K ثابت بولتزمان ، T درجة الحرارة المطلقة ، N_2 , N_1 هما عدد الذرات فى وحدة الحجوم عند المنسوبين E_2 , E_1 .

٤/٢ علاقتا أينشتين والتعاكس الإسكانى للذرات :

يتكون الشعاع المنبعث من مجموعة الذرات فى وجود مصدر خارجى للأشعة من جزئين :

الأول : هو الانبعاث التلقائى . وتتناسب شدته مع عدد الذرات التى تهبط من منسوب الطاقة E_2 الى E_1 ، ولايرتبط بشدة المصدر الخارجى أو بطور أشعته .

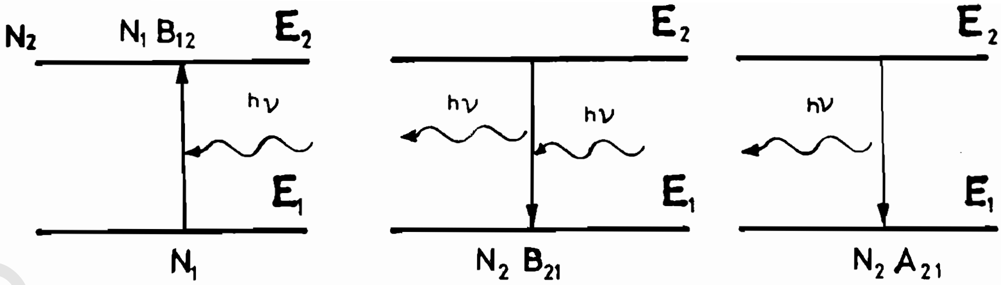
والجزء الثانى : هو الانبعاث المستحث ، وتتناسب شدته مع شدة المصدر الخارجى الذى حثه على الانبعاث ويكون للإنبعاث المستحث نفس طور أشعة المصدر الخارجى . والشكل رقم (٢/٢) يوضح عمليات الانبعاث التلقائى (أ) والانبعاث المستحث (ب) والامتصاص (جـ) .

حيث : A_{21} يمثل احتمال الانتقال فى وحدة الزمن للانبعاث التلقائى من المنسوب رقم ٢ إلى المنسوب رقم ١ أى أن عدد انتقالات الخمود التلقائى فى الثانية =

$$N_2 \; A_{21}$$

وباعتبار أن B_{12} , B_{21} ثوابت تتناسب مع احتمالية الانتقال للانبعاث المستحث والامتصاص على الترتيب . فإذا كانت كثافة الإشعاع عند تردد υ هى u_υ فإن عدد الانتقالات إلى أسفل للانبعاث المستحث فى الثانية = $N_2 B_{21} u_\upsilon$

وعدد الانتقالات إلى أعلى (الامتصاص) فى الثانية = $N_1 B_{12} u_\upsilon$



شكل رقم (٢/٢) عمليات الانبعاث

تسمى المعاملات B_{12}, B_{21}, A_{21} بمعاملات أينشتين . وفى حالة الاتزان يكون معدل انتقال الذرات من المنسوب الأقل إلى الأعلى مساويا لمعدله من المنسوب الأعلى إلى الأقل :

$$N_2 A_{21} + N_2 B_{21} u_\upsilon = N_1 B_{12} u_\upsilon \qquad (2.1)$$

$$u_\upsilon = N_2 A_{21} \;/\; (N_1 B_{12} - N_2 B_{21})$$

$$= \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{1}{\left(\frac{N_1}{N_2}\frac{B_{12}}{B_{21}} - 1\right)}$$

ولكن من قانون بولتزمان $N_1 = N_2 e^{h\upsilon/KT}$ ، حيث $h\upsilon = E_2 - E_1$

$$u_\upsilon = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{1}{\left(\frac{B_{12}}{B_{21}} e^{h\upsilon/KT} - 1\right)} \qquad (2.3)$$

وبالمقارنة مع صيغة قانون بلانك لكثافة الإشعاع ذى تردد υ

$$u_\upsilon = \frac{8\pi h v^3}{c^3} \frac{1}{\left(e^{h\upsilon/KT} - 1\right)} \qquad (2.4)$$

نحصل على العلاقتين الآتيتين لمعاملات أينشتين :

$$A_{21} = \frac{8\pi h v^3}{c^3} B_{21} \qquad (2.5)$$

$$B_{21} = B_{21} \qquad (2.6)$$

على ذلك ، ولمجموعة ذرات فى اتزان مع مصدر خارجي تكون النسبة بين معدل الانبعاث المستحث والانبعاث التلقائى هى :

$$\frac{1}{\left(e^{h\upsilon/KT}-1\right)}=\frac{N_2 B_{21} u_\upsilon}{N_2 A_{21}} \qquad (2.7)$$

وبالتعويض فى هذه العلاقة بقيمة درجة الحرارة T = ١٠^٣ كلفن نجد أن النسبة ضئيلة للغاية . هذا هو الحال فى مصادر الإضاءة العادية . ولما كان هذا الانبعاث الغالب يحدث كما ذكرنا نتيجة انتقالات عشوائية فإن الانبعاث التلقائى الصادر يكون غير مترابط ، لكنه فى أجهزة الليزر أمكن تكبير الانبعاث المستحث حتى أصبح هو الإشعاع الغالب . ومايصدر عن الليزر هوالفرق بين معدل الإشعاع المستحث ومعدل الامتصاص وهو مايسمى بالكسب النهائى . ويمكن إثبات أن معدل الانبعاث المستحث يكون أكبر من معدل الامتصاص إذا ماكان عدد الذرات N_2 فى منسوب الطاقة الأعلى E_2 أكبر من عدد الذرات N_1 فى منسوب الطاقة الأدنى E_1 . هذا هو الشرط اللازم للحصول على كسب نهائى أو الحصول على شعاع الليزر .

أى أن شرط حدوث الفعل الليزرى هو

$$E_2 > E_1, N_2 > N_1$$

والسؤال هو : هل يتحقق هذا الشرط فى مجموعات الذرات فى اتزان حرارى ؟ والإجابة بالنفى طبقا لقانون بولتزمان .

لذلك فشرط الحصول على شعاع الليزر هو عكس ماهو موجود فى الطبيعة ، أى يتطلب حدوث تعاكس فى توزيع عدد الذرات بين مناسيب الطاقة ، فيزداد عدد الذرات في مناسيب الطاقة العالية عن عدد الذرات فى مناسيب الطاقة المنخفضة .

من العلاقة الرياضية لقانون بولتزمان يمكننا أن نصنف هذا الوسط الذى فيه $N_1 < N_2$ ، فى حين أن $E_1 < E_2$ بأن درجة حرارته سالبة ، أى أن قيمة درجة الحرارة T فى المعادلة تصبح نظريا سالبة .

وينمو الشعاع بإمراره فى الوسط طبقا للعلاقة بين شدته I_υ وشدته الابتدائية $I_{o,\upsilon}$ وطول المسار x فى الوسط ومعامل الكسب α وهى :

$$I_{\upsilon} = I_{o,\upsilon}\, e^{\alpha x} \quad (2.8)$$

وعند مرور الشعاع فى وسط عادى فإن قيمة α تكون سالبة ، وتمثل هذه العلاقة اضمحلال شدة الشعاع بزيادة طول مساره نتيجة امتصاصه . أما فى حالة الوسط الذى يتمتع بتعاكس إسكانى للذرات فإن α تكون موجبة ، ولهذا فإن شدة الشعاع تنمو وتزيد كلما سار مسارا أطول فى الوسط . لهذا يوضع الوسط بين مرآتين عاكستين ليتضاعف المسار عشرات المرات وتصل شدة الأشعة إلى قيمة ينطلق عندها شعاع الليزر ، قيمة يزداد فيها الكسب على الفاقد أثناء كل رحلة للشعاع بين المرآتين .

وللحصول على وسط يتمتع بالتعاكس الإسكانى للذرات هناك طرق عدة ، منها :

١- الضخ الضوئى : وهو حادث فى ليزر الياقوت المطعم بالكروميوم .

٢- الإثارة بالالكترونات : وهو حادث فى ليزر الأرجون المتأين .

٣- تصادم الذرات : وهو حادث فى ليزر هيليوم – نيون .

٤- تفاعلات كيميائية : وهو حادث فى ليزر فلوريد الأيدروجين الكيميائى .

إذ تكون نتيجة التفاعل فى النوع الرابع هى جزئ أو ذرة تركت فى حالة إثارة ، ففى الليزر الكيميائى لفلوريد الأيدروجين ينتج عن التفاعل جزيئات فلوريد الأيدروجين المثارة $H_2 + F_2 = 2\,HF$ ، وعند توفر ظروف مواتية يحدث تعاكس إسكانى .

٢/٥- التعاكس الاسكانى للذرات : Population inversion

نتناول هنا الأساس النظرى وطرق الحصول على التعاكس فى إسكان الذرات فى مناسيب الطاقة . ولقد سبق أن ذكرنا عند تناول الأساس النظرى للفعل الليزرى قانون « بولتزمان » الذى يحدد توزيع الذرات فى مناسيب الطاقة لوسط فى اتزان حرارى ، وتبعا له يكون عدد الذرات فى منسوب الطاقة الأدنى أكبر من عدد الذرات فى منسوب الطاقة الأعلى ، ويحدد القانون النسبة بين العددين . ولكى يحدث تعاكس فى إسكان الذرات في مناسيب الطاقة فإن ذلك يتطلب إثارة الذرات عن طريق توفير طاقة تصب فى الوسط بهدف تقليل عدد الذرات فى المستوى الأدنى N_L وزيادة عدد الذرات فى المستوى الأعلى N_u ، وهذا هو مانعنيه بالتعاكس الاسكانى للذرات .

وتسمى هذه العملية بالضخ إذ يتم إعادة توزيع الذرات من مناسيب الطاقة وكأنه قد تم ضخها من المنسوب الأدنى إلى المنسوب الأعلى بالطرق التى سبق ذكرها .

وتاريخيا نجح العالم الأمريكى « تاونس Townes » عام (١٩٥٤) فى الحصول على التماكس الإسكانى بواسطة حزمة من جزيئات الأمونيا وصنع الميزر الذى ينبعث منه أشعة بطول موجى ١,٢٥ سم . ولما كانت جزيئات الأمونيا موزعة على مناسيب الطاقة فى اتزان حرارى ، فقد أمكن تجمع الجزيئات فى المنسوب الأعلى وإخلاء المنسوب الأدنى منها بواسطة مجال كهربى غير متجانس ، وبذلك تم الحصول على التعاكس فى إسكان الجزيئات بين مناسيب الطاقة ، لكن هذه الطريقة التى تم بها الحصول على التماكس الإسكانى عن طريق خفض عدد الجزيئات فى المنسوب الأدنى لايمكن تطبيقها بنجاح فى الانتقالات الضوئية ، إذ أنه طبقا لقانون بولتزمان فإن عدد الذرات N_u , N_L ترتبط بالعلاقة :

$$N_u = N_L \exp (-h\upsilon / K_B T)$$

حيث K_B هو ثابت بولتزمان ، ولما كانت $h\upsilon << K_B T$ فى مدى الموجات الميكرومترية فإن $N_u \approx N_L$ فى حين أن عدد الذرات N_u التى تسكن المنسوب الأعلى فى حالة الموجات الضوئية يكون صغيرا للغاية لأن $h\upsilon >> K_B T$ عند تردد υ فى مدى الموجات الضوئية . لهذا السبب ولكى نحصل على انبعاث مستحث فى المدى الضوئى فإنه لايكفى أن نزيل الذرات فى المستوى الأدنى أى نخلية منها ، إنما يلزم زيادة عدد الذرات فى المنسوب الأعلى بواسطة عملية الضخ .

نأخذ حالة نظام مكون من منسوبين . فنجد أن عند إثارة الذرات بالتشعيع أو بتصادمها مع الكترونات ، يزداد عدد الذرات التى تسكن المنسوب الأعلى لكنه فى نفس الوقت يزداد احتمال الخمود من المنسوب الأعلى الذى يرجع الذرات المثارة ثانية إلى المنسوب الأدنى بزيادة الضوء الساقط أو الألكترونات التى تدخل فى التصادم . والنتيجة هى أنه مهما كانت شدة إثارة الذرات ، فإنه لايمكن الحصول على التعاكس فى إسكان الذرات ، لهذا يلزم استخدام نظم تقوم على ثلاثة أو أربعة مناسيب ذرية للحصول على التعاكس الإسكانى . ولايتطلب ذلك بالضرورة دائما أن تكون مناسيب الطاقة مفردة أو حادة إنما يمكن استخدام مناسيب شريطية ، ولهذا فإنه يمكن اعتبار ليزر الصبغة وليزر أشباه الموصلات أنها تقوم على نظام المناسيب الأربعة التى سوف نتناولها بعد ذلك .

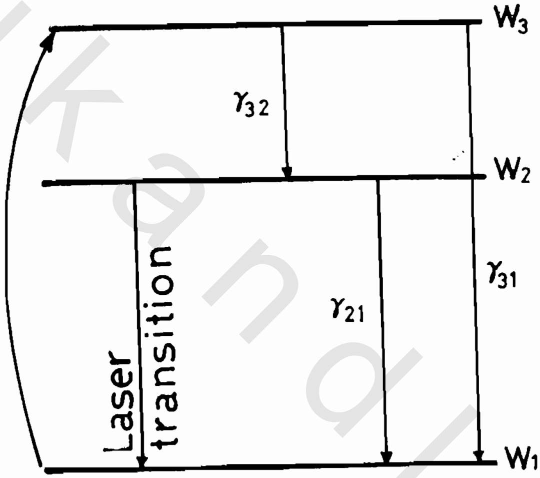
التعاكس الإسكانى للذرات فى ليزر المناسيب الثلاثة

Population inversion in a three level laser :

يوجد عدد كبير من أنواع الليزر الذى يتم فيه الفعل الليزرى على أساس المناسيب الثلاثة ، مثل ليزر الياقوت وأنواع ليزر الغازات . دعنا نرمز للطاقة ولعدد الذرات التى تسكن المناسيب الثلاثة التى تدخل فى الفعل الليزرى كما يلى :

W_3, W_2, W_1 و N_3, N_2, N_1 كما هو موضح فى الشكل رقم (٣/٢)

$W_1 < W_2 < W_3$ فإن $N_3 < N_2 < N_1$ فى نظام المناسيب الثلاثة فى حالة اتزان حرارى .



شكل رقم (٣/٢) : رسم تخطيطى لمناسيب الطاقة فى نظام المناسيب الثلاثة

ويجدر بالذكر أن المنسوب الأدنى الذى يرمز له بالرقم ١ هنا ليس هو بالضرورة المنسوب الأرضى للذرة . ويتم إثارة الذرات من المنسوب رقم ١ إلى المنسوب رقم ٣ بواسطة التصادم مع فوتونات ، ألكترونات أو ذرات مثارة لها طاقة مناسبة . دعنا نرمز إلى احتمال إثارة الذرة من المنسوب ١ إلى المنسوب ٣ بالرمز Γ عن طريق أية طريقة للضخ . والشكل رقم (٣/٢) يقدم رسما تخطيطيا لمناسيب الطاقة لنظام المناسيب الثلاثة .

وعند إيقاف الضخ تعود الذرات المثارة تدريجيا إلى حالة الاتزان الحرارى ، وتعرف هذه العملية بالاسترخاء relaxation ، وهى تحدث متزامنة مع إثارة الذرات الأخرى . وبالاضافة إلى وجود عملية مشعة أى ينبعث عنها اشعاع ، حيث تنتقل الذرات المثارة إلى الحالة الأدنى

بإنبعاث فوتون ، توجد عمليات غير مشعة كالتى تحدث نتيجة تصادم جزيئات الغازات أو تفاعل الذرة مع الشبكة فى الجوامد ، حيث تنتقل الذرات المثارة إلى الحالة الأدنى عن طريق الإفراج عن طاقتها على هيئة طاقة حركة للجزيئات أو طاقة اهتزاز للشبكة . ولما كان الاسترخاء هو نتيجة هذه العمليات الاحصائية فإن معدل الاسترخاء أو ثابت الاسترخاء يعرف بأنه المتوسط الإحصائى لاحتمالات استرخاء الذرات المثارة فى وحدة الزمن ، وأن مقلوب معدل الاسترخاء هو متوسط عمر الذرات المثارة .

ترتبط الاحتمالية γ_{Lu} لذرة أثيرت حراريا من الحالة الأدنى W_L إلي الحالة الأعلى W_u بالاحتمالية γ_{uL} للعملية العكسية من W_u إلى W_L بالاسترخاء الحرارى بالعلاقة الآتية فى حالة الاتزان الحرارى :

$$N_u \gamma_{uL} = N_L \gamma_{Lu}$$

حيث :

$$N_u = N_L e^{-\left(\frac{W_u - W_L}{K_B T}\right)}$$

حيث T درجة حرارة الوسط .

وعلى ذلك فإن :

$$\frac{\gamma_{Lu}}{\gamma_{uL}} = e^{-\left(\frac{W_u - W_L}{K_B T}\right)} \qquad (2.9)$$

والعلاقة السابقة صحيحة حتى لو لم تكون N_L, N_u تمثلان عدد الذرات التى تشغل مناسيب الطاقة وهى فى حالة عدم اتزان حرارى .

وإذا كانت قيم هذه الاحتمالات ثابتة للحالات السابق ذكرها ، فإن المعادلات التى تعبر عن معدل تغير عدد الذرات فى كل منسوب من المناسيب الثلاثة للنظام تحت تأثير الضخ هى كما يلى :

$$\frac{dN_1}{dt} = -\left(\Gamma + \gamma_{12} + \gamma_{13}\right) N_1 + \gamma_{21} N_2 + \gamma_{31} N_3 \qquad (2.10)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \gamma_{12} N_1 - \left(\gamma_{21} + \gamma_{23}\right) N_2 + \gamma_{32} N_3 \qquad (2.11)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \left(\Gamma + \gamma_{13}\right) N_1 + \gamma_{23} N_2 - \left(\gamma_{31} + \gamma_{32}\right) N_3 \qquad (2.12)$$

حيث $N_1 + N_2 + N_3 =$ ثابت $= N =$ العدد الكلى للذرات التى تسكن المناسيب الثلاثة فى النظام .

وللحالة المستقرة ، يمكن الحصول على توزيع عدد الذرات تحت الضخ المستمر عن طريق مساواة معدلات التغير بالصفر للمعادلات (٢-١٠ ، ٢-١١ ، ٢-١٢) ، وبالرغم من أنه يمكن حل المعادلات لنحصل على N_3, N_2, N_1 إلا أنه يمكن تبسيط الحسابات بافتراض أن التباعد - أى المسافات - بين المناسيب كبيرة بمقارنتها مع الطاقة الحرارية $K_B T$ ، وعند تطبيق المعادلة رقم (٢-٩) نجد مايلى :

$$\gamma_{12} << \gamma_{21}$$

$$\gamma_{23} << \gamma_{32}$$

$$\gamma_{13} << \gamma_{31}$$

لهذا فإنه يمكن إهمال γ_{12} ، γ_{13} ، γ_{23}، وتأخذ المعادلات (٢-١٠ ، ٢-١١ ، ٢-١٢) الصور الآتية للحالة المستقرة :

$$-\Gamma N_1 + \gamma_{21} N_2 + \gamma_{31} N_3 = 0 \qquad \Gamma N_1 = \gamma_{21} N_2 + \gamma_{31} N_3$$

$$-\gamma_{21} N_2 + \gamma_{32} N_3 = 0 \qquad \gamma_{21} N_2 = \gamma_{32} N_3$$

$$\Gamma N_1 - (\gamma_{32} + \gamma_{31}) N_3 = 0 \qquad \Gamma N_1 = (\gamma_{32} + \gamma_{31}) N_3$$

Therefore $\gamma_{21} (\gamma_{31} + \gamma_{32}) (N_1 + N_2 + N_3) =$

$$\gamma_{21} (\gamma_{31} + \gamma_{32}) N_1 + \gamma_{21} (\gamma_{31} + \gamma_{32}) N_2 + \gamma_{21} (\gamma_{31} + \gamma_{32}) N_3 =$$

$$\gamma_{21} (\gamma_{31} + \gamma_{32}) N_1 + \gamma_{32} N_3 (\gamma_{31} + \gamma_{32}) + \gamma_{21} \Gamma N_1$$

$$= \gamma_{21}\ (\gamma_{31} + \gamma_{32})\, N_1 + \gamma_{32}\Gamma N_1 + \gamma_{21}\Gamma N_1$$

$$= N_1 \left\{ \gamma_{21}\ (\gamma_{31} + \gamma_{32}) + (\gamma_{21} + \gamma_{32})\Gamma \right\}$$

ونحصل عى المعادلات (٢-١٣) ، (٢-١٤) التى تعطى قيم N_1 , N_2 كنسبة من العدد الكلى N .

$$N_1 = \frac{\gamma_{21}(\gamma_{31} + \gamma_{32})}{\gamma_{21}(\gamma_{31} + \gamma_{32}) + (\gamma_{21} + \gamma_{32})\Gamma} N \qquad (2\text{-}13)$$

$$N_2 = \frac{\gamma_{32}\Gamma}{\gamma_{21}(\gamma_{31} + \gamma_{32}) + (\gamma_{21} + \gamma_{32})\Gamma} N \qquad (2\text{-}14)$$

وبقسمة المعادلتين (٢-١٣) ، (٢-١٤) نحصل على التعبير الرياضى الذى يعطى النسبة بين N_2 الى N_1 .

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\gamma_{32}\Gamma}{\gamma_{21}(\gamma_{31} + \gamma_{32})} = \frac{\Gamma}{\frac{\gamma_{21}}{\gamma_{32}}(\gamma_{31} + \gamma_{32})}$$

$$= \frac{\Gamma}{\gamma_{21}\left(1 + \frac{\gamma_{31}}{\gamma_{32}}\right)} \qquad (2\text{-}15)$$

وإذا كانت الإثارة قوية بالقدر الذى تكون فيه :

$$\Gamma > \gamma_{21}\left(1 + \frac{\gamma_{31}}{\gamma_{32}}\right)$$

فإن N_2 تكون أكبر من N_1 وهو شرط حدوث التعاكس فى إسكان الذرات .

على ذلك فإنه للحصول على التعاكس الإسكانى للذرات باستخدام ضخ متوسط القيمة ، يلزم أن تكون قيمة γ_{21} صغيرة ، فى حين أن قيمة γ_{32} تكون كبيرة بمقارنتها بقيمة γ_{31} . يعنى ذلك أنه من المرغوب فيه أن يكون الاسترخاء من المنسوب الأعلى لليزر إلى المنسوب الأدنى له بطيئا ، فى حين أنه يلزم أن يكون الاسترخاء من أعلى المناسيب – وهو المنسوب ٣ الذى أثيرت إليه الذرة فى البداية إلى المنسوب العالى ٢– يلزم أن يكون سريعا .

يتم حساب التعاكس الإسكانى – وقد سبق تعريفه – بأنه ΔN .

حيث $\Delta N = N_2 - N_1$ من المعادلتين (٢-١٣) ، (٢-١٤) كدالة فى شدة الإثارة Γ ، وتعبر عنه المعادلة رقم (٢-١٦) .

$$\Delta N = \frac{\gamma_{32}\Gamma - \gamma_{21}(\gamma_{31}+\gamma_{32})}{\gamma_{21}(\gamma_{31}+\gamma_{32}) + (\gamma_{21}+\gamma_{32})\Gamma} \quad N$$

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\gamma_{32}\Gamma - \gamma_{21}(\gamma_{31}+\gamma_{32})}{\gamma_{21}(\gamma_{31}+\gamma_{32})\left(1 + \dfrac{\gamma_{21}+\gamma_{32}}{\gamma_{21}(\gamma_{31}+\gamma_{32})}\Gamma\right)}$$

$$\Gamma_o = \frac{\gamma_{21}(\gamma_{31}+\gamma_{32})}{(\gamma_{21}+\gamma_{32})}$$

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\dfrac{\gamma_{32}}{(\gamma_{21}+\gamma_{32})}\dfrac{\Gamma}{\Gamma_o} - 1}{\left(1 + \dfrac{\Gamma}{\Gamma_o}\right)} \qquad (2\text{-}16)$$

دعنا نمثل بيانيا تغير $\dfrac{\Delta N}{N}$ كدالة لشدة الإثارة Γ التى نعبر عنها بدلالة Γ_o .

حيث
$$\Gamma_o = \frac{\gamma_{21}(\gamma_{31}+\gamma_{32})}{(\gamma_{21}+\gamma_{32})}$$

وسوف نأخذ حالتين :

١- عندما تكون $\gamma_{32} = \gamma_{21}$

٢- عندما تكون $\gamma_{32} = 9\gamma_{21}$

ففى الحالة الأولى :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\left(\frac{1}{2}\frac{\Gamma}{\Gamma o} - 1\right)}{\left(1 + \frac{\Gamma}{\Gamma o}\right)}$$

$$\text{For } \frac{\Gamma}{\Gamma o} = o, \quad \frac{\Delta N}{N} = -1$$

$$\frac{\Gamma}{\Gamma o} = 2, \quad \frac{\Delta N}{N} = o \qquad\qquad \frac{\Gamma}{\Gamma o} = 10, \quad \frac{\Delta N}{N} = \frac{4}{11}$$

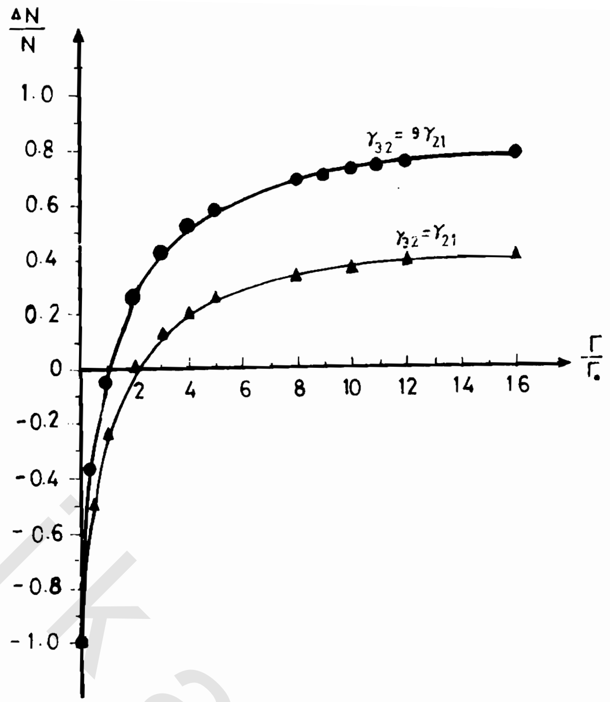
وفى الحالة الثانية :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\left(0.9\frac{\Gamma}{\Gamma o} - 1\right)}{\left(1 + \frac{\Gamma}{\Gamma o}\right)}$$

والجدول الآتى يعطى قيم $\frac{\Delta N}{N}$ **المقابلة لقيم** $\frac{\Gamma}{\Gamma o}$ **، والشكل رقم (٢/٤) يمثل بيانيا تغير** $\frac{\Delta N}{N}$ **مع شدة الإثارة** $\frac{\Gamma}{\Gamma o}$ **للحالتين المذكورتين** (Shimoda 1984) .

جدول رقم (٢/٢)

$\frac{\Gamma}{\Gamma o}$	o	$\frac{10}{9}$	4	9	19	24
$\frac{\Delta N}{N}$	-1	o	0.52	0.71	0.81	0.82



شكل رقم (٢/٤) : تغير قيمة $\frac{\Delta N}{N}$ بتغير قيمة $\frac{\Gamma}{\Gamma_0}$

وعندما تصل الإثارة إلى قيمة عالية للغاية نحصل على قيمة ΔN كما يلى :

$$\lim_{\Gamma \to \infty} \Delta N = \frac{\gamma_{32} N}{(\gamma_{21} + \gamma_{32})} = \frac{N}{\left(1 + \dfrac{\gamma_{21}}{\gamma_{32}}\right)} \qquad (2\text{-}17)$$

وفى حالة $\gamma_{21} = \gamma_{32}$ فإن $\frac{\Delta N}{N} \to \frac{1}{2}$، وتصل إلى 0.9 عندما تكون $\gamma_{32} = 9\gamma_{21}$. ومن المعادلة رقم (٢-١٧) نستنتج أنه كلما نقصت قيمة γ_{21} وزادت قيمة γ_{32} زاد التماكس الإسكانى الذى تبعا له ينتج فعل ليزرى أقوى .

التماكس الإسكانى للذرات فى ليزر المناسيب الأربعة

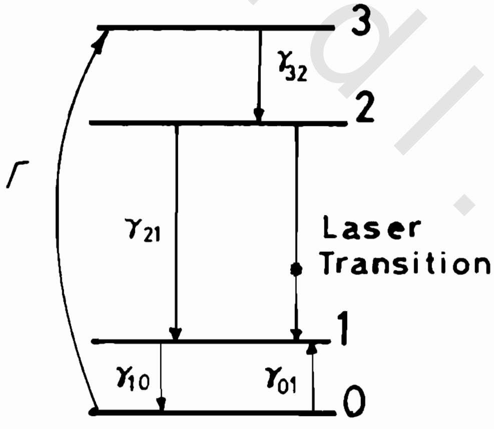
Population inversion in a four level laser

لما كان المنسوب الأدنى للانتقالات الليزرية هو أدنى المناسيب فى ليزر المناسيب الثلاثة ، فإن غالبية الذرات تكون فى ذلك المنسوب عند الاتزان الحرارى ، فتكون $N_1 \approx N$. لهذا

لكى يتم التعاكس الإسكانى للذرات يلزم أنقاص عدد الذرات التى تشغل هذا المنسوب الأدنى إلى أقل من النصف بالضخ الشديد . ويقل الالتزام بهذا المطلب كثيرا فى حالة ليزر المناسيب الأربعة .

دعنا نأخذ ذرة تحتوى على مناسيب طاقة أربعة كما هو موضح فى الشكل رقم (٢-٥) ، والمطلوب هو الحصول على التعاكس فى إسكان الذرات بين المنسوبين ٢ ، ١ . ولما كان المنسوب الأدنى لليزر الذى نرمز له بالرقم (١) يقع عند طاقة أعلى من $K_B\ T$ فوق المنسوب الأرضى O ، فإن عدد الذرات التى تم إثارتها حراريا فى المنسوب ١ يكون ضئيلا للدرجة التى يمكن بيسر الوصول إلى تعاكس فى إسكان الذرات عن طريق ضخ عدد صغير نسبيا من الذرات إلى المستوى الأعلى (٢) . ويتم التعبير عن شروط حدوث التعاكس الإسكانى فى هذه الحالة كما يلى :

بالرغم من أن الفرق بين طاقة المناسيب التى نرمز إليها بالأرقام (١) ، (٢) ، (٣) التى يفترض أنها أكبر بقدر كبير من $K_B\ T$ – كما فى حالة ليزر المناسيب الثلاثة – فإن عدد الذرات المثارة حراريا $\gamma_{01} N_0$ من المنسوب الأرضى o – وهو أغنى المناسيب فى عدد الذرات التى تشغله إلى المنسوب الذى نرمز له بالرقم (١) – لايمكن إهمالها .



شكل رقم (٢/٥) : رسم تخطيطى لمناسيب الطاقة فى نظام المناسيب الأربعة

وتصبح المعادلات التى تصف معدلات الانتقالات بين مناسيب الطاقة فى ليزر المناسيب الأربعة كما يلى :

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma_{01} N_0 - \gamma_{10} N_1 + \gamma_{21} N_2 + \gamma_{31} N_3$$

$$\frac{dN_2}{dt} = - \gamma_2 N_2 + \gamma_{32} N_3 \qquad (2\text{-}18)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \Gamma N_o - \gamma_3 N_3$$

$$-\frac{dN_0}{dt} = \frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} + \frac{dN_3}{dt}$$

حيث $\gamma_3 = \gamma_{30} + \gamma_{31} + \gamma_{32}, \qquad \gamma_2 = \gamma_{20} + \gamma_{21}$

ونحصل على حل هذه المعادلات التفاضلية عند الاتزان الحرارى بمساواتها بالصفر كما فعلنا فى حالة ليزر المناسيب الثلاثة : $\gamma_{01} N_0 - \gamma_{10} N_1 + \gamma_{21} N_2 + \gamma_{31} N_3 = o$

$$- \gamma_2 N_2 + \gamma_{32} N_3 = o$$

$$\Gamma N_0 - \gamma_3 N_3 = o$$

$$\therefore N_3 = \frac{\Gamma}{\gamma_3} N_0 \qquad (2\text{-}19)$$

$$N_2 = \frac{\gamma_{32}}{\gamma_2} N_3 = \frac{\gamma_{32}}{\gamma_2 \gamma_3} \Gamma N_0 \qquad (2\text{-}20)$$

$$N_1 = \frac{1}{\gamma_{10}} \left(\gamma_{01} + \frac{\gamma_{21} \gamma_{32}}{\gamma_2 \gamma_3} \Gamma + \frac{\gamma_{31}}{\gamma_3} \Gamma \right) N_0$$

$$= \left(\frac{\gamma_{01}}{\gamma_{10}} + \frac{\gamma_{21} \gamma_{32} + \gamma_2 \gamma_{31}}{\gamma_{10} \gamma_2 \gamma_3} \Gamma \right) N_0 \qquad (2\text{-}21)$$

ولما كانت $N = N_0 + N_1 + N_2 + N_3$ ، وبالتعويض فى المعادلات رقم (٢-١٩) ، (٢-٢٠) ، (٢-٢١) نحصل على :

$$N_0 = \left(\frac{\gamma_{10} \gamma_2 \gamma_3 N}{\gamma_{01} \gamma_2 \gamma_3 + \gamma_{32} (\gamma_{21} + \gamma_{10}) \Gamma + \gamma_2 (\gamma_{31} + \gamma_{10}) \Gamma} \right) \qquad (2\text{-}22)$$

ومن المعادلتين (٢-٢٠) ، (٢-٢١) نجد أن N_2 تكون أكبر من N_1 عندما :

$$\frac{\gamma_{32}}{\gamma_2\gamma_3}\Gamma N_0 > \left(\frac{\gamma_{01}}{\gamma_{10}} + \frac{\gamma_{21}\gamma_{32}+\gamma_2\gamma_{31}}{\gamma_{10}\gamma_2\gamma_3}\Gamma\right)N_0$$

$$\Gamma\left(\frac{\gamma_{32}}{\gamma_2\gamma_3} - \frac{\gamma_{21}\gamma_{32}+\gamma_2\gamma_{31}}{\gamma_{10}\gamma_2\gamma_3}\right) > \frac{\gamma_{01}}{\gamma_{10}}$$

$$\Gamma\left(\frac{\gamma_{32}\gamma_{10}-\gamma_{21}\gamma_{32}-\gamma_2\gamma_{31}}{\gamma_{10}\gamma_2\gamma_3}\right) > \frac{\gamma_{01}}{\gamma_{10}}$$

$$\therefore \Gamma > \frac{\gamma_{01}\gamma_2\gamma_3}{\gamma_{32}\gamma_{01}-\gamma_{21}\gamma_{32}-\gamma_2\gamma_{31}} \qquad (2\text{-}23)$$

هذا هو شرط حدوث التعاكس فى إسكان الذرات .

ونلاحظ وجود γ_{01} فى بسط المعادلة السابقة وهى احتمال انتقال الذرات المثارة حراريا من المنسوب O إلى المنسوب (١) ، وقيمتها صغيرة كما هو واضح من العلاقة $\gamma_{01} = \gamma_{10}\exp(-W/K_BT)$ وعلى ذلك فإن شدة الإثارة Γ المطلوبة للحصول على التعاكس الإسكانى تقل .

ولما كانت $\gamma_{31} < \gamma_3 = \gamma_{31} + \gamma_{30} + \gamma_{32}$ ، $\gamma_{21} < \gamma_2 = \gamma_{21} + \gamma_{20}$

فإنه يمكن تقريب العلاقة (٢-٢٣) كما يلى :

$$\Gamma > \frac{\gamma_{01}\gamma_2\gamma_3}{\gamma_{10}\gamma_{32}} = e^{-\frac{W_1}{K_BT}}\gamma_2\left(1+\frac{\gamma_{31}+\gamma_{30}}{\gamma_{32}}\right) \qquad (2\text{-}24)$$

حيث $\gamma_{10} >> \gamma_2$

وبمقارنة العلاقة (٢-٢٤) بالعلاقة (٢-١٥) لإحداث التعاكس فى إسكان الذرات فى ليزر المناسيب الثلاثة ، نلاحظ أنهما متماثلتان ، إلا فى وجود المعامل $\exp(-\frac{W_1}{K_BT})$ فى العلاقة (٢-٢٤) . ونظرا لوجود منسوب فى نظام المناسيب الأربعة يزيد عن نظام المناسيب

الثلاثة – وهو المنسوب الذى نرمز له بالرقم 0 – فإنه من الواضح أن $(\gamma_{21} + \gamma_{20})$ تحل محل γ_{21} , $(\gamma_{31} + \gamma_{30})$ محل γ_{31}

وهنا يكون العامل $\exp\left(\frac{-W_1}{K_B T}\right)$ هو العامل الهام والمؤثر ، إذ يمكن الوصول إلى التعاكس الإسكانى للذرات حتى ولو كان الضخ ضعيفا إذا ماكان المنسوب الأدنى الذى نرمز إليه بالرقم (١) أعلى من المنسوب الأرضى 0 بقدر من الطاقة لايزيد كثيرا عن بضع مرات من قيمة $K_B T$.

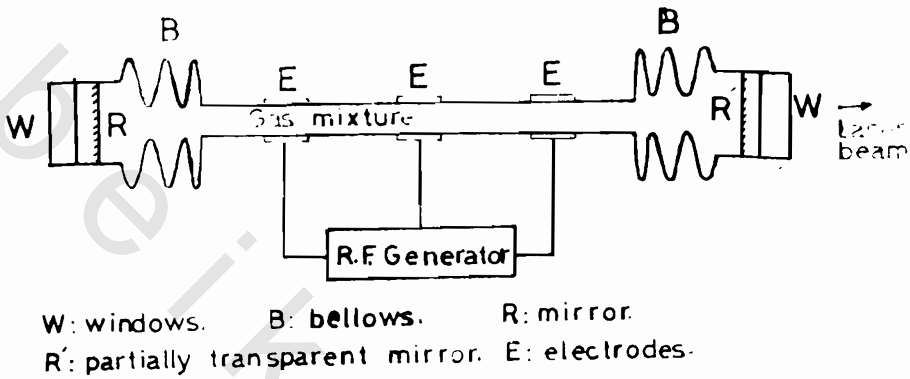
٦/٢ الفعل الليزرى فى ليزر الهيليوم – نيون :

قام "Javan, Bennett & Herriott" عام (١٩٦١) ببناء أول جهاز ليزر . وكان يتكون من أنبوبة تفريغ طولها ١٠٠ سنتيمتر ، وقطرها الداخلى ١,٥ سنتيمتر ، مملوءة بغاز الهيليوم عند ضغط ١ ملليمتر زئبق وبالنيون عند ٠,١ ملليمتر زئبق . واستخدمت مرآتان مستويتان متوازيتان ، ويبين الشكل (رقم ٦/٢) مكونات جهاز أشعة ليزر الهيليوم – نيون ، بينما يبين الشكل رقم (٧/٢) المناسيب الرئيسية لذرتى الهيليوم والنيون .

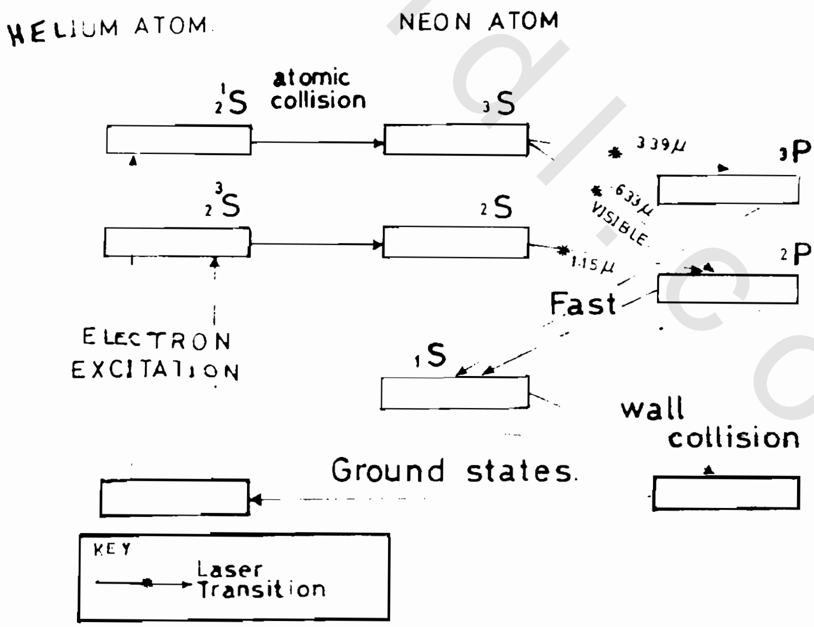
ويمكن أن تصل ذرات الهليوم عند المنسوب 2^3S بتصادم الألكترونات ، وهذه الحالة غير مستقرة ، وغير مسموح حدوث انتقال مباشر ومشع منها إلى المنسوب الأرضى ، وعندما تصطدم ذرات الهيليوم التى تشغل المنسوب 2^3S مع ذرات النيون فى المنسوب الأرضى تتم إثارتها ، ويمكن أن تنتقل الإثارة إلى ذرات النيون التى تصل فى النهاية إلى أحد مناسيب الطاقة 2 S ، التى يقع أعلاها بفارق ٣٠٠سم$^{-١}$ تحت منسوب طاقة الهيليوم 2^3S ، ويبين شكل (٧/٢) مناسيب الطاقة لذرتى الهيليوم والنيون .

ويمكن أن يحدث انتقال مشع من المناسيب الأربعة التى تكون 2 S إلى العشرة مناسيب التى تمثل 2 P ، ويمكن أن ينبعث إشعاع نتيجة انتقال من المناسيب 2 S لذرة النيون إلى المنسوب الأرضى ، لكن عند ضغط ١ , ٠مم زئبق لغاز النيون يتم احتباس هذا الاشعاع تماما . وتتحدد أعمار الذرات المثارة فى مناسيب الطاقة 2 S أساسا بالخمود المشع من المناسيب 2 P ، فهى أطول عمرا من أعمار الذرات فى المناسيب 2P وعمرها فى المناسيب 2 S هو ١٠$^{-٧}$ ثانية فى حين أن أعمار الذرات فى المناسيب 2P هى ١٠$^{-٨}$ ثانية لهذا يتم حدوث التعاكس الإسكانى للذرات أى الامتصاص السالب بين الانتقالات

المسموحة 2P → 2S . فتخمد الذرات فى المناسيب 2P إلى المنسوب 1S غير المستقر ، وينبعث نتيجة ذلك الفوتونات ومنه إلى المنسوب الأرضى نتيجة تصادمها بجدران الأنبوبة . لهذا ثبت أن الكسب يتناسب عكسيا مع قطر الأنبوبة التى تحوى غازى النيون والهيليوم .



شكل رقم (٦/٢) : مكونات جهاز أشعة ليزر الهيليوم – نيون



شكل رقم (٧/٢) : المناسيب الرئيسية لذرتى الهيليوم والنيون

ولقد حصل « جافان ، بينت ، وهيريوت » على انبعاث مستحث لخمسة أطوال موجية فى منطقة الأشعة تحت الحمراء ، أعلاها شدة ضوئية عند ١,١٥٢٣ ميكرون . ويتم ذلك نتيجة انتقالات مستحثة من المناسيب 2 S الى 2 P لذرة النيون ، والإسكان فى مجموعة 2 S قد تم إثراؤه بانتقالات من المنسوب 2^3S لذرة الهيليوم كما هو موضح فى الشكل (٨/٢) .

وقد اكتشف العالمان « هوايت وريدجن White & Ridgen » عام (١٩٦٢) الانبعاث المستحث من ليزر هيليوم – نيوم فى المنطقة المنظورة التى يحدث نتيجة الانتقال $3S_2 \rightarrow 2P_4$ ، فالإسكان فى المنسوب الأعلى قد ازداد نتيجة انتقال الإثارة فى المنسوب 2 S لذرة الهيليوم . هذا الشعاع المنبعث من ليزر هيليوم – نيون هو أنسب الأشعة للاستخدام فى المحاذاة Alignment ، وطوله الموجى هو ٦٣٢٨ أنجستروم .

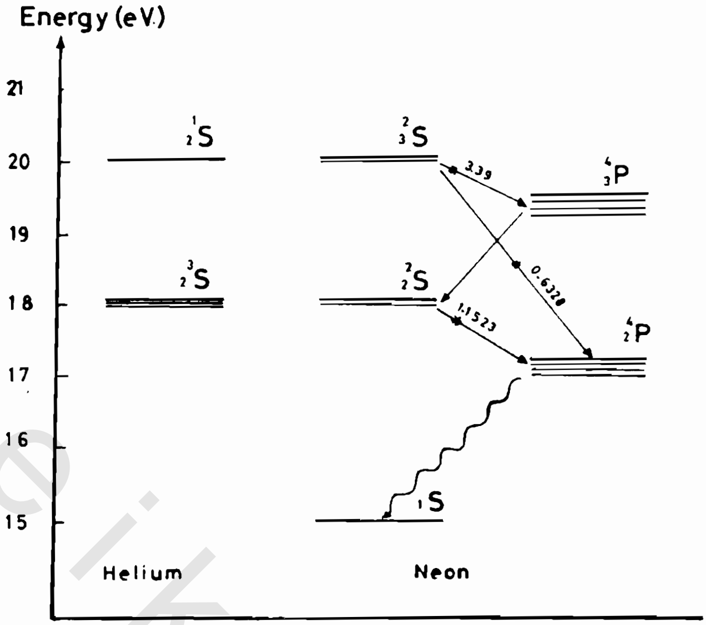
وبعد فترة وجيزة من اكتشاف هذا الشعاع الأحمر ، لاحظ العلماء « بلوم وبل وريمبل Bloom, Bell & Rempell » أن شعاعا فى منطقة الأشعة تحت الحمراء بطول موجى أطول من ٣ ميكرون كثيرا مايصاحب الشعاع المنبعث عند ٦٣٢٨ أنجستروم . هذا الشعاع ينبعث عند المنسوب $3P_4$ بطول موجى ٣,٣٩١٣ ميكرون ، وعلى ذلك فإن الفعل الليزرى الرئيسى فى نظام الهيليوم – نيون يعزى الى الانتقالات الآتية فى ذرة النيون :

$3S_2 \rightarrow 2\ P_4$ وينبعث عنه ٦٣٢٨ أنجستروم

$2S_2 \rightarrow 2\ P_4$ وينبعث عنه ١١,٥٢٣ أنجستروم

$3S_2 \rightarrow 3\ P_4$ وينبعث عنه ٣,٣٩ ميكرون

وبالإضافة الى هذه الأشعة أمكن الحصول على عدد من الانتقالات الضعيفة فى ذرة النيون (Lengyel 1966) .



شكل رقم (٢/٨) : انتقالات مستحثة فى ليزر الهيليوم – نيون

٢/٧– الترابط : Coherence

يمكن وصف ترابط الموجات بمدى دقة تمثيلها بمنحنى يتبع دالة جيب التمام ، وسنعرف هنا نوعين مختلفين من الترابط ، يعبر النوع الأول عن العلاقة المتوقعة بين موجة فى لحظة ما والموجة بعد فترة زمنية لاحقة ، والنوع الآخر بين نقطة معلومة وأخرى على مسافة معينة منها . ويؤدى النوع الأول إلي مفهوم الترابط الزمنى Temporal coherence ، بينما يؤدى النوع الثانى إلى مفهوم الترابط الفراغى Spatial coherence .

الترابط الزمنى :

من المعلوم أنه حسب النظرية الكهرومغناطيسية ، فإن ذرات المصدر الضوئى لاتصدر موجات متصلة ، ويكون انبعاث الضوء على هيئة قطارات من الموجات Wave trains ، وتوجد علاقة بين طول هذا القطار والمدى الطيفى لاتساعه النصفى ، وكلما كان القطار طويلا كان المدى الطيفى لاتساعه النصفى قصيرا .

وسنتناول مقياس ميكلسون للتداخل الضوئى عند إضاءته بمصدر ضوئى صغير ، والشكل رقم (٢/٩) يوضح قطارا من الموجات الضوئية الساقطة (بين النقطتين A, O) .

وينقسم قطار الموجات عند I إلى قطارين ، أحدهما يسلك المسار (1) والثانى يسلك المسار (2) . ومن الشكل رقم (٢/٩) يتضح أنه إذا كان فرق المسار (2t) أقل من طول قطار الموجات المنبعث من S فإن قطارى الموجات فى المسارين (1) ,(2) ينطبقان ويحدث التداخل بينهما .

وينتشر قطار الموجات المتخذ المسار (2) لمسافة أطول قليلا من قطار الموجات المتخذ المسار (1) . وإزاحة قطار من الموجات بالنسبة للقطار الآخر يساوى الفرق فى المسار الناتج من مقياس التداخل الضوئى .

فرق المسار $2\,t = (P.D.)$

وإذا كان فرق المسار (P.D.) صغيرا جدا بالنسبة لطول قطار الموجات ، فإن قطارى الموجات يتطابقان على امتداد معظم طوليهما ، وينتج تداخل ضوئى . وتكون هدب التداخل الضوئى حادة ضئيلة العرض ، وهذا هو الترابط الزمنى .

وكلما زاد فرق المسار وذلك بتحريك المرآة A إلى اليمين ، فإن مقدار تلاقى الموجات الخارجة من ذراعى مقياس التداخل الضوئى يقل ويصبح نموذج التداخل أقل حدة ، وتنخفض درجة تباين الهدب ورؤيتها Visibility .

وعندما يكون الفرق فى المسار (2t) أكبر من طول قطار الموجات ، فإن قطارى الموجات (a_1), (a_2) اللذين ينبعان من نفس قطار الموجات الأصلى A – لاينطبقان ولايحدث تداخل ضوئى . والشكل رقم (٢/١٠) يوضح أنه بالإمكان أن يتلاقى هذان القطاران ، ولكنهما لاينبعان من نفس قطار الموجات الأصلى حيث A تنبعث فى زمن مختلف عن ذلك الذى تنبعث فيه B ومزاحا عنه بمسافة مقدارها t_1 .

وبفرض أن فرق المسار (2t) فى مقياس التداخل الضوئى ذات قيمة بحيث لايلتقى قطارى الموجات (a_2), (a_1)، حيث (a_1) لاتظهر على الرسم ، الناتجتين من A . وبطريقة مماثلة فإن (b_1), (b_2) حيث (b_1) لاتظهر على الرسم ، الناتجتين من B لايلتقيان . بينما يمكن أن يتلاقى قطار الموجات b_1 (الذى يسلك المسار القصير (1) فى مقياس التداخل الضوئى) مع قطار الموجات (a_2) الذى يسلك مسارا أطول . ويمكن أن يعادل التأخر فى

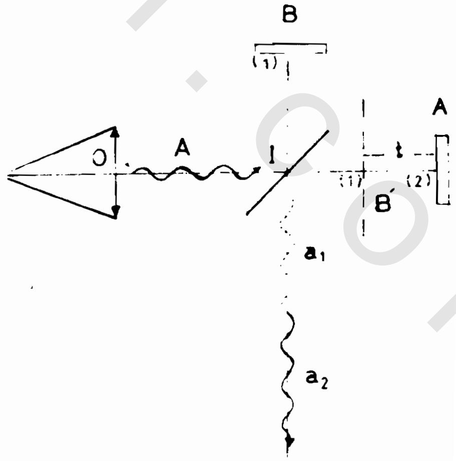
المسـار = 2t (الذى سـببه مـقـياس التـداخل الضـوئى) يعـادل التـأخر المبدئى t_1 بـين القطارين B, A .

والإزاحة بين القطارين b_1, a_2 عندما تخرج من مقياس التداخل هى Δ_1 حيث :

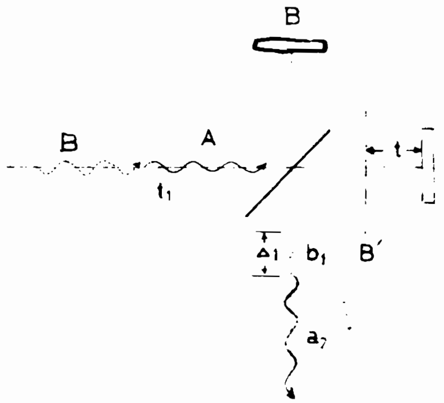
$$\Delta_1 = (t_1 - 2t)$$

فلو كان من الممكن تسجيل هدب التداخل أثناء فترة تواجد قطارى الموجات ، فإنه يمكن رصـد هدب التداخل لأن القطارين يتلاقيـان وينطبقـان . ومن الناحية الواقعية فإن فـترة تواجد القطارين صـغيرة للغاية عند استـخدام المصـادر الضـوئية العـادية ؛ لهذا فـملاحظة هدب التداخل لاتتم لقصر فترة تواجدها . ويتم استقبال عدد وفير من قطارات الموجات فى الفترة الزمنية المطلوبة لرصـد وتسجيل الحدث ، ولما كان انبعاث قطارات الموجات من الذرة المثارة لايمكن التنبؤ به لأن قيم فرق المسار t_2, t_1 ، ... تختلف بطريقة عشوائية مع الزمن . يحدث هذا أيضـا بالنسبة للإزاحات عندمـا تترك القطارات الموجية مقياس التداخل والتى تكون لها قيم عشـوائية $\Delta_3, \Delta_2, \Delta_1$ ، ... وسـوف يوجـد عـدد هائل من هدب التـداخل المختلفة أثناء الفترة المطلوبة لتسجيل الملاحظة أو الحدث . لهذا سوف لاتظهر هدب للتداخل نقيـة ، ونحصـل على مايطلق عليه اللاترابط الزمنى Temporal Incoherence ، ويسـمى طول قطار الموجات بطول الترابط .

وإذا كانت الفترة الزمنية τ هى التى يتـواجـد فيها القطار ، فإن طول الترابط L يعطى من العلاقة $L = C\tau$ حيث C سرعة الضوء وتسمى τ بزمن الترابط .



شكل رقم (٢/٩) : مقياس ميكلسون للتداخل الضوئى ويظهر قطار الموجات بين A, O



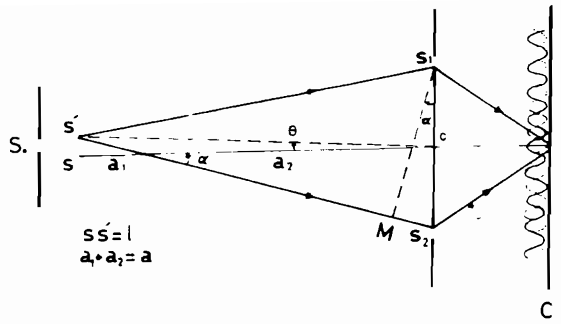
شكل رقم (٢/١٠) : تلاقى قطارين من الموجات فى مقياس ميكلسون للتداخل الضوئى

الترابط الفراغى : Spatial coherence

إذا رجعنا إلى تجربة الشق المزدوج لينج ، فإننا نجد أنه يمكن أن يحدث تداخل من المصادر الضوئية التقليدية بوضع فتحة ضيقة جدا S_o مباشرة أمام المصدر الضوئى . وهذه الظروف تؤكد أن قطارى الموجات اللذين يخرجان من الفتحتين S_2, S_1 ينبعان من نفس المنطقة الصغيرة من المصدر الأصلى . والشعاعين اللذين يخرجان من S_2, S_1 يكونان مترابطين بالنسبة لبعضهما . ولو حدث تغير فى طور الموجات المنبعثة من S_o ، فإن هذا التغير سينتقل فى نفس الوقت إلى كل من S_2, S_1 ، ولذلك فإنه يوجد فرق طور ثابت - عند أى نقطة على الحائل C- بين الشعاعين المنبعثين من المصدرين ، ويتكون نموذج مستقر للتداخل الضوئى .

وإذا زاد عرض الفتحة S_o بالتدريج فقد وجد تجريبيا أن النهاية العظمى لشدة الضوء (الهدبة المضيئة) على الحائل C تقل والنهاية الصغرى (الهدبة المعتمة) لاتصبح مساوية للصفر . وبعبارة أخرى تقل درجة تباين الهدب . وعندما تزيد S_o مرة أخرى ، فإن انخفاض قيمة I_{max} وارتفاع قيمة I_{min} تقلل من قيمة درجة تباين الهدب ، وتختفى هدب التداخل الضوئى وتظهر مكانها منطقة إضاءتها منتظمة . وتحت هذه الظروف يمكن القول بأن المصدرين S_2, S_1 قد تحولا تدريجيا من حالة الترابط الكامل إلى حالة اللاترابط incoherence الكامل . ويتضح ذلك من الشكل رقم (١١/٢) .

ولتفسير هذه الظاهرة نجد أنه إذا كانت الفتحة S_o عريضة بحيث إن أحد الفتحتين S أو 'S تضاء غالبا بإشعاع منبعث من مجموعة من الذرات ، أما الفتحة الأخري فتضاء بإشعاع منبعث من مجموعة أخرى من الذرات ، فإنه بذلك تصبح الفتحتان تمثلان مصدرين غير مترابطين . أما فى حالة أن تكون الفتحة S_o ضيقة فإن الفتحتين 'S, S يتم إضاءتهما بشعاع منبعث من نفس المجموعة من الذرات .



شكل رقم (١١/٢) : تجربة الشق المزدوج لينج

وحيث إنه يمكن اعتبار أن المصدر الضوئى الممتد extended source يتكون من مصادر نقطية مستقلة ، فإنه من المناسب دراسة حالة مصدرين غير مترابطين ، أحدهما بالنسبة للآخر . افرض أن S', S فى الشكل رقم (١١/٢) هما موقعا مصدرين غير مترابطين ودعنا نحسب أقل مسافة بين S', S بحيث تكون :

$$S'S_2 - S'S_1 = \frac{\lambda}{2}$$

فإنه لاتظهر هدب تداخل على الحائل C لأنه عند المواقع التى تتكون عندها هدب مضيئة ناتجة من الثقب S_1 سوف يتم تكوين هدب مظلمة ناتجة من الثقب S_2 .

$$S'S_2 - S'S_1 = S_2M = \alpha\, d$$

$$\alpha = \frac{d/2}{a_2} = \frac{l}{a_1}\; l = S\,S'\,,\; a_1 = \frac{l}{\alpha},\; a_2 = \frac{a_1}{l}\frac{d}{2} = \frac{1}{\alpha}\frac{d}{2}$$

$$\therefore\; a = a_1 + a_2 = \left(l + \frac{d}{2}\right)\frac{1}{\alpha} \qquad \therefore\; \alpha = \left(l + \frac{d}{2}\right)\frac{1}{a}$$

أى أن $(S'S_2 - S'S_1)$ تساوى تقريبا $\frac{ld}{a}$ ، بافتراض أن $l >> \frac{d}{2}$

وفى النهاية سوف تختفى هدب التداخل عندما تصل قيمة $\frac{ld}{a}$ إلى $\frac{\lambda}{2}$ ، ويعنى ذلك أنه إذا كان مصدر الإضاءة S'S ممتدا فإن الامتداد الفراغى سوف يزيد عن $\frac{\lambda a}{2d}$ ، وسوف لاتظهر هدب تداخل على الحائل .

كما أن $\quad d = \frac{1}{2}\;\frac{\lambda a}{l}$

$$= \frac{\lambda}{2\theta}$$

حيث θ هى الزاوية التى يحصرها $S'S$ عند O .

وتعرف الكمية $\frac{\lambda}{\theta}$ بأنها اتساع الترابط العرضى ونرمز له l_W .

على ذلك فإنه لإجراء تجربة «ينج» باستخدام شق مزدوج ، يلزم أن تكون المسافة بين الشقين أقل بكثير من اتساع الترابط العرضى للحصول على هدب التداخل . وعند استخدام مصدر إضاءة ممتد ، يدخل بارامتر تتوقف قيمته على شكل المصدر فى التعبير عن الاتساع العرضى للترابط l_W ، فإذا كان المصدر دائريا ، فإن الاتساع العرضى للترابط تعطيه العلاقة الآتية :

$$l_W = \frac{1.22\lambda}{\theta}$$

وإذا اخترنا قيمة لفرق المسار L_1 التى عندها يتم تكوين هدب تداخل ناتجة من حدى الطول الموجى λ, $\lambda + \Delta\lambda$ إنما تكون مضيئة لإحدى الموجتين ومظلمة للأخرى ، فإنه يمكننا اشتقاق علاقة تقريبية تربط L مع $\Delta\lambda$. فإذا تكونت هدب مظلمة عند المركز ناتجة من الأشعة التى طول موجتها λ وهدبة مضيئة ناتجة من الأشعة التى طول موجتها $\lambda + \Delta\lambda$ ، فإننا نحصل على العلاقة $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$ واشتقاقها هى كما يلى :

$$L = m\lambda = (m - \frac{1}{2})(\lambda + \Delta\lambda)$$

$$L = (\frac{L}{\lambda} - \frac{1}{2})(\lambda + \Delta\lambda)$$

$$2L / (\frac{2L}{\lambda} - 1) = \lambda + \Delta\lambda$$

$$m\lambda = m\lambda + m\Delta\lambda - \frac{1}{2}\lambda - \frac{1}{2}\Delta\lambda$$

$$\lambda = (2m - 1)\Delta\lambda$$

$$2L / (\frac{2L}{\lambda} - 1) = 2m\Delta\lambda$$

$$\therefore \Delta\lambda = \lambda / (\frac{2L}{\lambda} - 1)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L} \text{ if we assume } L >> \lambda$$

والعلاقة السابقة علاقة تقريبية ، ويمكن الحصول على العلاقة الصحيحة باستخدام تحولات فوريير ، والعلاقة هى : $L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$

حيث L هى طول الترابط ، $\Delta\lambda$ هى عرض خط الطيف أو اتساعه بمقياس الطول الموجى .

نقاء خط الطيف وطول ترابط فوتوناته :

يرتبط مفهوم طول الترابط مباشرة بدرجة نقاء خط الطيف ، ويتناظر خط الطيف أحادى طول الموجة تماما مع منحنى جيبى ، ولذلك فتكون قيمة τ له لانهائية . ولكن يوجد لأى خط طيف حد أقصى للمسافة الفاصلة بين المرآتين ، بعدها لايمكن أن يحدث تداخل . ويمكن تفسير ذلك بأنه ينبعث من المصادر أحادية الطول الموجى أطوالا موجية موزعة باستمرار بين λ, $\lambda + \Delta\lambda$. وعندما يكون فرق المسار صغيرا فإن هدب التداخل الضوئى الدائرية لجميع الأطوال الموجية المشاركة تكون عمليا متطابقة . ولكنه بزيادة فرق المسار فإن معدل انفراج الدوائر ومعدل إنتاج هدب جديدة فى المركز يختلفان لكل طول موجى بين λ و $\lambda + \Delta\lambda$.

وكذلك فإنه يتضح أن مدى التردد $\Delta\upsilon$ يتناسب عكسيا مع زمن الترابط τ ، أو Δt, ، ويتبع العلاقة : $\tau\,\Delta\upsilon \approx 1$

وطبقا لذلك فإنه لإجراء تجربة تداخل ضوئى يستخدم فيها الشق المزدوج – كما فى تجربة ينج – يجب أن تكون المسافة بين الفتحتين أقل من طول الترابط العرضى ، وذلك للحصول على هدب تداخل ضوئى مميزة . والشكل رقم (١٢/٢) يوضح هذا المفهوم ، وقطارات الموجات مبينة على هيئة منحنيات جيبية ، والمنحنيات الموجودة على الجانب الأيمن توضح المكونات الطيفية للضوء المقابلة لهذه القطارات . وإذا كان فرق المسار (2t) أكبر من طول الترابط ، فإن قطارات الموجات لاتتطابق ولايحدث تداخل ضوئى . ويمكن الوصول إلى الاستنتاجين الهامين الآتيين :

أ- لكى يمكن رؤية نموذج التداخل الضوئى الناتج من المصادر الضوئية ، لابد أن يكون فرق المسار الضوئى فى مقياس التداخل أقل من طول الترابط للمصدر .

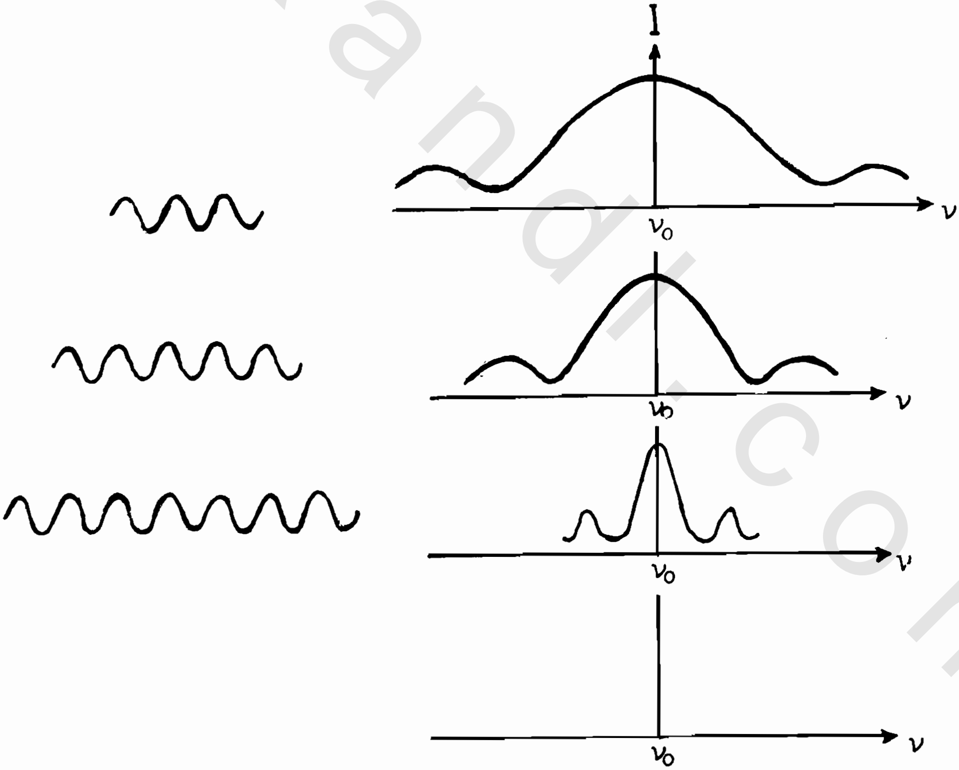
ب- تصبح هدب التداخل الضوئى أكثر حدة كلما قل فرق المسار الضوئى فى مقياس التداخل وذلك بالنسبة لطول الترابط الضوئى للمصدر ، والتردد υ_0 هو متوسط تردد الموجات المنبعثة . وعند الحد النظرى ينبعث قطار لانهائى من الموجات يتكون من ضوء أحادى طول الموجة تردده υ_0 .

والشكل رقم (١٢/٢) يوضح العلاقة بين طول قطار الموجات وطيف الضوء المنبعث .

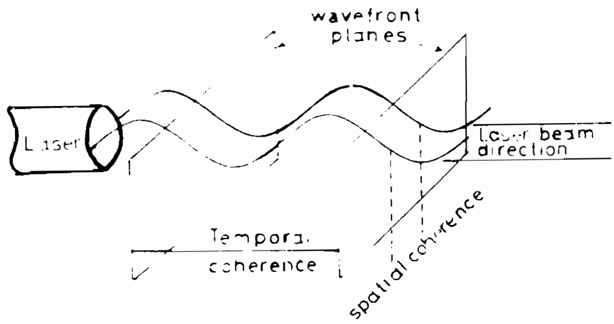
والشكل رقم (١٣/٢) يوضح الترابط الفراغى والترابط الزمنى لشعاع من الليزر .

ومكونات الترابطين هى جزء من رسم ذى أربعة أبعاد تصف تماما درجة ترابط شعاع الليزر . وبالنسبة لمصدر دائرى ، ولمدى أو زمن الترابط coherence interval ، يعطى حجم الترابط coherence volume من المعادلة :

$$\text{Coherence volume} = L\, l_W = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad \frac{1.22\lambda}{\theta}$$



شكل رقم (١٢/٢) : العلاقة بين طول قطار الموجات وطيف الضوء المنبعث



شكل رقم (٢/١٣) : الترابط الفراغى والترابط الزمنى لشعاع من الليزر

٢/٨- الكثافة الضوئية لشعاع الليزر : Optical density of a laser beam

التوزيع الفراغى لشعاع الليزر : Spatial distribution of a laser beam

يتبع بروفيل الشدة الضوئية لشعاع TEMoo منحنى توزيع جاوس ويحكم بواسطة تأثيرات الحيود التى تحدث عند الحواف ، والمعادلة الآتية تعبر عن توزيع الشدة الفراغية spatial intensity لهذا النمط :

$$I(r) = I_o \exp(-2r^2 / w^2)$$

حيث r هى المسافة مقاسة من مركز الشعاع ، w هى ثابت يعرف متوسط نصف قطر الشعاع ، ويسمى spot size حيث تقل الشدة إلى $\frac{1}{e^2}$ من قيمة أعلى شدة للشعاع عند مركز التوزيع .

ويظل هذا الشكل محتفظا به عند مرور الشعاع خلال الفراغ ويعانى من زيادة فى اتساع عرضه وتشويه نتيجة العوامل الجوية . وعند النقطة $\frac{1}{e^2}$ تقل الشدة إلى ٨٦,٤٧٪ .

ويعبر عن انفراج الشعاع beam divergence بوحدات المللى ريدينز $(\Phi = \frac{S}{r}$ rad.$)$ milli-radians . والزاوية Φ معبرا عنها بالوحدات القطرية تساوى طول القوس S الذى يقابل المركز والمحدد بالشعاعين مقسوما على نصف القطر r .

زاوية نصف قطرية واحدة = $\frac{١٨٠}{\pi}$ = ٥٧,٣° .

ويعبر عن أقل انفراج للشعاع بالمعادلة :

$$\Phi = \frac{4\lambda}{\pi D}$$

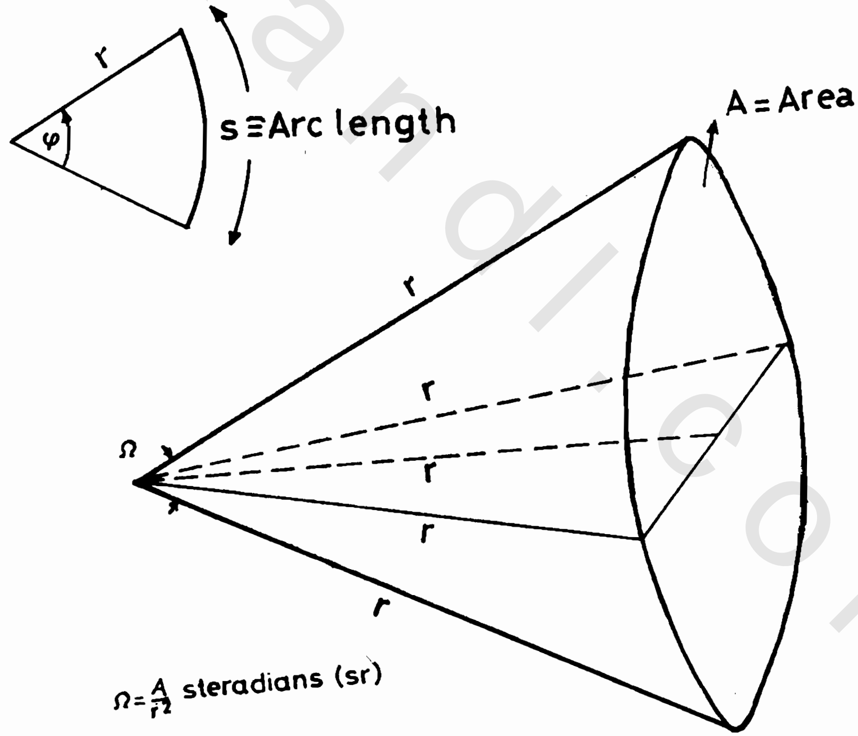
حيث D هى أقل عرض للشعاع .

وامتد هذا المفهوم إلى الثلاثة أبعاد وذلك بإدخال الزاوية المجسمة Ω معبرا عنها بوحدات الاستراديان steradians (sr) (حيث $\Omega = \frac{A}{r^2}$ كما هو موضح بالشكل رقم ١٤/٢) .

ولسطح نصف كرة فإن الزاوية المجسمة Ω تعطى من المعادلة .

$$\Omega = \frac{A}{r^2} = \frac{2\pi r^2}{r^2} = 2\pi \quad sr.$$

وينحصر الشعاع الخارج من جهاز الليزر فى زاوية أقل من ١٠$^{-٦}$ استراديان(10^{-6} sr).



شكل رقم (١٤/٢) : الزاوية المجسمة معبرا عنها بوحدات الاستراديان (sr)

٩/٢- شدة شعاع الليزر : Intensity of laser beam

تعتمد شدة شعاع الليزر على قدرة الشعاع ومساحة مقطعة ، والطريقة التى ينتشر بها من نقطة إلى أخرى فى الفراغ . وتعرف القدرة بأنها المعدل الزمنى لفعل الشغل ، وهى معدل استخدام أو إنتاج الطاقة . والعلاقة بين الطاقة والقدرة والزمن تعطيها المعادلة :

$$\Phi = \int_0^{\tau} P(t)\, dt$$

معبرا عن الكميات بوحدات الراديومترك radiometric units كالآتى :

Φ = الطاقة بالجول .

p (t) = القدرة بالوات .

dt = الزمن بالثانية .

τ = زمن تكرار النبضة pulse duration بالثانية .

ولذلك فإن واحد وات يكافئ واحد جول / ثانية ، وشدة شعاع الليزر يعبر عنه بـ irradiance بالمعادلة الآتية :

$$\frac{\text{Power}}{\text{area of the beam}} = \frac{\text{average value of beam power}}{\text{average value of beam cross-section}}$$

وذلك بوحدات وات / سم٢ . ويقيم شعاع الليزر المستمر بوحدات الوات أو المللى وات ، ويقيم الليزر النبضى بالطاقة الكلية معبرا عنها بوحدات جول / نبضة .

وبينما الشدة I تساوى عدد الفوتونات الساقطة على وحدة المساحات فى الثانية ، فإن كثافة الطاقة energy density أو energy optical density تساوى عدد الفوتونات فى وحدة الحجوم فى الثانية ، ولذلك فإن :

$$\text{energy density} = \frac{I}{c}$$

حيث c هى سرعة الضوء لنفس مدى التردد .

طول الترابط لمصدر إضاءة ، درجة تباين الهدب وأقصى فرق مسار

Coherent length of illuminating source, fringe visibility and maximum path difference :

توزيع الشدة الضوئية فى هدب التداخل الضوئى الثنائى مأخوذا فى الاعتبار عرض خط الطيف المستخدم كمصدر إضاءة :

من المعلوم أنه فى حالة ضوء أحادى طول الموجة فإن توزيع الشدة الضوئية لهدب التداخل الضوئى الثنائى تعطيها المعادلة :

$$I = 4\, a^2 \cos^2 \frac{\Delta}{2}$$

حيث a هي سعة كل من الموجتين المتداخلتين ، Δ هى فرق الطور بينهما .

لندرس حالة مقياس التداخل الضوئى لميكلسون ، ولنفترض أن المرآة نصف المفضضة تقسم سعة الأشعة السابقة إلى جزئين متساويين A_υ ، أحدهما يتجه إلى المرآة المرجع والآخر يتجه إلى المرآة الأخرى ويفرض أن خط الطيف متجانس ومنتظم حول منتصفه وذو عرض نصفى $\Delta\sigma$ نتيجة لتأثير دوبلر ، فإن الشدة الضوئية I_υ للأشعة المنبعثة ذات التردد υ – إذا كان المصدر يعانى فقط من تأثير دوبلر – تعطيها العلاقة :

$$I_\upsilon = e^{-\alpha(\upsilon-\upsilon_0)^2} \text{ and } \Delta\sigma = 2\sqrt{\frac{0.69}{\alpha c^2}}$$

وتوزيع الشدة الضوئية لهدب التداخل تعطيها المعادلة (٢–٢٥) حيث :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A_\upsilon^2 \cos^2\left(2\pi\upsilon \frac{D}{2c.}\right) d\upsilon \qquad (2.25)$$

$A^2 = I_\upsilon$ شدة الأشعة الساقطة .

D = فرق المسار بين شعاعين متداخلين .

c = سرعة الضوء .

$$I = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha(\upsilon - \upsilon_0)^2} \left(1 + \cos 2\pi \upsilon \frac{D}{c} \right) d\upsilon$$

ولإجراء التكامل نضع $(\upsilon - \upsilon_0) = X$

$$d\upsilon = dx$$

$$I = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} \left[1 + \cos 2\pi (\upsilon_0 + x) \frac{D}{c} \right] dx$$

$$= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} dx + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} \left[\cos 2\pi \frac{D}{c} \upsilon_0 \cos 2\pi \frac{D}{c} x \right.$$

$$\left. - \sin 2\pi \frac{D}{c} \upsilon_0 \sin 2\pi \frac{D}{c} x \right] dx$$

$$I = \cos 2\pi \frac{D}{c} \upsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} \cos \left(2\pi \frac{D}{c} x \right) dx$$

$$- \sin 2\pi \frac{D}{c} \upsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} \sin \left(2\pi \frac{D}{c} x \right) dx$$

وإذا كانت الدالة $F(x)$ متجانسة حول المركز υ_0 وكانت هذه الدالة احادية فإن :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \sin b x \, dx = 0$$

$$\therefore \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} \sin \left(2\pi \frac{D}{c} x \right) dx = 0$$

$$I = \cos 2\pi \frac{D}{c} \upsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} \cos \left(2\pi \frac{D}{c} x \right) dx$$

ولكننا نعلم أن :

$$\int_{0}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} \cos b x \, dx = \sqrt{\pi} \frac{e^{-\frac{b^2}{4\alpha^2}}}{2\alpha}$$

$$I = 2 \cos 2\pi \frac{D}{c} \upsilon_o \int_o^{+\infty} e^{-\alpha x^2} \cos \left(2\pi \frac{D}{c} x \right) dx$$

$$= 2 \cos 2\pi \frac{D}{c} \upsilon_o \left[\sqrt{\pi} \, \frac{e^{-\frac{4\pi D}{4\alpha c^2}}}{2\sqrt{\alpha}} \right]$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\alpha}} e^{-\frac{4\pi^2 D^2}{4\alpha c^2}} \cos 2\pi \frac{D}{c} \upsilon_o$$

$$\therefore I = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\alpha}} \left[1 + e^{-\frac{\pi^2 D^2}{\alpha c^2}} \cos 2\pi \frac{D}{c} \upsilon_o \right] \qquad (2.4)$$

هذه هى المعادلة التى تعطى توزيع الشدة الضوئية فى هدب التداخل الضوئى الثنائى ، آخذين فى لاعتبار عرض خط الطيف كمصدر للضوء . وهذه هى الحالة التى فيها يتبع توزيع الطول الموجى المنبعث من المصدر بروفيل دوبلر ، وبالتالى يتبع بروفيل التردد للموجات توزيع جاوس .

٢/١٠- درجة تباين هدب التداخل الضوئى الثنائى : The visibility of two-beam fringes

عرف « فيزو Fizeau » درجة تباين الهدب (V) بالمعادلة الآتية :

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

وهى تساوى الواحد الصحيح فى حالة هدب التداخل الضوئى الثنائى بافتراض أن الضوء أحادى طول الموجة تماما ، أى ليس له اتساع طيفى نظريا . وهذا يعني أن درجة تباين الهدب تظل ثابتة مع زيادة فرق طول المسار . ولكن بوجود خطوط طيفية ذات عرض محدد ، فإن تغير درجة تباين الهدب مع فرق المسار D يعتمد على عرض خط الطيف . وقد درس « ميكلسون » تأثير عرض خط الطيف على درجة تبادين الهدب الناتجة فى مقياس ميكلسون للتداخل الضوئى .

وقد وجد أن الخط الأحمر فى طيف الكادميوم يتمتع ببروفيل طيفى يتبع توزيع دوبلر ، أى أنه يعانى من تأثير دوبلر دون العوامل الأخرى التى تسهم فى اتساع خط الطيف ، وأمكنه قياس عرضه الطيفى .

وقدم Terrien ١٩٥٧ ، ١٩٦٠ علاقات بين درجة تباين الهدب فى حالة التداخل الضوئى الثنائى وعددا من الخصائص الطيفية لأضواء أحادية الطول الموجى ، والنتائج العملية لقياس درجة تباين الهدب وتفسيرها من الوجهة الطيفية . وقد درس درجة التباين فى حالة البروفيل المنتظم كبروفيل دوبلر الناتج من تأثير درجة الحرارة على حركة الذرات المثارة ، بروفيل الرنين وبروفيل دوبلر والامتصاص الذاتى مجتمعين . وقد استخدم فى تجاريه المعملية مصدرى إضاءة ، هما نظير الكريتون ٨٦ ونظير الزئبق ١٩٨ .

وبالتعويض فى المعادلة (٢-٢٥) التى تعطى توزيع الشدة الضوئية فى هدب التداخل الثنائى ، نحصل على العلاقة بين درجة التباين V وفرق المسار D واتساع أو عرض خط الطيف إذا كانت الأشعة الضوئية التى تضئ مقياس التداخل تتبع توزيع جاوس لتردداتها أى تعانى فقط من ظاهرة دوبلر .

$$\therefore I = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}\,[\,1 + e^{-\frac{\pi^2 D^2}{\alpha c^2}} \cos 2\pi \frac{D}{c}\upsilon_o\,]$$

$$I_{max} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}\,[\,1 + e^{-\frac{\pi^2 D^2}{\alpha c^2}}\,], \quad \text{and}$$

$$I_{min} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}\,[\,1 + e^{-\frac{\pi^2 D^2}{\alpha c^2}}\,]$$

$$V = e^{-\frac{\pi^2 D^2}{\alpha c^2}}$$

وطبقا لما اقترحه « فيزو » فإنه يمكن اعتبار قيمة V تساوى ٢٪ ، وهى أقل قيمة للتباين تسمح برؤية الهدب وإجراء قياسات عليها .

$$\text{For } V = 0.02, \quad \frac{\pi^2 D^2 m}{\alpha c^2} = 3.913$$

ولكن:

$$(\Delta\sigma)^2 = \frac{2.7726}{\alpha c^2}$$

نتيجة تأثير دوبلر حيث D_m هو فرق المسار المقابل لدرجة تباين V مقدارها = ٠,٠٢

$$\Delta\sigma\, D_{v=0.02} = 1.048$$

ولذلك فإن أقصى فرق مسار يمكن عنده الحصول على هدب تداخل ضوئى ثنائى فى مقياس ميكلسون ، أى أن أقصى طول لقدود القياس العيارية التى تحصر طولا محددا بين طرفين مستويين متوازيين تعطيه العلاقة :

$$D_m = \frac{1.048}{\Delta\sigma}$$

ويمكن أن نستنتج من هذه العلاقة أنه فى حالة خط طيفى له بروفيل دوبلر :

أ- تقل درجة تباين الهدب بانتظام مع فرق المسار D للخط المفرد singlet حسب المعادلة .

$$V = e^{-\frac{\pi^2 D^2}{\alpha c^2}}$$

$$= e^{-\frac{\pi^2 D^2 (\Delta\sigma)^2}{2.77}}$$

ب- فرق المسار D يتناسب عكسيا مع العرض النصفى $\Delta\sigma$ للخط الطيفى المستخدم كمصدر إضاءة .

وتم عمليا تعيين درجة تباين هدب التداخل الضوئى المتكونة عند مسافة معينة من مستوى ثابت كمرجع ، وقد استخدم مصباح نظير الزئبق ١٩٨ وضبطت درجة الحرارة عند ٢٠°م باستخدام منظم لدرجة الحرارة وتم التشغيل عند تردد ثابت ١٩٠ - ٢١٠ ميجاسيكل / ثانية ، واختير خط الطيف الأخضر ذو طول الموجة ٥٤٦٠,٧٥ أنجستروم .

وبالتعويض فى المعادلة التى سبق اشتقاقها لخط طيفى له بروفيل جاوس فقط وبدون امتصاص ذاتى ، أى $(\Delta\sigma.\, D_m = 1.048)$ بقيمة D_m التى استنتجت من المنحنى بين D, V وجد أن :

العرض النصفى $\Delta\sigma$ = ١,٠٤٨ / ٥٤ لمصباح نظير الزنبق ١٩٨ Hg^{198}

أى أن $\Delta\sigma$ = ٠,٠١٩ سم-١

ويمكن حساب العرض النصفى $\Delta\sigma$ فى حالة $D_{1/2}$ ، أى فرق المسار الذى يصل عند درجة تباين الهدب V_o المعينة عند فرق مسار = صفر إلى نصف قيمتها ، وذلك بالتعويض فى المعادلة (٢-٢٥) بقيمة $V = 0.05$ عند $D = D_{1/2}$ ونحصل على $D_{1/2} = 0.44$ هذه العلاقة قد حصل عليها "Valasek" عام (١٩٤٩) ، وأفاد بالقيم الآتية لمصباح نظير الزنبق ١٩٨ $D_{1/2} = 24.8$ cm, $\Delta\sigma = 0.017$ cm^{-1} لدرجة من الدقة 0.002 cm^{-1} عند ٢٢°م .

وأفاد "Barell" عام (١٩٥١) بالقيمة 0.0156 cm^{-1} عند درجة ١٧°م .

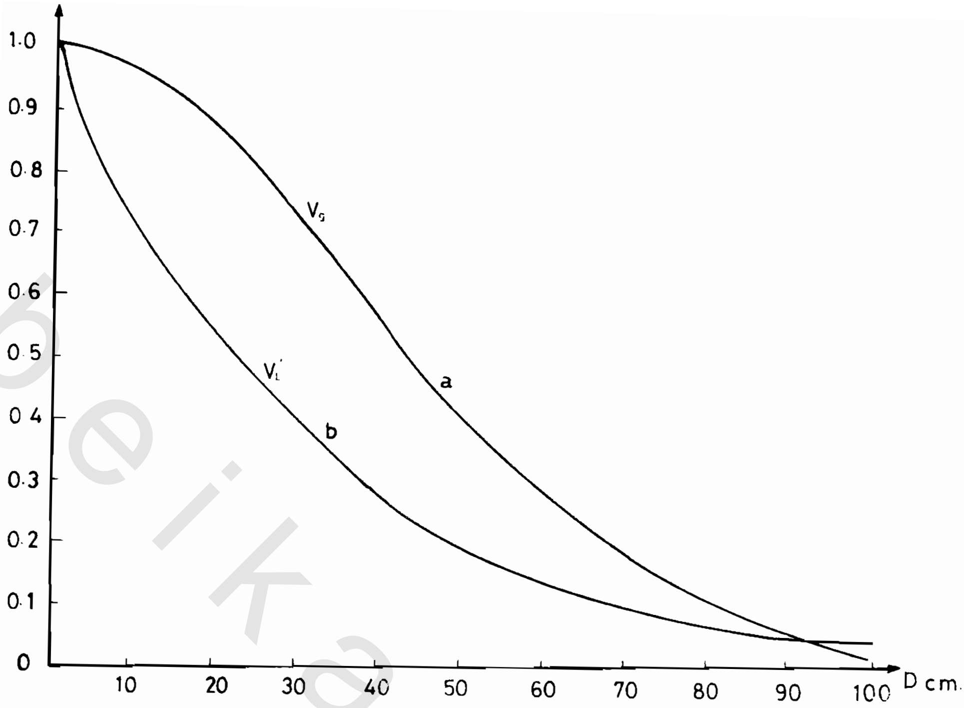
وتم تعين طول الترابط Lc لمصباح نظير الزنبق ١٩٨ عام (١٩٨٨)- Sharaf and Amer - باستخدام مقياس التداخل المقارن للعالم الألمانى "Köster" ، وهو المقياس المناسب لقياس ومعايرة قدود القياس المصنوعة من الصلب والتى لها طرفان مستويان ضوئيان ومتوازيان ، وكانت النتيجة هى ٥٨ سم .

أما فى حالة مصدر ضوئى تعانى أشعته من اتساع طيفى ناتج من الضغط داخل أنبوبة المصدر ، فإن بروفيله يتبع توزيع لورنتز ، والعلاقة الآتية تعطى درجة التباين للهدب الناتجة من التداخل الضوئى الثنائى فى هذه الحالة :

$$V = e^{-\frac{\pi D \Delta V_L}{C}} = e^{-\pi D \Delta\sigma}$$

حيث D هو فرق المسار بوحدات السنتيمتر ، $\Delta\sigma$ هى العرض الطيفى النصفى بوحدات cm^{-1} .

ويبين الشكل (١٥/٢) منحنيات التباين مع فرق المسار D لهدب التداخل الناتجة فى حالتى مصدرين ، يتبع أولهما توزيع جاوس والثانى توزيع لورنتز .



شكل رقم (٢/١٥) : تغير درجة التباين مع فرق المسار D لهدب التداخل الناتجة فى حالتى مصدرين :
(a) تتبع توزيع جاوس (b) تتبع توزيع لورنتز

References

Barrell H 1951 Proc. Roy Soc A **209** 132

Fowles G R 1968 Introduction to Modern Optics (New York : Holt, Rinehart and Winston Inc) pp 262-284.

Javan A, Bennet W R and Herriott D R 1961 Phys Rev Letters **6** 106.

Lengyel B A 1966 Introduction to Laser Physics (New York : John Wiley)

Sharaf F and Amer A 1993 Optics and Laser Technology (in press).

Shimoda K 1984 Introduction to Laser Physics (Berlin : Springer-Verlag).

Terrien J 1960 Symposium No 11 Interferometry H.S.O. p 437.

Terrien J, Hamon J and Masui T 1957 C.R. Acad Sci 245, 960.

Valasek J 1949 Introduction to Theoretical and Experimental Optics (Chapman & Hall) p. 144.